

Абалакин В.К.
Краснорылов И.И.
Плахов Ю.В.

Геодезическая астрономия и астрометрия

В. К. АБАЛАКИН,
И. И. КРАСНОРЫЛОВ,
Ю. В. ПЛАХОВ

ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АСТРОНОМИЯ И АСТРОМЕТРИЯ

СПРАВОЧНОЕ ПОСОБИЕ

ББК 26.11
А 13
УДК 528.28

Абалакин В. К., Краснорылов И. И., Плахов Ю. В.

- А 13 Геодезическая астрономия и астрометрия. Справочное пособие. — М.: «Картгеоцентр»—«Геодезиздат», 1996. — 435 стр.: ил.

JSBN 5—86066—021—9

Справочное пособие состоит из трех разделов. В первом — изложены вопросы сферической астрономии: рассмотрены системы координат и измерения времени, преобразования координат, закономерности изменения координат светил со временем и способы учета этих изменений. Во втором — теория и методика применения способов астрономических определений широт, долгот и азимутов направлений. В третьем — рассматриваются основные задачи фундаментальной астрометрии.

Предназначена для специалистов, работающих в области геодезии, высшей геодезии. Может быть полезна студентам и аспирантам геодезических вузов.

А $\frac{1802020000-16}{991(02)-94}$ Без объявл.

ББК 21.11

В настоящее время методы космической геодезии, развившейся на стыке геодезии и астрометрии, находят все более широкое применение для решения разных геодезических задач, а также проблем, относящихся к астрометрии, небесной механике и геодинاميке.

В связи с завершением определенного этапа в создании Государственной геодезической сети страны уточняются задачи геодезической астрономии на современном этапе и на перспективу.

Без активного использования методов астрометрии, геодезической астрономии и космической геодезии невозможны эффективные исследования Луны и Марса, которые выдвигаются в качестве одной из фундаментальных научных проблем на первую половину XXI века.

Указанные обстоятельства побудили авторов к написанию настоящего Справочного руководства, в котором они попытались на современном уровне изложить основы сферической и геодезической астрономии и фундаментальной астрометрии. Книга ориентирована, в первую очередь, на современного геодезиста, применяющего методы космической геодезии для решения задач геодезии и геодинاميки, и использующего в связи с этим данные, полученные в астрометрии и геодезической астрономии. Будет она полезна и другим специалистам, занимающимся космическими исследованиями, а также студентам и аспирантам геодезических специальностей.

При написании книги работа между авторами была распределена следующим образом: подразделы 1.1, 1.2, 1.4, 1.5 написаны членом-корреспондентом РАН В. К. Абалакиным, подразделы 1.3, 2.3, 2.7, 3.3, 3.5—3.7 — канд. техн. наук доцентом И. И. Краснорыловым и подразделы 2.1, 2.2, 2.4—2.6, 3.1, 3.2, 3.4 — доктором техн. наук проф. Ю. В. Плаховым.

Астрономия как одна из естественных наук связана с измерениями (наблюдениями), составляющими фундамент исследований. В точном смысле наблюдение есть нечто большее, чем простое созерцание небесного объекта или хода астрономического явления в телескоп: оно состоит в точном нахождении и регистрации определенных данных (например, координат светил и соответствующих моментов времени) с целью удовлетворения практических потребностей и получения информации, необходимой для решения теоретических задач. В последующем мы имеем в виду систематически выполняемые продолжительные наблюдения видимых положений и смещений главных небесных объектов — Солнца, Луны, больших планет Солнечной системы и их спутников, звезд, как они представляются наземному наблюдателю (или космонавту) в проекции на небесную, или вспомогательную сферу. Эти ряды наблюдений дают основу для вывода заключений об истинном расположении наблюдаемых объектов и их движении в пространстве, определения структуры и вывода фундаментальных законов движения тел Солнечной системы и звездной вселенной. Они получают применение методов и технических средств, составляющих сущность Астрометрии как одной из ветвей практической астрономии. Астрометрия есть обсерваторская, или фундаментальная часть практической астрономии, главная задача которой состоит в построении основной системы небесных координат, заданной в виде фундаментального каталога точных положений и собственных движений избранных звезд. Таким образом, астрометрические наблюдения лежат в основе исследований в области теоретической и динамической астрономии (небесной механики), они важны для решения фундаментальных проблем звездной динамики и галактической астрономии, а также многих задач астрофизики, они же составляют фундамент всех практических приложений астрономии к геодезии, навигации, космическим исследованиям, к решению проблем, связанных с измерением времени и изучением вращения Земли. Принципы, положенные в основу этих наблюдений и их интерпретации, вместе с теорией их практических приложений составляют предмет сферической астрономии.

Так называемые астрономические определения, относящиеся к практической полевой, или экспедиционной астрономии, основаны на результатах, полученных астрометрическими фундаментальными исследованиями, и теснейшим образом связаны с геодезией и картографией через построение пунктов астрономо-геодезических сетей, через градусные измерения, астрономо-геодезическое и астрономо-гравиметрическое нивелирование. В последние десятилетия значение фундаментальных исследований в области астрометрии

еще более возросло в связи с развитием космической геодезии и космической навигации.

Задача определения положения точки на земной поверхности не столь однозначна. С точки зрения картографа географическое положение земной точки определяется относительно так называемой геодезической поверхности относимости, которую используют вместо нсизвестной, вообще говоря, реальной поверхности Земли. Наиболее часто употребляемыми поверхностями относимости являются сфера, двух- или трехосный эллипсоид и поверхность равного потенциала земной силы тяжести (геопотенциальная поверхность). Это положение обычно задано, в общем, криволинейными координатами: широтой, долготой и высотой над поверхностью относимости. Принято проводить строгое различие между сферическими, геодезическими (эллипсоидальными) и астрономическими координатами точки в зависимости от того, берут ли в качестве поверхности относимости сферу, эллипсоид или геопотенциальную уровенную поверхность. Поэтому слова «географическое положение» включают все три типа координат.

Предмет нашего рассмотрения тесно соприкасается с огромной областью применения целесообразно выполненных астрономических наблюдений с поверхности Земли к решению практических задач, связанных с проведением геодезических измерений.

В истории наук геодезии является наиболее старой наукой, имеющей фундаментальное теоретическое и практическое значение. Главной фундаментальной задачей геодезии является точное определение размеров и формы Земли, а также параметров ее поля тяжести. В практических приложениях геодезии, например, в области картографирования поверхности Земли, используются фундаментальные результаты в сочетании с практическими измерениями и вычислениями. Основная цель этих измерений состоит в определении геодезических и астрономических координат неподвижных точек земной поверхности. Геодезические координаты определяются измерениями длин и углов направлений, нивелировкой и гравиметрическими наблюдениями в соответствии с программами геодезических изысканий. Астрономические координаты (включая и высоты над уровнем моря) наземных точек определяются из астрономических измерений направлений и времени по звездам. Искусство выполнения таких наблюдений и методика их обработки, в основу которой положены формулы и соотношения сферической астрономии, и составляют предмет геодезической астрономии. В последнее время для определения географических положений наземных точек и направлений между соседними точками (азимуты) широко используются астрономические наблюдения искусственных спутников Земли, и решение соответствующих задач рассматривается в космической геодезии, в методике которой часто встречаются общие с геодезической астрономией аспекты и приемы.

Наконец, определение положений объектов, движущихся относительно земной поверхности на море и в воздухе, относится к кругу навигационных задач, решение которых на основе аст-

рономических наблюдений звезд дают методы мореходной и авиационной астрономии.

В последнее время появилась обширная научная область, определяемая методами космической навигации, в которой основу решения задач составляют не только традиционные оптические, но и радиоастрономические методы наблюдения [1].

К приложениям, как уже было сказано ранее, относится и широкая область морской и воздушной астронавигации, методы которой разработаны и изложены в мореходной и авиационной астрономии, примыкающих к практической, геодезической астрономии. Особенность мореходной астрономии, излагающей практические приемы и методы определения корабля в открытом море, когда береговые ориентиры и радиотехнические средства не могут служить основной цели, являются лишь средства и методы выполнения наблюдений и допускаемая при этих определениях более низкая степень точности. Это же можно сказать и об авиационной астрономии.

Космическая эра потребовала развития новых методов определения места космического летательного аппарата (КЛА) в мировом пространстве, новых методов управления на громадных расстояниях от старта до посадки. Это — методы наведения, применяемые для управления КЛА, который запускается с Земли и выводится на гелиоцентрическую орбиту свободного космического полета, пересекающую планету-цель. Они основаны на предположении, что в течение всего полета на КЛА действуют только силы гравитационной природы, за исключением тех коротких интервалов времени, когда выполняются навигационные импульсные коррекции скорости КЛА. При выборе метода навигации, основанного на теории возмущений, используют лишь отклонения по положению КЛА от стандартной опорной орбиты в определенные моменты времени, и проблема космической навигации решается с использованием ряда оптических измерений углов между направлениями на навигационные звезды (или другие небесные объекты) — астрономических засечек, измерений дальности до КЛА радиотехническими средствами и лазерными дальномерами и показаний бортовых часов. Бортовая ЭВМ по этим наблюдениям определяет отклонения от опорной орбиты и вычисляет необходимые поправки к скорости КЛА и по показаниям бортовых часов, передавая их значения в командах по линиям связи с соответствующими агрегатами КЛА (двигательные установки, бортовые часы). Эта аналогия периодической связи «штурман — рулевой» в новых условиях осуществляется непрерывно функционирующими автоматическими навигационными системами, в оперативную память которых «зашиты» положения и собственные движения навигационных светил в определенной инерциальной системе отсчета, заданной фундаментальным каталогом, например, FK5. Таким образом, космическая навигация опирается на небесную механику, орбитальную динамику и астрометрию.

1. СФЕРИЧЕСКАЯ АСТРОНОМИЯ

1.1. Системы координат и измерения времени

Изучение движения небесных объектов в Солнечной системе связано с решением двух проблем астрономии — проблемы точного предвычисления положения небесного объекта в определенной системе координат на заданный момент времени, в который, как правило, выполняется астрономическое наблюдение, и проблемы математической обработки ряда наблюдений этого объекта. Для корректного решения указанных проблем необходимо знать не только закон движения небесного объекта (т. е. теорию движения) относительно избранной системы координат¹⁾, но и законы изменения взаимной ориентации в пространстве тех систем координат, относительно которых происходят движения, составляющие рассматриваемое результирующее движение небесного объекта. Переход от одной системы координат к другой осуществляется на основе подходящего преобразования координат и приводит, например, к такой системе отсчета, в которой дифференциальные уравнения движения небесного объекта имеют наиболее выгодный (и простой) для решения поставленной задачи вид.

С необходимостью учета изменений координатных систем во времени тесно связана проблема сравнения наблюдаемых положений объекта с предвычисленными. Эта проблема требует рассмотрения вопросов фиксации физических моментов времени наблюдений в различных системах измерения времени и точного перехода от одной системы к другой. Необходимо отметить, что решение указанных проблем зависит от ряда числовых параметров, называемых астрономическими и геодезическими постоянными, которые, как правило, связаны между собою фундаментальными соотношениями, вытекающими из основных законов небесной механики, и носят универсальный характер.

Все системы астрономических координат построены по одному и тому же принципу: всегда выбирают основную (фундаментальную) плоскость отсчета и определяют направление основной (главной) оси системы координат.

За начало системы координат принимают обычно либо точку наблюдения на поверхности Земли, либо центр Земли, Солнца, планеты и т. д.

Фундаментальным понятием сферической астрономии является понятие небесной сферы, центр которой совпадает с началом используемой системы отсчета, а радиус может быть выбран

¹⁾ Или системы отсчета. Различие между этими двумя понятиями проявляется при введении в рассмотрение релятивистского аспекта.

произвольным, а потому обычно его полагают равным единице. Таким образом, можно ввести топоцентрическую небесную сферу с центром в точке наблюдения (в топоцентре), геоцентрическую небесную сферу с центром, совпадающим с центром масс Земли, гелиоцентрическую (планетоцентрическую) небесную сферу с центром, лежащим в центре масс Солнца (планеты). Аналогично этому введены соответствующие различные системы координат: топоцентрическая, геоцентрическая, гелиоцентрическая, планетоцентрическая и т. д. Если речь идет о барицентрической системе координат, то рассматривается система отсчета с началом, совпадающим с центром масс (барицентром) системы из нескольких небесных тел (например, Солнца и внутренних планет).

Следует всегда иметь в виду, что термином «планетоцентрическая (селено-, или луноцентрическая) система координат» обозначается система, основная плоскость которой параллельна плоскости земного экватора, точнее, небесного экватора для Земли, и проводить четкое различие между этим термином и термином «планетографическая (селенографическая) система координат», относящимся к системам отсчета, основной плоскостью которых является плоскость экватора собственного осевого вращения планеты (Луны). Планетографические системы координат применяются для определения положений точек и деталей на поверхности планет (подобно гелиографической и селенографической системам).

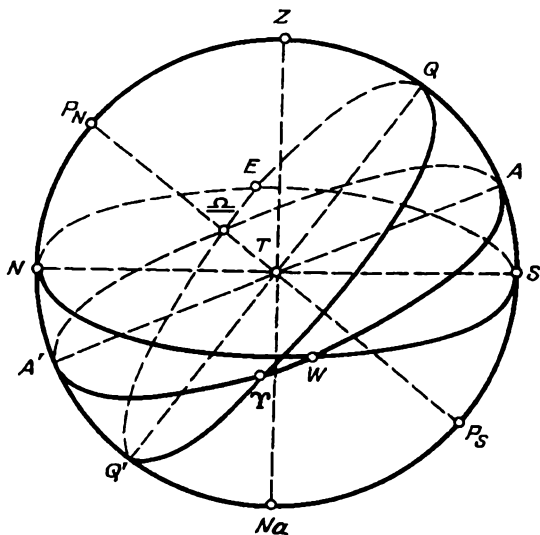
1.1.1. ГЛАВНЫЕ КРУГИ, ЛИНИИ И ТОЧКИ НЕБЕСНОЙ СФЕРЫ

В каждой точке земной поверхности существует основное направление, которое в первом приближении можно считать неизменным: это — направление силы тяжести в этой точке; ему соответствует направление линии отвеса или вертикали в рассматриваемом топоцентре.

Прямая, проведенная через центр T топоцентрической небесной сферы параллельно местной линии отвеса, пересекает небесную сферу в двух точках, из которых точка Z , расположенная прямо над головой наблюдателя, называется зенитом места наблюдения, а диаметрально противоположная точка Na есть надир (рис. 1). Плоскость, проходящая через T перпендикулярно к вертикали ZNa , пересекает небесную сферу по большому кругу, называемому математическим, или астрономическим горизонтом.

Обладающую большой массой и находящуюся в быстром и почти равномерном осевом (суточном) вращении Землю можно рассматривать как массивный гироскоп; устойчивость направления оси вращения этого естественного гироскопа дает возможность выбрать ее в качестве главной оси экваториальных систем координат. Прямая же, проведенная через центр T параллельно оси суточного вращения Земли, называется осью мира и встречает небесную сферу в полосах мира, из которых полюс мира P_N , расположенный ближе всего к проекции Полярной звезды (α *Ursae Minoris*, *Polaris*)

Рис. 1. Главные линии и точки небесной сферы



на небесной сфере, называется северным полюсом мира, а другой полюс мира P_S — южным.

Сечение небесной сферы плоскостью, проходящей через центр T перпендикулярно к оси мира $P_N P_S$, определяет большой круг AWA' — небесный экватор. Плоскость, проходящая через ось мира $P_N P_S$ и вертикаль ZNa , называется плоскостью небесного меридиана и в сечении с небесной сферой дает большой круг — небесный меридиан. Плоскости небесного меридиана и астрономического горизонта пересекаются по полуденной линии NS ; при этом точка пересечения полуденной линии с небесной сферой, ближайшая к северному полюсу мира P_N , называется точкой севера N , а диаметрально противоположная точка S есть точка юга. Линия пересечения (линия узлов) плоскостей математического горизонта и небесного экватора встречает небесную сферу в точке востока E , лежащей слева от наблюдателя, обращенного лицом к точке юга S , и в точке запада W . Кардинальные точки N, S, E, W определяют главные стороны (румбы) горизонта. Сечение небесной сферы любой плоскостью, проходящей через отвесную линию, определяет большой круг — вертикал. Вертикал, проходящий через точки востока E и запада W , называется первым вертикалом.

Годовое обращение Земли около Солнца происходит по эклиптике («кругу затмений»). Пересечение небесной сферы с плоскостью, проходящей через центр T параллельно плоскости эклиптики, представляет собой большой круг QQ' — эклиптику, которая пересекает небесный экватор в двух равноденственных точках. Равноденственная точка, в которой Солнце при своем движении по эклиптике переходит из южного небесного полушария в северное (относительно экватора), называется точкой весеннего равноден-

ствия (точкой Весны, точкой Овна) и обозначается по традиции знаком зодиакального созвездия Овна Υ . Другая равноденственная точка, в которой Солнце переходит из северного полушария небесной сферы в южное, называется точкой осеннего равноденствия (точкой Осени) и обозначается знаком зодиакального созвездия Весов $\cap$.

Небесный меридиан пересекается с эклиптикой в точке летнего солнцестояния (точке Лета), отстоящей от точки Весны Υ на 90° по эклиптике в направлении движения Солнца, и в диаметрально противоположной ей точке зимнего солнцестояния (точке Зимы). В своем годовом движении Солнце проходит точку весеннего равноденствия 20—22 Марта, точку летнего солнцестояния 21—23 Июня, точку осеннего равноденствия 23—24 Сентября, точку зимнего солнцестояния 21—22 Дскабря.

Большой круг небесной сферы, проходящий через полюсы мира P_N и P_S и точки Весны Υ и Осени $\cap$, называется **колюром равноденствий**; большой круг, проведенный через полюсы мира и точки Лета и Зимы, называется **колюром солнцестояний**.

Острый угол, под которым пересекаются плоскости эклиптики и экватора, называется **наклоном эклиптики к экватору** и обозначается символом ε (греческая буква «эпсилон»); он приблизительно равен $23^\circ 26'$.

Ось, проходящая через начало координат и перпендикулярная к плоскости эклиптики, пересекает небесную сферу в полюсах эклиптики. Полюс эклиптики S , расположенный в северном полушарии, называется **северным**, а противоположный полюс S' — **южным**.

1.1.2. ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ СИСТЕМА КООРДИНАТ

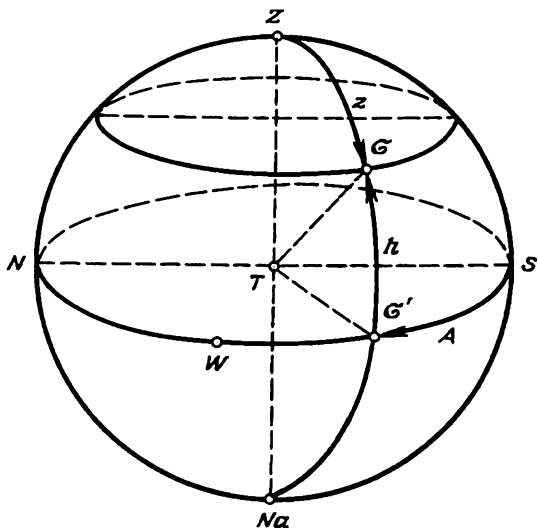
Основная плоскость — плоскость астрономического горизонта. Основное направление — направление, параллельное отвесной линии (вертикали).

Направление $T\sigma$ на светило σ из точки наблюдения T (рис. 2) определено дугой горизонта $S\sigma' = A$, измеряемой двугранным углом, составленным плоскостями небесного меридиана и вертикала, проходящего через σ , и дугой вертикала $\sigma'\sigma = h$, измеряемой от горизонта до малого круга, проведенного параллельно плоскости горизонта через σ и называемого **альмукантаратом**, или **кругом равных высот**. Положение объекта σ на небесной сфере определяется **азимутом A** , отсчитываемым (как мы условимся) от точки юга S в сторону точки запада W по дуге горизонта до вертикала объекта σ , и **высотой h** (углом возвышения, углом места), отсчитываемой по дуге вертикала σ .

Азимут A отсчитывается (по нашему условию) от 0° до 360° , высота h — от 0° до $\pm 90^\circ$ (высота зенита Z равна $+90^\circ$, высота надира Na равна -90°).

Вместо высоты h можно ввести ее дополнение до 90° , называемое **зенитным расстоянием z** и отсчитываемое по дуге вертикала σ

Рис. 2. Горизонтная система сферических координат



от точки зенита Z до альмукантарата σ . Зенитное расстояние z меняется от 0° до 180° , так что всегда

$$z + h = 90^\circ. \quad (1.1)$$

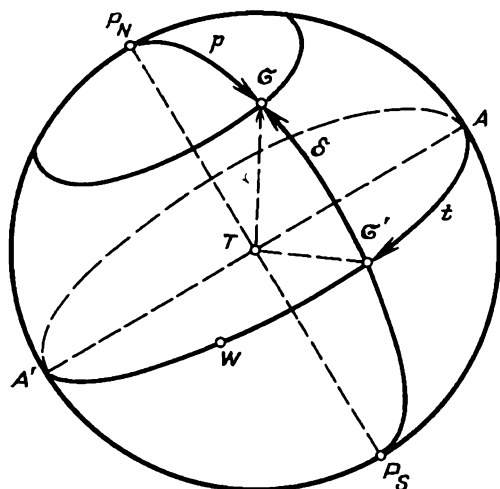
Иногда азимут A отсчитывают от точки юга S и к западу W , и к востоку E от 0° до $\pm 180^\circ$; в этом случае различают западные (положительные) и восточные (отрицательные) азимуты. При решении геодезических и навигационных задач принято отсчитывать азимуты A от точки севера N . Расстояние объекта σ от наблюдателя T по прямой $T\sigma$ называется наклонной дальностью и обозначается символом ρ (греческая буква «ро») или ρ_h .

1.1.3. ЭКВАТОРИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ КООРДИНАТ

Первая экваториальная система координат. Основная плоскость — плоскость небесного экватора*, основное направление — направление оси, проведенной из начала координат в южную точку экватора. Большой круг, проходящий через ось мира $P_N P_S$ и объект σ (рис. 3), называется часовым кругом, или кругом склонений. Направление $T\sigma$ из точки T — центра небесной сферы, например, топоцентрической, на объект σ определено дугой $A\sigma' = t$ экватора, измеряемой двугранным углом между плоскостями небесного меридиана и круга склонений, и дугой $\sigma'\sigma = \delta$ круга

* Положение в пространстве плоскости экватора с течением времени изменяется; поэтому всегда указывают эпоху — момент времени, в который рассматривают данное положение плоскости экватора в принятой системе координат. В настоящее время широко распространена система координат с экватором и равноденствием эпохи $J\ 2000.0$

Рис. 3. Первая экваториальная система координат



склонений, измеряемой от экватора до малого круга, проведенного через σ параллельно плоскости небесного экватора и называемого суточной (небесной) параллелью объекта σ .

Таким образом, положение объекта σ на небесной сфере определяется часовым углом t , отсчитываемым от южной точки S экватора в сторону точки запада W по дуге экватора до круга склонений объекта σ , и склонением δ , отсчитываемым по дуге круга склонений от экватора до суточной параллели σ .

Часовой угол t отсчитывается от 0^h до 24^h (то есть от 0° до 360°)*, склонение δ — от 0° до $\pm 90^\circ$; склонение северного полюса мира P_N равно $+90^\circ$, склонение южного полюса мира P_S равно -90° .

Вместо склонения δ иногда вводят его дополнение до 90° , называемое полярным расстоянием p , отсчитываемое по дуге

* Наряду с радианной и градусной (а также градусовой) мерой дуг и углов в астрономии принята временная (часовая) мера, то есть некоторые угловые величины измеряются в часах (h), минутах (m), секундах (s) времени. Эти системы измерения дуг и углов связаны следующими соотношениями: $24^h = 360^\circ = 2\pi$ рад. $1^h = 15^\circ = \pi/12$, $1^m = 15' = \pi/720$, $1^s = 15'' = \pi/43\,200$, $1^\circ = 4^m = \pi/180$, $1' = 4^s = \pi/10\,800$, $1'' = 0.666... = \pi/648\,000$. При градусовой мере полная окружность разделена на 400 равных частей, каждая из которых называется градусом (g). Каждый градус подразделяется на 100 десятичных минут ($'$ или c), каждая десятичная минута — на 100 десятичных секунд ($''$ или cc). Таким образом:

$$360^\circ = 400^g$$

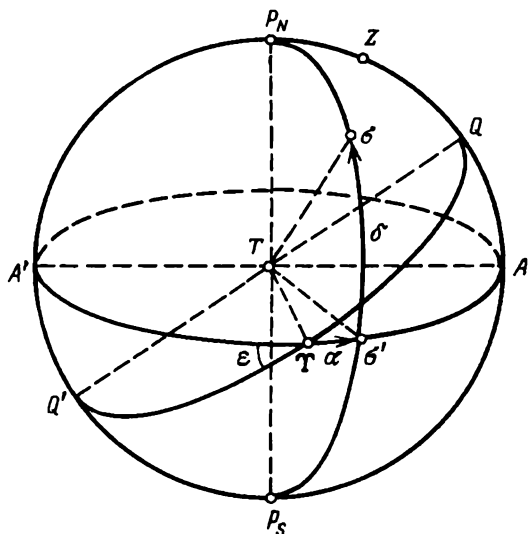
$$1^\circ = 1^g111 \quad 1^g = 0;9$$

$$1' = 0;0(185) \quad 1^c = 0;009$$

$$1'' = 0;00030864 \quad 1^{cc} = 0;00009$$

В некоторых работах углы выражаются в долях полной окружности — в оборотах (r), так что $1^r = 360^\circ$.

Рис. 4. Вторая экваториальная система координат



круга склонений от северного полюса мира P_N до суточной параллели объекта σ . Полярное расстояние p изменяется от 0° до 180° , так что всегда

$$p + \delta = 90^\circ \quad (1.2)$$

Угловые величины t , δ или t , p составляют первую экваториальную систему координат. Расстояние по прямой $T\sigma$ от начала координат T до объекта σ называют радиусом-вектором объекта σ и обозначают через r . В топоцентрической системе координат радиус-вектор и наклонная дальность тождественно совпадают.

В старой астрономической литературе часто встречается обозначение NPD , относящееся к этой же величине p и означающее северное полярное расстояние (*North Polar Distance*).

Вторая экваториальная система координат. Основная плоскость — плоскость небесного экватора, основное направление — направление оси, проведенной из начала координат T в точку весеннего равноденствия Υ^* ; таким образом, точка Весны Υ является началом отсчета углов по дуге экватора. Направление $T\sigma$ определено в пространстве дугой экватора $\Upsilon\sigma'$, отсчитываемой от точки Весны Υ до круга склонений объекта σ в направлении, противоположном суточному вращению небесной сферы, и дугой круга склонений σ , то есть склонением δ объекта σ . Дуга экватора $\Upsilon\sigma'$ называется прямым восхождением объекта σ и обозначается греческой буквой α (рис. 4).

* Следует иметь в виду, что положения плоскости экватора и точки весеннего равноденствия Υ с течением времени меняются. Поэтому для определенности всегда указывают эпоху (момент времени), которой соответствуют принятые положения плоскости экватора и точки весеннего равноденствия (например, пишут «экватор и равноденствие эпохи J 2000.0 или B 1950.0 »).

Прямое восхождение α измеряется двугранным углом между плоскостями кругов склонений точки Весны Υ и объекта σ и отсчитывается по дуге экватора от Υ против часовой стрелки, если смотреть на небесную сферу с северного полюса, от 0^h до 24^h .

Угловые величины α , δ и ρ составляют вторую (неподвижную) экваториальную систему координат, не зависящую от суточного вращения небесной сферы. Расстояние по прямой $T\sigma$ от начала координат T до объекта σ , как и ранее, называется радиусом-вектором объекта σ и обозначается через r . В морской астронавигации вместо прямого восхождения α используется звездное дополнение* τ^* , связанное с α соотношением

$$\tau^* + \alpha = 360^\circ. \quad (1.3)$$

Звездное дополнение τ^* измеряется двугранным углом между плоскостями кругов склонений точки Весны Υ и объекта σ , отсчитываемым от точки Весны Υ по экватору по направлению суточного вращения небесной сферы в пределах от 0° до 360° . Заметим, что в пределах навигационной точности круги склонений можно считать совпадающими с географическими меридианами. Точка на географическом меридиане объекта σ , в которой направление луча света от σ совпадает с направлением на зенит Z , называется географическим местом светила (ГМС), или полюсом освещения светила.

1.1.4. ЭКЛИПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КООРДИНАТ

Основная плоскость — плоскость эклиптики, основная ось отсчета — прямая, проведенная в точку весеннего равноденствия Υ^{**} из начала координат.

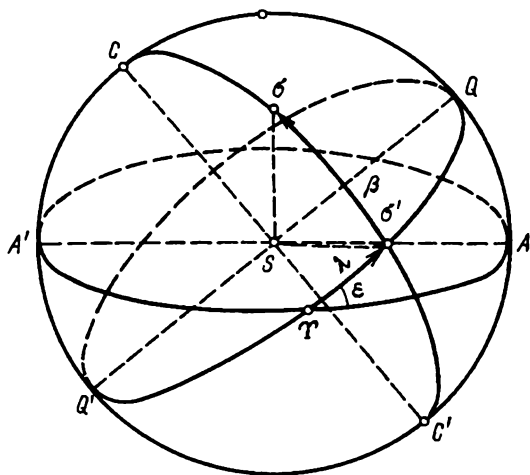
Начало эклиптической системы координат обычно помещают в центр масс Солнца S или в центр масс Земли, работая, таким образом, в гелиоцентрической или геоцентрической эклиптической системе координат (рис. 5).

Большой круг, проведенный через полюсы эклиптики C и C' и объект σ , называется кругом широт. Направление $S\sigma$ в эклиптической системе координат определено дугой эклиптики $\Upsilon\sigma' = \lambda$, отсчитываемой от точки Весны Υ против часовой стрелки (для наблюдателя на северном полюсе эклиптики C) до круга широт объекта σ , и дугой круга широт $\sigma'\sigma = \beta$, отсчитываемой от эклиптики до объекта σ . Дуга эклиптики $\Upsilon\sigma'$ определяет

* В англоязычной навигационной специальной литературе этот термин имеет следующее выражение *Sidereal Hour Angle* (звездный часовой угол).

** Положение плоскости эклиптики и точки весеннего равноденствия $\sim$ с течением времени меняется. Поэтому всегда указывают эпоху (момент времени), которой соответствуют принятые положения эклиптики и точки Весны (например, эклиптика и равноденствие эпохи $J\ 2000.0$).

Рис. 5. Эклиптическая система координат



долготу, или эклиптическую долготу λ объекта σ , отсчитываемую в указанном ранее направлении от 0° до 360° (ее иногда еще обозначают через L , l); дуга круга широт $\sigma'\sigma$ определяет эклиптическую широту, или широту β , отсчитываемую от 0° до $\pm 90^\circ$ (положительна в сторону северного полюса эклиптики C), и обозначаемую иногда через B , b . Расстояние $S\sigma$ называется радиусом-вектором объекта σ (гелиоцентрическим или геоцентрическим в зависимости от того, принят ли в качестве начала координат центр масс Солнца или центр масс Земли).

Эклиптическая система координат удобна при рассмотрении движения тел Солнечной системы. Геоцентрические эклиптические координаты используются в настоящее время для Солнца и Луны.

1.1.5. ГАЛАКТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КООРДИНАТ

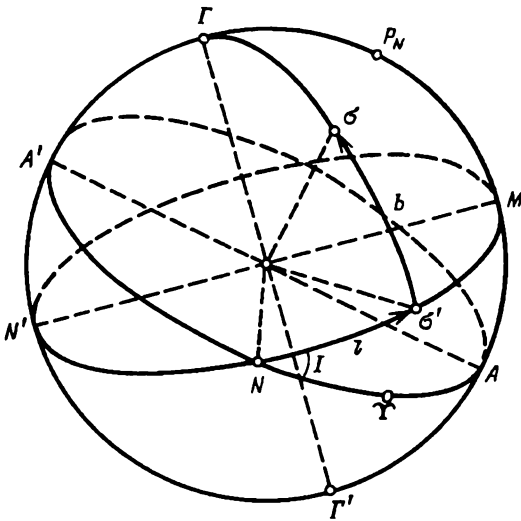
Основная плоскость — плоскость Галактики (Млечного Пути), называемая плоскостью галактического экватора. Положение галактического экватора (на рис. 6 он обозначен через MM') определяется долготой восходящего узла его на небесном экваторе N и наклоном к экватору I ; оно известно лишь с малой точностью; поэтому галактические координаты светил определяются в настоящее время с точностью до $\pm 0;01$.

За основную точку отсчета галактических долгот l принята точка с координатами

$$\alpha = 18^h 40^m, \quad \delta = 0^\circ$$

в созвездии Орла (*Aquila*). Координаты северного полюса Галактики Γ , т. е. точки небесной сферы, отстоящей от галактического экватора на 90° , равны

Рис. 6. Галактическая система координат



$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= 12^h 49^m \\ \delta_0 &= +27^\circ 4' \end{aligned} \right\} B 1950.0$$

Направление на центр Галактики определяется позиционным углом θ , значение которого в той же системе экваториальных координат есть

$$\theta = 123^\circ.$$

Принципы отсчета галактической долготы l и галактической широты b те же, что и в эклиптической системе координат.

1.1.6. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ АСТРОНОМИЧЕСКИМИ КООРДИНАТАМИ

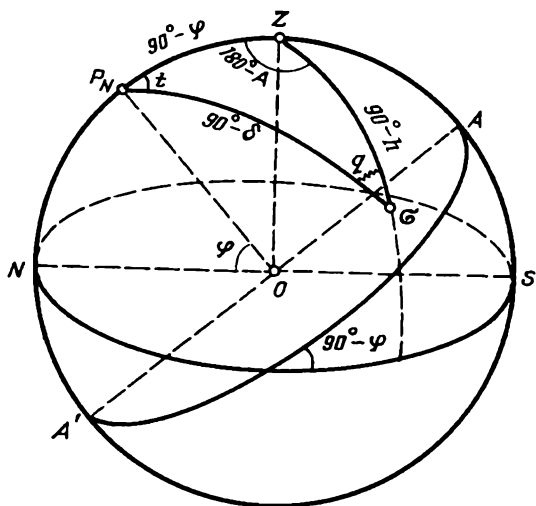
Связь между горизонтной и второй экваториальной системами координат

Рассмотрим астрономический, или параллактический треугольник $P_N Z \sigma$ (рис. 7)*. Применяя к нему основные формулы сферической тригонометрии, получим формулы:

$$\begin{aligned} \cos h \sin A &= \cos \delta \sin t = \sin z \sin A, \\ \cos h \cos A &= -\sin \delta \cos \varphi + \cos \delta \sin \varphi \cos t = \sin z \cos A, \\ \sin h &= \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t = \cos z, \end{aligned} \quad (1.4)$$

* В рассматриваемом сферическом треугольнике $P_N Z \sigma$ угол q при объекте σ называется параллактическим углом; отсюда и второе название этого треугольника — параллактический.

Рис. 7. Параллактический треугольник



$$\cos \delta \sin t = \cos h \sin A = \sin z \sin A,$$

$$\cos \delta \cos t = \sin h \cos \varphi + \cos h \sin \varphi \cos A =$$

$$= \cos z \cos \varphi + \sin z \sin \varphi \cos A,$$

$$\sin \delta = \sin h \sin \varphi - \cos h \cos \varphi \cos A =$$

$$= \cos z \sin \varphi - \sin z \cos \varphi \cos A, \quad (1.5)$$

где φ — астрономическая широта места наблюдения, A — азимут объекта σ , отсчитываемый от точки юга к западу от 0° до 360° .

Связь между первой и второй экваториальными системами координат

Обе системы координат отличаются друг от друга только началом отсчета и направлением отсчета часовых углов t и прямых восхождений α . Угловые величины t и α связаны соотношением (рис. 8)

$$\alpha + t = s, \quad (1.6)$$

где s — местное звездное время, измеряемое часовым углом t_γ точки весеннего равноденствия относительно местного меридиана. Координата δ является общей в обеих системах координат.

Связь между второй экваториальной и эклиптической системами координат

Из сферического треугольника, образованного полюсом мира P_N , полюсом эклиптики C и объектом σ (рис. 9), находим:

Рис. 8. Связь между первой и второй экваториальными системами координат

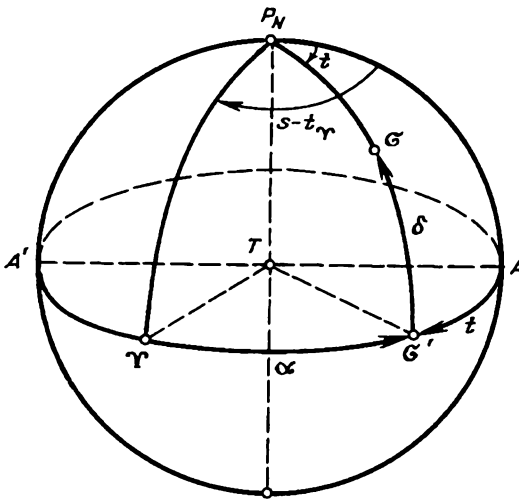
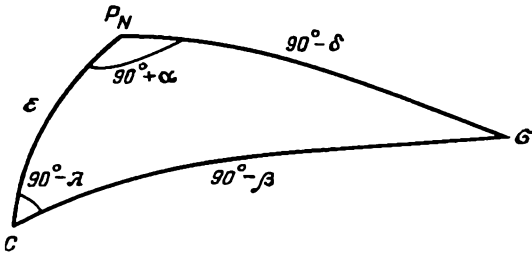


Рис. 9. Связь между второй экваториальной и эклиптической системами координат



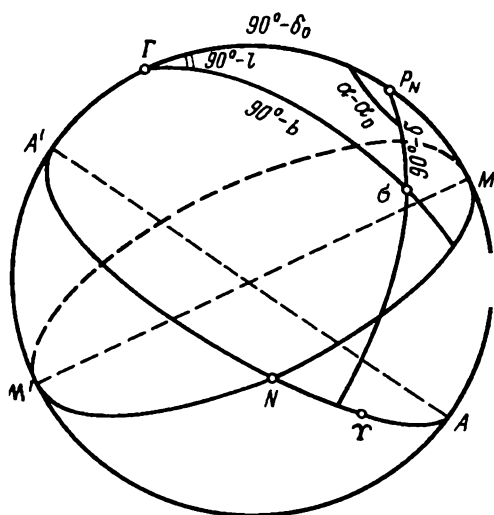
$$\begin{aligned}
 \cos \delta \cos \alpha &= \cos \beta \cos \lambda, \\
 \cos \delta \sin \alpha &= \cos \beta \sin \lambda \cos \varepsilon - \sin \beta \sin \varepsilon, \\
 \sin \delta &= \cos \beta \sin \lambda \sin \varepsilon + \sin \beta \cos \varepsilon, \\
 \cos \beta \cos \lambda &= \cos \delta \cos \alpha, \\
 \cos \beta \sin \lambda &= \cos \delta \sin \alpha \cos \varepsilon + \sin \delta \sin \varepsilon, \\
 \sin \beta &= -\cos \delta \sin \alpha \sin \varepsilon + \sin \delta \cos \varepsilon,
 \end{aligned}
 \tag{1.7}$$

где ε — наклон эклиптики к экватору, отнесенный к положениям плоскостей эклиптики и экватора той же эпохи, что и координаты $\alpha, \delta; \lambda, \beta$.

Связь между второй экваториальной и галактической системами координат.

Формулы связи получаются применением основных соотношений сферической тригонометрии к сферическому треугольнику, образованному полюсом мира P_N , северным полюсом Галактики Γ и объектом σ (рис. 10):

Рис. 10. Связь между второй экваториальной и галактической системами сферических координат



$$\sin b = \sin \delta_0 \sin \delta + \cos \delta_0 \cos \delta \cos (\alpha - \alpha_0),$$

$$\cos b \cos l = \cos \delta \sin (\alpha - \alpha_0),$$

$$\cos b \sin l = \cos \delta_0 \sin \delta - \sin \delta_0 \cos \delta \cos (\alpha - \alpha_0),$$

$$\sin \delta = \sin b \sin \delta_0 + \cos b \cos \delta_0 \sin l,$$

$$\cos \delta \sin (\alpha - \alpha_0) = \cos b \cos l,$$

$$\cos \delta \cos (\alpha - \alpha_0) = \sin b \cos \delta_0 - \cos b \sin \delta_0 \sin l. \quad (1.8)$$

Здесь α_0 , δ_0 означают прямое восхождение и склонение полюса Галактики Γ .

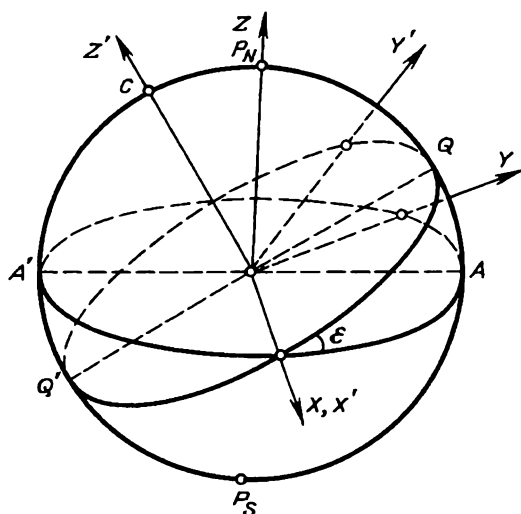
На практике перевод экваториальных координат α , δ в галактические можно осуществить при помощи специальной палетки — сетки Вульфа, или таблиц.

1.1.7. ПРЯМОУГОЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ КООРДИНАТ, СВЯЗАННЫЕ С ЭКВАТОРОМ (ЭКЛИПТИКОЙ)

За основную (фундаментальную) плоскость выбирают плоскость экватора или эклиптики, основная ось отсчета OX направлена из начала O координат в точку весеннего равноденствия Υ , ось OY — под углом 90° к оси OX против хода часовой стрелки, ось OZ перпендикулярна к фундаментальной плоскости, дополняя систему координат до правой (рис. 11).

Связь между экваториальной и эклиптической прямоугольными системами координат

Рис. 11. Связь между экваториальной и эклиптической системами прямоугольных координат



Если основная плоскость OXY — плоскость экватора, а начало O помещено в центр небесной сферы, то прямоугольная система $OXYZ$ называется экваториальной. Экваториальные сферические координаты α, δ любой точки P связаны с экваториальными прямоугольными координатами этой же точки x, y, z соотношением, записанным в векторной форме:

$$(xyz)^T = r (\cos \delta \cos \alpha \cos \delta \sin \alpha \sin \delta)^T. \quad (1.9)$$

Значок «Т» означает транспозицию вектор-столбца в вектор-строку.

При выборе плоскости эклиптики в качестве фундаментальной плоскости системы координат получаем эклиптическую прямоугольную систему координат $OX' Y' Z'$ (см. рис. 11), начало которой, как и прежде, совпадает с центром O , а ось OX' направлена в точку весеннего равноденствия γ .

Эклиптические сферические координаты r, λ, β точки P связаны с эклиптическими прямоугольными координатами x', y', z' этой же точки векторным соотношением

$$(x'y'z')^T = r (\cos \beta \cos \lambda \cos \beta \sin \lambda \sin \beta)^T. \quad (1.10)$$

Легко видеть, что переход от экваториальной системы координат $OXYZ$ к эклиптической системе $OX' Y' Z'$ равносильнен положительному повороту трехгранника осей экваториальной системы на угол ϵ против часовой стрелки вокруг оси OX (совпадающей с осью OX'). Этот поворот характеризуется матрицей поворота $\bar{p}(\epsilon)$, имеющей следующее выражение:

$$\bar{p}(\epsilon) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \epsilon & \sin \epsilon \\ 0 & -\sin \epsilon & \cos \epsilon \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

так что связь координат точки P в обеих системах — в векторно-матричном представлении имеет вид:

$$(x'y'z')^T = \bar{p}(\varepsilon) (xyz)^T; \quad (1.12)$$

обратное преобразование осуществляется по формуле:

$$(xyz)^T = \bar{p}(-\varepsilon) (x'y'z')^T \quad (1.13)$$

Введение еще двух матриц поворота: относительно оси OY :

$$\bar{q}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

и относительно оси OZ :

$$\bar{r}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

на любой угол θ (в положительном направлении) позволяет представить в векторно-матричном виде любое преобразование прямоугольных координат (разумеется, с операцией параллельного переноса трехгранника прямоугольных осей координат в новое начало).

Связь между гелиоцентрической и геоцентрической системами координат

Если начало одной системы прямоугольных координат не совпадает с началом другой системы прямоугольных координат, то для преобразования координат объекта, заданных в одной из них, к координатам, отнесенным к другой, кроме возможных поворотов осей этой системы, как указывалось ранее, необходим еще и параллельный перенос трехгранника осей координат в новое начало.

Например, если (x, y, z) означают прямоугольные экваториальные координаты объекта P в гелиоцентрической системе $SXYZ$, $(X_\odot, Y_\odot, Z_\odot)$ — прямоугольные экваториальные координаты Солнца в геоцентрической системе $T\Xi HZ$, то прямоугольные экваториальные геоцентрические координаты (ξ, η, ζ) объекта P определяются формулой (рис. 12):

$$(\xi\eta\zeta)^T = (x + X \quad y + Y \quad z + Z)^T. \quad (1.16)$$

Так как

$$(\xi\eta\zeta)^T = \rho (\cos \alpha \cos \delta \sin \alpha \cos \delta \sin \delta) \quad (1.17)$$

где ρ — есть геоцентрический радиус-вектор объекта P (иногда обозначаемый символом Δ), то в случае необходимости можно перейти от прямоугольных координат ξ, η, ζ к сферическим ρ, α, δ по формулам:

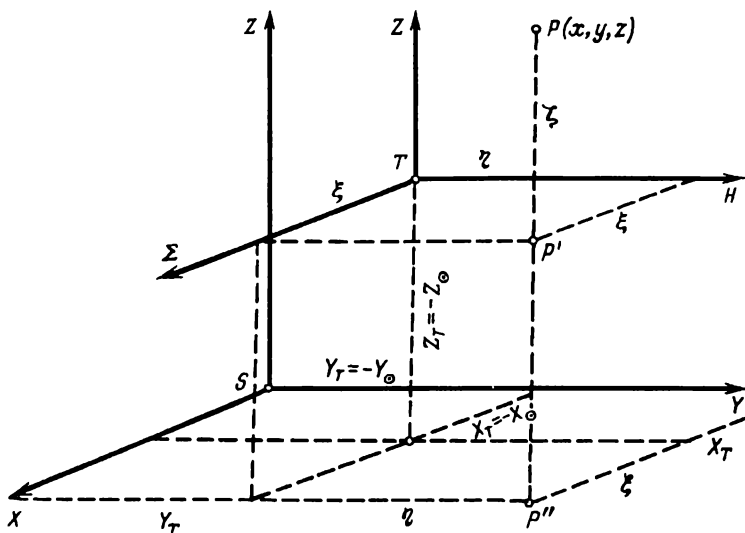


Рис. 12. Связь между гелиоцентрической и геоцентрической системами прямоугольных координат

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{\eta}{\xi} = \operatorname{arccctg} \frac{\xi}{\eta},$$

$$\delta = \arcsin \frac{\zeta}{\rho}, \quad \rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2} \quad (1.18)$$

или

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\eta}{\xi}, \quad \operatorname{ctg} \alpha = \frac{\xi}{\eta}, \quad \sin \delta = \frac{\zeta}{\rho},$$

$$\delta = \operatorname{arctg} \frac{\zeta}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}, \quad (1.19)$$

причем квадрант угла α определяется знаками ξ и η , а знак δ — знаком ζ .

Углы Эйлера ψ , φ , θ

В общем случае ориентацию прямоугольной системы координат $OXYZ$ относительно системы $OX'Y'X'$ можно задать углами Эйлера (см. рис. 35): углом прецессии ψ , углом нутации θ и углом собственного вращения φ . Тогда преобразование, связанное с переходом от системы $OXYZ$ к системе $OX'Y'Z'$, осуществляется по формуле

$$(z'y'z')^1 = \bar{r}(-\varphi) \bar{q}(-\theta) \bar{r}(-\psi) (xyz)^T. \quad (1.20)$$

Для обратного перехода следует воспользоваться формулой:

$$(xyz)^T = \bar{r}(\psi) \bar{q}(\theta) \bar{r}(\varphi) (x'y'z')^T. \quad (1.21)$$

Векторно-матричные формулы для преобразований координат различных систем

Преобразование эллиптических координат λ, β в экваториальные координаты α, δ было задано ранее формулами (1.18) и (1.19).

Преобразование горизонтных координат A, h в экваториальные координаты t, δ (в первой системе) и обратно осуществляется по формулам:

$$\begin{aligned} & (\cos t \cos \delta \sin t \cos \delta \sin \delta)^T = \\ & = \bar{q} [-(90^\circ - \varphi)] (\cos A \cos h \sin A \cos h \sin h)^T, \\ & (\cos A \cos h \sin A \cos h \sin h)^T = \\ & = \bar{q} (90^\circ - \varphi) (\cos t \cos \delta \sin t \cos \delta \sin \delta)^T. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Напомним, что здесь азимут A отсчитывается от точки юга к западу от 0° до 360° .

В случае отсчета азимута A от точки севера к востоку формулы преобразования принимают вид:

$$\begin{aligned} & (xyz)_{i,\delta}^T = \bar{q} [-(90^\circ - \varphi)] \bar{r} (180^\circ) (xyz)_{A,h}^T \\ & \text{и} \\ & (xyz)_{A,h}^T = \bar{r} (180^\circ) \bar{q} (90^\circ - \varphi) (xyz)_{i,\delta}^T. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Связь между первой и второй экваториальными системами определяется формулами

$$\begin{aligned} & (xyz)_{a,\delta}^T = \bar{r} (-s) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (xyz)_{i,\delta}^T, \\ & (xyz)_{i,\delta}^T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{r} (s) (xyz)_{a,\delta}^T. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Для перехода от экваториальных координат α, δ к галактическим координатам l, b и обратно можно применить следующие соотношения:

$$\begin{aligned} & (xyz)_{l,b}^T = \bar{r} (90^\circ - \theta) \bar{p} (90^\circ - \delta_0) \bar{r} (90^\circ + \alpha_0) (xyz)_{a,\delta}^T, \\ & (xyz)_{a,\delta}^T = \bar{r} (270^\circ - \alpha_0) \bar{p} (270^\circ + \delta_0) \bar{r} (270^\circ + \theta) (xyz)_{l,b}^T \end{aligned} \quad (1.25)$$

1.1.8. СИСТЕМЫ ГЕОГРАФИЧЕСКИХ КООРДИНАТ

Положения точек на поверхности Земли можно отнести к двум системам координат: либо к системе астрономических, или небесных координат, не зависящей ни от формы, ни от размеров Земли и полностью определяемой направлением силы тяжести в данной точке, то есть зависящим от этой силы направлением

астрономической вертикали, или отвесной линии, либо к системе геодезических координат, вычисляемых на основе определенной математической поверхности (например, эллипсоида вращения), аппроксимирующей реальную физическую поверхность Земли. Эта поверхность называется фундаментальной поверхностью относимости. Обе эти системы и представляют системы географических координат; положение точки земной поверхности, отнесенное к любой из них, называется географическим положением этой точки.

Таким образом, в случае географической системы геодезических координат в качестве поверхности относимости выбирают эллипсоид, наиболее близко подходящий к данной области поверхности Земли; в географической системе астрономических координат поверхностью относимости является геоид — поверхность равного потенциала силы тяжести Земли.

Следует иметь в виду, что сила тяжести Земли есть равнодействующая силы земного тяготения (гравитации) и центробежной силы, порожденной суточным (осевым) вращением Земли.

Географическое положение точки на поверхности Земли обычно характеризуется широтой, долготой и высотой над поверхностью относимости. Обычно географические координаты точки в этих двух различных системах не отличаются более чем на несколько дуговых секунд, однако, для корректности всегда следует точно указывать, о какой системе географических координат идет речь.

1.1.9. ПОЛЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ЗЕМЛИ. ГЕОИД

Гравитационное взаимодействие между всеми телами определяется законом всемирного тяготения, открытым Исааком Ньютоном, согласно которому две точечные массы взаимно притягиваются с силой, прямо пропорциональной их массам и обратно пропорциональной квадрату их разделяющего расстояния; таким образом

$$\vec{F} = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}, \quad (1.26)$$

где множитель пропорциональности G , называемый кэвэндишевой гравитационной постоянной, имеет в системе единиц SI значение, равное

$$(6,672 \pm 0,003) 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ с}^{-2}.$$

Для Земли и тела исчезающе малых размеров (по сравнению с его геоцентрическим расстоянием r) и массой m Ньютонов закон всемирного тяготения можно записать в следующем виде:

$$\vec{F} = -Gm \int_E \frac{\vec{r}}{r^3} dE, \quad (1.27)$$

где $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ и интегрирование распространено на всю массу E Земли.

Так как Земля вращается с угловой скоростью $\vec{\omega}$, то если материальная точка m расположена на поверхности Земли на расстоянии r_1 от оси вращения, на нее действует центробежная сила $\vec{\Phi}$, равная

$$\vec{\Phi} = m\omega^2 \vec{r}_1. \quad (1.28)$$

Сумма сил $\vec{F}$ и $\vec{\Phi}$ и есть сила тяжести $\vec{P}$:

$$\vec{P} = \vec{F} + \vec{\Phi}, \quad (1.29)$$

ускорение $\vec{g}$ которой определяется формулой

$$\vec{g} = -G \int_E \vec{r} r^{-3} dE + \omega^2 \vec{r}_1; \quad (1.30)$$

единица измерения ускорения силы тяжести называется галом* и в системе CGS равна ускорению, сообщаемому телу массой в 1 г силой в 1 дн. Полная величина среднего ускорения силы тяжести на поверхности Земли равна 979.1 гала.

Сила тяжести P обладает потенциалом W , состоящим из потенциала силы тяготения (гравитационного потенциала)

$$V = G \int_E \Delta^{-1} dE \quad (1.31)$$

и центробежного потенциала

$$U = \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2); \quad (1.32)$$

здесь положение притягиваемой массы m отнесено к системе геоцентрических прямоугольных координат $OXYZ$, ось которой OZ направлена по оси вращения Земли, ось OX — в точку земного экватора, лежащую в плоскости начального (нулевого) меридиана, ось OY дополняет систему координат до правой (рис. 13); таким образом, положение массы m определено либо прямоугольными координатами x, y, z , либо сферическими координатами r, λ', φ' , положение элемента массы Земли dE определено прямоугольными координатами x, y, z или геоцентрическим расстоянием ρ и углом ψ между векторами $\vec{\rho}$ и $\vec{r}$. Взаимное расстояние Δ между точкой m и элементом массы dE можно представить формулой:

$$\Delta^2 = r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \psi \quad (1.33)$$

или

* В честь Галилео Галилея, гениального итальянского ученого, занимавшегося проблемой движения тел в поле силы тяжести (свободным падением).

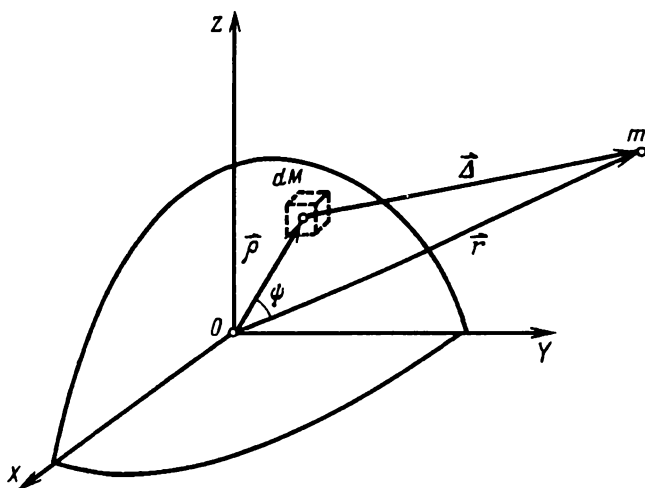


Рис. 13. К выводу разложения потенциала тяготения

$$\vec{\Delta} = \vec{r} - \vec{\rho} \quad (1.34)$$

Разложение производящей функции Δ^{-1} по степеням малой величины (ρ/r) ($\rho/r = 2 \cos \psi$) с учетом выражений моментов и произведений инерции $A, \dots, F$, определенных формулами

$$\begin{aligned} A &= \int_E (y^2 + z^2) dE, \quad D = \int_E yz dE, \\ B &= \int_E (x^2 + z^2) dE, \quad E = \int_E xz dE, \\ C &= \int_E (x^2 + y^2) dE, \quad F = \int_E xy dE \end{aligned} \quad (1.35)$$

и их зависимости от координат r, λ', φ' аупункта m при подстановке в формулу (1.31) для V дает разложение потенциала силы тяжести (геопотенциала) в виде:

$$\begin{aligned} W &= \frac{GE}{r} + \frac{G}{r^3} \left\{ \frac{2C - (A + B)}{4} (1 - 3 \sin^2 \varphi') + \right. \\ &+ (3E \cos \lambda' + 3D \sin \lambda') \sin \varphi' \cos \varphi' + \left[\frac{3}{2} (B - A) \cos 2\lambda' + \right. \\ &\left. \left. + \frac{3}{2} F \sin 2\lambda' \right] \cos^2 \varphi' \right\} + \dots + \frac{1}{2} \omega^2 r^2 \cos^2 \varphi'. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Введение полиномов Лежандра $P_n(\sin \varphi')$ и присоединенных функций Лежандра $P_{nm}(\sin \varphi')$, определяемых формулами

$$P_n(\sin \varphi') = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d(\sin \varphi')^n} (\sin^2 \varphi' - 1)^n, \quad (1.37)$$

$$P_{nm}(\sin \varphi') = \sqrt{(2n+1) \frac{k_m (n-m)!}{(n+m)!} \frac{d^m P_n(\sin \varphi')}{d(\sin \varphi')^m} \cos^m \varphi'}$$

позволяет представить геопотенциал W в виде

$$W = \frac{GE}{r} \left\{ 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{a_e}{r} \right)^n (C_{nm} \cos m \lambda' + S_{nm} \sin m \lambda') P_{nm}(\sin \varphi') + \frac{\omega^2 r^2}{2GE} \cos^2 \varphi' \right\} \quad (1.38)$$

где a_e — экваториальный радиус Земли, $k_m = 1$ при $m = 0$, $k_m = 2$ при $m \neq 0$. Поверхность равного потенциала

$$W = \text{const}, \quad (1.39)$$

совпадающая с поверхностью спокойного океана, продолженного под материи по закону постоянства геопотенциала, называется геоидом. Геоид обычно принимается в качестве первого приближения к реальной фигуре Земли. Совокупность коэффициентов (стоксовых постоянных) C_{nm} , S_{nm} разложения гравитационного потенциала Земли, определенных по гравиметрическим измерениям и по наблюдениям ИСЗ, составляет математическую модель поля земного тяготения, иногда называемую «Стандартной Землей».

1.1.10. НОРМАЛЬНОЕ ПОЛЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ЗЕМЛИ. ЗЕМНОЙ СФЕРОИД. ЭЛЛИпсоИД ОТНОСИМОСТИ

Если распределение масс Земли обладает осевой симметрией относительно оси OZ , то моменты инерции A и B равны, а произведение инерции $F = 0$. При совпадении оси OZ с главной осью инерции Земли обращаются в нуль и произведения инерции D и E . Если в полученном таким образом разложении геопотенциала W ограничиться главными сферическими функциями нулевого, второго и четвертого порядков, предполагая также симметричность распределения масс Земли относительно плоскости геоэкватора, то геопотенциал W принимает вид

$$W = \frac{GE}{r} \left\{ 1 + \sum_{n=0, 2, 4} \left(\frac{a_e}{r} \right)^n C_{n0} P_{n0}(\sin \varphi') + \frac{\omega^2 r^2}{2GE} \cos^2 \varphi' \right\}, \quad (1.40)$$

выражение геопотенциала W в этой форме определяет сферопотенциал.

Если поверхность равного потенциала $W = C$ ограничивает объем, равный объему геоида, а постоянная C совпадает с постоянной, соответствующей геоиду, то эта уровенная поверхность представляет нормализованную Землю и называется земным сфероидом; с точностью до членов, содержащих вторую степень сжатия, поверхность земного сфероида совпадает с поверхностью земного

эллипсоида вращения, дающего приближение третьего порядка к реальной фигуре Земли.

Сжатие α земного эллипсоида, имеющего экваториальный радиус a_e и полярную полуось b , определяется формулой

$$\alpha = \frac{a_e - b}{a_e}. \quad (1.41)$$

Размеры земного эллипсоида определены условием равенства объемов данного эллипсоида и геоида.

Сила тяжести, соответствующая нормальному потенциалу (1.40), называется **нормальной**. Ускорение нормальной силы тяжести g выражается уравнением Клеро

$$g = g_e (1 + \beta \sin^2 \varphi + \beta_1 \sin^2 2\varphi), \quad (1.42)$$

в котором g_e есть значение ускорения силы тяжести на экваторе, равное

$$g_e = \frac{GE}{a_e} (1 + \alpha - \frac{3}{2} q + \frac{3}{7} q \alpha + \alpha^2), \quad (1.43)$$

а коэффициенты β , β_1 зависят от α , $\bar{q} = q (1 - \alpha)$ и определены формулами

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{5}{2} \bar{q} - \alpha - \frac{17}{14} \bar{q} \alpha + \frac{15}{4} \bar{q}^2, \\ \beta_1 &= \frac{1}{8} \alpha^2 - \frac{5}{8} \bar{q} \alpha, \end{aligned} \quad (1.44)$$

причем q есть отношение центробежной силы к силе тяжести на экваторе: $q = \omega^2 a_e / g_e$. Астрономическая широта φ связана с геоцентрической широтой φ' формулой

$$\operatorname{ctg} \varphi = (1 - \alpha)^2 \operatorname{ctg} \varphi'. \quad (1.45)$$

И. Д. Жонголович на основании гравиметрических измерений, выполненных в 26 000 пунктов, нашел в 1952 г. величину g_e и коэффициенты β , β_1 , получив для эллипсоида вращения с

$$\alpha = 1/296,6 \quad (1.46)$$

$$g = 978,0573 (1 + 0,0052837 \sin^2 \varphi - 0,0000059 \sin^2 2\varphi).$$

Формула для g , полученная известным финским геодезистом Вейкко Хейсканеном, имеет вид

$$\begin{aligned} g &= 978,0497 (1 + 0,0052902 \sin^2 \varphi - 0,0000059 \sin^2 2\varphi), \\ \alpha &= 1/297,2. \end{aligned} \quad (1.47)$$

Гравиметрические наблюдения производятся, в основном, дифференциальным методом, состоящим в измерении **приращения** ускорения силы тяжести в ряде точек относительно исходной.

Для приведения всех гравиметрических измерений к единой системе в качестве исходной точки принят центр Маятникового зала (Pendelsaal) Потсдамского геодезического института, в котором абсолютные определения g дали

$$g = 981,27400 \text{ гал.}$$

Каждое государство, связав свою исходную точку с Потсдамом, обеспечивает выполнение всех своих гравиметрических работ в Потсдамской системе. Абсолютное определение g , выполненное в 1966 году в Национальной физической лаборатории в Теддингтоне (Англия), дало значение, равное $981\,181,82 \pm 0,13$ миллигал.

Определения сжатия α земного сфероида по наблюдениям ИСЗ дают значения, близкие к $1/298,3^*$; расхождение их с ранее приведенными величинами вызвано, по-видимому, неполнотой изученности Земли методами гравиметрии.

Если принять для земного эллипсоида

$$1/\alpha = 298,25 \pm 0,02,$$

$$a_e = 6\,378\,157,5 \pm 10,8 \text{ м,}$$

то для соответствующего земного сфероида найдем

$$g_e = 978,0284 \pm 0,0022 \text{ гал,}$$

$$C = (6\,263\,678,8 \pm 10,6) 10^5 \text{ см}^2 \text{ с}^{-2},$$

$$GE = (3,986013 \pm 0,000010) 10^{20} \text{ см}^3 \text{ с}^{-2}.$$

Здесь GE есть геоцентрическая гравитационная постоянная, C означает постоянное значение потенциала силы тяжести W на поверхности этого сфероида.

Так как размеры и форма земного эллипсоида, наиболее точно представляющего Землю в целом, до запусков ИСЗ не были известны, то в различных странах были приняты в геодезических службах различающиеся между собою референц-эллипсоиды, основные параметры которых отличаются и от параметров референц-эллипсоида МАС (1967):

$$a_e = 6\,378\,160 \text{ м,}$$

$$\alpha = 1/298,25,$$

пришедшего в 1964 г. на смену международному земному эллипсоиду Хэйфорда с параметрами

$$a_e = 6\,378\,388 \text{ м,}$$

$$\alpha = 1/297,0.$$

Референц-эллипсоиду МАС (1964, 1967) соответствуют следующие фундаментальные параметры:

* Заметим, что это значение α было определено Ф. Н. Красовским, виднейшим русским геодезистом, по гравиметрическим и геодезическим измерениям.

$$GE = 3,98603 \cdot 10^{14} \text{ м}^3 \text{ с}^{-2},$$

$$J_2 = 0,0010827,$$

$$\omega = 0,000072921151467 \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1},$$

$$g_e = 9,780318455 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2},$$

$$g_p = 9,832177280 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2},$$

$$b = 6\,356\,774,516 \text{ м},$$

и формула ускорения силы тяжести g на широте φ

$$g = 978,0318455 (1 + 0,00530236578 \sin^2 \varphi - 0,00000584972 \sin^2 2\varphi + 0,00000003180 \sin^2 \varphi \sin^2 2\varphi). \quad (1.48)$$

1.1.11. ГЕОДЕЗИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ

Основу системы геодезических координат составляет математическая поверхность (например, эллипсоид вращения), аппроксимирующая реальные размеры и форму Земли и называемая поверхностью относимости. Параметры фундаментальной поверхности относимости, принятой во всем мире для обработки астрономо-геодезических наблюдений согласно рекомендациям Международной ассоциации геодезии (МАГ), входящей в Международный геодезический и геофизический союз, и Международного астрономического союза (МАС), являются составной частью системы астрономических постоянных.

Положение любой точки поверхности Земли относительно такого эллипсоида относимости можно определить расстоянием по нормали от поверхности эллипсоида (сфероида) и геодезическими координатами основания этой нормали на поверхности эллипсоида. Точки пересечения оси вращения земного сфероида с его поверхностью называются геодезическими полюсами; плоскость, образуемая большой полуосью при вращении производящего эллипса, называется плоскостью геодезического экватора. Геодезическая отвесная линия (геодезическая вертикаль) в любой точке земной поверхности совпадает с нормалью к поверхности земного сфероида, проходящей через эту точку; таким образом, геодезический зенит — это точка пересечения небесной сферы с геодезической вертикалью. Плоскости, проходящие через ось вращения земного сфероида, пересекают его поверхность по геодезическим меридианам; плоскости, параллельные плоскости геодезического экватора, образуют при пересечении с поверхностью земного сфероида систему геодезических параллелей.

Геодезическая вертикаль любой точки лежит в плоскости геодезического меридиана и, следовательно, пересекает ось вращения земного сфероида; однако, геодезическая вертикаль, вообще говоря,

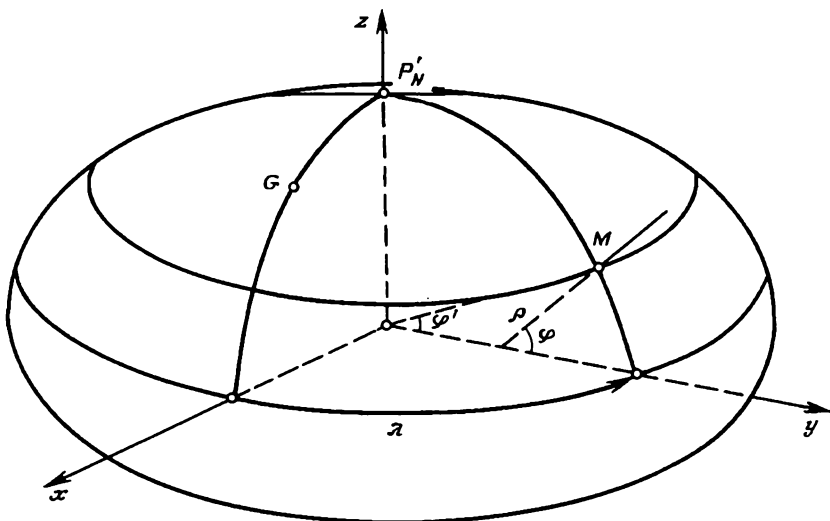


Рис. 14. Геодезические координаты на сфероиде

не проходит через центр земного сфероида. Угол, составленный геодезической вертикалью данной точки M с плоскостью геодезического экватора, называется геодезической широтой φ^* точки M (рис. 14). Геодезические широты отсчитываются от плоскости экватора по геодезическим меридианам от 0 до $\pm 90^\circ$ с положительным знаком к северу от геодезического экватора и с отрицательным — к югу от него. Если один из геодезических меридианов выбран в качестве общепринятого начального меридиана, то двугранный угол между плоскостями геодезического меридиана данной точки M и начального меридиана называется геодезической долготой λ точки M . Геодезическая долгота измеряется либо углом при полюсе между соответствующими меридианами, либо дугой геодезического экватора, заключенной между ними. Геодезические долготы отсчитываются от начального меридиана в пределах от 0° до 360° (0^h и 24^h) с положительным знаком к востоку.

Геодезические долгота λ и широта φ , определяющие положение точки на поверхности земного сфероида, и называются геодезическими координатами; они определены, таким образом, направлением геодезической вертикали, которое нельзя получить непосредственно из каких-нибудь наблюдений. Поэтому и сами геодезические координаты не могут быть измерены непосредственно — их можно вычислить на основании расстояний и углов, измеренных на поверхности Земли, то есть по результатам геодезических съемок. В основу этих вычислений и кладут либо общепринятый

* Геодезическая широта на сфероиде совпадает с астрономической широтой; в случае реальной Земли их различие обусловлено локальными аномалиями силы тяжести.

земной эллипсоид, либо определенный референц-эллипсоид в указанном ранее смысле. Поэтому геодезические координаты всегда связаны с конкретным земным эллипсоидом относимости и, прежде всего, с его основными параметрами — большой полуосью (экваториальным радиусом) a_e и сжатием α . Вместо сжатия α иногда вводят первый эксцентриситет e , определяемый формулой

$$e = \sqrt{\frac{a_e^2 - b^2}{a_e^2}} = \sqrt{2\alpha - \alpha^2} \quad (1.49)$$

и второй эксцентриситет

$$e' = \sqrt{\frac{a_e^2 - b^2}{b^2}} = \frac{e}{\sqrt{1 - e^2}} = \frac{\sqrt{2\alpha - \alpha^2}}{1 - \alpha}. \quad (1.50)$$

1.1.12. ГЕОЦЕНТРИЧЕСКИЕ ГЕОДЕЗИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ

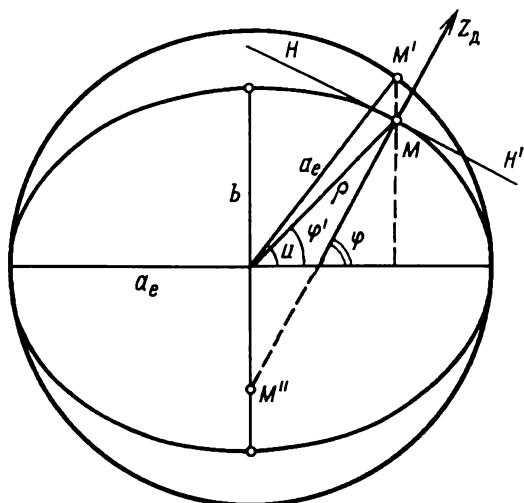
Кроме системы геодезических координат, определяющей положение точек относительно поверхности земного эллипсоида, необходимо еще ввести систему геоцентрических координат для определения положений точек земной поверхности относительно центра принятого земного эллипсоида относимости; с известной степенью приближения можно считать, что этот центр совпадает с центром масс Земли.

Расстояние ρ от центра земного сфероида до данной точки M на его поверхности называется геоцентрическим радиусом-вектором точки M и обычно выражается в единицах экваториального радиуса a_e земного сфероида (рис. 15). Угол, составленный геоцентрическим радиусом-вектором ρ с плоскостью геодезического экватора, называется геоцентрической широтой φ' . Геоцентрическая долгота совпадает при этом с геодезической долготой λ . Геоцентрический зенит Z_g точки M определяется точкой пересечения продолжения радиуса-вектора ρ с геоцентрической небесной сферой. Геоцентрическую широту φ' в астрономии иногда называют приведенной широтой.

Геоцентрический радиус-вектор ρ и нормаль к земному сфероиду $M''Z_g$ образуют угол, равный разности $\varphi - \varphi'$, называемый приведением широты, или углом вертикали (см. рис. 15).

Если вокруг земного эллипсоида описать концентрическую сферу радиуса a_e (рис. 23) и продолжить перпендикуляр, опущенный из точки M поверхности эллипсоида на плоскость геодезического экватора, до пересечения с этой описанной сферой, то угол u между радиусом $CM' = a_e$ и плоскостью геодезического экватора называется приведенной широтой, или параметрической (геометрической) широтой. Все три широты точки M связаны следующими соотношениями:

Рис. 15. Геодезическая φ , геоцентрическая φ' и приведенная u широты, HH' — геодезический горизонт



$$\begin{aligned} \operatorname{tg} u &= \sqrt{1 - e^2} \operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \operatorname{tg} \varphi' = \\ &= (1 - \alpha) \operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{1 - \alpha} \operatorname{tg} \varphi'. \end{aligned} \quad (1.51)$$

Величину геоцентрического радиуса-вектора ρ можно определить по формуле

$$\rho = a_e \frac{\sqrt{1 - e^2}}{\sqrt{1 - e^2 \cos^2 \varphi'}} = a_e \frac{1 - \alpha}{\sqrt{1 - \sqrt{\alpha(2 - \alpha)} \cos^2 \varphi'}}. \quad (1.52)$$

Положение точки O на поверхности Земли можно определить высотой H этой точки, отсчитываемой по нормали к земному эллипсоиду относимости, и прямоугольными координатами x , y точки пересечения этой нормали с поверхностью эллипсоида O' (рис. 16). Эти координаты отнесены к системе координатных осей CXY в плоскости геодезического меридиана точки O , причем ось CX направлена в точку пересечения этого меридиана с экватором, а ось CY — в северный геодезический полюс P'_N . Тогда для точки O' получим (см. рис. 16):

$$x = \rho \cos \varphi' = \frac{a_e}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \varphi}} \cos \varphi, \quad (1.53)$$

$$y = \rho \sin \varphi' = \frac{a_e (1 - e^2)}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \varphi}} \sin \varphi$$

и

$$x = a_e \cos u, \quad y = a_e \sqrt{1 - e^2} \sin u. \quad (1.54)$$

$$\rho = 1 - \frac{1}{2}\alpha + \frac{5}{16}\alpha^2 + \frac{5}{32}\alpha^3 + \left(\frac{1}{2}\alpha - \frac{13}{64}\alpha^3\right) \cos 2\varphi - \\ - \left(\frac{5}{16}\alpha^2 + \frac{5}{32}\alpha^3\right) \cos 4\varphi + \frac{13}{64}\alpha^3 \cos 6\varphi,$$

$$\varphi - \varphi' = (\alpha + \frac{1}{2}\alpha^2) \sin 2\varphi - \left(\frac{1}{2}\alpha^2 + \frac{1}{2}\alpha^3\right) \sin 4\varphi + \frac{1}{3}\alpha^3 \sin 6\varphi.$$

Подставив в соответствии с Системой астрономических постоянных МАС (1964) $\alpha = 1/298,25$, получим:

$$C = 1,00167997 - 0,00168208 \cos 2\varphi + 0,00000212 \cos 4\varphi,$$

$$S = 0,99497418 - 0,00167082 \cos 2\varphi + 0,00000210 \cos 4\varphi,$$

$$\rho = 0,99832707 + 0,00167644 \cos 2\varphi - 0,00000352 \cos 4\varphi,$$

$$\varphi - \varphi' = 692,743 \sin 2\varphi - 1,163 \sin 4\varphi + 0,003 \sin 6\varphi.$$

Если положить

$$q = \frac{e^2}{2 - e^2}, \quad (1.59)$$

то угол вертикали $\varphi - \varphi'$ можно определить по формулам

$$\operatorname{tg}(\varphi - \varphi') = \frac{q \sin 2\varphi}{1 + q \cos 2\varphi}, \quad (1.60)$$

или

$$\operatorname{tg}(\varphi - \varphi') = \frac{q \sin 2\varphi'}{1 - q \cos 2\varphi'}. \quad (1.61)$$

Приведение параметрической широты φ — u дается следующими формулами

$$\operatorname{tg}(\varphi - u) = \frac{q_1 \sin 2\varphi}{1 - q_1 \cos 2\varphi}, \quad (1.62)$$

где

$$q_1 = \frac{\alpha}{2 - \alpha} = \frac{1 - \sqrt{1 - e^2}}{1 + \sqrt{1 - e^2}}. \quad (1.63)$$

$\operatorname{tg}(\varphi - u)$ можно выразить через геоцентрическую широту φ' , учитывая соотношения

$$\sin 2\varphi = \frac{(1 - e^2) \sin 2\varphi'}{1 - e^2 (2 - e^2) \cos^2 \varphi'}, \quad (1.64)$$

$$\cos 2\varphi = \frac{\cos 2\varphi' - e^2 (2 - e^2) \cos^2 \varphi'}{1 - e^2 (2 - e^2) \cos^2 \varphi'}.$$

Высота точки наблюдения O над геоидом, т. е. над уровнем моря, вообще говоря, не совпадающая с высотой H , может быть

учтена с некоторым приближением, если считать h приращением геоцентрического радиуса-вектора ρ и воспользоваться формулами:

$$\rho \sin \varphi' = \left(S + \frac{h}{a_e} \right) \sin \varphi = (S + 0,1568h \cdot 10^{-6}) \sin \varphi, \quad (1.65)$$

$$\rho \cos \varphi' = \left(C + \frac{h}{a_e} \right) \cos \varphi = (C + 0,1568h \cdot 10^{-6}) \cos \varphi.$$

Следует иметь в виду, что эти формулы справедливы для широт φ , приведенных к уровню моря. Поэтому при значительных высотах h точки наблюдения O необходимо применять более точные формулы, предложенные акад. А. А. Михайловым:

$$(\rho + \Delta\rho) \sin \varphi' = [S + (1,5678 - 0,0136 \cos^2 \varphi) h \cdot 10^{-7}] \sin \varphi, \quad (1.66)$$

$$(\rho + \Delta\rho) \cos \varphi' = [C + (1,5678 - 0,0136 \cos^2 \varphi) h \cdot 10^{-7}] \cos \varphi.$$

При решении некоторых задач, связанных с изучением движения ИСЗ, и их приложениях необходимо по заданным значениям геоцентрического расстояния ρ и астрономической широты φ определить геоцентрическую широту φ' и высоту над эллипсоидом h . Для этой цели можно воспользоваться следующими уравнениями:

$$\sin(\varphi - \varphi') = \frac{1}{2} e^2 \frac{C}{\rho} \sin 2\varphi, \quad (1.67)$$

$$h = \rho \cos(\varphi - \varphi') - \frac{1}{C},$$

решение которых обычно проводится численным методом — методом итерации. Методика решения этих уравнений, свободная от потери точности в некоторых случаях (альтиметрия при помощи ИСЗ на низких орбитах, определение положений наземных станций слежения) разработана Дебри, Лонгом и другими американскими исследователями.

Значения функций C и S приведены в таблицах VIII и VIIIa «Астрономического ежегодника» как для земного эллипсоида Ф. Н. Красовского ($a_e = 6\,378\,245$ м, $\alpha = 1/298,3$), так и для международного эллипсоида МАС ($a_e = 6\,378\,160$ м, $\alpha = 1/298,25$).

1.1.13. ГЕОДЕЗИЧЕСКИЕ АЗИМУТЫ

Произвольная плоскость, проведенная через нормаль к поверхности земного эллипсоида в данной точке M , определяет геодезическое нормальное сечение — некоторую кривую на поверхности эллипсоида, проходящую по построению через точку M .

Если эта плоскость совпадает с плоскостью геодезического меридиана точки M или с перпендикулярной к ней плоскостью первого вертикала этой точки, то соответствующие нормальные сечения называются главными, а их радиусы кривизны в точке M определяются формулами

$$M = \frac{a_e(1 - e^2)}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \varphi}} = \frac{a_e^2 b^2}{p^3}, \quad (1.68)$$

$$N = \frac{a_e}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \varphi}} = \frac{a_e^2}{p},$$

где φ — геодезическая широта точки M , а параметр p вычисляется по формуле

$$p^2 = a_e^2 \cos^2 \varphi + b^2 \sin^2 \varphi. \quad (1.69)$$

Радиус кривизны R произвольного геодезического нормального сечения, азимут которого в данной точке есть α , определен соотношением Эйлера:

$$\frac{1}{R} = \frac{\cos^2 \alpha}{M} + \frac{\sin^2 \alpha}{N}. \quad (1.70)$$

Если плоскость нормального сечения в точке M проходит через другую точку M' поверхности эллипсоида, то в точке M' она, вообще говоря, не будет плоскостью нормального сечения (исключение составляют случаи, когда эта точка M' лежит в плоскости меридиана или первого вертикала точки M). Аналогичное обстоятельство встречается при проведении плоскости нормального сечения в точке M' через точку M . Поэтому соответствующие кривые нормальных сечений между M и M' не совпадают друг с другом (рис. 17).

Очевидно, если ввести азимут нормального сечения из точки M на точку M' как угол, измеряемый из точки севера N по часовой стрелке (т. е. к востоку) от 0 до 360° в плоскости геодезического горизонта точки M (эта плоскость касается поверхности эллипсоида в точке M) между геодезическим меридианом точки M и плоскостью нормального сечения, проходящей через M' , то не существует однозначного ответа на вопрос, относительно какого из этих двух пересекающихся нормальных сечений измеряется азимут.

Поэтому во избежание неоднозначности вводится геодезический азимут, определяемый как угол между геодезическим меридианом данной точки M и касательной к геодезической в этой точке. Геодезической называется кривая на поверхности эллипсоида, определяющая минимальное расстояние между двумя заданными точками на его поверхности. Если a есть радиус параллели, α_g — геодезический азимут и u — приведенная широта точки M , лежащей на геодезической, то соотношение

$$a \cos u \sin \alpha_g = \text{const} \quad (1.71)$$

справедливо для всех точек геодезической; это свойство можно считать определением геодезической.

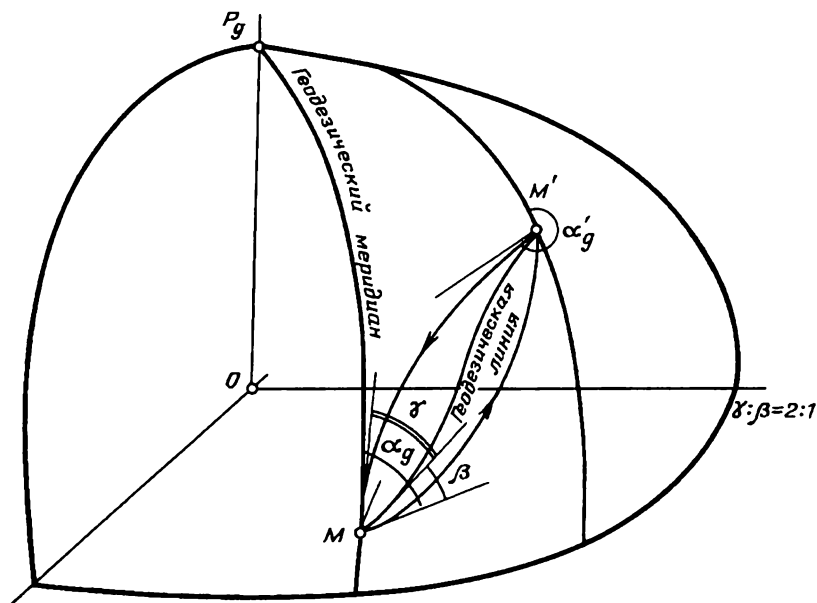


Рис. 17. Азимуты точек и геодезическая (линия) на эллипсоиде:

α — азимут точки M' из точки M , α' — азимут M из M' , $\beta : \gamma = 1 : 2$

Положение стандартного эллипсоида относимости относительно Земли фиксируется принятыми номинальными значениями геодезической широты и долготы определенного пункта, на котором измерены астрономическая широта и долгота, а также астрономический азимут A определенного направления (последний пересчитывается на основе уравнения Лапласа (1.96) в геодезический азимут). Такой пункт называется начальным, а совокупность принятых значений геодезических координат и параметров (экваториального радиуса a_e и сжатия α принятого земного эллипсоида) составляет геодезическую систему данных. Измерение астрономического азимута необходимо для обеспечения условия параллельности малой оси эллипсоида относимости (референц-эллипсоида) средней оси вращения геоида, связанного с определением ориентации принятого референц-эллипсоида относительно геоида (Земли).

1.1.14. АСТРОНОМИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ

Основной поверхностью относимости при определении положения точки земной поверхности в астрономической системе географических координат является уровенная поверхность потенциала силы тяжести Земли

$$W(r, \lambda, \varphi) = \text{const}, \quad (1.72)$$

проходящая через данную точку; функция W определена уравнениями (1.38) и (1.40). Поскольку потенциал силы тяжести в данной точке зависит, главным образом, от распределения масс внутри Земли, то функцию W не удастся представить в замкнутой простой форме, как это было в случае потенциала нормальной силы тяжести, когда достаточно точным приближением был эллипсоид вращения; поэтому уровенная поверхность $W = \text{const.}$ является скорее физическим, чем математическим образом, и ее основные свойства сводятся к тому, что значение потенциала силы тяжести во всех ее точках сохраняется постоянным, а линия отвеса, совпадающая с направлением силовой линии поля силы тяжести, всегда перпендикулярна к этой поверхности. Из-за изменений, претерпеваемых направлением силы тяжести при переходе от точки к точке внутри Земли, линия отвеса представляет собой гладкую пространственную кривую, кривизна которой терпит разрывы в точках скачкообразного изменения плотности вещества. Как уже говорилось ранее, направление линии отвеса определяет основное направление астрономической системы координат — астрономической вертикали, вообще говоря, не пересекающей ось вращения Земли.

Так как реальная форма Земли отклоняется от сферической, то астрономические координаты нельзя определить через угловые расстояния точек, измеренные на земной поверхности и непосредственно отнесенные к географическим полюсам и экватору, как это имело место в случае сферических небесных координат (например, система экваториальных координат на небесной сфере).

В астрономической системе географических координат астрономические (географические) полюсы определяются как точки пересечения мгновенной оси вращения Земли с геопотенциальной уровенной поверхностью $W = \text{const.}$ Плоскость, проходящая через центр масс Земли перпендикулярно к мгновенной оси вращения, является плоскостью мгновенного географического экватора. Если продолжить касательную к линии отвеса в точке M поверхности Земли, т. е. астрономическую вертикаль в M , до пересечения с плоскостью экватора, то составленный ею с экваториальной плоскостью угол φ называется астрономической широтой точки M (рис. 18). Угол λ между плоскостью определенного начального астрономического меридиана, например, Гриничского, и плоскостью астрономического меридиана данной точки M , измеряемый в плоскости мгновенного экватора, называется астрономической долготой точки M . Геометрические места точек с равными значениями астрономической долготы (астрономической широты) являются астрономическими меридианами (астрономическими параллелями). Из-за неправильного характера изменений в направлении астрономической вертикали от точки к точке астрономические меридианы и параллели являются пространственными кривыми неправильной формы, вообще обращенными вогнутостью к центру Земли. Из определения астрономической широты с очевидностью следует,

другом. Поэтому в качестве **общей** поверхности относимости для определения астрономической системы географических координат выбирают геоид и относят все астрономические наблюдения к **средним** положениям оси вращения и экватора Земли, получая **средние, или редуцированные (приведенные)** величины, отличающиеся от соответствующих истинных астрономических величин поправками за движение земных полюсов и кривизну отвесной линии. Таким образом, положение наблюдателя относительно геоида и среднего положения оси вращения Земли, в частности, определяется редуцированными долготой и широтой, λ и φ , и высотой над геоидом H , измеряемой по отвесной линии и называемой **ортометрической высотой**.

1.1.15. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ АСТРОНОМИЧЕСКИМИ И ГЕОДЕЗИЧЕСКИМИ КООРДИНАТАМИ

Астрономическая и геодезическая системы географических координат не зависят друг от друга; поэтому разности между соответствующими координатами одной и той же точки на земной поверхности можно обнаружить и определить **только** из наблюдений. Эти разности обусловлены, главным образом, непрерывными измерениями в направлении отвеса (силы тяжести) при переходе из точки в точку земной поверхности, несовпадением осей вращения Земли и земного эллипсоида относимости и центра масс Земли с центром этого эллипсоида. Поэтому астрономическая вертикаль образует с нормалью к земному эллипсоиду относимости — с геодезической вертикалью — угол θ , называемый **уклонением отвеса**. Уклонение отвеса θ обычно разлагают на две компоненты — компоненту ξ по дуге геодезического меридиана с положительным направлением отсчета от геодезического зенита Z_g к северному полюсу мира P_N , и компоненту η по дуге геодезического первого вертикаля, отсчитываемую с положительным знаком от геодезического зенита Z_g к точке востока.

Если $\lambda_a, \varphi_a; \lambda_g, \varphi_g$ означают соответственно астрономические и геодезические координаты точки M , то из сферического треугольника $P_N Z_a T$ следуют формулы (рис. 19):

$$\cos(\lambda_a - \lambda_g) = \operatorname{tg} \varphi_a \operatorname{ctg}(\varphi_g + \xi), \quad (1.73)$$

$$\sin \eta = \sin(\lambda_a - \lambda_g) \cos \varphi_a.$$

В силу малости уклонения отвеса θ , обычно достигающего $5''$ — $10''$, иногда $20''$ и в весьма редких случаях $30''$ — $40''$, формулы (1.94) можно представить в виде:

$$\varphi_a - \varphi_g = \xi, \quad (1.74)$$

$$(\lambda_a - \lambda_g) \cos \varphi_a = \eta.$$

Для установления связи между астрономическим азимутом A и геодезическим α_g рассмотрим сферический треугольник $S_g S_a P_N$

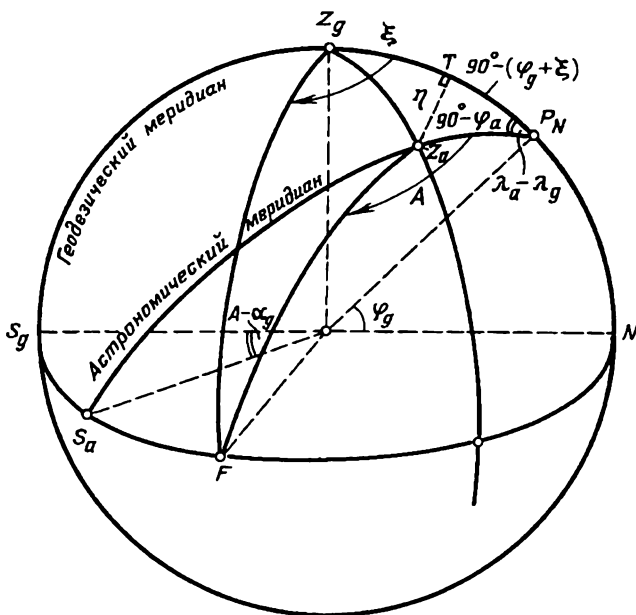


Рис. 19. Астрономические и геодезические координаты. Уклонение отвеса

(см. рис. 19). Строго говоря, азимуты A и α_g измеряются в различных плоскостях, однако, если их отсчитывать в плоскости астрономического горизонта, погрешность не превысит величины порядка $1 \cdot 10^{-8}$. Поэтому, принимая дугу $S_a P_n$ равной $180^\circ - \alpha_a$, с указанной степенью точности получим соотношение

$$A - \alpha_g = (\lambda_a - \lambda_g) \sin \varphi_a = \eta \operatorname{tg} \varphi_a, \quad (1.75)$$

называемое уравнением Лапласа; оно позволяет вычислить геодезические азимуты α_g для тех пунктов триангуляции и трилатерации, на которых кроме астрономических азимутов A определяется и астрономическая широта φ_a ; такие пункты называются пунктами Лапласа, а вычисленные по формуле (1.75) геодезические азимуты α_g — азимутами Лапласа.

Разности между астрономическими и геодезическими координатами, определенные на начальном пункте O триангуляции или трилатерации:

$$\Delta \varphi_o = \varphi_a^{(0)} - \varphi_g^{(0)}, \quad \Delta \lambda_o = \lambda_a^{(0)} - \lambda_g^{(0)}, \quad \Delta h_o = h^{(0)} - H^{(0)} \quad (1.76)$$

позволяют определить положение принятого земного эллипсоида относительно геоида и средней оси вращения Земли (см. стр. 38).

1.1.16. ИЗМЕНЕНИЯ ГЕОГРАФИЧЕСКИХ КООРДИНАТ

Непосредственные угловые измерения на астрономических инструментах, составляющие сущность астрометрических наблюдений, а в последние десятилетия и наблюдаемые величины при использовании методов радиолокации, лазерной светолокации и РСДБ, осуществляются в местной системе отсчета, которая состоит из системы небесных координат, например, горизонтной, и системы астрономических координат, в которой определено положение наблюдателя на поверхности Земли. Обе эти системы зависят от положений линии отвеса (астрономической вертикали) и оси вращения Земли; поэтому при точных астрометрических наблюдениях необходимо учитывать влияние изменений в положениях линии отвеса и оси вращения Земли.

Из наблюдений была обнаружена изменяемость астрономических широт и долгот точек земной поверхности, в которой основную роль играет изменение положения мгновенной оси вращения Земли внутри Земли; отражением движения оси вращения внутри Земли является соответствующее перемещение географических полюсов по земной поверхности, называемое просто движением полюсов.

Под движением полюсов понимают перемещение истинного (мгновенного) полюса вращения Земли, совпадающего с проекцией на земную поверхность истинного небесного полюса мира, относительно некоторого его начального положения. В качестве такого начального положения выбирают среднее положение истинного географического полюса за определенный промежуток времени. Все абсолютные * геодезические координаты и приведенные астрономические координаты отнесены к этому среднему географическому полюсу и соответствующей плоскости экватора.

Для непрерывного наблюдения (мониторинга) за положением истинного географического полюса и изучения его движения в 1898 году по инициативе Ф. Кюстнера была учреждена Международная служба широты (МСШ).

Движение истинного полюса изучается в системе прямоугольных координат OXY , начало которой O совпадает с принятым средним положением полюса, ось OX направлена по касательной к начальному — Гриничскому — меридиану, ось OY — по касательной к меридиану, отстоящему от Гриничского на 90° к западу (рис. 20). МСДП определяла положение среднего полюса в этой системе (координаты x и y , выраженные в дуговых секундах) по наблюдениям, выполненным в течение шести лет; это положение обычно называют средним положением полюса за рассматриваемый шестилетний период.

Наблюдения показывают, что средние полюсы обнаруживают вековую (т. е. пропорциональную времени) тенденцию смещения

* Абсолютные геодезические координаты точки земной поверхности отнесены к эллипсоиду, центр которого совпадает с центром масс Земли, а полярная ось — со средней осью вращения Земли.

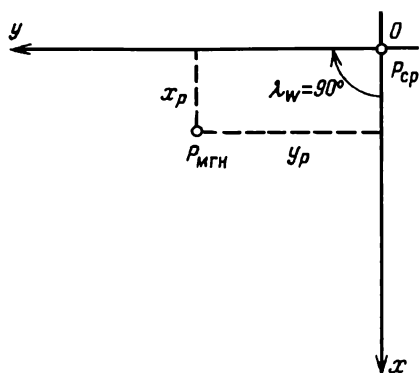


Рис. 20. Координаты мгновенного полюса вращения Земли

в направлении меридиана под долготой 285° со скоростью $0,003 - 0,006$ в год.

За начальную эпоху при вычислении средних положений полюса, определяющих соответствующие системы прямоугольных геоцентрических земных координат, принимают промежуточную эпоху, которой соответствует среднее положение полюса, определенное из широтных наблюдений, выполненных в течение 1900—1905 годов; эту эпоху иногда неправильно обозначают как 1903.0. Среднее положение полюса в эту эпоху называется Международным условным началом и определено номинальными значениями астрономической широты φ пяти широтных станций МСШ (МСДП), принятыми в качестве абсолютных постоянных.

Начиная с 1963 года и по 1987 год предварительные значения координат истинного полюса мира, полученные по наблюдениям пяти обсерваторий МСДП, публиковались в специальном издании *Monthly Notes of the International Polar Motion Service* и долгота на 1.5—2 месяца с задержкой в 3 месяца; окончательные значения координат, отнесенные к МУН, т. е. в системе 1900—1905 годов, публиковались в годовом отчете *Annual Report of the IPMS* с интервалом в 0,05 года (18 суток).

МБВ также публиковало координаты истинного полюса, определенные по широтным наблюдениям обсерваторий, сотрудничающих с МБВ. Предварительные значения x и y публиковались с 10-дневным интервалом в ежемесячных выпусках серии В/С циркуляра *Circulaire du Bureau International de l'Heure*; здесь же публиковались их экстраполированные значения вперед на 10 недель.

Окончательные значения координат истинного полюса публиковались с 5-дневным интервалом в серии D циркуляра *Circulaire du BIN*, а также в серии J бюллетеня *Bulletin Horaire*, издававшегося МБВ. С 1959 года значения координат x , y публикуемые МБВ, были отнесены к подвижному среднему полюсу эпохи — среднему положению истинного полюса, определенному по наблюдениям в

течение соответствующего чэндлерова периода¹⁾; некоторое время наряду с МУН существовали полюс МБВ (1968), выведенный из наблюдений широты и времени в течение 1966.5—1967.47 на 50 страницах (он определяет Систему МБВ 1968 года), и полюс Системы МБВ 1979 года, отличавшейся от Системы МБВ (1968) на величину сезонных поправок к соответствующим значениям координаты x и всемирного времени $UT1$. Кроме того, существуют независимые системы определения положений земного полюса, установленные Международной службой движения полюса (IPMS, МСДП) на основе обработки широтных наблюдений на 70 инструментах ($IPMS_L$) и на основе совместной обработки данных наблюдения широты и времени на 120 инструментах ($IPMS_{L+T}$), функционирующих на 70 обсерваториях мира.

В 1987 г. решениями Международного астрономического союза и Международного геофизического и геодезического союза была учреждена Международная служба вращения Земли (МСВЗ), заменившая МСДП и отдел вращения Земли МБВ (деятельность МБВ в области службы времени продолжается в Международном бюро мер и весов (МБВМ, BIPM)); она входит в состав Федерации служб анализа астрономических и геофизических данных (FAGS).

В основу работы МСВЗ положены три метода наблюдения: радиоинтерферометрия на очень длинных базах (РСДБ), лунная лазерная локация (ЛЛЛ) и Спутниковая лазерная локация (СЛЛ). Изданиями этой новой службы являются Ежедневный и Ежемесячный бюллетени A и B , соответственно, (*Weekly Bulletin A*, *Monthly Bulletin B*), содержащие параметры вращения (ориентации) Земли (x , y , $UT1$). Годовой отчет МСВЗ (*Annual Report of the IERS*), содержащий параметры вращения Земли и данные о Земной и Небесной системах отсчета (TRS и CRS), Специальные бюллетени C и D (*Special Bulletins C and D*), содержащие оповещения о «добавочных» секундах в UTC и о числовых значениях поправок $DUT1$, передаваемых в сигналах времени, Технические заметки МСВЗ (*Technical Notes of the IERS*), в которых публикуются отчеты и информация о работе МСВЗ, связанной с изучением вращения Земли и соответствующих систем отсчета.

МСВЗ возглавляет Центральное бюро, находящееся в Парижской обсерватории; в его подчинении находятся координационные центры по РСДБ, ЛЛЛ и СЛЛ, Бюро срочной службы. Станции наблюдения организованы в независимые сети на основе применяемой методики наблюдения, управляемые сетевыми центрами. В 1988 г. функционировали три сети РСДБ (IRIS — Атлантика, IRIS — Тихий океан, JPL—DSN), одна сеть — ЛЛЛ, одна сеть — СЛЛ.

¹⁾ Наблюдения движения истинного полюса не подтвердили значение периода движения оси вращения в теле Земли, считаемой в теории Эйлера абсолютно твердым телом, равное 305 дням; на основе этих наблюдений Чэндлер в 1897 г. установил, что движение истинного полюса складывается из движения истинного полюса относительно главной оси инерции Земли против часовой стрелки с периодом около 1,2 года (428 суток) — это и есть чэндлеров период — и движения этой оси инерции в том же направлении с годовым периодом.

Координационные центры организуют службу наблюдений (выбор объектов наблюдения, программы, текущая обработка наблюдений и т. д.), выбирают модели и процедуры для анализа наблюдений.

Сетевые центры обрабатывают данные наблюдений в оперативном режиме (еженедельно и ежемесячно) и передают результаты в Центральное бюро. В центрах анализа ведется дальнейшая обработка наблюдений с целью вывода параметров, связанных с системами отсчета и с вращением Земли; эта информация передается ежегодно в Центральное бюро.

Бюро срочной службы на основе результатов, полученных от сетевых центров, образует совместное решение относительно параметров вращения Земли на недельных интервалах времени и дает прогноз их численных значений.

Окончательное определение ПВЗ на месячных интервалах выполняется Центральным бюро, которое по результатам, полученным от сетевых центров, производит одновременное уравнивание общепринятых небесных и земных систем отсчета и соответствующих определений параметров ориентации Земли (движение полюсов, всемирное время, прецессия, нутация).

По соглашению с МБМВ Центральное бюро извещает мировую научную общественность о включении «дополнительных» секунд в *UTC* и о значениях поправок *DUT1*, передаваемых вместе с сигналами времени.

Таким образом, вращение Земли представляется суточным вращательным движением относительно референц-оси, движение которой относительно инерциальной системы отсчета определено теориями прецессии и нутации. Эта референц-ось не совпадает, вообще говоря, с осью фигуры Земли (с осью наибольшего момента инерции) и медленно движется относительно ее (в земной системе отсчета) по квазикруговой траектории. Референц-ось пересекает небесную сферу в точке, называемой Небесным Эфемеридным Полюсом (НЭФ), будучи перпендикулярной к истинному экватору. Движение НЭФ в земной системе отсчета известно как движение земных полюсов. Именно НЭФ имеется в виду во всех преобразованиях между небесной и земной системами координат; его не следует смешивать с мгновенным полюсом вращения Земли. Движение полюсов обусловлено непредсказуемыми геофизическими процессами и определяется по наблюдениям звезд, радиоисточников, Луны и специальных ИСЗ, выполняемым при помощи многих инструментальных средств, включая РСДБ и лазерную светолокацию.

Полюс и нулевой (Гриничский) меридиан земной системы отсчета заданы неявным образом в виде номинальных значений географических долгот и широт, приписанных астрометрическим инструментам, участвующим в определении всемирного времени и движения полюса. Положение земной системы отсчета, полюс которой известен как Международное Условное Начало, МУН, относительно истинного экватора и равноденствия даты определяется, как уже отмечалось ранее, двумя малыми угловыми координатами

x_{P_N} , y_{P_N} и истинным Гриничским звездным временем S ; угловые величины x_{P_N} и y_{P_N} соответствуют координатам НЭФ относительно МУН, измеряемым по меридианам под долготами 0° и 270° (90° западной долготы) от Гринича.

1.1.17. ПЕРЕХОД ОТ СИСТЕМЫ НЕБЕСНЫХ КООРДИНАТ К СИСТЕМЕ ЗЕМНЫХ КООРДИНАТ

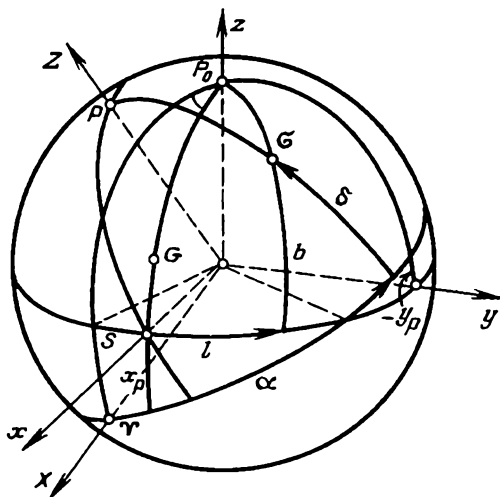
Рассмотрим прямоугольные геоцентрические системы координат — истинную небесную $TXYZ$ и среднюю (в смысле, указанном ранее) земную $Txyz$ (рис. 21).

Оси небесной системы координат направлены, соответственно, в истинную точку весеннего равноденствия Υ , в точку истинного небесного экватора с прямым восхождением b^h и в истинный полюс мира P_N ; оси земной системы координат направлены, соответственно, в точку пересечения среднего Гриничского меридиана со средним земным экватором, в точку среднего земного экватора с восточной долготой 90° от Гринича и в Международное условное начало (положение полюса средней эпохи 1903). Очевидно, положение истинного полюса мира P_N относительно P_0 определяется прямоугольными координатами x_{P_N} и y_{P_N} , смысл которых был указан ранее.

Если сферические «земные» координаты небесного объекта суть долгота l и широта b , то сферические небесные координаты α , δ этого же объекта в ту же эпоху T связаны с ними соотношениями $(xyz)_{l,b}^T = \bar{q} (-x_{P_N}) \bar{p} (-y_{P_N}) \bar{r} (S) (XYZ)_{\alpha,\delta}^T$, (1.77)

в которых S означает истинное гриничское звездное время, определяемое как часовой угол истинной точки весеннего равноденствия Υ относительно среднего гриничского меридиана (см.

Рис. 21. Небесные и земные координаты



$$(xyz)_{b(T)}^T = \bar{S} \bar{N} \bar{P} (XYZ)_{a,\delta(T_0)}^T, \quad (1.78)$$

1.1.18. ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПОЛЮСОВ НА АСТРОНОМИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ

Так как в случае сферической Земли

$$(xyz)_{\lambda, \varphi(T)}^T = \bar{r}(S) (XYZ)_{\alpha, \delta(T)}^T, \quad (1.79)$$

$$(xyz)_{\lambda, \varphi(T_0)} = \bar{q}(-x_{P_N}) \bar{p}(-y_{P_N}) (xyz)_{\lambda, \varphi(T)}^T; \quad (1.80)$$

48

Поскольку величины x_{P_N} и y_{P_N} малы, то формулу (1.80) можно упростить, полагая в матрицах $\bar{q}$, $\bar{p}$ косинусы этих величин равными единице и заменяя синусы углов x_{P_N} и y_{P_N} самими углами, выраженными в радианах

$$\begin{pmatrix} \cos \varphi & \cos \lambda \\ \cos \varphi & \sin \lambda \\ \sin \varphi & \end{pmatrix}_{(T_0)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & x_{P_N} \\ 0 & 1 & -y_{P_N} \\ -x_{P_N} & y_{P_N} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \varphi & \cos \lambda \\ \cos \varphi & \sin \lambda \\ \sin \varphi & \end{pmatrix}_{(T)} \quad (1.81)$$

или

$$\begin{aligned} \cos \varphi_0 \cos \lambda_0 &= \cos \varphi \cos \lambda + x_{P_N} \sin \varphi, \\ \cos \varphi_0 \sin \lambda_0 &= \cos \varphi \sin \lambda - y_{P_N} \sin \varphi, \end{aligned} \quad (1.82)$$

$$\sin \varphi_0 = \sin \varphi - x_{P_N} \cos \varphi \cos \lambda + y_{P_N} \cos \varphi \sin \lambda.$$

Из третьего соотношения системы (1.82) непосредственно* следует формула поправки к широте за движение полюсов $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi = y_{P_N} \sin \lambda - x_{P_N} \cos \lambda, \quad (1.83)$$

известная как формула С. К. Костинского.

Влияние движения полюсов на определение долготы λ можно учесть по формуле

$$\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda = -(x_{P_N} \sin \lambda + y_{P_N} \cos \lambda) \operatorname{tg} \varphi, \quad (1.84)$$

получаемой из первых двух соотношений (1.82) с точностью до первых степеней малых углов x_{P_N} и y_{P_N} .

Формулу поправки к наблюдаемому значению астрономического азимута A можно получить в виде

$$\Delta A = A_0 - A = -(x_{P_N} \sin \lambda + y_{P_N} \cos \lambda) \sec \varphi, \quad (1.85)$$

рассмотрев сферический треугольник $P_N P_0 O$ (рис. 22), из которого имеем:

$$\sin \Delta A = - \frac{\sin \gamma \sin (\Gamma + \lambda_0)}{\cos \varphi}, \quad (1.86)$$

$$x_{P_N} = \gamma \cos \Gamma, \quad y_{P_N} = -\gamma \sin \Gamma, \quad (1.87)$$

где γ измеряется дугой среднего меридиана истинного полюса P_N , заключенной между истинным и средним положением полюса, Γ есть угол при среднем полюсе P_0 между средними меридианами точек G и P_N , отсчитываемый к востоку от среднего меридиана точки G .

* Так как значения наблюдаемой и приведенной широт φ и φ_0 весьма близки, то $\sin \varphi_0 = \sin \varphi + (\varphi - \varphi_0) \cos \varphi + \dots$ Подставив это выражение для $\sin \varphi_0$ в последнее выражение системы (1.82), получим (1.83).

1.1.19. ВРЕМЯ И ЕГО ИЗМЕРЕНИЕ

Изучение динамики небесных тел и астрономических явлений неразрывно связано с измерениями времени: фиксацией моментов времени и определением промежутков (интервалов) времени. Среди трех фундаментальных единиц механики время обладает особыми свойствами. Если при определении физических понятий массы и длины достаточно скалярных величин, определение (дефиниция) времени требует кроме скалярной величины введения еще и понятия шкалы времени, имеющего фундаментальное значение в астрономических исследованиях, особенно, в небесной механике.

В задачи астрономии не входит выяснение сущности времени как философской категории; хронометрические аспекты астрономии связаны с вопросами измерения и хранения времени, установлением взаимно однозначного соответствия между мерой времени и наблюдаемым астрономическим, а в последнее время и физическим, явлением. Это наблюдаемое явление может быть связано с некоторым периодическим и дискретно счетным процессом или с непрерывным и измеримым процессом.

Поскольку непосредственное объективное восприятие времени невозможно, то процесс измерения времени основывается на шкале времени, определенной:

1) некоторой материальной системой (часами), обладающей непрерывным и устойчивым движением и представляющей определенный измеримый параметр Π , изменяющийся со временем;

2) теорией, дающей значение этого параметра Π в функции независимой переменной t , называемой временем.

Функция $\Phi(t) = \Pi$ должна быть однозначной и допускать различие между ее частными значениями. Тогда время t можно выражать через измеренные значения π определяющего параметра Π в виде $t = \varphi(\pi)$. Определенная таким образом шкала времени дает возможность упорядочить событие в смысле раньше или позже относительно избранного момента времени t_0 в зависимости от того, будет ли $t_0 > t$ или $t_0 < t$, если t — момент времени, в который произошли рассматриваемые события. Таким образом, при измерении времени необходимо строго отличать момент времени (эпоху) от промежутка (интервала) времени.

Исторически в астрономии сложились следующие системы измерения времени:

системы звездного времени и солнечного (всемирного) времени, основанные на явлении суточного (осевого) вращения Земли;

система эфемеридного времени, определяемая независимой переменной дифференциальных уравнений небесной механики, на которых основаны чисто гравитационные теории гелиоцентрического движения тел Солнечной системы в рамках ньютоновой динамики; мера эфемеридного времени определена периодом движения Земли по гелиоцентрической орбите;

системы барицентрического и земного динамического времени, которые определены релятивистскими теориями барицентрического движения тел Солнечной системы;

система атомного времени, основанная на процессе генерации электромагнитных колебаний при квантовых переходах в атомах и молекулах; мера атомного времени связана с частотой этих колебаний в определенных атомах или молекулах при переходе между определенными квантовомеханическими (энергетическими уровнями).

В последнее время ведутся исследования, направленные на формирование еще одной — пульсарной — системы времени, основанной на чрезвычайно устойчивом по частоте и амплитуде излучений в радиодиапазоне особых небесных объектов — пульсаров.

1.1.20. ЗВЕЗДНОЕ ВРЕМЯ. СОЛНЕЧНОЕ (ВСЕМИРНОЕ) ВРЕМЯ

Звездное время непосредственно связано с вращением Земли, так что равным углом поворота Земли соответствуют равные промежутки звездного времени.

Местное звездное время s , то есть звездное время на меридиане места наблюдения, определяется и измеряется часовым углом точки весеннего равноденствия Υ — двугранным углом между плоскостями мгновенного меридиана точки наблюдения и часового круга точки весеннего равноденствия Υ . Промежуток времени между двумя последовательными одноименными кульминациями точки весеннего равноденствия Υ на одном и том же меридиане называются звездными сутками. Момент верхней кульминации точки весеннего равноденствия Υ на меридиане места наблюдения определяет начало звездных суток, то есть момент 0^h местного звездного времени. В зависимости от выбора точки весеннего равноденствия Υ , вернее учета всех членов нутации или же только короткопериодической ее части, прецессии, различают истинное, квазиистинное и среднее звездное время. В первом случае рассматривается истинная точка Весны $\Upsilon_{\text{ист}}$, обладающая прецессионным и нутационным движением, во втором случае из нутации исключены ее короткопериодические члены, наконец, полное исключение нутации дает среднюю точку весеннего равноденствия $\Upsilon_{\text{сред}}$.

Звездные сутки подразделяются на 24 звездных часа, каждый из которых содержит 60 звездных минут и 3600 звездных секунд; таким образом, одни звездные сутки содержат 1440 звездных минут и 86 400 звездных секунд. Из-за неравномерности суточного вращения Земли продолжительность звездных суток, а, значит, и звездной секунды неодинакова.

Различие местных звездных времен под различными долготами в один и тот же физический момент времени не всегда удобно; в частности, при предвычислении моментов по звездному времени, в которые должны произойти определенные астрономические яв-

ления, более удобно указывать их относительно одного и того же общепринятого меридиана, например, гриничского. Местное звездное время гриничского меридиана называют **гриничским звездным временем** S ; тогда местное звездное время s в любой точке поверхности Земли, лежащей под долготой l от Гринича, связано с S соотношением:

$$s = S - l, \quad (1.88)$$

в котором долгота l места наблюдения считается положительной к западу от Гринича и отрицательной к востоку (при счете l от 0 до $\pm 180^\circ$) и выражена в тех же звездных единицах времени, что и S .

Средняя точка весеннего равноденствия $\Upsilon_{\text{сред}}$, обладающая лишь прецессионным смещением, определяет среднее равноденствие эпохи (даты). Поэтому среднее звездное время отличается от истинного звездного на величину полной нутации по прямому восхождению $N_a = (\Delta\psi + d\psi) \cos \epsilon$. Таким образом,

$$s_{\text{ист}} = s_{\text{сред}} + N_a. \quad (1.89)$$

Величина N_a называется также уравнением равноденствий (Equation of Equinoxes).

Местное звездное время s легко измеримо: оно равно прямому восхождению α звезды в момент ее верхней кульминации, то есть

$$s = \alpha \text{ при } t = 0^h; \quad (1.90)$$

в момент нижней кульминации (при $t = 12^h$)

$$s = \alpha + 12^h. \quad (1.91)$$

Гриничское звездное время в момент времени $t=0$ равно

$$S = \alpha + l. \quad (1.92)$$

При практическом определении звездного времени s прямые восхождения α звезд берут из фундаментальных каталогов звездных положений с учетом движения точки весеннего равноденствия, абберационного и параллактического смещений и пр. По решению XVII Генеральной ассамблеи МАС (Канада, 1979) для этих целей рекомендован фундаментальный каталог *FK5* (Fifth Fundamental Catalogue), опубликованный Астрономическим вычислительным институтом в Гейдельберге (ФРГ). Наблюдения прохождений звезд через местный меридиан (меридианный круг, пассажный инструмент) или через малый круг равных высот (астролябия Данжона) дают, таким образом, непосредственно истинное звездное время как часовой угол истинной точки весеннего равноденствия, положение которой определено видимыми прямыми восхождениями наблюдаемых звезд относительно мгновенного меридиана места наблюдения. Кроме выполнения обычных астрономических редукций для приведения средних мест звезд на видимые места (см. 1.5) учитывают также измерения положения плоскости местного ме-

ридиана, обусловленные движением полюсов Земли и коротко-периодическими неравенствами в угловой скорости ее вращения. Только при соблюдении этих условий можно считать точными формальные определения местного и гриничского звездного времени через соответствующие часовые углы точки Весны Υ , сформулированные ранее.

Из-за прецессии средние звездные сутки продолжительностью в 24 средних звездных часа на $0^s,0084$ короче периода полного оборота Земли вокруг своей оси. Истинные звездные сутки отличаются от периода осевого вращения Земли на переменную величину, зависящую от нутации земной оси вращения.

Период полного оборота Земли в эфемеридных секундах (см. 1.1.26) можно представить следующей формулой:

$$P = 86\,164^s,10087 + 0^s,001635 T + 1^s,816 \Delta B''_t, \quad (1.93)$$

в которой T означает промежуток времени, протекший от эпохи 1900, январь $0,12^h$ эфемеридного времени до рассматриваемого момента и выраженный в юлианских столетиях по 36 525 суток, $\Delta B''_t$ есть суточная вариация флуктуации долготы Луны в дуговых секундах.

Из-за неравномерности истинное звездное время не годится для измерения промежутков времени; его применяют лишь для фиксации моментов времени — эпох.

Регламент течения повседневной жизни человека, определенный естественным явлением смены дня и ночи, связанным с восходом, кульминацией и заходом Солнца, привел к появлению Солнечной системы измерения времени.

Аналогично определению системы звездного времени с помощью часового угла t_γ точки весеннего равноденствия Υ , местное солнечное время определяется и измеряется часовым углом $t_\odot$ центра видимого диска истинного Солнца, отсчитываемым относительно мгновенного меридиана места наблюдения. Промежуток времени между двумя последовательными одноименными кульминациями центра видимого диска на одном и том же меридиане называется истинными солнечными сутками. Момент верхней кульминации истинного Солнца на данном меридиане определяет истинный полдень для всех точек, лежащих на этом меридиане. До 1925 г. истинный полдень принимали за момент начала истинных солнечных суток при астрономическом счете времени: фундаментальная эпоха Ньюкомовых «Таблиц Солнца» совпадает с моментом 1900, январь $0,12^h$ эфемеридного времени, т. е. по старому астрономическому счету с началом суток календарной даты 31 Декабря 1899 г. Все даты и моменты времени в публикациях эфемерид и наблюдений, относящихся к этому периоду, сопровождаются обозначением GMAT (Greenwich Mean Astronomical Time, Гриничское среднее астрономическое время).

После 1925 г. астрономический счет времени привели в соответствие со счетом, принятым в гражданской жизни, т. е. моменты

начала календарных дат были передвинуты на полсуток (12^h) назад. Таким образом, в настоящее время в астрономии за начало истинных солнечных суток принята истинная полночь — момент нижней кульминации Солнца, и истинное солнечное время на любом меридиане измеряется местным часовым углом $t_{\odot}$ центра диска истинного Солнца, увеличенным на 12^h .

Однако изменения часового угла $t_{\odot}$ центра диска истинного Солнца с временем не пропорциональны соответствующим углам поворота Земли вокруг ее оси, так что продолжительность истинных солнечных суток не постоянна. Это приводит к отказу от выбора истинных солнечных суток, а, значит, и истинной солнечной секунды в качестве единицы измерения солнечного времени.

Точное знание законов небесной механики, которым подчинено гелиоцентрическое движение Земли, позволяет перейти от неравномерного истинного солнечного времени v к среднему солнечному времени m , определяемому местным часовым углом среднего экваториального Солнца, движущегося по экватору со средней скоростью движения истинного Солнца по эклиптике, так что прямое восхождение A среднего экваториального Солнца в любой момент времени t численно равно средней долготе эклиптического Солнца $L_{\odot} = L_0 + n(t - t_0)$, где L_0 означает долготу среднего эклиптического Солнца в эпоху t_0 , n — среднее суточное движение этого среднего Солнца.

Среднее экваториальное Солнце связано, таким образом, с истинным Солнцем посредством среднего эклиптического Солнца, равномерно движущегося по эклиптике со средней скоростью истинного Солнца и проходящего одновременно с ним через апогей и перигей видимой геоцентрической орбиты при условии совпадения со средним экваториальным Солнцем в истинной точке весеннего равноденствия. Теория движения истинного Солнца дает возможность вычислить для любого момента времени разность прямых восхождений (или часовых углов) истинного Солнца и среднего экваториального Солнца, называемую уравнением времени, и перейти от полученного из наблюдений момента истинного солнечного времени к моменту равномерного среднего времени, измеряемого равномерно идущими часами.

Уравнение времени E определяется формулой

$$v - m = E \quad (1.94)$$

и может быть представлено в виде

$$E = 460^s \sin g - 592^s \sin 2(\Gamma + g), \quad (1.95)$$

где g означает среднюю аномалию истинного Солнца, Γ — среднюю долготу перигея геоцентрической солнечной орбиты; из формулы (1.95) видно, что уравнение времени E есть разность уравнения центра и приведения к экватору.

С точностью в date до ± 1 суток значения уравнения времени E заданы табл. 1.

Дата	E	Дата	E
11 Февраля	$-14^m 22^s$	27 Июля	$-6^m 23^s$
16 Апреля	0 00	2 Сентября	0 00
15 Мая	+3 47	4 Ноября	+16 23
15 Июня	0 00	25 Декабря	0 00

Местное среднее солнечное время основного — Гриничского — меридиана называется всемирным временем и обозначается символом M . Соответствующая система измерения времени — система всемирного времени — обозначается в английской литературе UT (Universal Time); эквивалентное обозначение на немецком языке WZ (Weltzeit), на французском — TU (Temps Universel). До 1960 года в этой системе был выражен основной аргумент всех астрономических эфемерид; в настоящее время ее применяют для фиксации моментов наблюдения небесных объектов и астрономических явлений. Система всемирного времени UT как система гражданского счета времени заменила после 1 января 1925 г. систему астрономического счета времени GMT или $GMAT$, так что обозначение UT всегда относится к среднему времени, отсчитываемому от средней гриничской полуночи, даже для моментов и дат до 1925 г. Системы среднего времени $GMAT$ и UT связаны следующими соотношениями:

1925, Январь 0 (1924, Декабрь 31), $0^h GMAT = 1925$, Январь 0, $12^h UT$;

1925, Январь 1 (1924, Декабрь 32), $0^h GMAT = 1925$, Январь 1, $12^h UT$, то есть

1924, Декабрь 31.5 $GMAT = 1925$, Январь 1.0 UT .

Таким образом, до 1 января 1925 г.

$$v = t_{\odot}$$

а после 1 января 1925 г.

$$v = t_{\odot} + 12^h.$$

Эти соотношения иллюстрируются следующей схемой

	31 Дек' 24	31 Дек' 24	1 Янв' 25	1 Янв' 25
$GMAT$	0^h	12^h	0^h	12^h
UT	0^h	12^h	0^h	0^h
	31 Дек' 24	1 Янв' 25	1 Янв' 25	2 Янв' 25

1.1.21. СИСТЕМА ЮЛИАНСКИХ ДАТ

Для целей хронологии в астрономической практике принята система сплошного счета суток — день за днем, начиная от

определенной, достаточно удаленной в прошлые эпохи, предшествующей наиболее древним известным событиям в истории человечества. Эта система юлианских дней, или юлианских дат была введена в XVI веке Скалигером, избравшим за начальную эпоху средний гриничский полдень 1 Января 4713 года до нашей эры. В юлианской системе счета средних солнечных суток принцип отсчета суток от среднего гриничского полудня, следующего за средней гриничской полночью, определяющей момент начала рассматриваемой календарной даты, сохранен и после 1 января 1925 г. Номер дня в юлианской системе означает число средних солнечных суток, протекших от начальной эпохи юлианской системы до рассматриваемой даты, и предваряется обозначением JD. Таким образом, фундаментальной эпохе Ньюкомовых «Таблиц Солнца», т. е. дате и моменту 1900, январь 0,12^h UT соответствует юлианская дата JD 2 415 020.0. Юлианская дата любого момента времени выражается целочисленным номером соответствующего юлианского дня и дробной частью, равной десятичной доле суток, протекшей от среднего полудня до рассматриваемого момента; так, 1973, Апрель 20, 6717 UT = JD 2 441 793.1717.

Номер юлианского дня JD в момент Январь 0,5 UT для любого года можно определить по следующей формуле:

$$JD = (4712 + N) 365.25 + \left[\frac{N}{400} \right] - \left[\frac{N}{100} \right] + K, \quad (A)$$

где величина K принимает различные числовые значения в зависимости от места года N в четырехлетнем високосном цикле:

$K = 1$, если N — високосный год, $N = N_0$,

$K = 1,75$, » $N = N_0 + 1$,

$K = 1,50$, » $N = N_0 + 2$,

$K = 1,25$, » $N = N_0 + 3$,

N_0 означает ближайший к N предшествующий високосный год.

Ю. И. Сафронов предложил формулу для определения числа d юлианских дней, протекших от фундаментальной эпохи 1900, Январь 0,5 UT до начала календарной даты на местном меридиане под долготой l от Гринича:

$$d = 365 N + \left[\frac{N-1}{4} \right] + 28 (M-1) + \sum_i^{M-1} \Delta M_i + D + (l-0,5), \quad (B)$$

где символы N , M , D означают номер года (отсчитываемый от 1900 года), месяца и дату (число месяца), ΔM_i есть дополнение от 28 суток до полного месяца.

Можно еще воспользоваться также формулой, предложенной Н. П. Ерпылевым для вычисления юлианской даты

$$JD = 2\,415\,078.5 + [0,5 + 30,6a] + 365b + \left[\frac{b}{4} \right] + d, \quad (C)$$

где

$$a = M - 3 + 12k, \quad b = D - 1900 - k, \quad k = \left[\frac{14.1 - M}{12} \right].$$

Квадратные скобки [] в формулах (А), (В), (С) означают целую часть соответствующего частного (или числа).

Юлианский звездный день. Для счета последовательных звездных суток введена система юлианских звездных дней, аналогичных системе юлианских средних дней.

Юлианская (гриничская) звездная дата, обозначаемая JSD, определяется промежутком звездного времени в звездных сутках, протекшим от 0^h звездного времени начальной эпохи JD 0.0 до 0^h звездного времени заданной календарной даты. Между юлианской датой и юлианской звездной датой JSD установлено приближенное соотношение

$$\text{JSD} = +0,671 + 1,0027379093 \text{ JD},$$

и

$$\text{JD} = -0,669 + 0,9972695664 \text{ JSD}.$$

1.1.22. СВЯЗЬ МЕЖДУ ВСЕМИРНЫМ ВРЕМЕНЕМ И ГРИНИЧСКИМ ЗВЕЗДНЫМ ВРЕМЕНЕМ

Если известны местное среднее солнечное время m и местное звездное время s на меридиане места наблюдения под долготой l от Гринича, то всемирное время M и Гриничское звездное время S в этот же физический момент времени (момент наблюдения) определяются формулами:

$$M = m + l, \quad S = s + l, \quad (1.96)$$

в которых долгота l положительна к западу от Гринича.

Всемирное время M и Гриничское звездное время S связаны соотношением вида

$$S = 12^h + M + \alpha_{\odot}(M) + N_a, \quad (1.97)$$

где $\alpha_{\odot}(M)$ есть прямое восхождение среднего экваториального Солнца в момент M , N_a — полная нутация по прямому восхождению.

Прямое восхождение среднего экваториального Солнца, отсчитываемое от средней точки весеннего равноденствия рассматриваемой даты $t = t_0 + M$, определено формулой

$$\alpha(M) = 18^h 38^m 45^s.836 + 236^s.55536049 (d + M) + 0^s.0929 \left(\frac{d + M}{36\,252} \right)^2, \quad (1.98)$$

в которой d означает целое число суток от фундаментальной эпохи 1900, Январь 0, 12^h UT = JD 2 415 020.0 до гриничской полуночи рассматриваемой даты t_0 (в юлианской системе это JD (t_0) — 0.5).

Соотношение (1.97) можно записать в равносильной форме

$$S = S_0 + M + \mu M, \quad (1.99)$$

$$\mu = 0,0027379093,$$

если ввести понятие истинного звездного Гриничского времени S_0 в среднюю Гриничскую полночь (0^h всемирного времени), определяемого формулой

$$S_0 = 6^h 38^m 45^s.836 + 236^d 55536049 d + 0^s.0929 T^2 + N_a. \quad (1.100)$$

Здесь T означает промежуток времени d , выраженный в юлианских столетиях по 36 525 суток.

1.1.23. ГОД, МЕСЯЦ

Для измерения более продолжительных промежутков времени кроме средних солнечных суток (или звездных суток) вводят еще одну единицу — год, связанную с видимым движением Солнца среди звезд.

В зависимости от способа определения различаются следующие три основных годовых периода.

Промежуток времени, в течение которого Солнце совершает полное обращение вокруг Земли относительно направления на одну и ту же звезду, называется сидерическим, или звездным годом; таким образом, звездный год измеряется средней продолжительностью одного обращения истинного Солнца по эклиптике. С достаточной степенью точности

1 звездный год = 365,25636042... средних солнечных суток = 365^d06^h09^m09^s.5403.

Небольшое изменение продолжительности звездного года с временем учтено в более точном соотношении

1 звездный год = 365^d25636042 — 0^d00000011 T , в котором T имеет известный уже смысл.

Промежуток времени между двумя последовательными прохождениями центра истинного Солнца через истинную точку весеннего равноденствия называется тропическим годом;

1 тропический год = 365^d24219879 — 0^d00000614 T .

Промежуток времени между двумя последовательными прохождениями центра Солнца через перигей его видимой геоцентрической орбиты называется аномалистическим годом;

1 аномалистический год = 365^d25964134 + 0^d00000304 T .

В теории затмений Солнца и Луны важную роль играет еще один промежуток времени, в течение которого происходят два последовательных прохождения центра Солнца через восходящий узел орбиты Луны на эклиптике. Это — draconический год, продолжительность которого есть 346^d620031 + 0^d000032 T .

Рассмотрение движения Луны по геоцентрической орбите связано с интервалом времени, называемым месяцем.

В зависимости от способа определения различают следующие пять месяцев:

звездный, или сидерический месяц, равный

27^d3216614 + 0^d0000002 T,
тропический месяц, равный
27^d3215821 + 0^d0000001 T,
аномалистический месяц, равный
27^d5545509 — 0^d0000011 T,
синодический месяц, равный
29^d5305887 + 0^d0000002 T,
драконический месяц, равный
27^d2122204 + 0^d0000004 T.

Сидерический месяц измеряется продолжительностью одного полного обращения Луны вокруг Земли относительно фиксированного направления на одну и ту же звезду.

Тропический месяц равен промежутку времени между двумя последовательными прохождениями центра Луны через точку весеннего равноденствия.

Аномалистический месяц определяется промежутком времени между двумя последовательными прохождениями центра Луны через перигей ее геоцентрической орбиты.

Синодический месяц (лунация) измеряется промежутком времени между последовательными одноименными фазами Луны (например, между двумя полнолуниями).

Драконический месяц — промежуток времени между двумя последовательными прохождениями Луны через восходящий узел ее орбиты на эклиптике.

Поскольку ни тропический, ни звездный годы не содержат целого числа средних солнечных суток, то в гражданском календаре введен юлианский год продолжительностью в 365,25 средних солнечных суток, близкой к длине звездного года. Календарный год согласуется с этой величиной продолжительности путем включения дополнительного дня в феврале каждого четвертого (високосного) года, длина которого, таким образом, 366 дней, тогда как каждый из трех последующих (и предыдущих) годов длится 365 дней. Юлианское столетие в 36 525 средних солнечных суток принято в качестве основной единицы измерения времени.

Тропический год, непосредственно связанный с движением Солнца и прцессией равноденствий, определяющими систему подвижных церковных праздников, короче юлианского года на 0,008, что приводит к накоплению одних суток за 125 лет. Для исправления этого расхождения Римский папа Григорий XII в 1582 году своей знаменитой буллой «*Inter gravissimas Pastoralis...*» ввел новое правило счета високосных (от латинского слова *Bissextilis* — «дважды шестой») годов, согласно которому в течение каждых четырех столетий выбрасывались три високосных дня: они исключались из трех первых годов столетий, номер которых не делится на 400. Таким образом, в григорианском календаре годы 1700, 1800, 1900 не являются високосными. Реформа календаря

Римским папой Григорием XIII содержала исключением 11 дней: днем, следующим за 4 Октября 1582 года, стали считать 15 Октября 1582 года. В григорианском календаре средняя продолжительность года равна 356.2425 средних солнечных суток, так что ошибка в одни сутки накапливается за 3300 лет.

1.1.24. БЕССЕЛЕВ ГОД (ANNUS FICTUS)

Начало календарного астрономического года, совпадающее с 0^h среднего солнечного времени 31 Декабря предыдущего года, нельзя отнести к единому для всей Земли физическому моменту времени из-за несовпадения моментов средней полуночи на различных меридианах.

По предложению Бесселя за начало тропического года принимают эпоху, в которую прямое восхождение среднего экваториального Солнца с учетом аберрации, определяемое формулой

$$A = 18^h 38^m 45^s.836 + 8\,640\,184^s.542T + 0^s.0929\,T^2, \quad (1.101)$$

принимает значение 18^h40^m, или когда долгота среднего эклиптического Солнца равна 280°. Меридиан, на котором момент начала тропического года приходится на местную полночь, называется нормальным.

Год, определяемый коэффициентом при T в формуле (1.101), называется бесселевым годом; его продолжительность на Q^148T короче длины тропического года, определяемой коэффициентом при T в формуле средней тропической долготы L Солнца

$$L = 279^{\circ}41'48''.04 + 129\,602\,768''.13T + 1''.089\,T^2, \quad (1.102)$$

данной в Ньюкомовых «Таблицах Солнца». До решений XVIII и XIX Генеральных ассамблей МАС эпоха координатной системы или равноденствие каталогов всегда относилась к началу определенного бесселева года и обозначалась номером соответствующего календарного года N , сопровождаемым нулем десятых, т. е. $N.0$.

1.1.25. ПЕРЕВОД ПРОМЕЖУТКОВ СРЕДНЕГО ВРЕМЕНИ В ПРОМЕЖУТКИ ЗВЕЗДНОГО

Промежуток времени между двумя заданными эпохами можно выразить в различных единицах измерения времени — как средних, так и звездных.

Поскольку тропический год содержит 365,24219879 средних солнечных суток и 366,24219879 звездных суток, то 1 средние солнечные сутки =

$(1 + \mu)$ звездных суток,

где $\mu = 1/365,24219879 = 0,0027379093$.

Отсюда следует, что

1 средние сутки = 24^h03^m56^s.55536 звездного времени,

1 средний час = 1^h00^m09^s.85647

1 средняя минута = 1^m00^s16427

1 средняя секунда 1^s00274

Поэтому любой промежуток m среднего времени, протекший между физическими моментами t_1 и t_2 ($t_2 \geq t_1$) в одной и той же временной системе содержит $m(1 + \mu)$ единиц звездного времени, составляющих промежуток s звездного времени, то есть

$$s = m(1 + \mu). \quad (1.103)$$

Обратные соотношения дают

1 звездные сутки = $1 - \nu$ средних солнечных суток, где $\nu = 1/366,24219879 = 0,0027304336$.

Поэтому

1 звездные сутки = $23^h56^m04^s09054$ среднего времени,

1 звездный час = 59^m50^s17044 » »

1 звездная минута = 59^s83617 » »

1 звездная секунда = 0^s99727 » »

так что

$$m = s(1 - \nu). \quad (1.104)$$

1.1.26. ЭФЕМЕРИДНОЕ ВРЕМЯ

Системы звездного и всемирного времени, связанные с явлением суточного вращения небесной сферы, точно отражающим неравномерное вращение Земли вокруг ее оси, определяют неравномерные шкалы времени: 1 звездная секунда, и средняя секунда, равные $1/86\,400$ части соответствующих суток, неодинаковы во времени и непригодны как основные единицы времени. Поэтому стало необходимым ввести новую шкалу времени, определяемую ньютоновой динамикой гелиоцентрических орбитальных движений тел Солнечной системы; она представляет шкалу независимой переменной, фигурирующей в дифференциальных уравнениях, положенных в основу гравитационных теорий движения этих небесных тел.

Догадка о неравномерности суточного вращения Земли как о возможной причине расхождения теории движения Луны с наблюдениями была высказана Ньюкомом, включившим для согласия построенной им теории лунного движения с наблюдениями эмпирический член вида $A \sin(BT + \varphi)$. Этот эмпирический член был сохранен и в теории движения Луны, созданной американским астрономом Брауном и опубликованной в 1919 году.

Правильность догадок Ньюкома о неравномерности вращения Земли с очевидностью была доказана в 1937 г. астрономом Н. М. Стойко (МБВ, Париж) на основе сравнения результатов наблюдений всех служб времени мира с показаниями кварцевых часов Германского физико-технического института. В 1939 г. английский астроном Г. Спенсер Джонс на основе анализа расхождений теорий движения Луны, Солнца и Меркурия с наблюдениями подтвердил предположение Ньюкома о возможности определения равномерной шкалы

времени на основе движения любого тела Солнечной системы; соответствующая система измерения времени представляет в пределах точности наблюдений независимую переменную ньюкомова динамики, о которой речь шла ранее. В 1950 г. по инициативе американского астронома Дж. Клеменса такая динамическая система измерения времени под названием «Эфемеридное время» была введена в астрономическую практику; в ее основу была положена теория геоцентрического движения Солнца, воплощенная в известных «Таблицах Солнца» Ньюкома. Фундаментальным параметром шкалы эфемеридного времени была изображена средняя тропическая долгота Солнца L , см. формулу (1.102), так что за нуль-пункт этой временной шкалы была принята фундаментальная эпоха ньюкомовых «Таблиц Солнца» 1900, Январь 0,5 Эфемеридного времени; она соответствует тому физическому моменту, когда средняя тропическая долгота Солнца, отсчитанная от средней точки весеннего равноденствия этой эпохи, равна $279^{\circ}41'48''.04$.

В качестве основной (эталонной) единицы измерения времени выбрана продолжительность тропического года в фундаментальную эпоху, равная 365,24219879 эфемеридных суток, определяемая коэффициентом при T в формуле (1.102); отсюда следует, что тропический год в фундаментальную эпоху содержит 31556925,9747 эфемеридных секунд.

В соответствии с этим в 1956 г. Международным комитетом мер и весов было принято следующее определение эфемеридной секунды:

Секунда есть $1/31556925,9747$ часть тропического года в фундаментальную эпоху 1900, Январь 0,5 Эфемеридного времени.

Эфемеридное время и всемирное время. Из-за неравномерности суточного вращения Земли наблюдаемые положения небесных объектов являются функциями неравномерного всемирного времени, тогда как вычисления на основе гравитационных теорий движения в рамках ньютоновой динамики дают теоретические положения в функции равномерного эфемеридного времени. Поэтому в любой момент времени наблюдения, фиксируемый в системе всемирного времени UT , наблюдаемые координаты небесного объекта будут отличаться от теоретических координат и тем больше, чем быстрее среднее суточное движение этого объекта, в соответствии с изменением координат за промежуток времени ΔT между моментом наблюдения в системе UT и моментом эфемериды, дающей теоретические координаты, в системе ET эфемеридного времени; величина ΔT называется поправкой за эфемеридное время и всегда имеет смысл

$$\Delta T = ET - UT. \quad (1.105)$$

Поправка за эфемеридное время ΔT на практике определялась по наблюдениям Луны, из которых получалась величина флуктуации долготы Луны B'' , т. е. разности в дуговых секундах между наблюдаемыми и вычисленными значениями долготы Луны; таким образом, поправки ΔT вычисляли по формуле

$$\Delta T = 24^s.349 + 72^s.318T + 29^s.950T^2 + 1,82144B''_c. \quad (1.106)$$

За последние десятилетия теоретические основы формирования шкалы эфемеридного времени ET претерпели ряд изменений; поэтому для различения систем эфемеридного времени в зависимости от теории Луны МАС установлен номенклатурный индекс j , принимающий значения 0, 1 или 2.

Значение $j=0$ соответствует лунной теории Брауна, из которой исключен Большой эмпирический член Ньюкома; эта теория получила название Improved Lunar Ephemeris. Флуктуация долготы Луны B'' при $j=0$ имеет следующее выражение:

$$B''_c = \lambda_{\text{набл}} - \left[\lambda_{\text{Браун}} - 10^s.71 \sin(140^s.0T + 240^s.7) + 12^s.96T + 5^s.22T^2 + 4^s.65 \right]. \quad (1.107)$$

В этом случае получаем поправку ΔT_0 и систему эфемеридного времени ET_0 . Введенные в 1964 и 1972 годах уточнения и исправления лунной теории ILE привели к ее вариантам с $j=1$ и $j=2$, которым соответствовали ΔT_1 , ET_1 ; ΔT_2 , ET_2 .

Эфемеридный меридиан. По определению, эфемеридное время не зависит от суточного вращения Земли, а потому непригодно для вычисления часовых углов, зависящих от земного вращения. Для предвычисления астрономических явлений, зависящих от часового угла и географического местоположения, вводят эфемеридный меридиан как вспомогательный опорный меридиан, который занимает в пространстве такое положение, с которым совпадало бы положение Гриничского меридиана, если бы Земля вращалась равномерно, совершая полный оборот вокруг своей оси за одни эфемеридные сутки. Эфемеридный меридиан проходит восточнее Гриничского меридиана под долготой, равной $1,002738\Delta T$.

Введение эфемеридного меридиана влечет за собой следующие точные определения:

1. Эфемеридное время ET есть часовой угол эфемеридного среднего Солнца относительно эфемеридного меридиана, измененный на 12^h .

2. Всемирное время UT , или гриничское среднее время GMT , есть часовой угол среднего Солнца относительно Гриничского меридиана, измененный на 12^h .

3. Эфемеридное звездное время EST есть часовой угол точки весеннего равноденствия относительно эфемеридного меридиана.

4. Гриничское звездное время GST есть часовой угол точки весеннего равноденствия относительно Гриничского меридиана.

С эфемеридным меридианом связана эфемеридная долгота l' и эфемеридный местный часовой угол l' .

Таким образом, между тремя рассмотренными системами измерения времени — системой всемирного времени UT , звездного времени ST и эфемеридного времени ET установлены следующие соотношения:

Всемирное время	Эфемеридное время
$UT = M$	$ET = M' = UT + \Delta T = M + \Delta T$
Гриничское звездное время	Эфемеридное звездное время
$GST = S(M) = 12^h + M + \alpha_{\odot}^-(M)$,	$EST = S(M') = 12^h + M' + \alpha_{\odot}^-(M')$,
$\alpha(ET) = \alpha(UT) + \mu \Delta T, \mu = 0,002738,$ $EST = GST + (1 + \mu) \Delta T.$	

Часовой угол среднего Солнца $T_{\odot}$ относительно Гриничского меридиана	Часовой угол эфемеридного среднего Солнца T^* относительно эфемеридного меридиана
$T_{\odot}^- + 12^h + UT = GST - A_{\odot}^-$,	$T_{\odot}^+ = 12^h + ET = EST - A_{\odot}^+$,
$A_{\odot}^- = \alpha_{\odot}^-(UT) = \alpha_{\odot}^-(M)$	$A_{\odot}^+ = \alpha_{\odot}^-(ET) = \alpha_{\odot}^-(M) + \mu \Delta T$
Гриничский часовой угол T объекта (α, δ)	Эфемеридный часовой угол T^* объекта (α, δ)
$T = GST - \alpha$	$T^* = EST - \alpha$
Местный часовой угол t	Местный эфемеридный часовой угол t^*
$t = GST - \alpha - l = T - l$	$t^* = EST - \alpha - l^* = T^* - l^*$

При кульминации

На Гриничском меридиане	На эфемеридном меридиане
$T = 0^h$ (верхняя)	$T^* = 0^h$ (верхняя)
$T = 12^h$ (нижняя)	$T^* = 12^h$ (нижняя)

или, соответственно,

$GST = \alpha$	$EST = \alpha$
$GST = \alpha + 12^h$	$EST = \alpha + 12^h$

При кульминации на местном меридиане под долготой

l	l^*

Неравномерности в скорости суточного вращения Земли вызваны, в основном, следующими явлениями:

1. Непредсказуемым изменением положения земной оси вращения в теле Земли, называемым свободной, или Эйлеровой нутацией и проявляющимся в перемещении земных полюсов.

2. Сезонными вариациями угловой скорости суточного вращения Земли, обусловленными метеорологическими причинами, с более или менее регулярной повторяемостью из года в год (именно, сезонные вариации были открыты Н. М. Стойко в 1937 г.).

3. Вековым замедлением вращения Земли, вызванным рассеянием энергии земного вращения из-за приливного трения.

4. Флуктуациями в угловой скорости Земли, возможно, связанными с солнечной активностью.

Из обработки астрономических наблюдений звезд непосредственно получается всемирное время, обозначаемое $UT0$.

Наблюдения обсерваторий МСДП определяют движение северного полюса Земли, т. е. величину и направление смещения мгновенного полюса относительно принятого среднего положения полюса (см. 1.1.16). Введение соответствующей поправки $\Delta\lambda$ в наблюденное всемирное время $UT0$ даст систему всемирного времени $UT1$, характеризующую угол поворота Земли вокруг средней оси вращения; таким образом,

$$UT1 = UT0 + \Delta\lambda. \quad (1.108)$$

Дальнейшее введение поправки за сезонные вариации ΔT_s , вычисляемой экстраполяцией на основе прошлых наблюдений, определяет переход к системе квазиравномерного времени $UT2$, то-есть

$$UT2 = UT1 + \Delta T_s = UT0 + \Delta\lambda + \Delta T_s. \quad (1.109)$$

Поправку ΔT_s обычно представляют в виде

$$\Delta T_s = a \sin 2\pi t + b \cos 2\pi t + c \sin 4\pi t + d \cos 4\pi t; \quad (1.110)$$

коэффициенты a , b , c , d определяются эмпирически, время t выражено в тропических годах.

Таким образом, радиосигналы времени, подававшиеся ранее в системе $UT2$, давали немедленно относительно равномерную шкалу времени, пригодную для практических приложений в течение года. Именно, к моментам времени, отнесенным к системе $UT2$, и надлежало прибавлять поправки за эфемеридное время ΔT_s , чтобы получить эфемеридное время ETj .

1.1.28. ВСЕМИРНОЕ РЕГУЛЯРИЗОВАННОЕ ВРЕМЯ

В соответствии с резолюцией P11/C9 XVIII Генеральной ассамблеи МАС (Патры, Греция, 1982 г.) введена система всемирного

№	l	l'	F	D	Ω	Период (сут.)	Коэффициент при $\sin$ (аргумент)
1	1	0	2	2	2	5,64	(10^{-4} сек) —0,024
41	—1	—1	0	2	0	34,85	—0,086
42	0	2	2	—2	2	91,31	—0,057
62	0	0	0	0	1	6798,36	—1617,268

регуляризованного времени $UT1R$, получающаяся из системы $UT1$ исправлением за влияние зональных приливов поправками вида

$$UT1 - UT1R = \sum A_{ijk} \sin(il + i'l' + jF + kD + m\Omega). \quad (1.111)$$

Величины l , l' , F , D , Ω , входящие в эту формулу, называются фундаментальными аргументами теории Луны Брауна и определены следующими соотношениями

$$l = 134^{\circ}96' + 13^{\circ}064993 (MJD - 51544,5),$$

$$l' = 357,53 + 0,985600 (MJD - 51544,5),$$

$$F = 93,27 + 13,229350 (MJD - 51544,5),$$

$$D = 297,85 + 12,190749 (MJD - 51544,5),$$

$$\Omega = 125,04 - 0,052954 (MJD - 51544,5).$$

Чтобы получить истинные значения всемирного времени $UT1$, необходимо прибавить разность $UT1 - UT1R$ к значениям разностей $UT1R - UTC$ и $UT1R - TAI$, публикуемым в изданиях МСВЗ.

Как и в случае разложений нутации, разложение для $UT1 - UT1R$ разделено на две группы: группу членов с периодами от 5,64 до 34,85 суток и группу членов с периодами от 91,31 до 6798,36 суток. Для иллюстрации в табл. 2 приведены крайние члены этих двух групп.

1.1.29. АТОМНОЕ ВРЕМЯ

Прогресс, достигнутый в 1950-х гг. в области квантовой радиофизики, радиоспектроскопии и квантовой электроники, обусловил возможность создания новых эталонов частоты, основанных на естественном, повторяющемся с большой степенью точности колебательном процессе, который происходит при резонансных пе-

переходах атомов и молекул из одного энергетического состояния в другое при определенных условиях. Сочетание высокостабильных атомных и молекулярных эталонов частоты с кварцевыми часами высокой точности дает атомные часы, определяющие шкалу атомного времени AT . Система атомного времени характеризуется весьма большой степенью равномерности на продолжительных промежутках времени и совершенно не зависит ни от суточного вращения Земли, ни от теории движения тел Солнечной системы. Таким образом, каждая шкала системы атомного времени определяется конкретным атомным (молекулярным) эталоном частоты, стабилизирующим частоту конкретных кварцевых часов, то есть конкретным комплектом атомных часов.

За единицу измерения времени в системе AT принимают атомную секунду, определяемую в соответствии с резолюцией XIII Конференции Международного комитета мер и весов как промежуток времени, в течение которого совершается 9 192 631 770 колебаний, соответствующих частоте излучения, поглощаемого атомом цезия Cs^{133} при резонансном переходе между энергетическими уровнями сверхтонкой структуры основного состояния $^2S_{1/2}$, которые характеризуются квантовыми магнитными числами $F = 4, m_F = 0$ и $F = 3, m_F = 0$, при отсутствии возмущений от внешних магнитных полей. Это определение атомной секунды основано на результатах эксперимента, проведенного Военно-морской обсерваторией США (Вашингтон, О. К.) и Национальной физической лабораторией Великобритании (Теддингтон) по определению номинальной частоты цезиевого эталона по наблюдениям Луны; частота эта для эпохи 1957.0 оказалась равной $9\,192\,631\,770 \pm 20$ колебаний в одну эфемеридную секунду.

Шкалы атомного времени. Различные шкалы атомного времени отличаются своими нуль-пунктами; разности нуль-пунктов не сохраняют постоянных значений из-за случайных и систематических погрешностей соответствующих эталонов частоты.

Цезиевый эталон частоты обеспечивает относительную точность порядка $10^{-10} - 10^{-11}$ в течение нескольких лет, молекулярные квантовые генераторы частоты, работающие на аммиаке, воспроизводят эталонную атомную секунду с относительной погрешностью в $1 \cdot 10^{-10} - 5 \cdot 10^{-11}$, а водородный генератор Рамзея, работающий с частотой 1420405,77 kHz, обеспечивает относительную точность порядка $1 \cdot 10^{-13}$; отметим, что эфемеридная секунда определена с относительной точностью в $1 \cdot 10^{-9}$.

Для повышения точности и надежности измерения и хранения времени формируются средние, или интегрированные шкалы времени методом осреднения показаний нескольких атомных часов. Так, до недавнего времени с Международным бюро времени были связаны 10 атомных часов, размещенных в различных учреждениях и Европы

Боулдер (Национальное бюро стандартов США, <i>NBS</i>)	<i>Bld</i>
Вашингтон (Военно-морская научно-исследовательская лаборатория, <i>NRL</i>)	<i>WL</i>
Вашингтон (Военно-морская обсерватория США, <i>USNO</i>)	<i>WNO</i>
Оттава, Канада	<i>NRC</i>
Токио, Япония	<i>TO</i>
Йоханнесбург, ЮАР	<i>J</i>
Баньё, Франция	<i>Bgn</i>
Париж, Франция	<i>Pa</i>
Теддингтон, Англия	<i>ET</i>
Стокгольм (<i>FOA</i> , Швеция)	<i>Sto</i>

Показания всех этих часов были положены в основу формирования средневзвешенной атомной шкалы времени $A3$, определенной так, что в эпоху 1966, Январь $1,0^h UT2$ разность моментов $UT2 - A3 = 0^h 0^m 0^s$.

Существовавшая ранее шкала атомного времени $A3$ «старая» была основана на шкалах трех атомных часов, функционирующих в Боулдере, Теддингтоне и Невшателе (Швейцария); за ее нуль-пункт была принята эпоха 1958, Январь $1,0^h UT2$; однако фактическая разность $UT2 - A3$ в эту эпоху была равна $+0^s 0039$, а с учетом уменьшения времени $UT2$ на $0^s 0016$, вызванного переходом от системы фундаментального каталога $FK3$ к системе $FK4$, — на $+0^s 0023$.

1.1.30. ВСЕМИРНОЕ КООРДИНИРОВАННОЕ ВРЕМЯ UTC . ПОЯСНОЕ ВРЕМЯ. ДЕКРЕТНОЕ ВРЕМЯ

В 1964 г. была введена система всемирного согласованного времени (координированного времени) UTC , связанная не с суточным вращением Земли, а с системой атомного времени AT и достаточно близкая к системе всемирного времени UT . UT и всемирного координированного времени UTC в пределах $0^s 1$ поддерживалась ступенчатыми сдвигами радиочастоты сигналов времени. Однако, начиная с 1 января 1972 г. частотные сдвиги шкалы UTC были отменены и введено изменение показаний часов, функционирующих в системе UTC , на $\pm 1^s$ с тем, чтобы разности $UT1 - UTC$ не превосходили $\pm 0^s 90$. Таким образом, такое изменение осуществляется в зависимости от знака этой разности либо путем прибавления (положительной) секунды, либо путем пропуска (отрицательной) секунды. Положительная или отрицательная секунда в случае необходимости ее введения должна быть последней секундой месяца в системе UTC , преимущественно 31 декабря и (или) 30 июня, так что положительная секунда начинается в $23^h 59^m 60^s$ и кончается в $0^h 0^m 0^s$ первых суток следующего месяца, а в случае отрицательной секунды после момента $23^h 59^m 58^s$ через одну секунду следует момент $0^h 0^m 0^s$ первых суток следующего месяца.

Шкала *UTC* является по существу шкалой атомного времени, поэтому разность показаний часов в системе *UTC* и одновременных показаний часов в системе *TAI* выражается только целым числом секунд. Так, на 1 января 1988 года величина разности *TAI* — *UTC* установлена равной +24^с. Информация о приближенном значении разности *UT1* — *UTC* и ее знаке передается радиосигналами времени посредством специального «окрашивающего» кода.

Система всемирного времени *UT1* составляет основу измерения времени в повседневной жизни, так как с нею связана система всемирного координированного времени *UTC*, сигналы которого передаются по радиовещательным сетям мира. Однако, для практического удобства на земном шаре введена система поясного времени *ZT* (Zonal Time), реализованная условным разделением земной поверхности по меридианам на 24 часовых пояса, центральные меридианы которых отстоят друг от друга ровно на 15° (на 1^h). В качестве начала системы *ZT* выбран меридиан Гринича, который вместе с тем является основным меридианом соответствующего часового пояса. Система *ZT* связана с системой *UTC* соотношением

$$ZT = UTC + \Delta Z, \quad (1.112)$$

где величина ΔZ называется поясной поправкой и определяется долготой пояса, в котором расположен данный географический пункт, относительно меридиана Гринича. Часовой пояс Гринича обозначен буквой *Z* (нуль-пункт, the Zero-Point). Часовые пояса, идущие на восток от Гринича, обозначены буквами *A, B, ..., M* (исключая *J*), и поправка ΔZ для них принимает значения +1^h, +2^h, ..., +12^h. Пояса к западу от Гринича обозначены буквами *N, O, ..., Y*, и им соответствуют значения от —1^h до —12^h. Часовые пояса *M* и *Y* разделены линией перемены даты: пароход, пересекающий эту линию при следовании курсом с запада на восток, в момент перехода меняет дату на предыдущую; если же в момент пересечения линии пароход следовал курсом «восток — запад», то дата меняется на последующую.

В ряде государств мира существуют также гражданские системы измерения времени, устанавливаемые законодательным путем (чаще всего, это так называемое летнее время).

С 16 июня 1930 года на всех часовых поясах на территории Советского Союза было введено декретное время, отличающееся на +1^h от поясного времени. Кроме того, ежегодно с последнего воскресенья марта по последнее воскресенье сентября вводится летнее (сезонное) время, которое на +1^h отличается от декретного времени. Декретное (летнее) время второго часового пояса, в котором расположена Москва, называется московским (соответственно летним московским) временем.

Неудовлетворительность шкалы (системы) эфемеридного времени *ET* ощущалась давно, и поэтому из-за требований практики к точности и оперативности эта система была заменена, начиная с астрономических ежегодников на 1984 г., новой шкалой земного динамического времени, *TDT*. Согласно резолюциям МАС система *TDT* должна сохранять непрерывную преемственность с шкалой эфемеридного времени *ET*; поэтому система эфемеридного времени сохраняет свою актуальность до сих пор.

В системе времени *TDT* основной единицей измерения является секунда *SI*, как и в системе атомного времени *TAI*. Для точного сопоставления обих шкал необходимо знать величину смещения нуль-пунктов в заданный момент времени, которая установлена соотношением начальных эпох в виде:

$$1977 \text{ Январь } 1.0 \text{ TAI} = 1977 \text{ Январь } 1.0003725 \text{ TDT};$$

оно обеспечивает и непрерывность с системой эфемеридного времени *ET*, так как

$$ET = TAI + 32^s 184. \quad (1.113)$$

При введении в рассмотрение частной теории относительности и пространство, и время относительны и зависят от системы отсчета или, что то же, от данного наблюдателя. Поэтому вводится четырехмерное многообразие точек, каждая из которых характеризуется тремя пространственными координатами и одной временной координатой. Такая точка представляет событие в четырехмерном мире, поскольку ее координатами определяется единственная точка пространства и единственный момент времени (эпохи). При изменении системы координат с различными наблюдателями связаны различные системы отсчета; при этом время события изменяется, с формальной точки зрения, так же, как и пространственные координаты. В частности, разность моментов времени между явлениями не сохраняет своего значения. Неизменным остается лишь интервал между событиями, определяемый следующим образом:

если заданы два соседних события *P* и *Q* с координатами (*x*, *y*, *z*, *t*) и (*x* + *dx*, *y* + *dy*, *z* + *dz*, *t* + *dt*), то элемент интервала *ds* задается метрикой пространства, определяемой рассматриваемой теорией пространства — времени. В частной теории относительности (ЧТО), описывающей пространство — время в отсутствии сил тяготения элемент интервала *ds* определен метрикой следующего вида

$$ds^2 = c^2 dt^2 - 1 (dx^2 + dy^2 + dz^2); \quad (1.114)$$

такая простота формы метрики обусловлена инерциальным характером системы отсчета. Однако, если рассмотреть одно из явлений в инерциальной системе координат, а другое — в системе, вращающейся относительно ее оси *z* с угловой скоростью ω , то метрика во вращающейся системе отсчета будет выражена более сложным соотношением для элемента интервала *ds*².

Таким образом, элемент интервала ds между соседними близкими событиями определен метрикой пространства — времени и инвариантен при любых преобразованиях координат. Этот интервал называют временно-подобным или пространственно-подобным смотря по тому, будет ли величина ds вещественной или мнимой; если $ds^2 = 0$, то элемент интервала называют нулевым.

Интервал между двумя неблизкими событиями P и Q нельзя определить однозначно без дополнительных условий; пусть C есть кривая в четырехмерном пространстве — времени, соединяющая события P и Q . Интервал s вдоль кривой C можно найти интегрированием элемента интервала ds , определяемого метрикой этого четырехмерного многообразия, то есть

$$s = \int_{(C)^P}^Q ds; \quad (1.115)$$

очевидно, что величина s зависит от пути интегрирования, т. е. от кривой C . Вообще говоря, величина s будет выражена комплексным числом, так как дуги этой кривой C могут быть временно-подобными, пространственно-подобными или даже нулевой длины. Однако, если в качестве кривой C выбрать геодезическую в данном пространстве — времени, то интервал s между событиями P и Q определяется однозначно, ибо это кривая, на которой интервал s имеет стационарное значение — не обязательно минимальное. Геодезическая C является либо временно-подобной, либо пространственно-подобной или нулевой на всем своем протяжении.

Любая кривая C в четырехмерном пространстве — времени принадлежит однопараметрическому семейству, определенному уравнениями вида

$$x = x(p), \quad y = y(p), \quad z = z(p), \quad t = t(p); \quad (1.116)$$

параметр p может быть выбран различными способами. В частности, если кривая временно-подобна, то в качестве параметра p можно выбрать интервал s , измеряемый вдоль кривой C от некоторой начальной точки. Можно так же поступить и в случае пространственно-подобной кривой, хотя это и неудобно, так как s выражается мнимым числом. Таким образом, кривая представляет непрерывную последовательность событий. Если эти события относятся к одному и тому же заданному телу, то кривую C называют мировой линией этого тела. Мировую линию свободно движущегося тела (без приложения каких-либо сил) можно характеризовать как четырехмерную прямую; более точно, она является геодезической, простая линейная форма уравнения которой является свойством инерциальной системы координат. В не-инерциальных системах отсчета геодезические будут иметь более сложное параметрическое представление, однако, в силу того, что геодезические суть инвариантные кривые, геодезическая даже в не-инерциальной системе координат будет мировой линией свободной материальной точки.

В этом суть геодезического принципа: мировыми линиями свободных материальных точек являются временно-подобные геодезические. Этот геодезический принцип можно считать обобщением Ньютонова закона инерции — первого закона механики; он сохраняет свою силу и в Общей теории относительности (ОТО).

Пространство-время в ЧТО — плоское; его геометрия, определяемая полностью метрикой, представляет собою обобщение евклидовой геометрии на случай четырех измерений. «Плоскость» пространства-времени в ЧТО находит свое отражение в геодезических, являющихся четырехмерными прямыми, что следует из метрики простого вида, в которой коэффициенты постоянны.

Влияние сил тяготения рассматривается в Общей теории относительности (ОТО); оно проявляется в кривизне пространства-времени и его метрику нельзя выразить в простом виде. Это означает, что инерциальные системы координат не существуют. Поэтому Эйнштейн сформулировал принцип общековариантности, согласно которому законы физики можно выразить в одном и том же виде во всех системах координат; такое выражение осуществимо лишь применением аппарата тензорного исчисления. Зависимость геометрии пространства-времени от распределения тяготеющих масс описывается Эйнштейновыми уравнениями поля, которые, в свою очередь, определяют метрику. В дальнейшем рассматриваем лишь метрику, оставляя в стороне сами уравнения поля.

Как и ранее, пространство-время представлено четырехмерным точечным многообразием. Каждая из точек представляет событие и характеризуется четырьмя вещественными координатами x^μ ($\mu = 1, \dots, 4$). В дальнейшем появление индекса (верхнего или нижнего) означает, что этот индекс может принимать любое из этих числовых значений. Геометрия пространства-времени определена в этом случае метрикой, имеющей следующую Риманнову форму

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.117)$$

в которой так называемые немые индексы, повторяющиеся дважды, означают соответствующее суммирование от 1 до 4 независимо по каждому немому индексу. Ковариантный тензор ранга 2 $g_{\mu\nu}$ называется метрическим тензором.

Геодезическими являются кривые, заданные параметрически уравнениями

$$x^\lambda = x^\lambda(p) \quad (1.118)$$

и удовлетворяющие геодезическим дифференциальным уравнениям вида

$$\frac{d}{dp} \left(g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{dp} \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\lambda} \frac{dx^\mu}{dp} \frac{dx^\nu}{dp}. \quad (1.119)$$

Из этих уравнений можно найти геодезические при заданной метрике пространства-времени. Эти геодезические могут быть

временно-подобными, пространственно-подобными или нулевыми. В силу применимости геодезического принципа мировые линии свободных материальных точек являются временно-подобными геодезическими, а мировые линии фотонов — нулевыми геодезическими. Теперь под термином «свободная материальная точка» мы понимаем материальную точку, свободно движущуюся в поле тяготения (или тяжести) без воздействия внешних сил, так как тяготение является свойством пространства-времени, а не силой, приложенной извне. Параметр r не произволен, а является аффинным параметром; для временно-подобной геодезической им может быть интервал s , измеренный от произвольного события на геодезической.

Шварцшильдово пространство-время обладает сферической симметрией и особой точкой; оно описывает поле тяготения материальной точки с массой M или сферически симметричного тела такой же массы. Можно положить

$$x^1 = r, \quad x^2 = \theta, \quad x^3 = \varphi, \quad x^4 = t; \quad (1.120)$$

тогда метрика Шварцшильдова пространства-времени в наиболее простой форме определена соотношением

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\mu}{r}\right) c^2 dt^2 - 1 \left[\left(1 - \frac{2\mu}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right],$$

где $\mu = \frac{GM}{c^2}$, μ называют гравитационным радиусом; для Солнца $\mu = 1,5$ км.

Шварцшильдову метрику (1.121) можно сравнить с метрикой пространства-времени частной теории относительности при

$$(xyz)^T = r (\sin \theta \cos \varphi \quad \sin \theta \sin \varphi \cos \theta)^T, \quad (1.122)$$

так что

$$ds^2 = c^2 dt^2 - 1 (dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2); \quad (1.123)$$

сходство этих метрик очевидно. Поскольку метрика Шварцшильдова пространства-времени применяется для значений $r \gg \mu$, то разность между обеими метриками очень мала. Это давало возможность решать большинство задач, связанных с динамикой планет Солнечной системы, с достаточной степенью точности в смысле представления наблюдений, оставаясь в рамках Ньютоновой теории. При существенном повышении точности наблюдений при вычислении планетных возмущений существенную роль начинают играть эффекты, связанные с общей теорией относительности и возникающие от влияния Солнца. В этих условиях применима с достаточной точностью метрика Шварцшильдова пространства-времени, учитывающая только гравитационное действие Солнца как центрального тела Солнечной системы.

Планеты являются материальными телами, свободно движущимися в поле тяготения Солнца. Ньютонова теория тяготения приводит к кеплеровым эллиптическим орбитам планет, которые неподвижны в пространстве. Мировые линии планет при введении в рассмотрение ОТО будут временно-подобными геодезическими, и планетные орбиты будут представлены эллипсами, медленно вращающимися в их плоскостях; наиболее быстрым вращением, около $0,5''$ в год, отличается орбита Меркурия. Наблюдения положений Меркурия обнаружили существование этого эффекта за 50 лет до появления Эйнштейновой общей теории относительности.

Другим эффектом, связанным с общей теорией относительности, является гравитационное отклонение света, которое можно исследовать, рассматривая нулевые геодезические в метрике Шварцшильдова пространства-времени. Они не являются прямыми линиями, а искривлены в поле тяготения Солнца, будучи обращенными вогнутостью к Солнцу. Полная величина гравитационного отклонения света порядка μ/r , где r есть кратчайшее расстояние, на котором световой луч проходит от центра Солнца. Для любого наблюдения с поверхности Земли r не превосходит 1 а. е., так что μ/r порядка 0,002, т. е. порядка абберационного смещения, учитываемого с точностью до второго порядка относительно отношения скоростей V/c . Этот эффект был предсказан Эйнштейном в 1915 г. и подтвержден наблюдениями звезд во время полного солнечного затмения в 1919 г.

Рассматривая планету Солнечной системы как свободную материальную точку в поле тяготения Солнца, характеризуемом метрикой Риманна в форме (1.117), можно выбрать в дифференциальных уравнениях (1.119) обыкновенной геодезической (мировой линии этой планеты) величину интервала s в качестве параметра p ; s есть собственное время планет, т. е. время, измеряемое наблюдателем на этой планете. Время t , входящее в выражение (1.121) метрики Шварцшильдова пространства-времени, есть координатное время, выбранное так, чтобы метрика была определена условиями вида $\partial g_{\mu\nu}/\partial t = 0$.

Из соотношения (1.121) можно найти выражения ненулевых диагональных элементов метрического тензора

$$g_{11} = -\frac{1}{c^2(1 - 2\mu/r)}, \quad g_{22} = -r^2/c^2, \\ g_{33} = -(r^2/c^2) \sin^2 \theta, \quad g_{44} = 1 - 2\mu/r. \quad (1.124)$$

Из предыдущего следует, что время, измеренное на поверхности Земли любыми часами, есть собственное время. В частности, атомное время есть вид собственного времени.

Собственное время отличается от координатного времени периодическими членами; оно является наиболее удобным параметром кривой для решения дифференциальных уравнений, описывающих геодезические, в алгебраическом смысле, в котором и используется

как независимая динамическая переменная. Однако оно непригодно как основа глобальной динамической шкалы времени, поскольку для каждого небесного объекта существует своя шкала собственного времени.

В 1976 г. рекомендациями МАС введены две системы времени вместо системы эфемеридного времени *ET*: земное динамическое время (*TDT*) и барицентрическое динамическое время (*TDB*) как аргумент динамических уравнений, описывающих планетные движения в Солнечной системе, отнесенные к ее барицентру.

Очевидно, система Барицентрического динамического времени не может быть определена и установлена однозначным образом; она всегда зависит от принятой конкретной пост-ньютоновой теории тяготения.

Для физических свойств Солнечной системы в рамках «островного» распределения масс метрика пространства-времени с достаточной степенью точности определена метрическим тензором $g_{\mu\nu}$ вида

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 + \frac{2}{c^2}U_G & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 + \frac{2}{c^2}U_G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + \frac{2}{c^2}U_G & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 + \frac{2}{c^2}U_G \end{pmatrix} \quad (1.125)$$

которому соответствует элемент интервала ds , выраженный формулой

$$ds^2 = \left[-1 + \left(\frac{V}{c} \right)^2 + \frac{2}{c^2}U_G \right] dt^2 + \frac{2}{c^2}U_G [(dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2], \quad (1.126)$$

где U_G есть ньютонов потенциал тяготения, t — время в системе координатного времени *TDB*, V — скорость часов, измеряющих собственное время *TDT*, относительно барицентрической системы отсчета.

Решение «хронометрического» уравнения, определяющего разность координатного и собственного времен *TDB—TDT*, после соответствующих преобразований и редукций, может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} TDB - TDT = & 1,658 \cdot 10^{-3} \sin E + 1,548 \cdot 10^{-6} \sin D + \\ & + 3,17679 \cdot 10^{-10} u \cdot \sin (UT1 + \lambda) + 5,312 \cdot 10^{-12} u \cdot \sin (UT1 + \\ & + \lambda - M) + 1,0 \cdot 10^{-13} u \cdot \sin (UT1 + \lambda - 2M) - \\ & - 1,3677 \cdot 10^{-11} u \cdot \sin (UT1 + \lambda + 2L) - 2,29 \cdot 10^{-13} u \cdot \sin (UT1 + \\ & + \lambda + 2L + M) - 1,3184 \cdot 10^{-10} v \cdot \cos L + 5,21 \cdot 10^{-6} \sin E_{\lambda} + \\ & + 2,45 \cdot 10^{-6} \sin E_h + 1,33 \cdot 10^{-13} u \cdot \sin (UT1 + \lambda - D) + \\ & + 20,73 \cdot 10^{-6} \sin (L - L_{\lambda}) + 4,58 \cdot 10^{-6} \sin (L - L_h) + \end{aligned}$$

$$+ 1,33 \cdot 10^{-13} u \sin (UT1 + \lambda + L - L_{\lambda}) + \\ + 2,9 \cdot 10^{-14} u \sin (UT1 + \lambda + L - L_{\eta}) + \dots, \quad (1.127)$$

где u , v , λ означают геоцентрические цилиндрические координаты «собственных» часов (их геоцентрический радиус-вектор $\vec{p}$ имеет выражение $\vec{p} = \vec{p}(u \cos \lambda \text{ и } u \sin \lambda v)$), E , M — эксцентрическую и среднюю аномалии барицентра системы Земля—Луна в его гелиоцентрическом движении, D — среднюю элонгацию Луны от Солнца, L — среднюю долготу Солнца относительно направления на Υ из барицентра системы Земля—Луна. Индексы λ и η обозначают соответствующие величины для Юпитера и Сатурна, причем долготы L_{λ} и L_{η} определены в гелиоцентрической системе отсчета.

Для большинства практических приложений достаточно воспользоваться приближенным соотношением

$$TDB = TDT + 0,001658 \sin (g + 0,0167 \sin g), \quad (1.128)$$

где средняя аномалия Солнца g определена формулой

$$g = (357,528 + 35\,999,0507T) 2\pi/360^\circ, \quad (1.129)$$

в котором T есть промежуток времени между заданным моментом времени t и фундаментальной эпохой $J\,2000.0$, выраженный в юлианских столетиях по 36 525 суток.

Как было указано выше, шкалы TDT и TDB определяются так, чтобы разница между ними содержала одни лишь периодические члены и не содержала членов, пропорциональных времени (вековых). Это достигается соответствующим изменением масштаба шкалы TDB . Однако вскоре выяснилось, что это не совсем удобно: возникли неясности с процедурой такого масштабирования, стало необходимо масштабировать аналогичным образом другие единицы, связанные с определением секунды (например, массы). Поэтому на основании результатов анализа астрономических систем координат и шкал времени, выполненного Рабочей группой по системам координат Международного Астрономического Союза (МАС), возглавляемой проф. Хьюзом, был выработан ряд рекомендаций, рассмотренный на Коллоквиуме № 127 МАС (октябрь 1990 г., Вирджиния-Бич). В августе 1991 г. эти рекомендации стали резолюциями XXI Генеральной Ассамблеи МАС, которым обязаны следовать все астрономические учреждения мира. Именно «обязаны», иначе результаты наблюдений и их обработки, выполненные разными обсерваториями, причем каждой — по-своему, будут неоднородны и никакой новой ценной высокоточной информации получить будет нельзя.

Главное в упомянутых резолюциях следующее. Все основные системы координат, в первую очередь барицентрическая с началом в центре масс солнечной системы, геоцентрическая с началом в центре масс Земли, а также планетоцентрические системы (в частности — селеноцентрическая с началом в центре масс Луны),

геобарицентрическая с началом в центре масс системы Земля—Луна и аналогичные системы должны задаваться в четырехмерном виде на основе принципов общей теории относительности (ОТО).

Форма задания — 4-мерные метрические координаты $x^0 = c \cdot t$, $x^1 \equiv x$, $x^2 \equiv y$, $x^3 \equiv z$, где c — скорость света в вакууме.

Все преобразования между системами координат также должны быть 4-мерными. Пространственные части систем координат не должны иметь вращений относительно удаленных внегалактических объектов.

Для измерений должны использоваться во всех системах координат одни и те же физические единицы (секунда и метр системы СИ), а временные координаты $x^0 = c \cdot t$ должны выводиться на основе атомной шкалы, реализуемой атомными часами на Земле.

Таким образом, связь между координатным и собственным временем без каких-либо масштабирований должна устанавливаться во всех случаях в точном соответствии с формулой (1.126). Из этой формулы следует связь между промежутками собственного $\tau - \tau_0$ и координатного $t - t_0$ времени:

$$\tau - \tau_0 = \int_{t_0}^t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} - \frac{2U}{c^2} - \dots} dt = \int_{t_0}^t \left(1 - \frac{v^2}{2c^2} - \frac{U}{c^2} + \dots\right) dt. \quad (1.130)$$

Поэтому резолюции МАС 1991 г. предусматривают введение следующих динамических шкал времени, соответствующих предвдущей формуле.

1. *TCB* — барицентрическое координатное время (Barycentric Coordinate Time) — время, которое показывают часы, находящиеся в барицентре (т. е. центре масс) Солнечной системы. Это время — аргумент всех барицентрических эфемерид тел Солнечной системы.

2. *TCG* — геоцентрическое координатное время (Geocentric Coordinate Time) — время, которое показывают часы, находящиеся в геоцентре. Время *TCG* — аргумент всех геоцентрических эфемерид любых небесных тел.

3. *TT* — земное время (Terrestrial Time) — опорное время, вырабатываемое атомными часами на Земле; его единица измерения совпадает с секундой СИ на геоиде. По определению это время совпадает с земным динамическим.

$$TT \equiv TDT.$$

Время *TT* является аргументом всех топоцентрических эфемерид любых небесных тел, т. е. эфемерид для наблюдателя на поверхности Земли.

Независимо от приведенной терминологии:

Время *TT* является собственным по отношению к *TCG* и *TCB*; *TCG* — собственное время по отношению к *TCB*; время *TCB* по отношению к *TCG* и к *TT* — координатное.

* Вверху — степени, а индексы.

Метрика ds^2 — формула (1.114) — явно от времени не зависит. Как следует из общей теории относительности, в этом случае кульпункт любой шкалы времени можно задавать произвольно. Поэтому все три шкалы формально минхронизированы в момент: 1977 год, 1 января, $0^h0^m32^s.184$ точно; или, что то же, 1977 г., 1 января $0^h0^m0^s$ TAI в геоцентре ($JD = 2\,443\,144.5$ TAI). Этот момент принят за нуль-пункт всех трех шкал, так что в формуле (1.130) во всех случаях

$$\tau_0 = t_0.$$

Разница между показаниями шкал, вычисленная по формуле (1.130), состоит из двух частей: вековой, т. е. пропорциональной времени, которую дает постоянная часть подынтегрального выражения; и периодической, которую дают периодические части подынтегрального выражения, возникающие главным образом из-за эллиптичности земной орбиты и действия гравитационных возмущений в орбите Земли со стороны других небесных тел.

Под потенциалом U в формуле (1.130) следует понимать суммарный потенциал всех тел Солнечной системы, действующий на точку, в которой находятся часы, измеряющие собственное время $\tau - \tau_0$. Во многих случаях достаточно для приближенного вычисления разностей $TCG - TCB$ использовать лишь потенциал, создаваемый Солнцем в геоцентре $U = fm_\odot / r_\odot$, а для вычисления $TT - TCG - U = fm_\oplus / \rho_\oplus$. Здесь $r_\odot$ — гелиоцентрический радиус-вектор Земли, $\rho_\oplus$ — геоцентрический радиус-вектор наблюдателя на поверхности Земли.

На основании сказанного вековые части в выражениях для разностей шкал могут быть приближенно вычислены по формулам:

$$\left. \begin{aligned} TCG - TT &\approx \frac{1}{c^2} (V_\omega^2 / 2 + fm_\oplus / \rho_\oplus) \cdot TCG, \\ TCB - TCG &\approx \frac{1}{c^2} (V_\oplus^2 / 2 + fm_\odot / r_\odot) \cdot TCB, \end{aligned} \right\} \quad (1.131)$$

где нужно положить: $c = 298\,792,458$ км/сек, $fm_\oplus = 398\,600,5$ км³/сек², $fm_\odot = 332\,946 \cdot fm_\oplus$, $\rho_\oplus \approx a_e = 6378,140$ км (радиус земного экватора), $r_\odot \approx A = 149\,597\,870$ км (единичное расстояние), $V_\omega \approx \omega_\oplus \cdot a_e$ (линейная скорость точки на земном экваторе), причем угловая скорость вращения Земли $\omega_\oplus = 7,292115 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{сек}}$, $V_\oplus^2 \approx \frac{fm}{A}$, в этом случае $V_\oplus$ — скорость движения Земли по круговой орбите с радиусом A .

Точные выражения для соотношений между шкалами TT , TCG и TCB на основе формул (1.131) получены Фукусимой и приняты в качестве стандартов Международной службы вращения Земли (IERS). Эти выражения имеют вид:

$$TCG - TT = 6,9693 \cdot 10^{-10} \cdot \Delta T, \quad (1.132)$$

$$TCB - TCG = 1,480813 \cdot 10^{-8} \cdot \Delta T + \frac{1}{2} \vec{V}_{\oplus \text{ «В»}} \cdot (\vec{r}_{\text{набл. «В»}} - \vec{r}_{\oplus \text{ «В»}}) + P. \quad (1.133)$$

Здесь: $\Delta T = (JD - 2\,443\,144,5) \cdot 86\,400^s$, $\vec{V}_{\oplus \text{ «В»}}$ — вектор орбитальной скорости геоцентра относительно барицентра Солнечной системы; $\vec{r}_{\text{набл. «В»}}$ — вектор точки наблюдений на поверхности Земли относительно барицентра Солнечной системы; $\vec{r}_{\oplus \text{ «В»}}$ — барицентрический вектор положения геоцентра, P — суточные периодические вариации разности $TCB - TCG$ с максимальной амплитудой $2,1 \mu s$, обнаруженные Хираямой; точка означает скалярное произведение.

Второй член в разности $TCB - TCG$ определяет сумму периодических членов, возникающих из-за эллиптичности орбиты Земли и орбит возмущающих тел гравитационных возмущений и вследствие вращения Земли. Эти периодические члены вычислены Т. Мойсером до необходимой точности (всего 14 членов).

Во многих случаях достаточно использовать формулу для TCB и TCG в следующем виде:

$$TCB - TCG = 1,480813 \cdot 10^{-8} \cdot \Delta T + 0,001\,658 \sin g + 0,000014 \times \times \sin 2g + \dots \text{ (14 членов),}$$

$$g = 357,53 + 0,9856003 (JD - 2\,451\,545,0),$$

g — средняя аномалия Земли.

Разница между координатным барицентрическим временем TCB и ранее введенным динамическим барицентрическим временем TDB получается как сумма вековых частей $TCG - TT$ и $TCB - TCG$:

$$TCB - TDB = 1,550505 \cdot 10^{-8} \cdot \Delta T. \quad (1.134)$$

От момента синхронизации (1977 г., 1.01, 0^h TAI) к настоящему времени перечисленные динамические шкалы заметно разошлись. Так, нетрудно подсчитать, что например, на 0^h 25 марта 1994 г. расхождения шкал равны:

$$TCG - TT = 0,37893 \dots,$$

$$TCB - TCG = 8,05140 \dots,$$

$$TCB - TDB = 8,43033 \dots;$$

так что при высокоточных астрономических работах всегда надо указывать, какая динамическая шкала используется и при переходе к другой шкале учитывать разность шкал.

1.1.32. СВЯЗЬ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ ВРЕМЕНИ С АТОМНЫМИ ШКАЛАМИ И С СИСТЕМОЙ $UT1$

Резюмируя все сказанное, можно заключить:

1) Всемирное координированное время UTC , в системе которого подаются все радиосигналы времени, являясь, по существу, тем же атомным временем, отличается от международного атомного времени TAI (или IAT) на целое число секунд δT :

$$TAI = UTC + \delta T.$$

Так, например, на 1 января 1988 г. величина δT была установлена равной +24 секунды; с 1 января 1991 г. — +26 секунд; с 1 июля 1993 г. — +28 секунд. Точные значения δT публикуются в циркулярах МБВ ($IERS$) 2) Всемирное время $UT1$, определяемое вращением Земли вокруг ее средней оси, отличается от UTC на величину $\Delta UT1$, точные значения которой публикуются в годовых отчетах и циркулярах МБВ ($IERS$), а также в бюллетенях «Всемирное время и координаты полюса», издаваемых Российским институтом измерения времени и пространства. Напомним, что приближенные значения поправки $\Delta UT1$ передаются в процессе подачи сигналов времени радиостанциями служб времени путем кодирования этих сигналов (так называемые «окрашенные» — двоякие сигналы). Таким образом,

$$UT1 = UTC + \Delta UT1,$$

причем поправка $\Delta UT1$ не превосходит 0;90.

Земное динамическое время TDT или тождественно ему равно земное время TT отличается от международного атомного времени TAI (IAT) на величину 32;184 точно. Эта величина представляет собой разность нуль-пунктов старой (до 1.01.1977 г.) и новой шкал атомного времени:

$$TDT \equiv TT = TAI + 32;184.$$

Подставив сюда связь между TAI и UTC , получим

$$TDT \equiv TT = UTC + (\delta T + 32;184).$$

Для 1991 г. будем, например, иметь: $(\delta T + 32;184) = 58;184$.

Подставив же сюда связь между UTC и $UT1$, получим

$$TDT \equiv TT = UT1 + (\delta T + 32;184 - \Delta UT1).$$

Здесь величина

$$\Delta T(A) = (\delta T + 32;184 - \Delta UT1),$$

если не вдаваться в детали, представляет собой приближенное значение разности между старой системой эфемеридного времени ET и всемирного времени $\Delta T = ET - UT$. В самом деле, если не учитывать $\Delta UT1$, то приближенно получим $\Delta T(A) \approx \Delta T \approx 58;184$. Эта величина, в частности, с точностью

до целой секунды дается в качестве предварительного значения TT на 1991 г. (АЕ, 1991 г.).

Точные значения $\Delta T(A)$, получаемые после обработки данных всех служб времени, публикуются в циркулярах и годовых отчетах МБВ (*IERS*).

После определения указанным образом земного времени TT геоцентрическое координатное время TCG будет равно:

$$TCG = TT + (TCG - TT),$$

барицентрическое координатное время:

$$TCB = TCG + (TCB - TCG),$$

причем динамическое барицентрическое в старом понимании:

$$TDB = TCB - (TCB - TDB),$$

где величины $(TCG - TT)$, $(TCB - TCG)$ и $(TCB - TDB)$ задаются формулами (1.132)—(1.134). При этом величины $(TCB - TCG)$ и $(TCB - TDB)$ содержат как всковые члены, т. е. пропорциональные времени, так и периодические (разложение Мойера (1.127)).

Заметим, что из упомянутых формул тождественно следует:

$$\begin{aligned} TCB - TDB &\equiv (TCG - TT) + (TCB - TCG) \equiv \\ &= TCB - TT \equiv TCB - TDT. \end{aligned}$$

Разность $TCG - TT$ не содержит периодических членов, а разность $(TCB - TCG)$ содержит. Тогда

$$TT \equiv TDT = TDB + \text{периодические члены.}$$

Поэтому ранее введенное динамическое барицентрическое время TDB и определялось так, чтобы разность между ним и земным динамическим содержала бы только одни периодические члены. Вековой же член исключается путем перемасштабирования атомной секунды.

Как уже было указано выше, от этого пришлось отказаться, так как из-за такого перемасштабирования возникли неясности в определении других физических величин и в итоге пришлось ввести новые динамические шкалы времени в точном соответствии с формулой связи (1.130) между собственным и координатным временем.

1.2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЙ СВЕТИЛ НА НЕБЕСНОЙ СФЕРЕ

В предыдущем разделе были установлены основные соотношения сферической астрономии, связывающие главные системы координат — системы отсчета, относительно которых определяется положение небесного объекта из астрономических наблюдений. Эти

определения дают основу для изучения динамики движения небесных объектов относительно друг друга или некоторого центрального тела, как в случае тел Солнечной системы (Солнце, центральная, или главная планета).

Положения спутников больших планет и более слабых по блеску компонент кратных звездных систем удобно определить **относительными** координатами, которые фиксируют их место на небесной сфере по отношению к центральному объекту. В тех случаях, когда расстояние, разделяющее два небесных объекта, мало, наиболее употребительными являются **угловое расстояние** между объектами и **направление от опорного объекта** на другой — **определяемый** — объект, характеризующее углом положения.

Если же угловое разделение объектов нельзя считать малым, то часто используют разности сферических координат, например, разности прямых восхождений и склонений.

1.2.1. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ КООРДИНАТЫ

Направление дуги большого круга, соединяющей положения двух объектов на небесной сфере в один и тот же момент времени, можно задать **позиционным углом**, отсчитываемым при опорном объекте от круга склонений, проходящего через этот объект, до этой дуги большого круга от направления на северный полюс P_N к востоку.

Угловое расстояние s , измеряемое дугой большого круга, соединяющей оба объекта, и позиционный угол p небесного объекта $\sigma_2 (\alpha_2, \delta_2)$ относительно опорного объекта $\sigma_1 (\alpha_1, \delta_1)$ определяется следующими соотношениями

$$\sin p \sin s = \cos \delta_2 \sin (\alpha_2 - \alpha_1),$$

$$\cos p \sin s = \sin \delta_2 \cos \delta_1 - \cos \delta_2 \sin \delta_1 \cos (\alpha_2 - \alpha_1), \quad (1.135)$$

$$\cos s = \sin \delta_2 \sin \delta_1 + \cos \delta_2 \cos \delta_1 \cos (\alpha_2 - \alpha_1),$$

которые вытекают из сферического треугольника $P_N \sigma_1 \sigma_2$ (рис. 24).

В случае малых угловых разделений s эти точные формулы на практике непригодны из-за потерь точности при определении p через $\operatorname{tg} p$ и s через $\operatorname{ctg} s$, а потому следует воспользоваться приближенными формулами

$$s \cos p = \delta_2 - \delta_1,$$

$$s \sin p = (\alpha_2 - \alpha_1) \cos \delta_2. \quad (1.136)$$

Положение небесного объекта σ_2 относительно объекта σ_1 в экваториальной системе отсчета можно определить разностями $\alpha_2 - \alpha_1 = \Delta\alpha$, $\delta_2 - \delta_1 = \Delta\delta$. Воспользовавшись соотношениями

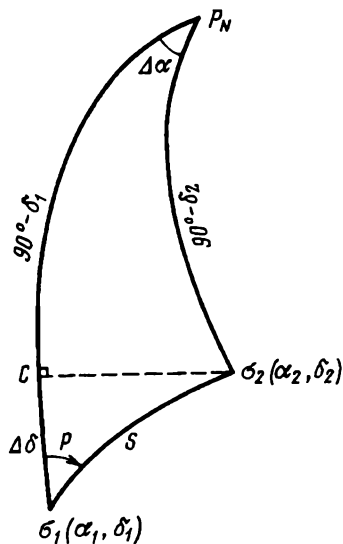


Рис. 24. Относительные сферические координаты

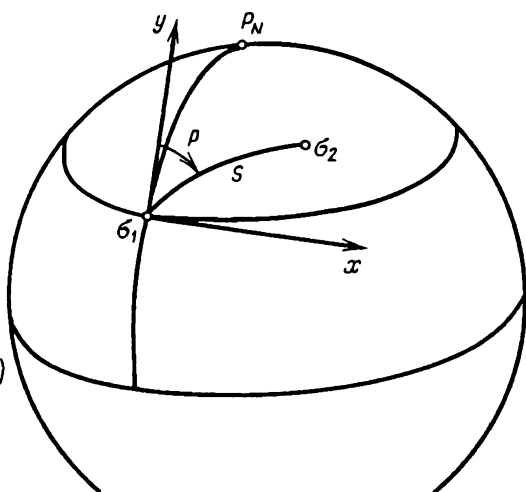


Рис. 25. Относительные прямоугольные координаты

(1.135), можно выразить эти разности через координаты s , p с любой степенью точности. С точностью до $(\Delta\alpha)^2$ и $(\Delta\delta)^2$, например, имеем:

$$\alpha_2 - \alpha_1 = s \sin p \sec \delta_2,$$

$$\delta_2 - \delta_1 = s \cos p. \quad (1.137)$$

Величины $s \sin p$ и $s \cos p$ называются **прямоугольными координатами** объекта σ_2 относительно опорного объекта σ_1 и обозначаются через x и y , соответственно, так что (рис. 25):

$$x = s \sin p, \quad y = s \cos p. \quad (1.138)$$

Дифференциальные экваториальные координаты $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ можно выразить через дифференциальные эклиптические координаты $\Delta\lambda$ и $\Delta\beta$ при помощи следующих соотношений (рис. 26):

$$\begin{aligned} \Delta\alpha \cos \delta &= \cos \eta \cos \beta \Delta\lambda - \sin \eta \Delta\beta - \sin \delta \cos \alpha \Delta\epsilon, \\ \Delta\delta &= \sin \eta \cos \beta \Delta\lambda + \cos \eta \Delta\beta + \sin \alpha \Delta\epsilon, \end{aligned} \quad (1.139)$$

$$\Delta\lambda \cos \beta = \cos \eta \cos \delta \Delta\alpha + \sin \eta \Delta\delta + \sin \beta \cos \lambda \Delta\epsilon,$$

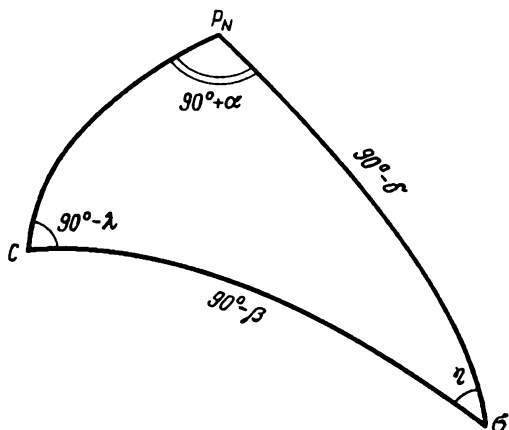
$$\Delta\beta = -\sin \eta \cos \delta \Delta\alpha + \cos \eta \Delta\delta - \sin \lambda \Delta\epsilon,$$

где угол η вычисляется по формулам

$$\sin \eta = \cos \lambda \sec \delta \sin \epsilon = \cos \alpha \sec \beta \sin \epsilon, \quad (1.140)$$

причем $-90^\circ \leq \eta \leq 90^\circ$.

Рис. 26. Дифференциальные сферические координаты: связь экваториальных и эклиптических координат



Дифференциальные изменения координат. Малые изменения координат объекта на небесной сфере можно выразить дифференциальными соотношениями, которые вытекают из основных формул (1.9; п. 1.1.7)

$$dx = \frac{x}{r} dr - z \cos \alpha d\delta - y d\alpha,$$

$$dy = \frac{y}{r} dr - z \sin \alpha d\delta + x d\alpha,$$

$$dz = \frac{z}{r} dr + r \cos \delta d\delta; \quad (1.141)$$

$$\cos \delta d\alpha = \cos \alpha \frac{dy}{r} - \sin \alpha \frac{dx}{r},$$

$$d\delta = -\sin \delta \cos \alpha \frac{dx}{r} - \sin \delta \sin \alpha \frac{dy}{r} + \cos \delta \frac{dz}{r},$$

$$dr = \cos \delta \cos \alpha dx + \cos \delta \sin \alpha dy + \sin \delta dz. \quad (1.142)$$

Чтобы перейти к формулам в эклиптической системе ($x'y'z'$), достаточно заменить в формулах (1.141) и (1.142) α на λ и δ на β .

Основная операция. Если в прямоугольной экваториальной системе координат $TXYZ$ объект из положения σ , определяемого радиусом-вектором $\vec{r} = \vec{r}(xyz) = \vec{r}(r_x, r_y, r_z)$, сместился на $\Delta\vec{r}$ и занял положение σ_1 , определяемое радиусом-вектором $\vec{r}_1 = \vec{r}_1(x_1 y_1 z_1) = \vec{r}_1(r_{1x}, r_{1y}, r_{1z})$, то (рис. 27):

$$\vec{r}_1 = \vec{r} + \Delta\vec{r}, \quad r_1 = r + \Delta r,$$

$$r_{1x} = r_x + \Delta r_x, \quad \alpha_1 = \alpha + \Delta\alpha,$$

$$r_{1y} = r_y + \Delta r_y, \quad \delta_1 = \delta + \Delta\delta,$$

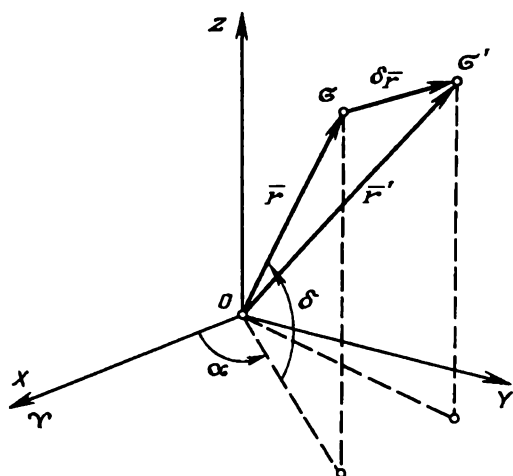


Рис. 27. Дифференциальные изменения координат. Основная операция

$$r_{1z} = r_z + \Delta r_z, \quad (1.143)$$

где величины Δr_x , Δr_y , Δr_z , $\Delta \alpha$, $\Delta \delta$ определены формулами (1.141) и (1.142). Изменения $\Delta \alpha$, $\Delta \delta$ сферических координат α , δ можно представить следующим векторно-матричным соотношением

$$\begin{pmatrix} \Delta \alpha \\ \Delta \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sec \delta \sin \alpha + \sec \delta \cos \alpha & 0 \\ -\sin \delta \cos \alpha - \sin \delta \sin \alpha \cos \delta \end{pmatrix} \frac{1}{r} \begin{pmatrix} \Delta r_x \\ \Delta r_y \\ \Delta r_z \end{pmatrix}, \quad (1.144)$$

определяющим основную операцию нахождения приращений $\Delta \alpha$, $\Delta \delta$, обусловленных перемещением объекта на $\Delta \vec{r}$. Оператором основной операции является матрица $\bar{K}(\alpha, \delta)$, так что

$$\begin{pmatrix} \Delta \alpha \\ \Delta \delta \end{pmatrix} = \bar{K}(\alpha, \delta) \frac{1}{r} \begin{pmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{pmatrix}. \quad (1.145)$$

Если

$$\vec{r}_1 = \vec{r} + \vec{v} \cdot \Delta t, \quad (1.146)$$

где $\vec{v}$ есть вектор скорости объекта σ ,

$$\vec{v} = \vec{v}(\dot{x}\dot{y}\dot{z}) = \vec{v}(v_x v_y v_z), \quad (1.147)$$

то при $\Delta t \rightarrow 0$ основная операция (1.145) дает

$$\begin{pmatrix} \frac{d\alpha}{dt} \\ \frac{d\delta}{dt} \end{pmatrix} = \bar{K}(\alpha, \delta) \frac{1}{r} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix}. \quad (1.148)$$

Основную операцию можно выполнить и в других системах координат при помощи соответствующей матрицы — оператора K например, в эклиптической системе — $K(\lambda, \beta)$.

1.2.2. ПРЕДВЫЧИСЛЕНИЕ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ, СВЯЗАННЫХ С СУТОЧНЫМ ВРАЩЕНИЕМ НЕБЕСНОЙ СФЕРЫ

Вращение Земли вокруг ее оси отражено для земного наблюдателя в суточном вращении небесного свода, в суточном движении небесных объектов, кажущимся образом скрепленных со вспомогательной небесной сферой. С явлением суточного вращения небесной сферы связано установление пространственно-временной системы координат, в которой предвычисляются такие астрономические явления как восходы, заходы и кульминации небесных объектов, моменты их пересечения — прохождения — через основные линии небесной сферы. При этом необходимо различать объекты, имеющие смещения относительно самой вращающейся небесной сферы.

Феноменологическая картина состоит в появлении объекта из-под горизонта в восточной части неба, подъеме его над горизонтом со смещением к югу, достижении наибольшей угловой высоты над горизонтом точно на юге, постепенном снижении к западу и исчезновении под горизонтом в западной части небосвода. Однако некоторые объекты (при наблюдении в одной и той же точке поверхности Земли, вернее — под одной и той же широтой) не исчезают под горизонтом, их суточные параллели с центром в северном полюсе мира расположены всегда над горизонтом — это незаходящие небесные объекты. Аналогично можно представить себе и невосходящие под данной широтой небесные объекты. В последующем будут рассмотрены математические условия осуществления всех этих астрономических явлений, вытекающие из основных соотношений сферической астрономии.

Вообще, если наблюдатель располагается на земной поверхности между экватором и северным полюсом, все звезды по их суточному движению вместе с небесной сферой можно разделить на следующие шесть групп:

Звезды первой группы всегда расположены над горизонтом и никогда не пересекают первый вертикал. Ко второй группе относятся звезды, которые для наблюдателей, расположенных под широтами выше 45° , также лежат над горизонтом, но пересекают первый вертикал. Это — северные близполюсные звезды. Звезды третьей группы восходят над горизонтом и заходят под горизонтом и большую часть суток находятся над горизонтом. Звезды, располагающиеся на небесном экваторе, образуют четвертую группу и находятся над горизонтом столько же времени, что и под ним. В пятой группе звезды «проводят» над горизонтом меньшую часть суток. Звезды этих трех групп принадлежат к экваториальным звездам. Наконец, никогда не восходящие звезды (под данной широтой) относятся к шестой группе и называются южными близполюсными звездами.

1.2.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОМЕНТОВ ВОСХОДА И ЗАХОДА ЗВЕЗД И АЗИМУТОВ ТОЧЕК ГОРИЗОНТА

Если координаты объекта — звезды σ суть α и δ с временем неизменны, то из рассмотрения треугольника $P_N Z \sigma$ (рис. 28), в котором сторона $Z\sigma = 90^\circ$ (звезда σ находится на горизонте, влиянием земной атмосферы пренебрегаем), имеем

$$\cos Z\sigma = \cos 90^\circ = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, \quad (1.149)$$

откуда

$$\cos t = -\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta; \quad (1.150)$$

решение этого уравнения допускает два значения часового угла $t - t_1$ и t_2 , удовлетворяющие неравенствам

$$0^\circ < t_1 < 180^\circ: \text{ заход звезды } \sigma;$$

$$0^\circ < t_2 < -180^\circ: \text{ восход звезды } \sigma.$$

Соответственно, звездное время s_1 захода и s_2 восхода звезды σ найдем по формулам

$$s_1 = \alpha + t_1, \quad s_2 = \alpha - t_2. \quad (1.151)$$

Если $|\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta| > 1$, то звезда σ постоянно остается либо над горизонтом, либо под ним.

Для определения азимутов звезды σ в моменты восхода s_2 и захода s_1 рассмотрим снова параллактический треугольник $P_N Z \sigma$;

$$\cos P_N \sigma = \sin \delta = \sin \varphi \cos 90^\circ - \cos \varphi \sin 90^\circ \cos A, \quad (1.152)$$

откуда

$$\cos A = -\sin \delta \sec \varphi, \quad (1.153)$$

где $0^\circ < A_1 < 180^\circ$ и $180^\circ < A_2 < 360^\circ$.

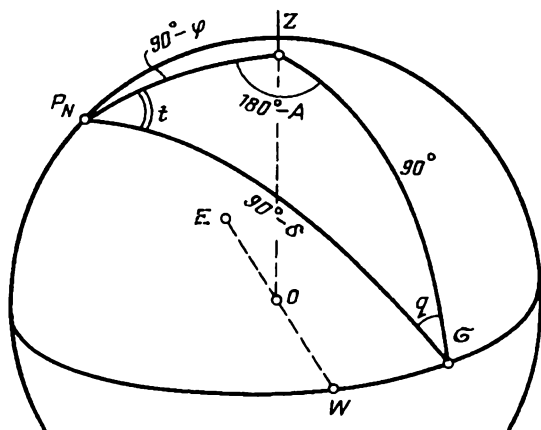


Рис. 28. Определение точек восхода и захода

Если звезда σ на экваторе, то есть $\delta = 0$, то при прежнем условии отсчета азимута A от точки юга S к западу W от 0° до 360° звезда σ восходит точно в точке востока E ($A_2 = 270^\circ$) и заходит в точке запада W ($A_1 = 90^\circ$).

Анализ уравнения (1.152) показывает, что в северном полушарии ($\varphi > 0^\circ$) звезды с $\delta > 0^\circ$ восходят между точками севера N и востока E ($180^\circ < A_2 < 270^\circ$), а заходят между точкой запада W и точкой севера N ($90^\circ < A_1 < 180^\circ$). Для звезд с $\delta < 0^\circ$ восходы происходят между точкой востока E и точкой юга S ($270^\circ < A_2 < 360^\circ$), а заходы — между точкой юга S и точкой запада W ($0^\circ < A_1 < 90^\circ$).

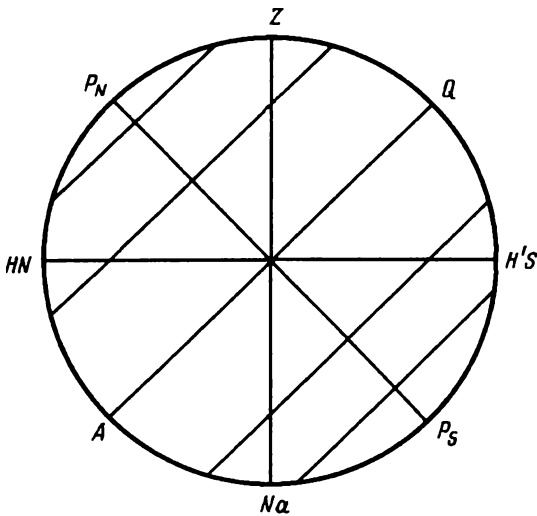
Если $\varphi > 0^\circ$ и $\delta > 0^\circ$, то при $\delta \geq 90^\circ - \varphi$ звезда σ постоянно находится над горизонтом места наблюдения, если $\varphi > 0^\circ$ и $\delta < 0^\circ$, то при $|\delta| \geq 90^\circ - \varphi$ звезда σ никогда не восходит (всегда находится под горизонтом).

Для определения моментов m_1 и m_2 заходов и восходов по среднему времени необходимо знать полные календарные даты предвычисляемых событий, то есть год, месяц и число.

1.2.4. КУЛЬМИНАЦИИ НЕБЕСНЫХ ОБЪЕКТОВ

Если рассмотреть небесную сферу в проекции на плоскость небесного меридиана, то на чертеже небесный экватор и суточные параллели звезд будут представлены соответствующими хордами (рис. 29). Кульминацией мы называем прохождение небесного объекта через плоскость небесного меридиана; в течение одного оборота небесной сферы явление кульминации происходит два раза: один раз в точке, расположенной ближе к зениту места наблюдения (верхняя кульминация), а второй раз — в противоположной точке, лежащей ближе к надиру (нижняя кульминация). По отношению к математическому горизонту места наблюдения могут представиться три случая: 1. Обе кульминации — и верхняя, и нижняя — происходят над горизонтом места, 2. Верхняя кульминация наблюдается над горизонтом, нижняя — не видна, так как происходит под горизонтом, 3. Обе кульминации — и верхняя, и нижняя — не наблюдаются в северном полушарии (рассматриваем здесь случай $\varphi > 0^\circ$), так как происходят под горизонтом. В первом случае нижнюю кульминацию обозначают *S. P.* (*sub polo*, под полюсом).

Очевидно, точки верхней и нижней кульминаций отделены друг от друга либо северным полюсом мира P_N , либо южным полюсом P_S ; таким образом, все верхние кульминации происходят на «южной» дуге меридиана P_NSP_S , нижние — на «северной». Относительно зенита Z верхние кульминации происходят либо к северу, либо к югу; соответственно этому зенитные расстояния z связаны в момент верхних кульминаций с широтой φ места наблюдения и склонением δ звезды σ формулами



$z = \delta - \varphi$: верхняя кульминация к северу от Z ;

$z = \varphi - \delta$: верхняя кульминация к югу от Z

при любом склонении δ . Таким образом, к северу от зенита кульминируют звезды, у которых $\delta > \varphi$, и к югу от зенита звезды с $\delta < \varphi$.

Нижняя кульминация звезды σ может произойти либо к северу от надира Na , либо к югу от него, так что при нижней кульминации к северу от надира $z = 180^\circ - (\varphi + \delta)$, при нижней кульминации к югу от надира $z = 180^\circ + (\varphi + \delta)$. Поскольку зенитное расстояние z всегда меньше 180° , то к северу от надира нижняя кульминация происходит у звезд, для которых $\varphi + \delta > 0$, и к югу от надира у звезд, для которых $\varphi + \delta < 0$.

Что же касается моментов времени верхних и нижних кульминаций, то из рассмотрения этой проблемы в разделе 1.1 следует, что звездное время s верхней кульминации звезды σ с координатами α , δ на местном меридиане равно α ,

$$s = \alpha,$$

а в момент нижней кульминации

$$s = 12^h + \alpha.$$

Эти же выводы могут быть сделаны из аналитического решения задачи о наибольшем и наименьшем значении зенитного расстояния z звезды σ , основанного на отыскании соответствующих условий решением уравнения

$$\sin z \frac{dz}{dt} = \cos \varphi \cos \delta \sin t = 0 \quad (1.154)$$

в сочетании с исходным соотношением

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, \quad (1.155)$$

в которое следует подставить $t = 0^\circ$ и $t = 180^\circ$.

1.2.5. СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ГОРИЗОНТНЫХ КООРДИНАТ

Если продифференцировать по времени t соотношения (1.4), то после преобразования результата найдем

$$\cos z \frac{dz}{dt} = \cos \delta (\sin A \cos t - \cos A \sin t \sin \varphi),$$

$$\sin z \frac{dz}{dt} = \cos \delta (\cos A \cos t + \sin A \sin t \sin \varphi).$$

Применение формул сферической астрономии Системы IV к параллактическому треугольнику $P_N Z \sigma$ (рис. 30) дает

$$\cos q = \cos A \cos t + \sin A \sin t \sin \varphi,$$

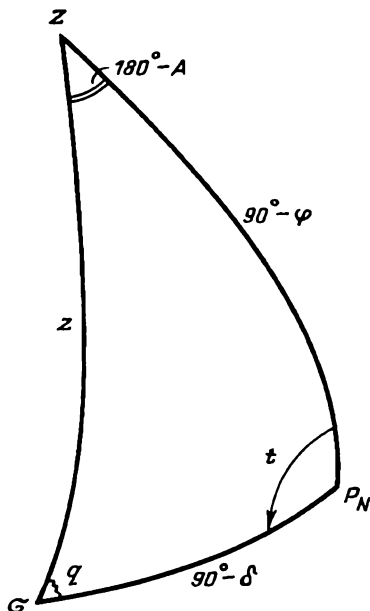
$$\cos z \sin q = \sin A \cos t - \cos A \sin t \sin \varphi,$$

так что искомые производные зенитного расстояния z и азимута A по часовому углу t могут быть вычислены по формулам

$$\frac{dz}{dt} = \cos \delta \sin q,$$

$$\frac{dA}{dt} = \cos \delta \cos q \operatorname{cosec} z. \quad (1.156)$$

Рис. 30. Изменение горизонтных координат



При кульминации звезды σ параллактический угол $q = 0^\circ$ или 180° , $\sin q = 0$, и скорость изменения z в меридиане обращается в нуль; в это же время $\cos q = 1$, z в верхней кульминации достигает наименьшего значения и поэтому азимут звезды σ в меридиане изменяется с наибольшей скоростью.

Используя формулы сферической астрономии Систем II и III, можно формулы (1.156) привести к виду

$$\begin{aligned}\frac{dz}{dt} &= \cos \varphi \sin A, \\ \frac{dA}{dt} &= \sin \varphi + \cos \varphi \operatorname{ctg} z \cos A\end{aligned}\quad (1.157)$$

(из того же параллактического треугольника $P_N Z \sigma$ следуют соотношения, связывающие величины σ и q :

$$\begin{aligned}\cos \delta \sin q &= \cos \varphi \sin A \\ \cos \delta \cos q &= \sin \varphi \sin z + \cos \varphi \cos z \cos A.\end{aligned}\quad (1.158)$$

Если звезда σ проходит через первый вертикал, то $|\sin A| = 1$, $\cos A = 0$, и формулы (1.157) дают

$$\frac{dz}{dt} = \pm \cos \varphi, \quad \frac{dA}{dt} = \sin \varphi, \quad (1.159)$$

то есть в первом вертикале скорости изменения z и A постоянны для данной широты φ , причем скорость изменения z в первом вертикале достигает наибольшего значения.

При $\cos q = 0$ имеем $\frac{dA}{dt} = 0$, т. е. азимут A достигает наибольшего или наименьшего значения; соответствующее явление называется наибольшей дигрессией (элонгацией) звезды σ (см. также 1.2.8).

1.2.6. ПРОХОЖДЕНИЕ ЗВЕЗД ЧЕРЕЗ ПЕРВЫЙ ВЕРТИКАЛ

Решение задачи предвычисления звездного времени s прохождения звезды σ через первый вертикал и ее зенитного расстояния z в этот момент имеет важное значение для практической астрономии: измерение зенитных расстояний звезд около первого вертикала дает точное время, а наблюдение прохождений звезд через первый вертикал позволяет определить широту φ места наблюдения.

Если заданы координаты α , δ звезды σ и известна, хотя бы приближенно, широта φ , то из параллактического треугольника $P_N Z \sigma$ имеем необходимые соотношения (рис. 31)

$$\cos t = \operatorname{tg} \delta \operatorname{ctg} \varphi, \quad \cos z = \sin \delta \operatorname{cosec} \varphi, \quad \sin q = \cos \varphi \sec \delta;$$

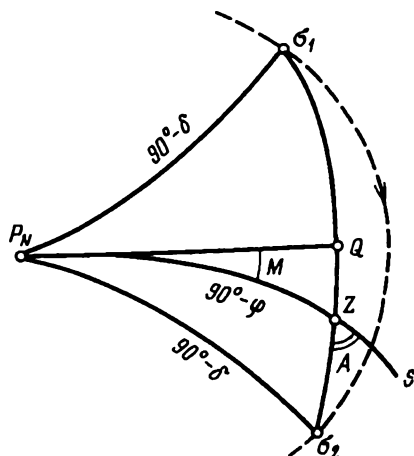
из первой формулы находим два значения угла t , t_1 и t_2 , удовлетворяющие неравенствам

$$0^\circ < t_1 < 180^\circ, \quad 0^\circ < t_2 < -180^\circ,$$

$$s_F = \alpha - t_2; \quad (1.160)$$
$$s_W = \alpha + t_1 \quad (1.161)$$
$$\delta \leq \varphi.$$

Если $P_N ZS$ (рис. 32) есть меридиан места наблюдения под широтой φ , $A\sigma_2 QZ$ — западная часть вертикала с заданным азимутом A , то азимут восточной части равен $180^\circ + A$. Вообще говоря, суточная параллель звезды σ пересекает вертикал сшс и в другой точке σ_1 , лежащей на его восточной части и симметричной «западной» точке пересечения σ_2 относительно основания Q сферического перпендикуляра $F = P_N Q$, опущенного на вертикал из полюса мира P_N . Из прямоугольного сферического треугольника $P_N OZ$ имеем:

Рис. 32. Прохождение звезды через заданный вертикал



$$\sin F = \cos \varphi \sin A. \quad (1.162)$$

Звезда σ проходит через вертикал дважды только в том случае, если $F < 90^\circ - \delta$. Если $F = 90^\circ - \delta$, суточная параллель звезды σ лишь коснется вертикала в точке Q . Если $F > 90^\circ - \delta$, звезда σ никогда не пройдет через заданный вертикал с азимутом A .

Часовой угол t_w точки σ_2 будет известен, если вычислить угол $QP_N\sigma_2 = \tau$ из прямоугольного сферического треугольника $P_NQ\sigma_2$ и угол $ZP_NQ = M$ из прямоугольного сферического треугольника P_NQZ , в котором сторону QZ обозначим через c . Из треугольника P_NQZ находим

$$\operatorname{tg} M = \sec \varphi \operatorname{ctg} A, \quad \operatorname{tg} c = \cos A \operatorname{ctg} \varphi \quad (1.163)$$

и из треугольника $P_NQ\sigma_2$, в котором $Q\sigma_2 = Q\sigma_1 = \gamma$,

$$\cos \tau = \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} F, \quad \cos \gamma = \sin \delta \sec F. \quad (1.164)$$

Тогда

$$t_E = M + \tau, \quad t_w = \tau - M \quad (1.165)$$

и

$$s_E = \alpha - t_E, \quad s_w = \alpha + t_w. \quad (1.166)$$

Для зенитных расстояний получаем

$$z_E = \gamma + c, \quad z_w = \gamma - c. \quad (1.167)$$

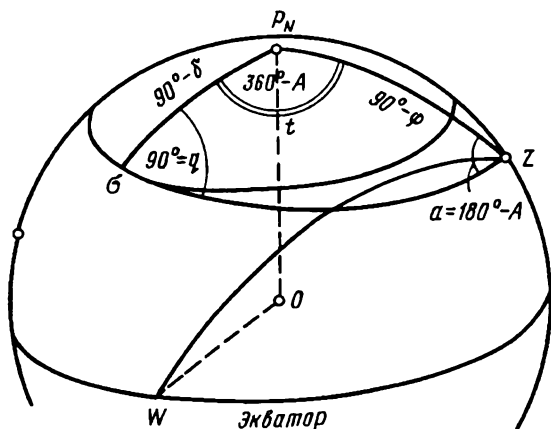
Параллактический угол q определен формулой

$$\sin q = \cos \varphi \sin A \sec \delta. \quad (1.168)$$

1.2.8. ЭЛОНГАЦИИ ЗВЕЗД

В случае, когда плоскости кругов склонения и высоты (вертикала) звезды σ взаимно перпендикулярны, соответствующие положения

Рис. 33. Элонгации звезд



звезды σ называются элонгациями; в элонгациях могут находиться лишь те звезды, для которых

$$\delta > \varphi,$$

т. е. никогда не проходящие через первый вертикал. Поскольку в этом случае параллактический угол

 $q = 90^\circ,$

то из астрономического треугольника $P_N Z \sigma$ имеем (рис. 33)

$$\cos t = \operatorname{tg} \varphi \operatorname{ctg} \delta, \quad \cos z = \sin \varphi \operatorname{cosec} \delta,$$

$$\sin a = \cos \delta \sec \varphi, \quad (1.169)$$

где a — наибольшее отклонение от меридиана места наблюдения.

Из первой формулы находим t_1 и t_2 , удовлетворяющие неравенствам

$$0^\circ < t_1 < 180^\circ, \quad 180^\circ < t_2 < 360^\circ,$$

которые соответствуют западной элонгации (t_1) и восточной элонгации (t_2). Таким образом, звездное время s_w западной элонгации есть $s_w = \alpha + t_1$, а звездное время s_E восточной элонгации есть $s_E = \alpha - t_2$. Определив угол a наибольшего удаления от меридиана, найдем азимуты A_E и A_w звезды σ в восточной и западной элонгациях по формулам:

$$A_F = 180^\circ + a, \quad A_W = 180^\circ - a. \quad (1.170)$$

1.2.9. ПРОХОЖДЕНИЕ ЗВЕЗДЫ ЧЕРЕЗ ЗАДАННЫЙ АЛЬМУКАНТАРАТ (КРУГ РАВНЫХ ВЫСОТ)

Для определения звездного времени s , азимута A и параллактического угла q при достижении звездой σ с координатами

α , δ заданной высоты $h_0 = 90^\circ - z_0$, то есть прихода на заданный альмукантарат при наблюдении в месте с широтой φ , можно воспользоваться формулами связи экваториальной и горизонтной систем координат (1.4) в форме

$$\sin h_0 = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t,$$

$$\sin \delta = \sin \varphi \sin h_0 - \cos \varphi \cos h_0 \cos A, \quad (1.171)$$

а также соотношением

$$\sin \varphi = \sin h_0 \sin \delta + \cos h_0 \cos \delta \cos q, \quad (1.172)$$

откуда

$$\cos t = \sin h_0 \sec \delta \sec \varphi - \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \varphi,$$

$$\cos A = \operatorname{tg} h_0 \operatorname{tg} \varphi - \sin \delta \sec h_0 \sec \varphi,$$

$$\cos q = \sin \varphi \sec h_0 \sec \delta - \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} h_0. \quad (1.173)$$

Решение первого уравнения относительно часового угла t даст два значения t_1 и t_2 , удовлетворяющих неравенствам

$$0^\circ < t_1 < 180^\circ, \quad 180^\circ < t_2 < 360^\circ;$$

поэтому звездное время s_1 прихода звезды σ на западную часть заданного альмукантарата есть

$$s_1 = \alpha + t_1, \quad (1.174)$$

а звездное время s_2 прихода на восточную часть этого малого круга есть

$$s_2 = \alpha - t_2. \quad (1.175)$$

Для вычисления соответствующих значений A и q можно также воспользоваться формулами

$$\sin A = \sin t \cos \delta \sec h_0,$$

$$\sin q = \sin t \cos \varphi \sec h_0. \quad (1.176)$$

Условия осуществимости прохождения звезды σ через заданный альмукантарат можно установить, рассмотрев рис. 37: если $z_0 < 90^\circ - \varphi$ ($h_0 > \varphi$), то альмукантарат могут пересечь звезды, у которых склонение δ удовлетворяет неравенствам

$$\delta_1 > \varphi - z_0, \quad \delta_2 < \varphi + z_0. \quad (1.177)$$

При $z_0 > 90^\circ - \varphi$ ($h_0 < \varphi$) имеем:

$$\delta_1 > \varphi - z_0, \quad \delta_2 < 180^\circ - (\varphi + z_0). \quad (1.178)$$

Все остальные звезды не могут на заданной широте φ прийти на высоту $h_0 = 90^\circ - z_0$.

1.3. СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

1.3.1. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ АБСОЛЮТНО ТВЕРДОГО ТЕЛА

До сих пор астрономические наблюдения естественных и искусственных небесных объектов выполняются, в большинстве случаев, с поверхности Земли. Для того, чтобы в дальнейшем использовать результаты этих наблюдений, необходимо с достаточно высокой точностью знать законы поступательно-вращательного движения Земли. Изучение вращательного движения Земли имеет еще один важный аспект. Поскольку особенности вращения Земли вокруг своей оси обусловлены, в частности, ее внутренним строением и процессами, происходящими в атмосфере, появляется возможность из решения так называемых обратных задач физики получать выводы о распределении масс в недрах Земли, об ее упругих свойствах, о параметрах атмосферы, других важных геофизических характеристиках. Знание законов орбитального движения Земли является необходимым условием изучения и учета приливных явлений в океанах и недрах Земли.

Для геодезической теории и практики знание законов вращения Земли вокруг своей оси имеет важное значение, так как это одно из необходимых условий, чтобы реализовать земную систему координат, жестко связанную с телом Земли.

Анализ данных о параметрах вращения Земли за длительные промежутки времени в сочетании с геологической, геофизической и другой информацией создает основу для понимания эволюции Земли.

Проблемы орбитального движения Земли как одной из планет Солнечной системы относятся к области небесной механики.

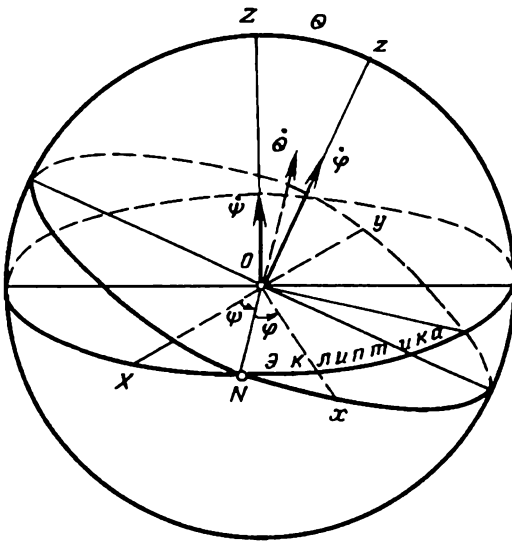
При изучении вращательного движения Земли в первом приближении можно исходить из того, что планета является абсолютно твердым телом и не происходит перераспределения масс как в ее теле, так и в окружающей атмосфере.

Исходя из указанных выше предпосылок, во второй половине XVIII в. Л. Эйлер разработал теорию вращения абсолютно твердой Земли относительно ее центра масс.

Если ввести систему координат $хуz$, оси которой совпадают с главными центральными осями инерции Земли и занимают в теле Земли неизменное положение, то по Эйлеру имеем систему из шести обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} A \frac{d\omega_x}{dt} + (C - B) \omega_y \omega_z &= L_x; \\ B \frac{d\omega_y}{dt} + (A - C) \omega_z \omega_x &= L_y; \\ C \frac{d\omega_z}{dt} + (B - A) \omega_x \omega_y &= L_z; \end{aligned} \tag{1.179}$$

Рис. 34. Системы координат для вывода уравнений (Эйлера) вращения абсолютно твердой Земли



$$\omega_x = -\frac{d\theta}{dt} \cos \varphi - \frac{d\psi}{dt} \sin \theta \sin \varphi;$$

$$\omega_y = \frac{d\theta}{dt} \sin \varphi - \frac{d\psi}{dt} \sin \theta \cos \varphi;$$

$$\omega_z = \frac{d\psi}{dt} \cos \theta + \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.180)$$

где A , B , C — главные центральные моменты инерции Земли; ω_x , ω_y , ω_z — проекции вектора угловой скорости вращения Земли $\bar{\omega}$ на соответствующие оси координат; L_x , L_y , L_z — составляющие момента внешних сил; ψ , θ , φ — углы Эйлера, которые характеризуют взаимное положение системы координат x , y , z и системы X , Y , Z , которая связана с положением эклиптики на принятую эпоху и является невращающейся. Ось OX этой системы направлена в точку весеннего равноденствия Y_0 , соответствующую той же эпохе. Системы координат $XYZO$ и $xzyO$ и упомянутые углы Эйлера представлены на рис. 34.

Заметим, что ось Oz , совпадающую с наибольшим главным центральным моментом инерции C , называют осью фигуры (инерции), а соответствующую полярную — экватором фигуры.

Уравнения (1.179) называют динамическими. Необходимость введения второй тройки дифференциальных уравнений (1.180) (кинематических уравнений Эйлера) связана с тем, что твердое тело с одной неподвижной точкой (центром масс) обладает тремя степенями свободы. Возникающую в связи с этим неопределенность можно устранить, зафиксировав положение системы координат $Oxyz$, жестко связанной с вращающимся телом, в невращающейся

системе координат $OXYZ$ заданием трех углов Эйлера ψ, θ, φ , которые являются функциями времени.

Рассмотрим более простую модель, в которой момент внешних сил $\vec{L} = 0$, т. е. равнодействующая внешних сил приложена к центру масс Земли. Допустим также, что $A = B$; возникающую при этом погрешность можно оценить, если учесть, что $B - A \approx 1,8 \cdot 10^{33} \text{ кг} \cdot \text{м}^2$, а $\frac{B-A}{A} \approx 2,2 \cdot 10^{-5}$.

С указанными допущениями решение динамических уравнений Эйлера (1.179) будет представлено интегралами

$$\begin{aligned}\omega_x &= \rho_0 \cos(\sigma t - \tau_0); \\ \omega_y &= \rho_0 \sin(\sigma t - \tau_0); \\ \omega_z &= \omega_0 = \text{const},\end{aligned}\tag{1.181}$$

где ρ_0, ω_0, τ_0 — постоянные интегрирования, $\sigma = \omega_z \frac{C-A}{A}$ — частота колебаний полюса; ρ_0 — радиус окружности, по которой в плоскости экватора фигуры движется проекция на эту плоскость конца вектора $\vec{\omega}$, причем период вращения τ_0 равен

$$\tau_0 = \frac{2\pi}{\sigma} = \frac{2\pi}{\omega_z} \frac{A}{C-A}.\tag{1.182}$$

Если учесть, что $\omega_z = 2\pi$ радиан в звездные сутки, и еще подставить в (1.182) значения главных центральных моментов инерции, получим так называемый период Эйлера

$$\tau_0 = \frac{A}{C-A} \approx 305 \text{ звездных суток}.*$$

Период Эйлера можно представить также выражением

$$\tau_0 = \frac{A}{H C},\tag{1.183}$$

где $H = \frac{C-A}{C}$ — динамическое сжатие ($H = 0,0032726$).

С таким же периодом перемещается полюс вращения вокруг полюса инерции по поверхности Земли по окружности, угловой радиус которой (r_0) равен (рис. 35)

$$r_0 = \rho_0 / \omega.\tag{1.184}$$

Мгновенная ось вращения Земли будет описывать при этом вокруг оси инерции, перемещаясь с постоянной скоростью, коническую поверхность (рис. 35). Это вращательное движение мгновенной оси вращения Земли часто называют свободной нутацией.

Вторая тройка уравнений Эйлера (1.180) при заданных начальных условиях дает возможность определить еще три неизвестных, т. е. углы Эйлера ψ, θ, φ (см. рис. 34).

* Для реальной (упругой) Земли $\tau \approx 430$ суток — чандлеровский период (см. 1.3.4).

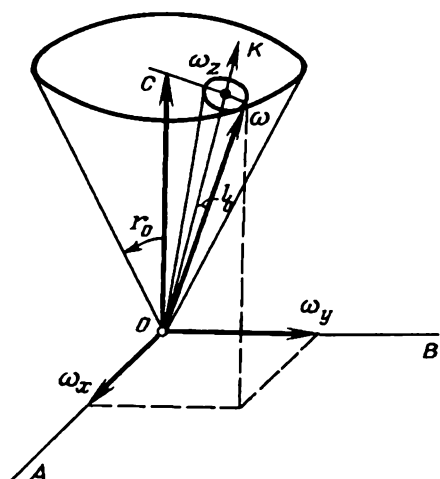


Рис. 35. Положение мгновенной оси вращения Земли относительно оси инерции

Систему (1.180) преобразуем к виду, разрешенному относительно неизвестных параметров ψ , θ , φ

$$\begin{aligned} \frac{d\psi}{dt} &= \frac{\omega_x \sin \varphi + \omega_y \cos \varphi}{\sin \theta}; \\ \frac{d\theta}{dt} &= \omega_y \sin \varphi - \omega_x \cos \varphi; \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \omega_z + \operatorname{ctg} \theta (\omega_x \sin \varphi + \omega_y \cos \varphi). \end{aligned} \quad (1.185)$$

Решение системы (1.185) приводит к трем интегралам для углов ψ , θ , φ .

Анализ решения кинематических уравнений (1.185) приводит к заключению, что ось наибольшего момента инерции Земли (ось фигуры) перемещается относительно неподвижной системы координат $XYZO$, совершая при этом круговые колебания с амплитудой

$$r_0 \frac{A}{C} = r_0 - \frac{C-A}{C} r_0 = r_0 - l_0,$$

и периодом

$$\frac{2\pi A}{C\omega_z} \approx \frac{A}{C} = 0,996731 \text{ звездных суток},$$

причем l_0 — радиус окружности, по которой перемещается полюс вращения относительно вектора кинетического момента Земли. Если учесть, что r_0 не превышает $0,5''$, то $l_0 \approx 0,0016''$.

Общий вывод, следующий из решения динамических уравнений Эйлера в форме (1.179), состоит в том, что конус с осью OC и углом при вершине $2r_0$ катится по конусу с осью K и углом при вершине $2l_0$. Касание конусов происходит по линии, являющейся

мгновенной осью вращения Земли. Эта ось непрерывно перемещается (см. рис. 35).

Рассмотренные особенности вращения Земли как абсолютно твердого тела называют свободными колебаниями. Они связаны с тем, что вектор кинетического момента Земли по условиям формирования нашей планеты не совпадал с главной центральной осью инерции. Такое совпадение, как и совпадение с ними мгновенной оси вращения, возможно не имело место во всей последующей «жизни» Земли. Даже если в отдельные моменты такое совпадение трех осей происходило, то возмущающее действие на Землю Луны и Солнца должно было привести к его нарушению. К этому приводило действие и других факторов, например, сезонных процессов в атмосфере.

Приведенные данные можно интерпретировать таким образом, что при вращении Земли происходит ее «покачивание» относительно оси вращения.

Дальнейшее рассмотрение вопроса связано с целым рядом уточнений представленной приближенной модели. Необходимо рассмотреть действие на Землю Луны, Солнца и планет, принять во внимание упругие свойства Земли, а также процессы, происходящие в атмосфере, в недрах планеты и на ее поверхности.

Будем по-прежнему исходить из концепции абсолютно твердой Земли, но учтем наличие внешних сил. Полагая, что Луна и Солнце являются точками, в которых сосредоточена вся их масса, запишем выражение для силовой функции U , определяющей действие на Землю соответствующего внешнего тела. Ограничиваясь первыми членами разложения, получим

$$U = f^2 M_{\epsilon (\odot)} \left(\frac{M}{r_{\epsilon (\odot)}} + \frac{A + B + C - 3I_r}{2r_{\epsilon (\odot)}^3} \right), \quad (1.186)$$

где $r_{\epsilon (\odot)}$ — расстояние от центра масс Земли до Луны или Солнца, M — масса Земли; I_r — момент инерции Земли относительно оси $r_{\epsilon (\odot)}$.

После представления $r_{\epsilon (\odot)}$ через координаты Луны (Солнца), а также полагая, что $A = B$ и $\omega_z = \text{const}$, получим выражения для компонент момента внешних сил

$$\begin{aligned} L_x &= 3f^2 M_{\epsilon (\odot)} (C - A) \frac{y_{\epsilon (\odot)} z_{\epsilon (\odot)}}{r_{\epsilon (\odot)}^5}; \\ L_y &= -3f^2 M_{\epsilon (\odot)} (C - A) \frac{x_{\epsilon (\odot)} z_{\epsilon (\odot)}}{r_{\epsilon (\odot)}^5}; \end{aligned} \quad (1.187)$$

Очевидно, что учет совместного воздействия Луны и Солнца требует сложения выражений вида (1.187).

Далее используем кинематические уравнения Эйлера, в которых исключим ω_x и ω_y , основываясь на результатах решения динамических

уравнений Эйлера, правые части которых L_x и L_y определяются суммой величин, полученных по формулам (1.187) для Луны и Солнца. Кроме того, прямоугольные координаты возмущающих тел заменим их эклиптическими координатами. В конечном счете получим систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} = -f^2 \frac{3M_{\odot} (C-A)}{C\omega_z} \frac{1}{r_{\odot}^3} & \left[\sin \theta \cos \beta_{\odot} \sin (\lambda_{\odot} - \psi) + \right. \\ & \left. + \cos \theta \sin \beta_{\odot} \right] \cos \beta_{\odot} \sin (\lambda_{\odot} - \psi), \\ \frac{d\psi}{dt} = -f^2 \frac{3M_{\odot} (C-A)}{C\omega_z} \frac{1}{r_{\odot}^3} & \left[\sin \theta \cos \beta_{\odot} \sin (\lambda_{\odot} - \psi) + \right. \\ & \left. + \cos \theta \sin \beta_{\odot} \right] \left[\operatorname{ctg} \theta \cos \beta_{\odot} \sin (\lambda_{\odot} - \psi) - \sin \beta_{\odot} \right], \end{aligned} \quad (1.188)$$

которые называют уравнениями Пуассона.

В обобщенном виде решение уравнений Пуассона можно записать следующим образом

$$\left. \begin{aligned} \psi &= \psi_0 + a_1 t + b_1 t^2 + \Delta \Psi \\ \theta &= \theta_0 + c_1 t^2 + \Delta \Theta \end{aligned} \right\}. \quad (1.189)$$

Члены $a_1 t + b_1 t^2$ и $c_1 t^2$ в (1.189), изменяющиеся со временем монотонно, являются результатом лунно-солнечной процессии*, а периодические члены $\Delta \Psi$ и $\Delta \Theta$ есть следствие нутации.

Выражения (1.189) можно расширить, если учесть медленное вращение эклиптики, обусловленное притяжением планет.

В принципе нет препятствий к тому, чтобы учесть влияние неравенства экваториальных моментов инерции Земли A и B , однако такая процедура в настоящее время не представляется целесообразной.

1.3.2. ПРЕЦЕССИЯ

Явление прецессии было открыто греческим астрономом Гиппархом (123 г. до н. э.) в результате сравнения координат звезд, приведенных в его каталоге, с данными наблюдений, выполненных Аристиллом и Тимохарисом (III в. до н. э.).

Прецессия (позднелат. *praecessio* — движение впереди, от лат. *praecedo* — иду впереди, предшествую) в астрономии означает предварение равноденствий.

Гиппарх не смог дать правильную интерпретацию обнаруженной закономерности. Видимо, только Коперник понял, что предварение

* На самом деле лунно-солнечная процессия есть периодическое явление. Как будет показано далее, время, за которое полюс Мира совершает полный оборот вокруг полюса эклиптики (период прецессии), составляет около 26 тысяч лет.

Рис. 36. Интерпретация явления прецессии

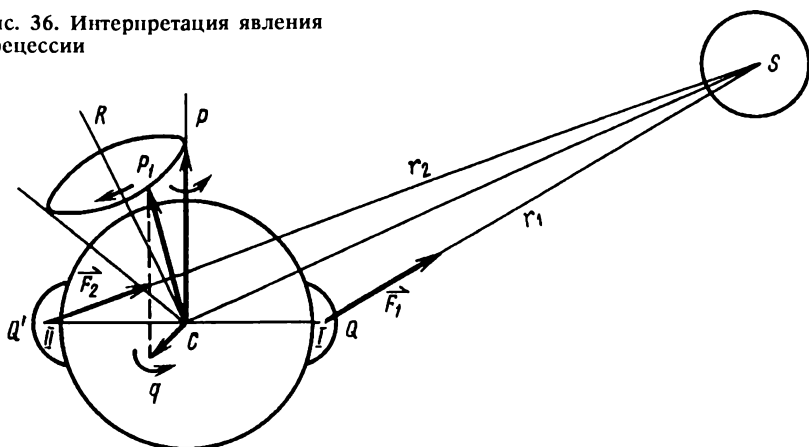
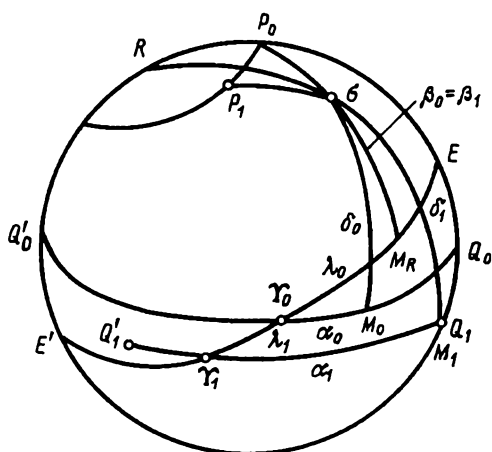


Рис. 37. Влияние лунно-солнечной прецессии на экваториальные и эклиптические координаты светил



равноденствий обусловлено перемещением в пространстве оси вращения Земли. Сущность прецессионного движения оси вращения Земли впервые объяснил Ньютон.

Причиной прецессии является особый характер притягивающего действия Луны, Солнца и планет, связанный с неравномерным распределением масс в теле Земли, существенным отличием ее плотностной модели от концентрически равномерного распределения. Основной вклад в прецессию обусловлен наличием полярного сжатия Земли.

Для понимания механической сущности лунно-солнечной прецессии экваториальный избыток масс упрощенно представим до полнительными к шаровой Земле массами I и II (рис. 36). Эти дополнительные массы притягиваются к Солнцу (или Луне) с силой F_1 и F_2 соответственно, причем $F_1 > F_2$, так как $r_1 < r_2$. Таким образом, гравитационное действие Солнца и Луны на экваториальные избытки масс Земли приводит к возникновению

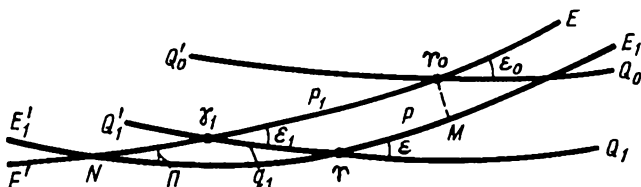


Рис. 38. К учету совместного влияния лунно-солнечной прецессии (p_1) и прецессии от планет (q_1)

Общая прецессия $p = p_1 - q_1 \cos \epsilon$

вращательного момента, под действием которого ось вращения Земли непрерывно перемещается в пространстве, описывая примерно за 26 000 лет коническую поверхность. Осью этой поверхности является ось эклиптики. Соответственно полюс Мира перемещается на поверхности небесной сферы по окружности, угловой радиус которой $\epsilon \approx 23^\circ 27'$. Движение происходит по ходу часовой стрелки. За год под действием лунно-солнечной прецессии точка весеннего равноденствия смещается примерно на $50,2''$. Для прохождения такой дуги Солнцу в его видимом движении по небесной сфере потребовалось бы 0,0142 суток. На такую величину сидерический (звездный) год длиннее тропического. Соответственно изменяют свое положение полюс Мира и экватор. Положения, которые они последовательно занимают, называют средним полюсом и средним экватором, указывая момент времени (эпоху), которому они соответствуют. Под действием прецессии изменяется положение экваториальной системы координат и, следовательно, экваториальные координаты звезд α и δ . По указанной причине будет изменяться также и эклиптическая долгота (рис. 37).

Притяжение планет приводит к тому, что ось эклиптики и сама эклиптика перемещаются в пространстве. Такое перемещение получило название прецессии от планет. Медленное перемещение эклиптики, обусловленное прецессией от планет, составляет примерно $0,47''$ в год. На рис. 38 представлен участок небесной сферы и показано совместное действие лунно-солнечной прецессии и прецессии от планет. На упомянутом рисунке $p_1 = Y_0 Y_1$ — лунно-солнечная прецессия, $q_1 = Y_1 Y$ — прецессия от планет и $p = YM = p_1 - q_1 \cos \epsilon$ — общая прецессия. Ясно, что прецессия от планет будет приводить к изменению экваториальных координат α и δ и эклиптической широты β .

1.3.3. НУТАЦИЯ

Орбита Луны, как известно, не занимает неизменного положения в пространстве, изменяется склонение Солнца. Из-за непрерывного изменения взаимного положения Земли, Солнца и Луны на прецессионное перемещение оси вращения Земли в пространстве и соответственно полюса Мира на небесной сфере накладываются периодические колебания разных периодов, называемые нутациями.

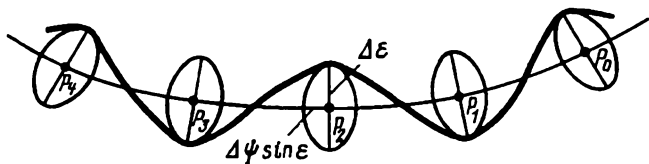
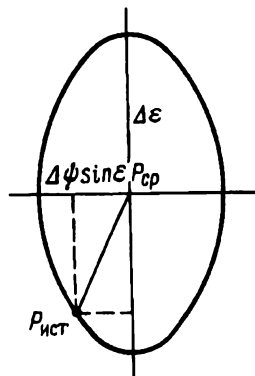


Рис. 39. Сущность нутации

Рис. 40. К выводу приближенной формулы для учета нутации



Честь открытия нутации принадлежит английскому астроному Джеймсу Брадлею, который в ходе длительных (1726—1747 гг.) наблюдений звезды γ Драконис обнаружил главный член нутационного спектра, период которого 18,67 года, и дал правильное объяснение явлению.

Нутация содержит составляющие, период которых равен 18,67 года, году, половине года, 27,32 суток; 13,66 суток и т. д. Напомним, что 18,67 года — промежуток времени, за который совершает полный оборот линия углов лунной орбиты; годовой, полугодовой периоды связаны с орбитальным движением Земли, месячный и полумесячный — с орбитальным движением Луны. Амплитуда нутационных перемещений сравнительно невелика.

Действительное положение полюса называют истинным полюсом, ему соответствует истинная точка весеннего равноденствия и истинный экватор.

Если бы мы могли в какой-то момент остановить движение среднего полюса по малому (прецессионному) кругу и если бы нутация была обусловлена только вращением плоскости лунной орбиты и линии лунных узлов, то истинный полюс описывал бы относительно среднего положения эллипс с полуосьми, равными в дуговой мере $9,2''$ и $6,9''$. Период явления равен времени, за которое совершает оборот линия узлов лунной орбиты, т. е. 18,67 года. Вид нутационного эллипса и движение истинного полюса, вызванное вращением линии узлов, представлены на рис. 39.

Поскольку здесь представлена только одна из составляющих нутации, то в действительности траектория истинного полюса будет гораздо сложнее.

Приближенные формулы для учета влияния нутации, следующие из чертежа на рис. 40, имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \Delta\Psi &= -17,2'' \sin \Omega \\ \Delta\varepsilon &= 9,2'' \cos \Omega \end{aligned} \right\}, \quad (1.190)$$

где $\Delta\Psi$ — нутация по долготе; $\Delta\varepsilon$ — нутация в наклоне; Ω — долгота восходящего узла лунной орбиты.

Нутация приводит к изменению экваториальных координат α и δ и эклиптических — β и λ . Чтобы учесть все составляющие нутационного спектра, используются многочленные выражения для представления $(\Delta\Psi)$ и $(\Delta\varepsilon)$. Число нутационных членов определяется также требованиями к точности результатов. Так, например, разложения, приведенные Вулардом содержат 69 членов в выражении для вычисления нутации по долготе и 40 — для вычисления нутации в наклоне. В Астрономическом ежегоднике эти разложения содержат соответственно по 106 членов и обеспечивают точность учета влияния нутации на уровне 0,0002".

Обычно принято подразделять нутацию на долгопериодическую $(\Delta\Psi$ и $\Delta\varepsilon)$ и короткопериодическую $(d\Psi$ и $d\varepsilon)$, относя к последней члены, периоды аргументов которых не превышают 35 суток. Для вычисления полного влияния нутации при таком подходе применяются формулы

$$(\Delta\Psi) = \Delta\Psi + d\Psi,$$

$$(\Delta\varepsilon) = \Delta\varepsilon + d\varepsilon. \quad (1.191)$$

Чтобы рассматриваемый феномен не путать со свободной нутацией оси вращения Земли (эйлерово движение полюса), применяют термин астрономическая нутация [1].

Величина большой полуоси нутационного эллипса, возникающего по причине вращения линии узлов (период 18,67 года), входит в систему фундаментальных астрономических постоянных. Она относится к группе основных постоянных и равна $N = 9,2109'' \pm 0,0037''$.

1.3.4. УПРУГИЕ СВОЙСТВА ЗЕМЛИ

Предсказанное Л. Эйлером движение мгновенной оси вращения Земли и происходящее в связи с этим перемещение по ее поверхности географических полюсов, были обнаружены в середине XIX в. пулковским астрономом М. Нюrenom. В конце XIX в. убедительные данные об изменяемости широты были получены немецким астрономом Ф. Кюстнером.

Дальнейшие исследования этого вопроса американским астрономом С. Чандлером привели его в 1891 г. к заключению, что период свободного перемещения полюса вращения относительно полюса инерции примерно на 4 месяца превышает эйлеровский период. Уже в следующем году другой американский астроном С. Ньюком связал это с упругими свойствами Земли. Период свободных колебаний полюса упругой Земли получил название чандлеровского. Продолжительность чандлеровского периода оце-

нивается в 430—435 суток, а амплитуда составляет $\sim 0,14''$. Сложились объективные предпосылки для развития исследований упругих свойств Земли. Важное значение здесь имели работы английского геофизика А. Лява, выполненные в начале XX века. Им, в частности, были введены для оценки механических свойств, характеризующих упругую Землю, безразмерные параметры k_2 и h_2 , третий параметр такого рода l_2 был предложен Шидой.

Эти параметры, называемые числами Лява и Шида, определяются следующим образом:

число k_2 — отношение дополнительного потенциала, обусловленного деформаций, к самому деформирующему потенциалу;

число h_2 — отношение высоты прилива в твердой Земле к высоте статического океанического прилива;

число l_2 — отношение горизонтальной компоненты приливного смещения земной коры к горизонтальному смещению при статическом океаническом приливе.

В разных источниках разными авторами приводятся отличающиеся друг от друга значения чисел Лява и Шида. Обычно для реальной Земли используют следующие их значения: $k_2 = 0,3$; $h_2 = 0,6$; $l_2 = 0,08$.

С использованием чисел Лява и Шида получают ряд важных коэффициентов. Отношение высоты статического прилива для упругой Земли к соответствующей величине для абсолютно твердой Земли равно

$$\gamma = 1 + k_2 - h_2. \quad (1.192)$$

Такой же коэффициент имеет колебание отвесной линии относительно земной коры. Приливное изменение силы тяжести характеризуется коэффициентом

$$\delta = 1 + h_2 - \frac{3}{2} k_2. \quad (1.193)$$

Приливное колебание отвесной линии относительно земной оси имеет коэффициент

$$\Lambda = 1 + k_2 - l_2. \quad (1.194)$$

Для вычисления чандлеровского периода T_0 с использованием числа Лява k_2 получена формула [41]

$$T_0 = \frac{A + k_2 \omega^2 R^5 / 3f}{C - A - k_2 \omega^2 R^5 / 3f} \text{ суток}. \quad (1.195)$$

Величина T_0 может быть также вычислена по формуле Лява—Лармора [41]

$$T_0 = T \frac{1}{1 - k_2 \frac{\omega^2 R / 2g_0}{\alpha - \omega^2 R / 2g_0}}, \quad (1.196)$$

где α — геометрическое полярное сжатие земного эллипсоида, g_0 — ускорение силы тяжести на экваторе.

Если T_0 получить по результатам астрономических наблюдений или методами космической геодезии, то формулы (1.195) и (1.196) могут быть использованы для уточнения числа Лява k_2 .

1.3.5. УРАВНЕНИЯ ЛИУВИЛЛЯ

В геоцентрической системе координат $xyzO$, вращающейся вместе с Землей со скоростью ω относительно неподвижной геоцентрической системы координат $XYZO$, динамические уравнения Эйлера могут быть представлены следующим образом

$$\frac{dH_i}{dt} + \varepsilon_{ijk}\omega_j H_k = L_i, \quad (1.197)$$

где H_i — составляющие момента количества движения; L_i — составляющие момента внешних сил, ε_{ijk} — тензор, который вводится, исходя из следующих соображений: $\varepsilon_{ijk} = 0$, если имеет место одно из равенств $i = j$, $i = k$, $j = k$; $\varepsilon_{ijk} = +1$, при расположении индексов в четном порядке (1, 2, 3, 1, ...); $\varepsilon_{ijk} = -1$, при расположении индексов в нечетном порядке (1, 3, 2, 1, ...).

В 1858 г. французский математик и механик Ж. Лиувиль получил уравнение (1.197) в виде (уравнение Лиувилля)

$$\frac{d}{dt}(C_{ij}\omega_j + h_i) + \varepsilon_{ijk}\omega_j(C_{ki}\omega_i + h_k) = L_i, \quad (1.198)$$

$$C_{ij}(t)\omega_j + h_i(t) = H_i, \quad (1.199)$$

$$C_{ij} = \int_V \rho (x_k x_k \delta_{ij} - x_i x_j) dV \quad (1.200)$$

— переменный тензор инерции массы, заключенной в объеме V , ρ — плотность вещества, δ_{ij} — символ Кронекера, который, как известно, равен 1 при $i = j$ и равен 0 при $i \neq j$.

Второй член в левой части (1.199)

$$h_i = \int_V \rho \varepsilon_{ijk} x_j u_k dV \quad (1.201)$$

— относительный момент количества движения, возникающий вследствие возбуждающего действия какого-либо фактора, например, перемещения атмосферы со скоростью u_i относительно системы координат $xyzO$.

Система координат $xyzO$ в соответствии со сказанным о ней выше должна быть жестко связана с Землей. Наиболее целесообразной в этом смысле считается координатная система, определяемая положением некоторого количества пунктов наблюдений, например

пунктов МСДП (в настоящее время IERS). Оси такой вращающейся системы координат называют «географическими» [59].

Представляя компоненты тензора инерции Земли с помощью соотношений

$$\begin{aligned} C_{11} &= A + c_{11}, & C_{12} &= c_{12}, & \omega_x &= \omega m_1, \\ C_{22} &= A + c_{22}, & C_{13} &= c_{13}, & \omega_y &= \omega m_2, \\ C_{33} &= C + c_{33}, & C_{23} &= c_{23}, & \omega_z &= \omega (1 + m_3), \end{aligned} \quad (1.202)$$

уравнение Лиувилля (1.198) можно привести к виду [59]

$$\frac{\dot{m}_1}{\sigma} + m_2 = \varphi_2;$$

$$\frac{\dot{m}_2}{\sigma} - m_1 = -\varphi_1;$$

$$\dot{m}_3 = \dot{\varphi}_3, \quad (1.203)$$

где σ и φ_i определяются формулами

$$\sigma = \frac{C-A}{A} \omega, \quad (1.204)$$

$$\omega^2 (C - A) \varphi_1 = \omega^2 c_{13} + \omega \dot{c}_{23} + \omega \dot{h}_1 + \dot{h}_2 - L_y,$$

$$\omega^2 (C - A) \varphi_2 = \omega^2 c_{23} - \omega \dot{c}_{13} + \omega \dot{h}_2 - \dot{h}_1 + L_x;$$

$$\omega^2 C \varphi_3 = -\omega^2 c_{33} - \omega \dot{h}_3 + \omega \int_0^t L_z dt. \quad (1.205)^*$$

Поскольку безразмерные величины c_{ij}/C , m_i и $h_i/\omega C$ являются малыми, при получении (1.203) пренебрегают их квадратами и произведениями.

Правые части уравнений (1.203) представлены возбуждающими функциями φ_i , обусловленными различными геофизическими причинами. Таким образом, изучение особенностей вращений Земли, возникающих по разным геофизическим причинам, связано с отысканием частных решений уравнений (1.203), получением их правых частей φ_i .

Левые части уравнений (1.203) содержат координаты полюса (m_1 и m_2) и вариации продолжительности суток (m_3). Эти данные

* В формулах (1.205) h_i ($i = 1, 2, 3$) — относительный момент количества движения (см. формулу (1.201)).

раньше получали из астрономических наблюдений, сейчас для этого используются методы космической геодезии.

1.3.6. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ВРАЩЕНИЕ ЗЕМЛИ

Спектр периодического перемещения полюсов по поверхности Земли содержит несколько составляющих, обусловленных разными причинами.

Значительным является перемещение полюсов, обусловленное действием так называемых земных приливов, которые подобно морским и океаническим вызываются притяжением Солнца и Луны. Под действием Солнца колебания уровенной поверхности Земли составляют

$$-8,2 \text{ см} \leq (x_0)_\odot \leq +16,4 \text{ см},$$

а под действием Луны соответственно

$$-17,8 \text{ см} \leq (x_0)_\epsilon \leq +35,6 \text{ см}.$$

Приливный потенциал может быть представлен следующей формулой [41]

$$U = \frac{3}{4} f M_\odot (\epsilon) \frac{a^2}{r_\odot^3 (\epsilon)} \left(\cos 2z_\odot (\epsilon) + \frac{1}{3} \right), \quad (1.206)$$

где a — геоцентрическое расстояние пункта наблюдений; $r_\odot (\epsilon)$ — геоцентрическое расстояние возмущающего тела; $z_\odot (\epsilon)$ — зенитное расстояние возмущающего тела.

Обычно приливный потенциал (1.206) представляют в виде трех слагаемых

$$U = G_\epsilon (\odot) \left(\frac{a_\epsilon (\odot)}{r_\epsilon (\odot)} \right)^3 (P_1 + P_2 + P_3), \quad (1.207)$$

где первое слагаемое P_1 — зональная часть, второе P_2 — секториальная часть и третье — P_3 — тессеральная часть, причем

$$P_1 = 3 \left(\sin^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \left(\sin^2 \delta_\epsilon (\odot) - \frac{1}{3} \right);$$

$$P_2 = \cos^2 \varphi \cos^2 \delta_\epsilon (\odot) \cos 2t_\epsilon (\odot);$$

$$P_3 = \sin 2\varphi \sin 2\delta_\epsilon (\odot) \cos t_\epsilon (\odot), \quad (1.208)$$

$$G = G_\epsilon = \frac{3}{4} f M_\oplus \mu \frac{a^2}{a_\epsilon} \text{ — постоянная Дудсона.}$$

В выражении для постоянной Дудсона μ — масса Луны в единицах массы Земли, a_ϵ — большая полуось лунной орбиты. Числовое значение $G = 26\,277 \text{ см}^2/\text{с}^2$, соответственно для солнечных приливов имеем $G_\odot = 0,46051 G$.

В соответствии с формулой (1.207) зональная часть ответственна за возникновение долгопериодических приливов (14 суток, 6 месяцев, 1 год, 18,67 года), тессеральная — за суточные, а секториальная — за полусуточные.

Земные приливы приводят к изменению положения полюса инерции и отвесной линии и, как следствие, к изменениям астрономических широт, долгот и азимутов и скорости вращения Земли.

Изменения широт и долгот под действием земных приливов можно вычислить по формулам

$$\begin{aligned}\Delta\varphi &= \frac{1+k-l}{ga} \frac{\partial U}{\partial\varphi}, \\ \Delta\lambda &= \frac{1+k-l}{ga \cos\varphi} \frac{\partial U}{\partial\lambda}.\end{aligned}\tag{1.209}$$

Компоненты тензора инерции Земли C_{ij} изменяются также под влиянием перераспределения масс в атмосфере, внутри Земли и на ее поверхности. Это вызывает изменение положения полюса инерции и вносит вклад в перемещение полюса вращения. Движение земных полюсов под влиянием различных геофизических факторов называют вынужденным. Сказанное в полной мере можно отнести к неравномерному вращению Земли вокруг своей оси, т. е. к изменению продолжительности суток.

С процессами, происходящими в атмосфере, связаны, в частности, годовые и полугодовые вариации во вращении Земли.

По А. Я. Орлову [71] годовое движение полюсов совершается по эллипсу с полуосями 0,088" и 0,075" (2,6 м и 2,2 м). Происходят периодические (сезонные) изменения нагрузки на поверхность Земли из-за выпадения дождя; нарастания и таяния снегового и ледового покрова; сброса растениями листвы; изменения массы и уровня грунтовых вод.

Периодический характер имеет также действие приливов в морях и океанах. Выше было рассмотрено действие земных приливов.

Изучение действия каждого из указанных и других возможных факторов связано с решением уравнения Лиувилля, которому предшествует сбор необходимой геофизической информации и построение модели, описывающей влияние соответствующего фактора на вращение Земли. Теория и практические результаты по различным аспектам проблемы вращения Земли изложены в монографиях [41], [66], [102].

Как показывают исследования [41], сезонное перемещение полюсов во многом связано с перемещением воздушных масс, обусловленным высоким давлением в зимние месяцы над Сибирью. При этом учитывается влияние сезонных вариаций влажности.

Указанный фактор, наряду с другими геофизическими процессами, следует рассматривать как причину, обеспечивающую возбуждение чандлеровского движения полюса. Если бы такие возбуждающие факторы отсутствовали, то свободное чандлеровское

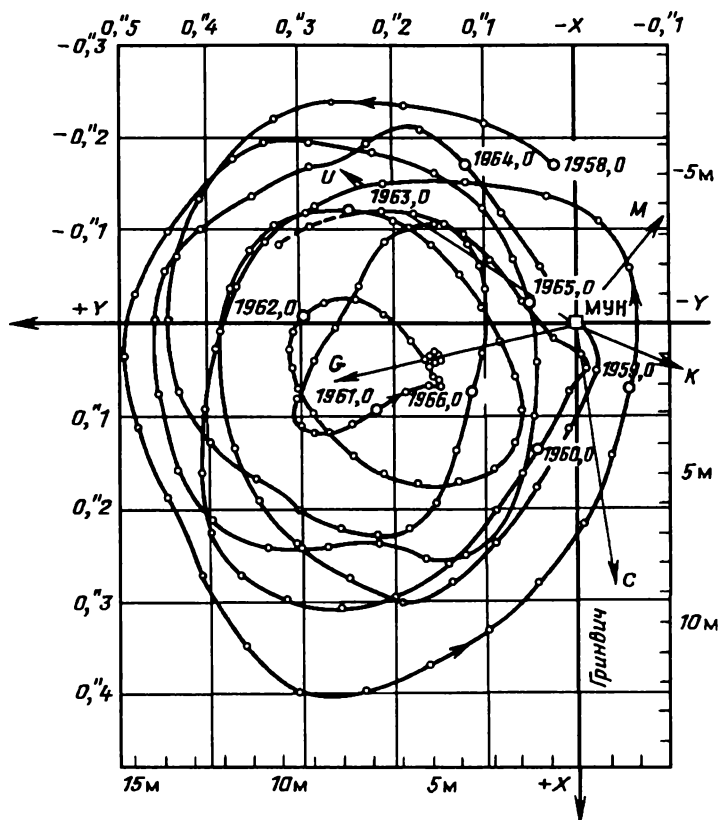


Рис. 41. Траектория движения мгновенного полюса относительно МУН по данным МСДП за период 1958,0—1966,5. Направления, обозначенные буквами, совпадают с плоскостями меридианов Международных широтных станций

движение полюса должно было бы прекратиться из-за диссипации энергии в теле Земли. Концепция затухающей модели чандлеровского движения полюса представляется наиболее убедительной. Она исходит из наличия нерегулярных случайных возбуждений, период свободного движения предполагается постоянным. Использование такой модели дает возможность применить для изучения движения полюсов теорию случайных функций.

Затухание чандлеровского движения принято характеризовать фактором Q , который равен

$$Q = \pi f_0 / \alpha, \quad (1.210)$$

где f_0 — чандлеровская частота; α — декремент затухания.

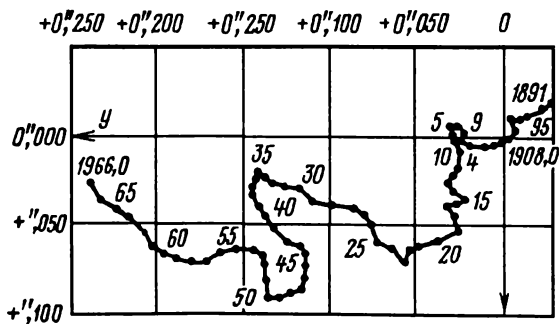
Имеются данные о наличии долгопериодических вынужденных колебаний полюса, которые, в частности, связывают с вариациями в атмосфере, с взаимодействием океана и атмосферы [50].

Сложение свободных и вынужденных колебаний полюса приводит к результирующему перемещению по весьма сложной траектории, называемой полодисей (рис. 41).

1.3.7. ВЕКОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ПОЛЮСОВ

Анализ многолетних широтных наблюдений и материалов служб времени свидетельствует о том, что наряду с периодическими колебаниями полюса за время существования Международной службы широты с 1898 г. (в 1962 г. была преобразована в Международную службу движения полюса) имеет место прогрессивное перемещение полюса, которое интерпретируют как вековое. Траектория этого движения изображена на рис. 42. Исследованием этого вопроса занимались многие ученые. Их выводы сводятся к тому, что средний полюс эпохи наблюдений (все периодические колебания исключены) смещается относительно положения на фиксированную (начальную) эпоху со скоростью около $0,0035''/\text{год}$ в направлении меридиана с долготой $70\div 80^\circ W$. К этому надо добавить, что согласно палеомагнитным и палеоклиматическим данным в далекие геологические эпохи географические полюсы перемещались на значительные расстояния. Однако эти данные не отличаются достаточной определенностью, допускают неоднозначное толкование. Анализ наблюдательной информации, полученной за последние почти сто лет, не привел ученых к единому взгляду на проблему векового движения полюсов. Есть работы, которые исходят из безусловного наличия этого феномена, например, [31] или его принципиальной возможности [85]. В других утверждается о долгопериодических составляющих в движении полюсов [50]. Убедительными выглядят исследования, в которых утверждается, что для вывода о бесспорном наличии векового движения полюсов в настоящее время нет достаточных оснований [104], [116]. Тем не менее мировое астрономическое сообщество в лице Международного астрономического союза фактически признало наличие векового движения полюса, приняв в 1967 г. на XIII съезде МАС в

Рис. 42. Вековое движение полюса



Париже решение об отнесении координат мгновенного полюса Земли к среднему положению полюса на фиксированную эпоху, которое получило название международного условного начала — МУН (С10). Положение МУН определяется средними значениями наблюдаемых широт пяти станций Международной службы широты (Мидзусава, Китаб*), Карлофорте, Гейтерсберг и Юкайя) в 1900—1905 гг.

Вопрос о вековом движении полюса нуждается в дальнейших теоретических исследованиях, которые должны привести к строгому геофизическому обоснованию феномена. Важное значение имеет получение длительных рядов высокоточных наблюдений, в особенности современными методами космической геодезии. Трудность решения проблемы обусловлена необходимостью получения длительных рядов однородных наблюдений, использования глобальной информации о геофизических процессах, сложностью разделения векового движения полюса и дрейфа литосферных плит, отсутствием достаточно полной информации о внутреннем строении Земли, ошибками наблюдений; ошибками координат и, особенно, собственных движений звезд при использовании традиционных оптических наблюдений; недостаточно точным знанием теории движения ИСЗ, невозможностью в настоящее время точно определить параметры геопотенциала C_{21} и S_{21} . Таким образом, имеем дело со сложной проблемой, лежащей на стыке ряда научных дисциплин.

В дополнение к приведенным в тексте ссылкам на источники, укажем ряд работ по теории вращения Земли. Детально с высокой степенью точности теория вращения абсолютно твердой Земли была разработана в свое время Э. Вулардом [17]. Вклад в разработку и совершенствование теории вращения Земли, исходя из ее модели с упругой оболочкой и жидким ядром, внесен Г. Джеффрисом [129], Г. Джеффрисом и Р. Висенте [130]. Фундаментальные исследования в области теории вращения упруго деформированной Земли принадлежат Е. П. Федорову [102]. Связь между нутационными колебаниями и земными приливами исследовалась П. Мельхиором [62]. Новую уточненную теорию вращения упруго деформируемой Земли с жидким ядром разработал Х. Киношита. Исключительно важное значение имеют работы М. С. Молоденского [63—64], Дж. Вара [146], Дж. Вара и А. Смита [147], в которых используются модели Земли с упругой оболочкой и жидким ядром, в центре которого находится твердое ядро. Следует указать также исследования по теории нутации, принадлежащие Я. С. Яцкину [115]. Рассмотрению общей теории вращения Земли с позиций КАМ-теории** посвящена монография Ж. С. Ержанова и А. А. Калыбаева [31].

* Для Китаба, где наблюдения начались в 1934 г., было использовано экстраполированное значение широты.

** Разработана А. Н. Колмогоровым, В. И. Арнольдом и М. Мозером. Позволяет исследовать метрические свойства фазовых движений.

1.4. ИЗМЕНЕНИЯ НЕБЕСНЫХ КООРДИНАТ

При рассмотрении соотношений сферической астрономии предполагают, что координаты звезд во второй экваториальной и эклиптической системах отсчета остаются неизменными во времени, меняясь в первой экваториальной системе и горизонтальной системе лишь из-за суточного вращения Земли. Однако из наблюдений небесных объектов со всей очевидностью следует, что все небесные координаты подвержены изменениям, причинами которых являются механизмы различной природы. Эти изменения гораздо меньше по величине и медленнее, чем обусловленные суточным осевым вращением Земли, и могут быть учтены с определенной степенью точности на основе определенных физических моделей, описывающих порождающие их явления.

Изменения координат небесных объектов происходят из-за следующих причин:

1) Смещения используемых систем отсчета относительно звезд как небесных реперов (прецессия и нутация) и относительно тела Земли (движение земных полюсов).

2) Кажущихся изменений в направлениях на звезды, обусловленных физическими явлениями (рефракция, абerrация, параллакс).

3) Относительных движений звезд в пространстве (собственные движения).

Каждая группа изменений объединена на основе общих факторов и способов учета в координатах.

Учет поправок за эффекты, обусловленные причинами 1) и 3), приводит к геометрическим средним и истинным положениям небесных объектов, дополнительное введение поправок 2), основанных на физических явлениях, дает видимые положения, или видимые места. Совокупность соответствующих процедур составляет сущность операции редукции (приведения) на видимое место. Обратная операция — приведение на среднее место — применяется к наблюдаемым положениям объекта, которые предварительно исправлены за инструментальные погрешности (см. 2.3).

1.4.1. ТОЧНЫЕ ФОРМУЛЫ УЧЕТА ПРЕЦЕССИИ: СИСТЕМА НЕПОДВИЖНОГО И ПОДВИЖНОГО ЭКВАТОРОВ

Пусть экваториальная прямоугольная система отсчета $X_0Y_0Z_0$ в эпоху T_0 определена положениями экватора A_0Q_0 (полюса мира P_0) и точки весеннего равноденствия Y_0 , а экваториальная прямоугольная система отсчета $X_1Y_1Z_1$ в эпоху T_1 определена положениями экватора A_1Q_1 и точки весеннего равноденствия Y_1 ; начала обеих систем совпадают (рис. 43).

Положение системы $X_1Y_1Z_1$ относительно системы $X_0Y_0Z_0$ можно определить углами Эйлера ψ , φ , θ , которые в обозначениях Ньюкома имеют следующие выражения:

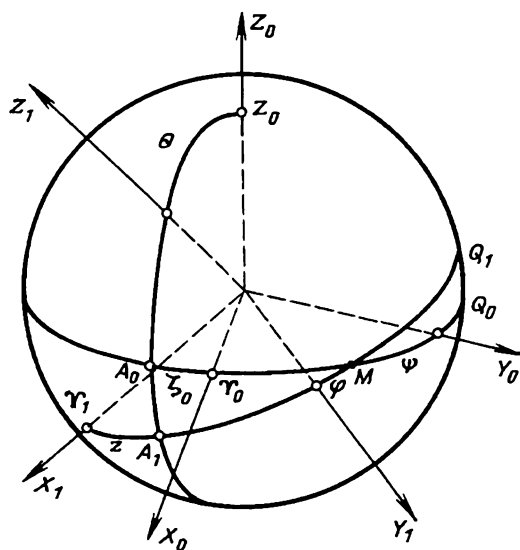


Рис. 43. Система подвижного (A_1Q_1) и неподвижного (A_0Q_0) экваторов. Углы Эйлера ψ , φ , θ (параметры Ньюкома ζ_0 , z , θ)

$$\psi = MY_0 = A_0X_0 = \zeta_0,$$

$$\varphi = Y_1M = A_1X_1 = z,$$

$$\theta = P_0P_1 = \theta. \quad (1.211)$$

Очевидно, величина $X_0M = 90^\circ - \zeta_0$ равна прямому восхождению восходящего узла M экватора эпохи T_1 на экваторе эпохи T_0 , отсчитываемому от точки весеннего равноденствия Y_0 , величина $X_1M = 90^\circ + z$ есть прямое восхождение точки M , отсчитываемое от точки весеннего равноденствия Y_1 , величина θ есть взаимный наклон плоскостей экваторов эпох T_0 и T_1 .

Когда положения небесных объектов отнесены к системе отсчета, определенной средним полюсом мира P , точкой весеннего равноденствия Y и полюсом эклиптики C в эпоху T , то говорят, что эти положения «отнесены к среднему экватору (или эклиптике) и равноденствию эпохи T ». Обычно положение стандартной системы отсчета $X_0Y_0Z_0$ фиксируют в определенную фундаментальную эпоху T_0 , которую выбирают совпадающей с моментом начала соответствующего Бесселева года (см. 1.1.24), обозначаемым, например, $B\ 1950.0$; символ B означает, что все промежутки времени $T - T_0$, отсчитываемые от эпохи T_0 , выражены в тропических столетиях по 36 524.22 суток. В новой системе астрономических постоянных МАС (1976, 1979 гг.) за единицу времени принято юлианское столетие в 36 525 суток и введена фундаментальная эпоха $J2000.0$, совпадающая с моментом 2000, Январь $1.5^{ET}_1 = \text{JD } 2\ 451\ 545.0$ (см. 1.5).

1.4.2. СИСТЕМА ПРЕЦЕССИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ

Наиболее ранние численные значения параметров прецессии были получены в XIX в. Бесселем (*Tabulae Regiomontanae*) на основе теоретических соотношений Лапласа (*Mécanique Céleste, Livres IV et V*). В 1843 г. их заменили значения, определенные Отто Струве из сравнений наблюдений Бадделя и Бесселя. Они были несколько изменены Петерсом, впервые разработавшим точную теорию нутации (*Numerus Constans Nutationis*). При создании своего монументального труда — теории гелиоцентрического движения больших планет — Ньюком вывел свою систему параметров прецессии, которая была принята в 1896 г. в качестве мирового стандарта.

В настоящее время прецессионные параметры Ньюкома—Андуайе ζ_0 , z , θ в системе подвижного и неподвижного экваторов определены разложениями, полученными Дж. Лизке на основе численной теории планетных движений *DE 200/LE 200*:

$$\begin{aligned}\zeta_0 &= (2306,2181 + 1,39656T - 0,000139T^2) \tau + \\ &+ (0,30188 - 0,000345T) \tau^2 + 0,017998 \tau^3, \\ z &= (2306,2181 + 1,39656T - 0,000139T^2) \tau + \\ &+ (1,09468 + 0,000066T) \tau^2 + 0,018203 \tau^3, \\ \theta &= (2004,3109 - 0,85330T - 0,000217T^2) \tau + \\ &+ (-0,42665 - 0,000217T) \tau^2 - 0,041833 \tau^3.\end{aligned}\tag{1.212}$$

В этих формулах символом T обозначен промежуток времени в юлианских столетиях между фундаментальной эпохой $E_0 = J20000.0$ и произвольной фиксированной E_F , τ есть промежуток времени между эпохой E_D (календарной датой и моментом времени), также выраженный в юлианских столетиях; таким образом,

$$T = [\text{JD}(E_F) - 2\,451\,545.0] / 36\,525,\tag{1.213}$$

$$\tau = [\text{JD}(E_D) - \text{JD}(E_F)] / 36\,525.$$

1.4.3. УЧЕТ ПРЕЦЕССИИ В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КООРДИНАТАХ

Если $(x_0 y_0 z_0)^T$ означает транспонированный вектор положения небесного объекта в эпоху T_0 , а $(x_1 y_1 z_1)^T$ есть транспонированный вектор положения этого же объекта в эпоху $T_0 + T_1$ в прямоугольной экваториальной системе отсчета $X_1 Y_1 Z_1$, то преобразование $(x_0 y_0 z_0)^T \rightarrow (x_1 y_1 z_1)^T$ выполняется по формуле

$$(x_1 y_1 z_1)^T = \bar{P} (x_0 y_0 z_0)^T, \quad (1.214)$$

в которой матрица прецессии P имеет вид

$$\bar{P} = \begin{pmatrix} X_x & Y_x & Z_x \\ X_y & Y_y & Z_y \\ X_z & Y_z & Z_z \end{pmatrix}; \quad (1.215)$$

элементы матрицы прецессии $\bar{P}$ заданы следующими выражениями через прецессионные параметры Ньюкома—Андуайе:

$$\begin{aligned} X_x &= -\sin \zeta_0 \sin z + \cos \zeta_0 \cos z \cos \theta, \\ Y_x &= -\cos \zeta_0 \sin z - \sin \zeta_0 \cos z \cos \theta, \\ Z_x &= -\cos z \sin \theta; \\ Y_z &= \sin \zeta_0 \cos z + \cos \zeta_0 \sin z \cos \theta, \\ X_y &= \cos \zeta_0 \cos z - \sin \zeta_0 \sin z \cos \theta, \\ Z_y &= -\sin z \sin \theta; \\ X_z &= \cos \zeta_0 \sin \theta, \\ Y_z &= -\sin \zeta_0 \sin \theta, \\ Z_z &= \cos \theta. \end{aligned} \quad (1.216)$$

Применение транспонированной матрицы прецессии $\bar{P}^T$:

$$\bar{P}^T = \begin{pmatrix} X_x & X_y & X_z \\ Y_x & Y_y & Y_z \\ Z_x & Z_y & Z_z \end{pmatrix} \quad (1.217)$$

к вектору $(x_1 y_1 z_1)^T$ дает вектор $(x_0 y_0 z_0)^T$.

Матрицу прецессии $\bar{P}$ можно представить в виде произведения матриц поворотов $\bar{r}$ и $\bar{q}$, аргументами элементов которых суть прецессионные параметры Ньюкома—Андуайе ζ_0, z, θ (см. (1.212)):

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \bar{r}(-z) \bar{q}(\theta) \bar{r}(-\zeta_0), \\ \bar{P}^T &= \bar{r}(\zeta_0) \bar{q}(-\theta) \bar{r}(z). \end{aligned} \quad (1.218)$$

Если в эпоху T_0 заданы прямоугольные координаты небесного объекта $(x_0' y_0' z_0')$, отнесенные к эклиптической системе отсчета, то их преобразование к экваториальной системе прямоугольных координат $X_1 Y_1 Z_1$ эпохи $T_0 + T_1$ выполняется по формуле:

$$(x_1 y_1 z_1)_{\alpha, \delta}^T = \bar{r}(-z) \bar{q}(\theta) \bar{r}(-\zeta_0) \bar{p}(-\varepsilon_0) (x_0' y_0' z_0')_{\lambda, \beta}^T, \quad (1.219)$$

где ε_0 означает средний наклон эклиптики к экватору в эпоху T_0 , вычисляемый по формуле (1.231).

Чтобы получить прямоугольные эклиптические координаты $(x_1' y_1' z_1')$ небесного объекта в эпоху $T_0 + T_1$, достаточно умножить правую часть формулы (1.219) слева на матрицу $\bar{p}(\varepsilon_1)$, то есть

$$(x_1' y_1' z_1')_{\lambda, \beta}^T = \bar{p}(\varepsilon_1) \bar{r}(-z) \bar{q}(\theta) \bar{r}(-\zeta_0) \bar{p}(-\varepsilon_0) (x_0' y_0' z_0')_{\lambda, \beta}^T, \quad (1.220)$$

где ε_1 есть средний наклон эклиптики к экватору в эпоху $T_0 + T_1$.

1.4.4. УЧЕТ ПРЕЦЕССИИ В СФЕРИЧЕСКИХ КООРДИНАТАХ

Из сферического треугольника $P_0 P_1 \sigma$, образованного положениями средних полюсов мира P_0 и P_1 соответственно в эпохи T_0 и $T_0 + T_1$ и положением небесного объекта σ , имеющего средние экваториальные координаты (α_0, δ_0) в системе отсчета эпохи T_0 и (α_1, δ_1) в системе отсчета эпохи $T_0 + T_1$, вытекают следующие точные формулы Ньюкома для преобразования $(\alpha_0, \delta_0) \rightarrow (\alpha_1, \delta_1)$ и обратного преобразования (рис. 44):

$$\cos \delta_1 \sin(\alpha_1 - z) = \cos \delta_0 \sin(\alpha_0 + \zeta_0),$$

$$\cos \delta_1 \cos(\alpha_1 - z) = \cos \theta \cos \delta_0 \cos(\alpha_0 + \zeta_0) - \sin \theta \sin \delta_0, \quad (1.221)$$

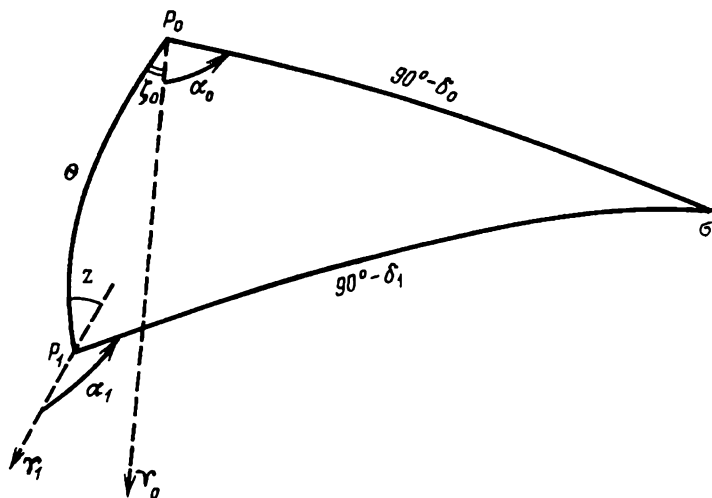


Рис. 44. Учет прецессии по формулам Ньюкома в координатах α, δ

$$\sin \delta_1 = \sin \theta \cos \delta_0 \cos (\alpha_0 + \zeta_0) + \cos \theta \sin \delta_0;$$

они эквивалентны следующему матрично-векторному соотношению:

$$(xyz)_{a_1 - (90^\circ + z), \delta_1}^T = \bar{p}(\theta) \bar{r}(90^\circ - \zeta_0) (xyz)_{a_0, \delta_0}^T, \quad (1.222)$$

или

$$(xyz)_{a_1, \delta_1}^T = \bar{r}(-z) \bar{q}(\theta) \bar{r}(\zeta_0) (xyz)_{a_0, \delta_0}^T. \quad (1.223)$$

Обратное преобразование дано формулой

$$(xyz)_{a_0, \delta_0}^T = \bar{r}(-\zeta_0) \bar{q}(\theta) \bar{r}(z) (xyz)_{a_1, \delta_1}^T. \quad (1.224)$$

Точные формулы (1.221) можно записать в виде:

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2} (\alpha_1 - \alpha_0 - \zeta_0 - z) = \frac{q \sin (\alpha_0 + \zeta_0)}{1 - q \cos (\alpha_0 + \zeta_0)}, \quad (1.225)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \frac{1}{2} (\delta_1 - \delta_0) &= \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} [\cos (\alpha_0 + \zeta_0) - \\ &- \sin (\alpha_0 + \zeta_0) \operatorname{tg} \frac{1}{2} (\alpha_1 - \alpha_0 - \zeta_0 - z)], \end{aligned}$$

где

$$q = \sin \theta [\operatorname{tg} \delta_0 + \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \cos (\alpha_0 + \zeta_0)]. \quad (1.226)$$

Сумма $\zeta_0 + z$ называется полной прецессией по прямому восхождению и обозначается (m) . Полная прецессия по склонению есть θ . Эти величины иногда обозначают символами $M (= (m))$ и $N (= \theta)$, называемыми числами Крюгера.

Разложения полных прецессий по степени T и τ получаются из основных разложений (1.212).

Коэффициенты при τ в разложениях (m) и θ , уменьшенные в 100 раз, называются годовыми прецессиями по прямому восхождению и склонению и обозначаются через m и n , так что

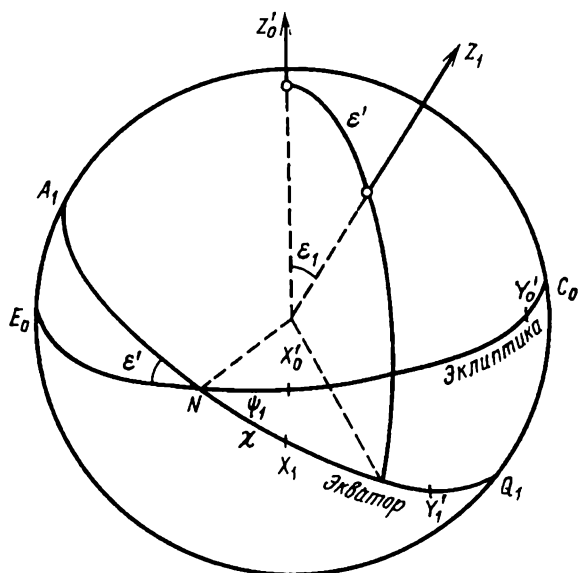
$$\begin{aligned} \frac{1}{100} \frac{d}{d\tau} [(m)]_{\tau=0} &= m = 46,124362 + \\ &+ 0,0279312T - 0,00000278 T^2, \end{aligned} \quad (1.227)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{100} \frac{d}{d\tau} (\theta)_{\tau=0} &= n = 20,043109 - \\ &- 0,0085330T - 0,00000217 T^2, \end{aligned} \quad (1.228)$$

и в часовой мере

$$m = 3,0749575 + 0,00186208 T - 0,000000185 T^2, \quad (1.229)$$

Рис. 45. Система подвижного экватора (A_1Q_1) и неподвижной эклиптики (A_0Q_0)



$$n = 1^s3362073 - 0^s000568867T - 0,000000145T^2. \quad (1.230)$$

Годичные прецессии m и n представляют угловые скорости прецессии по прямому восхождению и склонению в начальную эпоху $J2000.0 + T$, отнесенные к юлианскому году как единице времени.

1.4.5. ТОЧНЫЕ ФОРМУЛЫ УЧЕТА ПРЕЦЕССИИ В СИСТЕМЕ НЕПОДВИЖНОЙ ЭКЛИПТИКИ И ПОДВИЖНОГО ЭКВАТОРА

Положение прямоугольной экваториальной системы координат $X_1Y_1Z_1$ в эпоху T_1 относительно прямоугольной эклиптической системы координат $X_0'Y_0'Z_0'$ в эпоху T_0 можно определить следующими углами Эйлера:

1) дугой $X_0'N = \psi_1$, вырезаемой на эклиптике эпохи T_0 экваторами эпох T_1 и T_0 , называемой лунно-солнечной прецессией за интервал времени $T_1 - T_0$,

2) дугой $NX_1 = \chi$, вырезаемой на экваторе эпохи T_1 эклиптиками эпох T_0 и T_1 , дающей прецессию от планет за интервал $T_1 - T_0$,

3) лунно-солнечным наклоном ϵ' экватора эпохи T_1 к эклиптике эпохи T_0 (рис. 45).

Численной теории планетных движений $DE\ 200/LE\ 200$ соответствуют следующие разложения этих параметров прецессии:

$$\psi_1 = (5038,7784 + 0,49263\ T - 0,000124\ T^2)\ \tau +$$

$$\begin{aligned}
& + (-1,07259 - 0,001106 T) \tau^2 - 0,001147 \tau^3, \\
\chi = & (10,5526 - 1,88623 T + 0,000096 T^2) \tau + \\
& + (-2,38064 - 0,000833 T) \tau^2 - 0,001125 \tau^3,
\end{aligned} \tag{1.231}$$

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 + (0,05127 - 0,009186 T) \tau^2 - 0,007726 \tau^3,$$

$$\varepsilon_0 = 23^\circ 26' 21,448'' - 46,8150 T - 0,0059 T^2 + 0,001813 T^3.$$

Для любой начальной эпохи $\psi_1 = \chi = 0$, $\varepsilon' = \varepsilon_0$, поэтому последнее соотношение из (1.231) определяет средний наклон эклиптики к экватору в начальную эпоху; поскольку оно не содержит τ , то им определяется наклон подвижной эклиптики любой эпохи E_F к подвижному экватору этой же эпохи.

Коэффициенты при τ , уменьшенные в 100 раз, дают годовичные лунно-солнечную прецессию p_1 и прецессию от планет q_1 :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{100} \frac{d}{dt} (\psi_1)_{\tau=0} = p_1 = & 50,387784 + \\
& + 0,0049263 T - 0,00000124 T^2,
\end{aligned} \tag{1.232}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{100} \frac{d}{dt} (\chi)_{\tau=0} = q_1 = & 0,105526 - \\
& - 0,0188623 T + 0,00000096 T^2.
\end{aligned} \tag{1.233}$$

Просцируя векторы угловых скоростей лунно-солнечной прецессии, прецессии от планет, прецессии по прямому восхождению и прецессии по склонению на оси системы $X_1 Y_1 Z_1$, полагая $\tau = 0$, получим соотношения между m , n , p_1 и q_1 :

$$m = p_1 \cos \varepsilon_0 - q_1, \tag{1.234}$$

$$n = p_1 \sin \varepsilon_0. \tag{1.235}$$

Если для эпохи $J2000.0 + T_0$ заданы эклиптические координаты λ_0, β_0 небесного объекта и необходимо найти экваториальные координаты α_1, δ_1 этого же небесного объекта для равноденствия эпохи $J2000.0 + T_1$, то можно воспользоваться следующими соотношениями в тригонометрическом виде:

$$\sin (\alpha_1 + \chi) \cos \delta_1 = \sin (\lambda_0 + \psi_1) \cos \beta_0 \cos \varepsilon' - \sin \beta_0 \sin \varepsilon', \tag{1.236}$$

$$\cos (\alpha_1 + \chi) \cos \delta_1 = \cos (\lambda_0 + \psi_1) \cos \beta_0,$$

$$\sin \delta_1 = \sin (\lambda_0 + \psi_1) \cos \beta_0 \sin \varepsilon' + \sin \beta_0 \cos \varepsilon'$$

или векторно-матричным их эквивалентом:

$$(xyz)_{\alpha_1, \delta_1}^T = \bar{r}(\chi) \bar{p}(-\varepsilon') \bar{r}(-\psi_1) (x'y'z')_{\alpha_0, \beta_0}^T, \quad (1.237)$$

$$(x'y'z')_{\alpha_0, \beta_0}^T = \bar{r}(\psi_1) \bar{p}(\varepsilon') \bar{r}(-\chi) (xyz)_{\alpha_1, \delta_1}^T.$$

Обратное преобразование в тригонометрической форме записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \sin(\lambda_0 + \psi_1) \cos \beta_0 &= \sin(\alpha_1 + \chi) \cos \delta_1 \cos \varepsilon' + \sin \delta_1 \sin \varepsilon', \\ \cos(\lambda_0 + \psi_1) \cos \beta_0 &= \cos(\alpha_1 + \chi) \cos \delta_1, \\ \sin \beta_0 &= -\sin(\alpha_1 + \chi) \cos \delta_1 \sin \varepsilon' + \sin \delta_1 \cos \varepsilon'. \end{aligned} \quad (1.238)$$

1.4.6. ТОЧНЫЕ ФОРМУЛЫ УЧЕТА ПРЕЦЕССИИ: СИСТЕМА НЕПОДВИЖНОЙ И ПОДВИЖНОЙ ЭКЛИПТИК

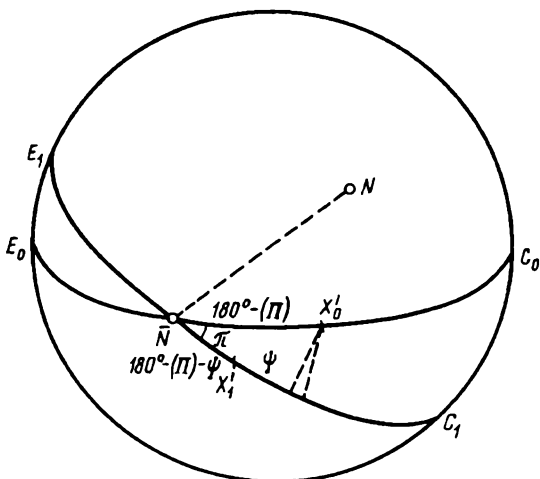
Если рассмотреть две системы эклиптических прямоугольных координат $X_0'Y_0'Z_0'$ и $X_1'Y_1'Z_1'$, взятые, соответственно, в эпохи $J2000.0 + T_0$ и $J2000.0 + T_1$, так что $T_1 - T_0 = T$, то можно определить положение системы $X_1'Y_1'Z_1'$ относительно $X_0'Y_0'Z_0'$ следующими углами Эйлера:

1) углом $X_0'N = (\Pi)$, отсчитываемым по эклиптике эпохи T_0 от X_0' до восходящего узла N эклиптики эпохи T_1 на первой эклиптике,

2) углом $X_1'N = (\Pi) + \psi$, отсчитываемым по эклиптике эпохи T_1 ,

3) взаимным наклоном плоскостей рассматриваемых эклиптик (π) (рис. 46). Если обратиться к численной теории планетных движений *DE200/LE200*, то ей соответствуют следующие выражения этих прецессионных параметров:

Рис. 46. Система подвижной (E_1C_1) и неподвижной (E_0C_0) эклиптик



$$\pi \sin \Pi = q_1 \sin \varepsilon.$$

Соответствующие величинам, определяемым соотношениями (1.239), годовые скорости изменения прецессионных параметров заданы формулами:

$$\begin{aligned} p &= 50,290966 + 0,0222226 T - 0,0000004 T^2, \\ \pi &= 0,470029 - 0,0006603 T + 0,0000598 T^2, \\ \Pi &= 174^\circ 52' 34,982 + 3289,4789 T + 0,60622 T^2, \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= -0,46815 - 0,0000117 T + 0,00005439 T^2, \\ q_1 \sin \varepsilon &= 0,041976 - 0,0075250 T + 0,00000431 T^2. \end{aligned} \quad (1.243)$$

Постоянный член в разложении p называется постоянной прецессии в долготе для эпохи $J2000.0$.

В известной работе Ньюкома *The Elements of the Four Inner Planets, etc.*, этим термином названа другая комбинация прецессионных параметров

$$P = \frac{p_1}{\cos \varepsilon} = 54,8990.$$

Для перехода от координат λ_0, β_0 небесного объекта, отнесенных к системе эклиптики и равноденствия эпохи $J2000.0 + T_0$, к координатам этого же объекта λ_1, β_1 в системе эклиптики и равноденствия эпохи $J2000.0 + T_1$ можно воспользоваться соотношениями в тригонометрической форме:

$$\cos [\lambda_1 - (\Pi) - \psi] \cos \beta_1 = \cos [\lambda_0 - (\Pi)] \cos \beta_0, \quad (1.244)$$

$$\sin [\lambda_1 - (\Pi) - \psi] \cos \beta_1 = \sin \beta_0 \sin \pi + \sin [\lambda_0 - (\Pi)] \cos \beta_0 \cos \pi,$$

$$\sin \beta_1 = \sin \beta_0 \cos \pi - \sin [\lambda_0 - (\Pi)] \cos \beta_0 \sin \pi,$$

а для обратного преобразования — формулами

$$\cos [\lambda_0 - (\Pi)] \cos \beta_0 = \cos [\lambda_1 - (\Pi) - \psi] \cos \beta_1,$$

$$\sin [\lambda_0 - (\Pi)] \cos \beta_0 = \sin [\lambda_1 - (\Pi) -$$

$$- \psi] \cos \beta_1 \cos \pi - \sin \beta_1 \sin \pi, \quad (1.245)$$

$$\sin \beta_0 = \sin [\lambda_1 - (\Pi) - \psi] \cos \beta_1 \sin \pi + \sin \beta_1 \cos \pi.$$

Векторно-матричные соотношения, определяющие преобразование $\lambda_0, \beta_0 \rightarrow \lambda_1, \beta_1$, имеют вид:

$$(x' y' z')_{\lambda_1, \beta_1}^T = \bar{r} [-(\Pi) - \psi] \bar{p} [(\pi)] \bar{r} [(\Pi)] (x' y' z')_{\lambda_0, \beta_0}^T; \quad (1.246)$$

для обратного преобразования $\lambda_1, \beta_1 \rightarrow \lambda_0, \beta_0$ имеем

$$(x' y' z')_{\lambda_0, \beta_0}^T = \bar{r} [-(\Pi)] \bar{p} [-(\pi)] \bar{r} [(\Pi) + \psi] (x' y' z')_{\lambda_1, \beta_1}^T. \quad (1.247)$$

1.4.7. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ УЧЕТА ПРЕЦЕССИИ

В течение коротких промежутков времени порядка нескольких лет прецессионные перемещения основных координатных плоскостей незначительны; поэтому в большинстве случаев достаточны поправки за прецессию первого порядка, равные произведению скоростей изменения соответствующих прецессионных параметров на промежуток времени.

Для учета прецессии за промежуток времени между эпохами t_0 и t_1 (t_0 и t_1 выражены в юлианских годах) необходимо вычислить на среднюю эпоху $t_m = \frac{1}{2} (t_0 + t_1)$ величины $\bar{m}$, $\bar{n}$, $\bar{p}$, $\bar{\Pi}$, $\bar{\pi}$ по формулам (1.234), (1.243) и найти

$$M = \bar{m} (t_1 - t_0) = \zeta_0 + z,$$

$$N = \bar{n} (t_1 - t_0) = \theta,$$

$$\psi = a = \bar{p} (t_1 - t_0), \quad (1.248)$$

$$(\pi) = b = \bar{\pi} (t_1 - t_0),$$

$$c = 180^\circ - \bar{\Pi} - \frac{1}{2} a,$$

$$c' = 180^\circ - \bar{\Pi} + \frac{1}{2} a.$$

Если небесный объект не слишком близок к полюсу мира, то преобразование $(\alpha_0, \delta_0) \rightarrow (\alpha_1, \delta_1)$ имеет вид:

$$\alpha_1 - \alpha_0 = M + N \sin \bar{\alpha} \operatorname{tg} \bar{\delta}, \quad (1.249)$$

$$\delta_1 - \delta_0 = N \cos \bar{\alpha},$$

где $\bar{\alpha}$, $\bar{\delta}$ получены последовательными приближениями, исходя из α_0 , δ_0 .

Для преобразований эклиптических координат λ , β можно воспользоваться формулами:

$$\lambda_1 = \lambda_0 + a - b \cos (\lambda_0 + c) \operatorname{tg} \beta_1,$$

$$\beta_1 = \beta_0 + b \sin (\lambda_0 + c), \quad (1.250)$$

$$\lambda_0 = \lambda_1 - a + b \cos (\lambda_1 + c') \operatorname{tg} \beta_0,$$

$$\beta_0 = \beta_1 - b \sin (\lambda_1 + c').$$

Прецессионные величины a , b , c , c' можно применить и для преобразования эклиптических элементов ориентации орбит небесных объектов по формулам:

$$\Omega_1 = \Omega_0 + a - b \sin (\Omega_0 + c) \operatorname{ctg} i_1,$$

$$\omega_1 = \omega_0 + b \sin (\Omega_0 + c) \operatorname{cosec} i_1,$$

$$i_1 = i_0 + b \cos (\Omega_0 + c),$$

$$\pi_1 = \pi_0 + a + b \sin (\Omega_0 + c) \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}, \quad (1.251)$$

$$\Omega_0 = \Omega_1 - a + b \sin (\Omega_1 + c') \operatorname{ctg} i_0,$$

$$\omega_0 = \omega_1 - b \sin (\Omega_1 + c') \operatorname{cosec} i_0,$$

$$i_0 = i_1 - b \cos (\Omega_1 + c'),$$

$$\pi_0 = \pi_1 - a - b \sin (\Omega_1 + c') \operatorname{tg} \frac{i_0}{2}.$$

Годичные прецессии по долготе и широте, p_λ и p_β , вычисляются по формулам:

$$p_\lambda = p + \pi \operatorname{tg} \beta \cos (\Pi - \lambda), \quad (1.252)$$

$$p_\beta = \pi \sin (\Pi - \lambda).$$

Аналогичные формулы справедливы для годичных прецессий p_α и p_δ по прямому восхождению и склонению

$$p_\alpha = m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta, \quad (1.253)$$

$$p_\delta = n \cos \alpha.$$

При работе с каталогами звездных положений необходимо перейти от среднего равноденствия эпохи T_0 одного каталога к среднему равноденствию эпохи T_1 другого каталога. Если представить редукции координат $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ в виде рядов Тэйлора по степени промежутка времени — разности эпох $T_1 - T_0$:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha = \alpha(T_1) - \alpha(T_0) = \frac{d\alpha}{dT} \Big|_{T=T_0} \cdot T + \frac{1}{2} \frac{d^2\alpha}{dT^2} \Big|_{T=T_0} \times \\ \times T^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3\alpha}{dT^3} \Big|_{T=T_0} \cdot T^3, \end{aligned} \quad (1.254)$$

$$\Delta\delta = \delta(T_1) - \delta(T_0) = \frac{d\delta}{dT} \Big|_{T=T_0} \cdot T + \frac{1}{2} \frac{d^2\delta}{dT^2} \Big|_{T=T_0} \times \\ \times T^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3\delta}{dT^3} \Big|_{T=T_0} \cdot T^3,$$

то их коэффициенты при степенях T определены формулами

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha_0}{dT} &= m + n \sin \alpha_0 \operatorname{tg} \delta_0, \\ \frac{d\delta_0}{dT} &= n \cos \alpha_0, \\ \frac{d^2\alpha_0}{dT^2} &= \frac{dm}{dT} + \frac{1}{2} n^2 \sin 2\alpha_0 + \left(\frac{dn}{dT} \sin \alpha_0 + mn \cos \alpha_0 \right) \operatorname{tg} \delta_0 + \\ &+ n^2 \sin 2\alpha_0 \operatorname{tg}^2 \delta_0, \\ \frac{d^2\delta_0}{dT^2} &= -mn \sin \alpha_0 + \frac{dn}{dT} \cos \alpha_0 - \frac{1}{2} n^2 (1 - \cos 2\alpha_0) \operatorname{tg} \delta_0, \\ \frac{d^3\alpha_0}{dT^3} &= \frac{3}{2} n \frac{dn}{dT} \sin 2\alpha_0 + \frac{3}{2} mn^2 \cos 2\alpha_0 + \\ &+ \frac{1}{2} mn^2 + \left[\left(2m \frac{dn}{dT} + n \frac{dm}{dT} \right) \cos \alpha_0 - m^2 n \sin \alpha_0 + \right. \\ &+ \left. \frac{1}{2} n^3 (3 \sin 3\alpha_0 + \sin \alpha_0) \right] \operatorname{tg} \delta_0 + \\ &+ 3 \left(n \frac{dn}{dT} \sin 2\alpha_0 + mn^2 \cos 2\alpha_0 \right) \operatorname{tg}^2 \delta_0 + 2n^3 \sin 3\alpha_0 \operatorname{tg}^3 \delta_0, \\ \frac{d^3\delta_0}{dT^3} &= -m^2 n \cos \alpha_0 - \left(n \frac{dm}{dT} + 2m \frac{dn}{dT} \right) \sin \alpha_0 - \\ &- \frac{1}{4} n^3 (\cos \alpha_0 - \cos 3\alpha_0) - \left[\frac{3}{2} mn^2 \sin 2\alpha_0 + \frac{3}{2} n \frac{dn}{dT} (1 - \cos 2\alpha_0) \right] \times \\ &\times \operatorname{tg} \delta_0 - \frac{3}{4} n^3 (\cos \alpha_0 - \cos 3\alpha_0) \operatorname{tg}^2 \delta_0. \end{aligned} \quad (1.255)$$

Поэтому в каталогах приведены:
годовичное изменение (variatio annua) в α :

$$VA_\alpha = \frac{d\alpha_0}{dT}, \quad (1.256)$$

годовичное изменение в δ :

$$VA_\delta = \frac{d\delta_0}{dT}, \quad (1.257)$$

вековое изменение (variatio saecularis) в α :

$$VS_{\alpha} = 100 \frac{d^2 \alpha_0}{dT^2}, \quad (1.258)$$

вековое изменение в δ :

$$VS_{\delta} = 100 \frac{d^2 \delta_0}{dT^2}, \quad (1.259)$$

третий член редукции в α :

$$\text{III}_{\alpha} = \frac{(100)^3}{6} \frac{d^3 \alpha_0}{dT^3}, \quad (1.260)$$

третий член редукции в δ :

$$\text{III}_{\delta} = \frac{(100)^3}{6} \frac{d^3 \delta_0}{dT^3}. \quad (1.261)$$

В этих обозначениях имеем:

$$\Delta \alpha = VA_{\alpha} (T_1 - T_0) + VS_{\alpha} \frac{(T_1 - T_0)^2}{200} + \text{III}_{\alpha} \frac{(T_1 - T_0)^3}{(100)^3}, \quad (1.262)$$

$$\Delta \delta = VA_{\delta} (T_1 - T_0) + VS_{\delta} \frac{(T_1 - T_0)^2}{200} + \text{III}_{\delta} \frac{(T_1 - T_0)^3}{(100)^3}.$$

1.4.8. УЧЕТ НУТАЦИИ

Для перехода от средних эклиптических координат $\lambda_{\text{сред}}$, $\beta_{\text{сред}}$ к истинным эклиптическим координатам $\lambda_{\text{ист}}$, $\beta_{\text{ист}}$ достаточно прибавить к $\lambda_{\text{сред}}$ нутацию в долготе $\Delta\psi + d\psi$, оставив широту $\beta_{\text{сред}}$ без изменений, так как нутация не смещает плоскость эклиптики; таким образом,

$$\beta_{\text{ист}} = \beta_{\text{сред}}, \quad (1.263)$$

$$\lambda_{\text{ист}} = \lambda_{\text{сред}} + \Delta\psi + d\psi.$$

Нутацию в наклоне $\Delta\epsilon + d\epsilon$ учитывают только при переходе к экваториальной системе координат.

Нутация в долготе $\Delta\psi + d\psi$ вызывает смещение точки весеннего равноденствия по экватору, равное $(\Delta\psi + d\psi) \cos \epsilon$ и называемое нутацией по прямому восхождению, или уравнением равноденствий (см. 1.89)). Уравнение равноденствий есть прямое восхождение средней точки весеннего равноденствия в системе истинного равноденствия и экватора и равно разности N_{α} между средним и истинным звездным временем (см. (1.89)).

Точный учет нутации можно осуществить посредством трех последовательных поворотов средней эклиптической системы

$X'Y'Z'$ на угол ε вокруг средней оси X' , на угол $(\Delta\psi + d\psi)$ вокруг средней оси Z' , на угол $-(\varepsilon + \Delta\varepsilon + d\varepsilon)$ вокруг истинной оси X' , так что матрица нутации $\bar{N}$ равна

$$\bar{N} = \bar{p} (-\varepsilon - \Delta\varepsilon - d\varepsilon) \bar{r} (-\Delta\psi - d\psi) \bar{p} (\varepsilon). \quad (1.264)$$

Приведение на истинное место (Reductio ad locum verum). Если заданы средние экваториальные координаты α_0, δ_0 эпохи T_0 , то для перехода к истинным экваториальным координатам даты t необходимо вычислить прцессионные параметры Ньюкома—Андуайе ζ_0, z, θ по формулам (1.212) и матрицу нутации $\bar{N}$ по формуле (1.264), так что

$$(xyz)_{\alpha_{\text{ист}}, \delta_{\text{ист}}}^T = \bar{N} \bar{P} (xyz)_{\alpha_0, \delta_0}^T, \quad (1.265)$$

где $\bar{N} \bar{P}$ — произведение $\bar{N}$ на матрицу прецессии $\bar{P}$:

$$\bar{N} \bar{P} = \bar{p} (-\varepsilon_t - \Delta\varepsilon - d\varepsilon) \bar{r} (-\Delta\psi - d\psi) \bar{p} (\varepsilon_t) \bar{r} (-z) \bar{q} (\theta) \bar{r} (-\zeta_0) \quad (1.266)$$

Необходимо иметь в виду, что при этом необходимо сначала учесть эффект собственного движения μ , то есть сначала перейти к эпохе, а затем — к равноденствию; именно, если среднее звездное положение от эпохи $J2000,0 + T_0$ переведено к эпохе $J2000,0 + T_1$ только учетом собственного движения, то оно относится к эпохе $J2000,0 + T_1$ и равноденствию $J2000,0 + T_0$.

1.4.9. СОБСТВЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ ЗВЕЗД

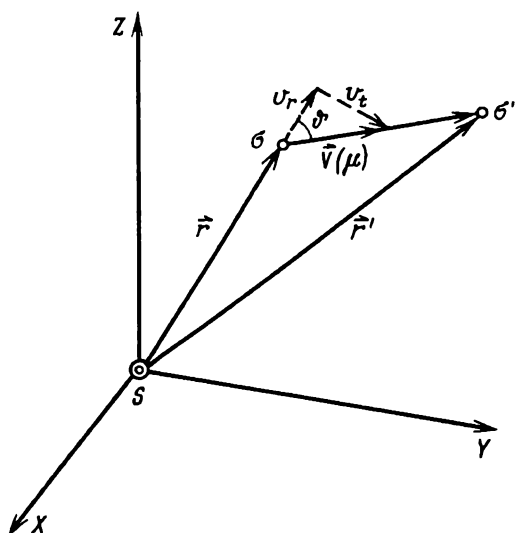
Координаты небесного объекта (звезды), отнесенные к любой фиксированной системе отсчета определенной эпохи, с течением времени изменяются из-за перемещения этого объекта в пространстве, называемого собственным движением, или орбитального движения звезды, входящей в состав двойной или кратной звездной системы. В большинстве случаев собственное движение звезды можно считать равномерным и прямолинейным.

Собственное движение звезды в пространстве можно представить суммой двух составляющих: составляющей μ по направлению касательной к большому кругу небесной сферы, численно равной угловому изменению в положении звезды по дуге этого большого круга в единицу времени, и составляющей $\vec{v}_r$ по направлению гелиоцентрического радиуса-вектора звезды $\vec{r}$ (рис. 48).

Если звезда σ движется в пространстве относительно инерциальной системы отсчета, связанной с Солнцем, со скоростью $\vec{V}$, образующей с гелиоцентрическим радиусом-вектором $\vec{r}$ угол ϑ , то лучевая скорость $\vec{v}_r$ звезды определяется по формуле (рис. 48):

$$\vec{v}_r = \dot{\vec{r}} = \vec{V} \cos \vartheta \quad (1.267)$$

Рис. 48. Собственное движение звезд



и считается положительной при удалении звезды от наблюдателя. Величина тангенциальной составляющей $\vec{v}_t$ равна

$$|\vec{v}_t| = V \sin \vartheta = \mu r = \frac{A}{\pi} \mu \quad (1.268)$$

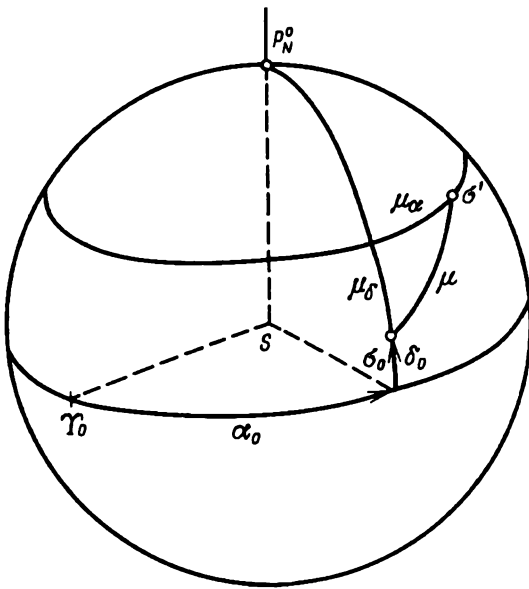
где A — астрономическая единица, π — параллакс звезды. Таким образом,

$$\mu = \frac{|\vec{v}_t|}{r}. \quad (1.269)$$

Обычно рассматривают проекции собственного движения μ на направления касательных к суточной параллели (собственное движение по прямому восхождению μ_α) и к часовому кругу (кругу склонений) — собственное движение по склонению μ_δ (рис. 49). Собственные движения звезд определяются только из наблюдений, если имеются, по меньшей мере, две астрофотографии исследуемой части неба, снятые в эпохи, разделенные достаточно большим промежутком времени.

Если указано, что положение звезды отнесено к определенному среднему равноденствию и к некоторой эпохе, не совпадающей с ним, то это означает, что 1) при приведении наблюдаемого в эту эпоху положения звезды к среднему равноденствию не были введены поправки за собственное движение, или 2) положение звезды взято из каталога, отнесенного к указанному среднему равноденствию, а учетом собственного движения приведено к указанной эпохе (см. 1.4.8).

Рис. 49. Компоненты μ_α и μ_δ собственного движения μ



Пусть при движении звезды σ в прямоугольной гелиоцентрической системе координат XYZ со скоростью $\vec{\mu}(\mu_x, \mu_y, \mu_z)$ (рис. 49) в первую эпоху $t = t_0$ гелиоцентрический радиус-вектор звезды есть $\vec{r}$, а во вторую эпоху $t = t_0 + \Delta t$ есть $\vec{r}'$, то

$$\vec{r}' = \vec{r} + \mu \cdot \Delta t. \quad (1.270)$$

Если применить к векторному уравнению (1.270) основную операцию (1.145), то

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \alpha}{\partial t} \\ \frac{\partial \delta}{\partial t} \end{pmatrix} = \bar{K}(\alpha, \delta) \frac{1}{r} \begin{pmatrix} \mu_x \\ \mu_y \\ \mu_z \end{pmatrix}, \quad (1.271)$$

где оператор частного дифференцирования $\frac{\partial}{\partial t}$ означает изменение координат по времени, обусловленное только собственным движением звезды.

Таким образом,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial t} &= \mu_\alpha = -\frac{1}{r} (\mu_x \sin \alpha - \mu_y \cos \alpha) \sec \delta, \\ \frac{\partial \delta}{\partial t} &= \mu_\delta = -\frac{1}{r} [(\mu_x \cos \alpha + \mu_y \sin \alpha) \sin \delta - \mu_z \cos \delta]. \end{aligned} \quad (1.272)$$

Совместное влияние прецессии и собственного движения звезды описывается полными производными

$$\frac{D\alpha}{Dt} = \frac{d\alpha}{dt} + \frac{\partial\alpha}{\partial t} = p_a + \mu_a, \quad (1.273)$$

$$\frac{D\delta}{Dt} = \frac{d\delta}{dt} + \frac{\partial\delta}{\partial t} = p_\delta + \mu_\delta.$$

Если за единицу времени выбрать юлианский год, то эти формулы определяют годовые изменения VA_a и VA_δ , из них следуют

$$\frac{D^2\alpha}{Dt^2} = \frac{dp_a}{dt} + \frac{d\mu_a}{dt} + \frac{\partial p_a}{\partial t} + \frac{\partial \mu_a}{\partial t}, \quad (1.274)$$

$$\frac{D^2\delta}{Dt^2} = \frac{dp_\delta}{dt} + \frac{d\mu_\delta}{dt} + \frac{\partial p_\delta}{\partial t} + \frac{\partial \mu_\delta}{\partial t},$$

в которых изменения прецессии за прецессию $\frac{dp_a}{dt}$ и $\frac{dp_\delta}{dt}$ определены формулами (1.253). Для изменений прецессии за собственное движение $\frac{\partial p_a}{\partial t}$ и $\frac{\partial p_\delta}{\partial t}$, собственного движения за прецессию $\frac{d\mu_a}{dt}$ и $\frac{d\mu_\delta}{dt}$, собственного движения за собственное движение $\frac{\partial \mu_a}{\partial t}$ и $\frac{\partial \mu_\delta}{\partial t}$ имеем

$$\frac{\partial p_a}{\partial t} = \mu_a n \operatorname{tg} \delta \cos \alpha + \mu_\delta n \sec^2 \delta \sin \alpha,$$

$$\frac{\partial p_\delta}{\partial t} = -\mu_a n \sin \alpha, \quad (1.275)$$

$$\frac{\partial \mu_a}{\partial t} = 2\mu_a \mu_\delta \operatorname{tg} \delta,$$

$$\frac{\partial \mu_\delta}{\partial t} = -\frac{1}{2} \mu_a^2 \sin 2\delta$$

с учетом того, что

$$\frac{d\mu_a}{dt} = \frac{\partial p_a}{\partial t}, \quad \frac{d\mu_\delta}{dt} = \frac{\partial p_\delta}{\partial t}. \quad (1.276)$$

Формулы (1.274) дают полные вековые изменения VS_a и VS_δ ; ранее приведенные VS_a и VS_δ определяют геометрическую часть вековых изменений. Соответствующие столетние полные изменения μ_a и μ_δ , обозначаемые через $\Delta\mu_a$ и $\Delta\mu_\delta$, находим по формулам:

$$\frac{1}{100} \Delta\mu_a = \mu_a n \operatorname{tg} \delta \cos \alpha + \mu_\delta n \sec^2 \delta \sin \alpha + 2\mu_a \mu_\delta \operatorname{tg} \delta, \quad (1.277)$$

Измененные только влиянием собственного движения μ координаты α , δ звезды, полученные из исходного ее положения (α_0, δ_0) , отнесенного к экватору и равноденствию эпохи T_0 , можно найти по следующим формулам (рис. 50):

$$\begin{aligned}\cos \delta \sin (\alpha - \alpha_0) &= \sin \varphi_0 \sin \mu t, \\ \cos \delta \cos (\alpha - \alpha_0) &= \cos \delta_0 \cos \mu t - \sin \delta_0 \sin \mu t \cos \varphi_0, \\ \sin \delta &= \sin \delta_0 \cos \mu t + \cos \delta_0 \sin \mu t \cos \varphi_0, \\ \cos \delta \sin \varphi &= \cos \delta_0 \sin \varphi_0, \\ \cos \delta \cos \varphi &= -\sin \delta_0 \sin \mu t + \cos \delta_0 \cos \mu t \cos \varphi_0,\end{aligned}\tag{1.279}$$

где φ_0 и φ суть позиционные углы направления вектора собственного движения $\vec{\mu}$ в положениях σ_0 и σ звезды в эпохи T_0 и $T = T_0 + t$.

Это же преобразование можно выполнить, воспользовавшись векторно-матричным соотношением:

$$\begin{aligned}(xyz)_{\alpha, \delta}^T &= \bar{r} (-\alpha_0) \bar{q} (\delta_0 - 90^\circ) \bar{r} (\varphi_0) \bar{q} (\mu t) \times \\ &\times \bar{r} (-\varphi_0) \bar{q} (90^\circ - \delta_0) \bar{r} (\alpha_0) (xyz)_{\alpha_0, \delta_0}^T;\end{aligned}\tag{1.280}$$

здесь выполнено приведение только за собственное движение звезды в течение промежутка времени $t = T - T_0$, при этом

$$\begin{aligned}\sin \varphi_0 &= \frac{\mu_\alpha \cos \delta_0}{\mu}, \quad \cos \varphi_0 = \frac{\mu_\delta}{\mu}, \\ \mu &= \sqrt{(\mu_\alpha \cos \delta_0)^2 + \mu_\delta^2};\end{aligned}\tag{1.281}$$

величины μ_α и μ_δ отнесены к экватору и равноденствию эпохи T_0 .

Для перехода к экватору и равноденствию эпохи T можно умножить результат операции (1.280) слева на матрицу прецессии $\bar{p} = \bar{r} (-z) \bar{q} (\theta) \bar{r} (-\zeta_0)$.

1.4.10. АБЕРРАЦИЯ

Абберрацией в астрономии называют явление, состоящее в кажущемся смещении положения небесного объекта на небесной сфере, которое обусловлено конечностью скорости распространения света в сочетании с относительным перемещением этого объекта и земного наблюдателя.

Из-за абберрации видимое направление от перемещающегося наблюдателя на движущийся небесный объект не совпадает с геометрическим направлением в один и тот же физический момент

времени. Смещение видимого положения небесного объекта относительно его геометрического положения, отнесенного к определенной инерциальной системе отсчета, частично обусловлено движением самого объекта относительно этой системы отсчета и частично — движением наблюдателя в этой же системе. Таким образом, первая часть абберрации, не зависящая от движения наблюдателя, учитывается поправкой за световой промежуток, равной смещению небесного объекта по небесной сфере (или повороту небесного тела вокруг своей оси) за время распространения света от объекта к наблюдателю. Вторая часть абберрации, называемая звездной абберрацией, не зависит ни от перемещения объекта, ни от расстояния до него. Сумма поправки за световой промежуток и звездной абберрации составляет планетную абберрацию, которая равна углу между геометрическим направлением от наблюдателя на небесный объект в момент T_0 , когда свет покидает поверхность небесного объекта, и геометрическим направлением на этот же объект в момент T его наблюдения.

Общие законы абберационного смещения можно сформулировать следующим образом:

1. Абберационное смещение объекта на небесной сфере происходит по дуге большого круга, проведенного через истинное (геометрическое) положение этого объекта и апекс движения наблюдателя.

2. Абберационное смещение приближает объект к апексу движения наблюдателя.

3. С точностью до малых величин первого порядка абберационное смещение пропорционально синусу углового расстояния объекта от апекса движения наблюдателя.

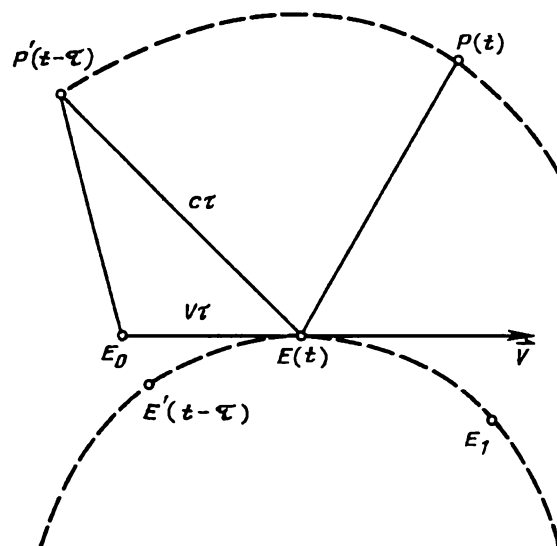
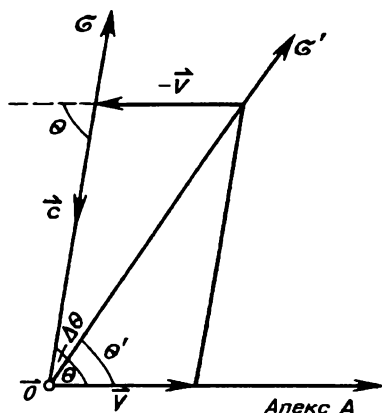


Рис. 51. Абберация

Рис. 52. Аберрационное смещение
 $\Delta\theta = \theta - \theta'$



Поправка за аберрационное время (световой промежуток). Если обозначить геометрические положения небесного объекта и неподвижного наблюдателя в момент времени t через P и E , а через P' — геометрическое положение небесного объекта в момент времени $t - \tau$, где τ есть световой промежуток, равный времени прохождения светом пути от точки излучения P' до наблюдателя, то видимое направление на небесный объект P в момент t совпадает с прямой $P'E$, то есть с геометрическим направлением на этот объект в момент $t - \tau$ (рис. 51). В этом состоит первое правило Гаусса учета аберрационного смещения, обусловленного только движением небесного объекта. Если геоцентрическое расстояние объекта есть ρ , то $\tau = \tau_\rho$; $\tau_A = 499;004782$ и называется световой астрономической единицей.

Звездная аберрация. Свет, дошедший от небесного объекта (и наблюдаемый) в момент t , был излучен в предшествующий момент $t - \tau$ в направлении наблюдателя, в которое он перешел в момент t ; если теперь допустить, что небесный объект неподвижен и находится в точке P' , а наблюдатель с Землю E движется с мгновенной скоростью $\vec{V}$, то видимое направление на небесный объект совпадает с направлением разности векторов скорости света $\vec{c}$ в направлении $P'E$ и скорости Земли $\vec{V}$ в направлении EE_1 (см. рис. 51). Видимое угловое перемещение не зависит от расстояния; по определению светового промежутка τ расстояние $P'E = c\tau$; поэтому если провести ось вектора $\vec{V}$ и отложить отрезок $E_0E = V\tau$ (учитывая, что $t - \tau < t$), то видимое направление на небесный объект в момент t совпадет с геометрическим направлением на этот объект в момент $t - \tau$. В этом заключается второе правило Гаусса учета аберрационного смещения, обусловленного только перемещением наблюдателя; оно справедливо при условии равномерности и прямолинейности движения Земли, то есть при совпадении точек E_0 и E' в момент $t - \tau$ (см. рис. 48).

Если угловое расстояние небесного объекта от апска движения наблюдателя есть θ , то абберационное смещение $\Delta\theta = \theta - \theta'$ определяется формулой (рис. 52):

$$\sin \Delta\theta = \frac{v}{c} \sin \theta' \quad (1.282)$$

ИЛИ

$$\operatorname{tg} \Delta \theta = \frac{V \sin \theta}{c + V \cos \theta}. \quad (1.283)$$

Средняя величина отношения $\frac{V}{c}$ называется **постоянной аберрации** κ , $\kappa = 20''49552$; это числовое значение соответствует световому промежутку τ_A для астрономической единицы A , равному $499^{\circ}004782$.

Поскольку земной наблюдатель участвует в суточном вращении Земли, ее движении по орбите относительно барицентра (центра масс) Солнечной системы и в движении этого барицентра в пространстве, то звездную аберрацию можно разделить на три составляющие: суточную, годичную и вековую аберрации. Вековая аберрация, вообще говоря, неизвестна и входит в средние координаты звезд при их определении из наблюдений.

Суточная аберрация. Если наблюдатель расположен в точке B поверхности Земли с геоцентрическими координатами ρ, λ, φ' , то радиус его параллели равен $\rho \cos \varphi'$, а линейная скорость v , переносящая его к востоку E , выражена формулой

$$v = \omega_e \cos \varphi', \quad (1.284)$$

где угловая скорость вращения Земли

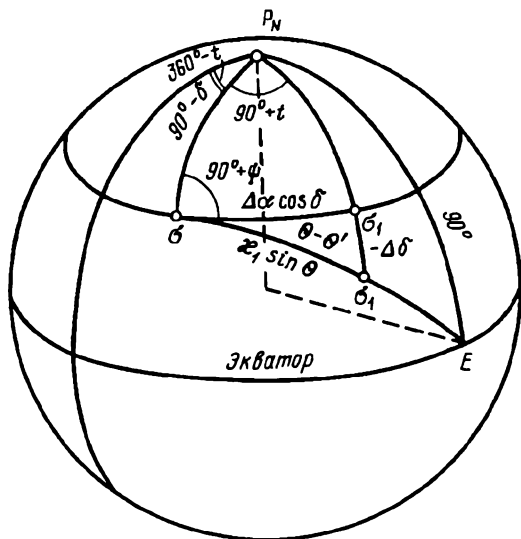


Рис. 53. Суточная абберрация: поправки $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$

$$\omega_e = \frac{2\pi}{86\,164} \text{ рад/сек}, \quad \rho = 6378 \text{ км};$$

поэтому

$$v = 0,465 \rho \cos \varphi' \text{ км/сек.}$$

Величина $v_0 = 0,465 \text{ км/сек}$ есть линейная скорость точки на экваторе, ρ выражено в единицах экваториального радиуса Земли a_e .

Отношение линейной экваториальной скорости v_0 к скорости света c ($c = 299\,792\,458 \text{ м/сек}$) называется постоянной суточной аберрации κ_1 ;

$$\kappa_1 = 0''319932 = 0^{\circ}02132879.$$

Пусть в треугольнике $P_N \sigma \sigma'$ (рис. 53) сторона $\sigma \sigma'$ есть смещение звезды σ вследствие движения наблюдателя в точке O к востоку E ; тогда в соответствии с законом аберрационного смещения $\sigma \sigma' = \kappa_1 \sin \theta$.

Из треугольника $\sigma \sigma_1 \sigma'$ имеем

$$\Delta \alpha \cos \delta = \kappa_1 \sin \theta \cos \psi,$$

$$\Delta \delta = -\kappa_1 \sin \theta \sin \psi,$$

тогда как из треугольника $P_N \sigma E$ находим

$$\sin \theta \cos \psi = \cos t,$$

$$\sin \theta \sin \psi = -\sin \delta \sin t;$$

таким образом, поправки за суточную аберрацию в экваториальной системе координат α , δ имеют следующее выражение

$$\Delta \alpha = \alpha' - \alpha = 0''02133 \rho \cos \varphi' \cos t \sec \delta,$$

$$\Delta \delta = \delta' - \delta = 0''3199 \rho \cos \varphi' \sin t \sin \delta, \quad (1.285)$$

α' , δ' — видимые координаты, $t = s - \alpha$.

В формулах (1.285) можно перейти к геодезической широте φ , воспользовавшись формулой (1.53)

$$\rho \cos \varphi' = \frac{a_e}{\sqrt{1 - e_0^2 \sin^2 \varphi}} \cos \varphi.$$

Поправки за суточную аберрацию в азимуте A и высоте h объекта (при отсчете A от точки юга S к западу) определены формулами

$$\Delta A = A' - A = -\frac{0,3199}{\sqrt{1 - e_0^2 \sin^2 \varphi}} \cos \varphi \sec h \cos A,$$

$$\Delta h = h' - h = \frac{0,3199}{\sqrt{1 - e_0^2 \sin^2 \varphi}} \cos \varphi \sin h \sin A. \quad (1.286)$$

Поправки за суточную абберацию в часовом угле t и склонении δ объекта легко получить из формул (1.285) изменением знака правой части первой формулы, так как $\Delta \alpha = -\Delta t$ (в силу направления отсчета).

Годичная абберация. Чтобы получить формулы учета годичной, или звездной абберации в экваториальных координатах α , δ небесного объекта, можно применить основную операцию (1.145) к векторному уравнению

$$\vec{w} = \vec{V} + \vec{c}; \quad (1.287)$$

это дает

$$\begin{pmatrix} \Delta \alpha \\ \Delta \delta \end{pmatrix} = \bar{K}(\alpha, \delta) \frac{1}{c} \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}. \quad (1.288)$$

Составляющие вектора скорости $\vec{V}$ Земли по осям экваториальной гелиоцентрической системы отсчета могут быть получены дифференцированием формул, определяющих прямоугольные экваториальные гелиоцентрические координаты Земли X , Y , Z :

$$(XYZ)^T = -R_\odot (\cos_\odot \sin_\odot \cos \varepsilon \sin_\odot \sin \varepsilon)^T; \quad (1.289)$$

здесь ради простоты отброшены члены с $\sin \beta_\odot = 0$, $\cos \beta_\odot = 1$. Если ограничиться соотношениями теории невозмущенного (кеплерова) движения планет:

$$R_\odot = \frac{1 - e^2}{1 + e \cos(\odot - \Gamma)}, \quad R_\odot^2 \frac{d\odot}{dt} = n \sqrt{1 - e^2},$$

$$\frac{dR_\odot}{dt} = \frac{ne}{\sqrt{1 - e^2}} \sin(\odot - \Gamma), \quad (1.290)$$

в которых $\odot$ означает истинную долготу Солнца, $R_\odot$ — геоцентрический радиус-вектор Солнца, e и Γ — эксцентриситет и среднюю долготу перигея орбиты Солнца, n — среднее суточное движение Солнца, то

$$\begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} = \frac{n}{\sqrt{1 - e^2}} \begin{pmatrix} \sin \odot + e \sin \Gamma \\ -(\cos \odot + e \cos \Gamma) \cos \varepsilon \\ -(\cos \odot + e \cos \Gamma) \sin \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (1.291)$$

Поскольку члены, содержащие эксцентриситет e , малы, то при рассмотрении задач, требующих решения с малой степенью точности, их исключают; они называются эллиптическими членами, или E -членами аберрации.

Выражение

$$x = \frac{n'' a_e}{86\,400 \pi_{\odot} \sin 1'' c \sqrt{1 - e^2}} \quad (1.292)$$

называется постоянной годичной аберрации; в нем a_e означает экваториальный радиус Земли, n'' — среднее суточное движение Земли, $\pi_{\odot}$ — параллакс Солнца, c — скорость света, e — эксцентриситет орбиты Земли.

Если подставить современные числовые значения астрономических постоянных, входящих в x , т. е. $\pi_{\odot} = 8''.794148$, $a_e = 6\,378\,140$ м, $c = 299\,792\,458$ м/сек, то соответствующее значение x равно

$$x = 20''.49552.$$

Таким образом, для поправок за годичную аберрацию $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ получаем из (1.288) соотношения

$$\Delta\alpha = Cc + Dd,$$

$$\Delta\delta = Cc' + Dd', \quad (1.293)$$

где величины C , D называются аберрационными редукционными величинами, а величины c , d ; c' , d' суть редукционные постоянные, определяемые формулами:

$$c = \cos \alpha \sec \delta, \quad d = \sin \alpha \sec \delta,$$

$$c' = \operatorname{tg} \varepsilon \cos \delta - \sin \alpha \sin \delta, \quad d' = \cos \alpha \sin \delta,$$

$$C = -x \cos \odot \cos \varepsilon, \quad D = -x \sin \odot. \quad (1.294)$$

В соответствии с рекомендациями XVIII и XIX Генеральных ассамблей МАС они вычисляются непосредственно по скорости движения Земли относительно барицентра Солнечной системы и отнесены к экватору и равноденствию той же эпохи $J2000.0 + T_0$, что и компоненты X , Y , Z этой скорости; в них включены и E -члены аберрации. Для вычисления C , D можно воспользоваться формулами

$$\begin{pmatrix} C \\ D \end{pmatrix} = +1191''.28616 \begin{pmatrix} \dot{Y} \\ -\dot{X} \end{pmatrix}; \quad (1.295)$$

числовой коэффициент соответствует значению постоянной аберрации $x = 20''.49552$ и скорости Земли, выраженной в астрономических единицах в сутки.

Величины C , D можно дополнить величиной

$$i = C \cdot \operatorname{tg} \varepsilon = 1191,28616 \text{ } \ddot{Z}. \quad (1.296)$$

Если абберационные редукиционные величины C , D отнесены к эпохе T_0 , то их преобразование к эпохе T с учетом прецессии можно выполнить по формулам

$$\begin{pmatrix} C \\ D \end{pmatrix}_T = \begin{pmatrix} C \\ D \end{pmatrix}_{T_0} + \begin{pmatrix} -0,00022362 D_{T_0} \\ +0,00026567 C_{T_0} \end{pmatrix} (T - T_0), \quad (1.297)$$

в которых промежуток времени $T - T_0$ выражен в юлианских годах.

Абберационные редукиционные величины C , D можно считать поправками к геометрическим значениям соответствующих направляющих косинусов x , y , z , то есть

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{\alpha_{\text{вид}}, \delta_{\text{вид}}} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{\alpha_{\text{ист}}, \delta_{\text{ист}}} + \begin{pmatrix} -D \\ +C \\ +i \end{pmatrix}; \quad (1.298)$$

при этом C , D , i отнесены к тому же истинному равноденствию и экватору даты, что и $\alpha_{\text{ист}}$, $\delta_{\text{ист}}$ небесного объекта.

Для перехода к сферическим видимым координатам $\alpha_{\text{вид}}$, $\delta_{\text{вид}}$ служат формулы

$$\alpha_{\text{вид}} = \operatorname{arctg} \frac{y}{x}, \quad \delta_{\text{вид}} = \operatorname{arctg} \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}}; \quad (1.299)$$

если заданы $(CDi)_{T_0}$, то формула (1.298) принимает вид:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{\alpha_{\text{вид}}, \delta_{\text{вид}}} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{\alpha_{\text{ист}}, \delta_{\text{ист}}} + \bar{N} \bar{P} \begin{pmatrix} -D \\ +C \\ +i \end{pmatrix}. \quad (1.300)$$

Преобразование истинных координат $\lambda_{\text{ист}}$, $\beta_{\text{ист}}$ в видимые $\lambda_{\text{вид}}$, $\beta_{\text{вид}}$ в эклиптической системе координат эпохи T_0 выполняется по формулам

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}_{\lambda_{\text{вид}}, \beta_{\text{вид}}} = \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}_{\lambda_{\text{ист}}, \beta_{\text{ист}}} + \bar{p}(\varepsilon) \begin{pmatrix} -D \\ +C \\ +i \end{pmatrix}_{T_0}. \quad (1.301)$$

Если умножить обе части формул преобразований, записанных для направляющих косинусов x , ..., z' , на геоцентрическое расстояние ρ , то получим формулы преобразования соответствующих прямоугольных координат X , ..., Z' .

1.4.11. УЧЕТ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ КОМПОНЕНТ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Для двойных звезд в каталогах звездных положений дают, как правило, средние координаты центра масс двойной звездной системы. Поэтому при вычислении видимых мест необходимо найти видимые координаты одной из компонент, например, наиболее яркой A , двойной звезды.

Орбита звезды-спутника B относительно главной звезды A определяется семью элементами — шестью элементами кеплерова движения a , $e = \sin \varphi$, T , i , ω , Ω и суммой масс $m_A + m_B$ компонент системы. Вместо суммы масс можно взять период обращения по орбите P , который связан с $m_A + m_B$ соотношением

$$P = \left(\frac{a^3}{\pi^3 (m_A + m_B)} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.302)$$

где π — параллакс двойной звезды.

Если ввести в рассмотрение картинную плоскость, т. е. плоскость, перпендикулярную к лучу зрения (рис. 54), то проекция истинной орбиты на картинную плоскость есть видимая орбита звезды B . Угол наклона плоскости истинной орбиты к картинной плоскости есть i . Связав с картинной плоскостью правую систему прямоугольных

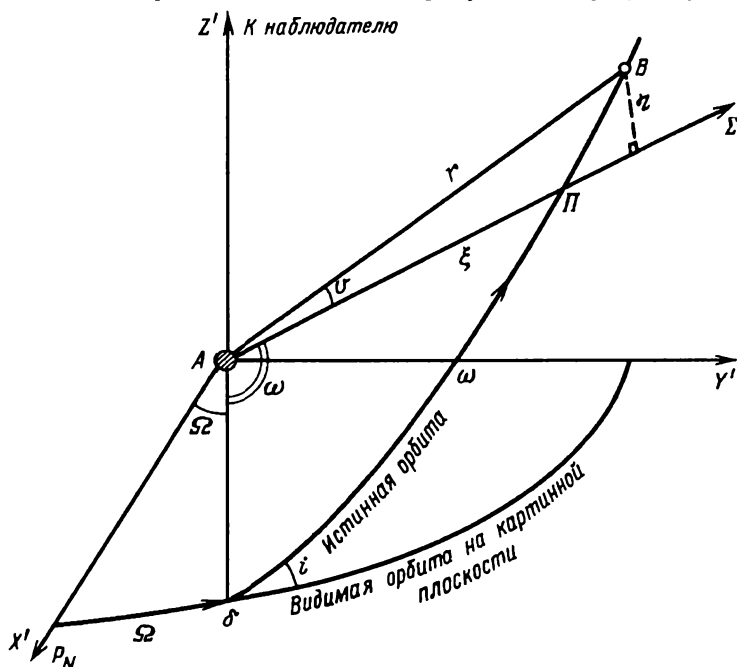


Рис. 54. Орбитальное движение в двойных звездных системах

координат $X'Y'Z'$ с началом в главной звезде A , осью X' , направленной в северный полюс мира P_N , осью Z' — к наблюдателю, можно ввести элемент Ω как позиционный угол восходящего узла Ω видимой орбиты на истинной орбите, $\Omega \leq 180^\circ$. Угловое расстояние ω периастра орбиты Π от узла Ω отсчитывается от 0° до 360° в направлении движения звезды B .

Если ввести орбитальную систему координат ΞH , ось которой Ξ направлена в периастр орбиты Π , а ось H — в точку орбиты с $\nu = 90^\circ$, то координаты ξ, η звезды B в момент t определены формулами

$$\begin{aligned}\xi &= r \cos \nu = a (\cos E - \sin \varphi), \\ \eta &= r \sin \nu = a \sin E \cos \varphi.\end{aligned}\quad (1.303)$$

Для вычисления r, ν, E можно воспользоваться формулами

$$\begin{aligned}r &= a (1 - e \cos E), \quad M = n (t - T), \quad n = 360^\circ / P, \\ E - e \sin E &= M, \quad \operatorname{tg} \frac{\nu}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2}.\end{aligned}\quad (1.304)$$

Координаты звезды B в системе отсчета $X'Y'Z'$ определяются формулами

$$(x'y'z')_B^T = \bar{r} (-\Omega) \bar{p} (-i) \bar{r} (-\omega) (\xi \eta 0)^T, \quad (1.305)$$

а в экваториальной системе эпохи и равноденствия каталога — формулами

$$(xyz)_B^T = \bar{r} (180^\circ - \alpha) \bar{q} (90^\circ - \delta) (x'y'z')_B^T. \quad (1.306)$$

Поэтому, если на эпоху T_0 заданы средние координаты α_g, δ_g центра масс двойной звезды (в этих случаях значения координат сопровождаются сокращением с. г., означающим *centrum gravitatis*) и функция масс $\mu = m_B / (m_A + m_B)$, то, вычислив вектор $(xyz)_B^T$ и вектор

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_g = \begin{pmatrix} \cos \alpha_g \cos \delta_g \\ \sin \alpha_g \cos \delta_g \\ \sin \delta_g \end{pmatrix}, \quad (1.307)$$

мы найдем вектор положения звезды A по формуле

$$(xyz)_A^T = \frac{1}{1-\mu} \left[(xyz)_g^T - \mu (xyz)_B^T \right], \quad (1.308)$$

приводя в дальнейшем средние координаты $(xyz)_A^T$ звезды A , отнесенные к эпохе T_0 , на видимое место по формулам (1.301).

1.4.12. АСТРОМЕТРИЧЕСКОЕ ПОЛОЖЕНИЕ ОБЪЕКТА

При фотографических позиционных наблюдениях небесных объектов положения их изображений на астрофотографиях определяются путем привязки к изображениям опорных звезд на этих же астрофотографиях. Поскольку координаты опорных звезд обычно берут из каталога звездных положений, отнесенного к экватору и равноденствию определенной стандартной эпохи, например, $B1950.0$, то и положения небесного объекта отнесены к этой же системе. С целью вычисления теоретических положений небесного объекта, непосредственно сравнимых с астрофотографическими наблюдаемыми положениями этого объекта, необходимо 1) прибавить планетную аберрацию к геометрическим эфемеридным значениям координат объекта, 2) вычесть из них звездную аберрацию.

Если на эпоху $J2000.0$ вычислена эфемерида координат ρ , α , δ небесного объекта, то, вычислив суточные скорости изменения $\dot{\alpha}$, $\dot{\delta}$, получим видимые координаты $\alpha_{\text{вид}}$, $\delta_{\text{вид}}$ по формулам:

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \delta \end{pmatrix}_{\text{вид}} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \delta \end{pmatrix}_{\text{геом}} - \Delta t \begin{pmatrix} \dot{\alpha} \\ \dot{\delta} \end{pmatrix}, \quad (1.309)$$

где $\Delta t = \tau_A \rho$, $\tau_A = 0^s 005775518$.

Астрометрические координаты получаем по формуле:

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \delta \end{pmatrix}_{\text{астром}} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \delta \end{pmatrix}_{\text{вид}} - C \begin{pmatrix} c \\ c' \end{pmatrix} - D \begin{pmatrix} d \\ d' \end{pmatrix}, \quad (1.310)$$

где C и D отнесены к экватору и равноденствию эпохи $J 2000.0$.

1.4.13. ПАРАЛЛАКС

При сравнении реальных наблюдений небесных объектов, выполненных из точек на поверхности Земли, с эфемеридными геоцентрическими положениями этих объектов необходимо учесть перспективное смещение соответствующих проекций на небесной сфере, вызванное различием начал топоцентрической и геоцентрической систем отсчета и называемое суточным параллактическим смещением, или суточным параллаксом.

Аналогичное явление происходит и при наблюдении одних и тех же звезд из диаметрально противоположных точек земной гелиоцентрической орбиты; соответствующее угловое смещение называется годичным параллаксом.

Явление параллактического смещения характеризуется следующими тремя законами:

1) параллактическое смещение проекции небесного объекта на небесной сфере происходит по окружности большого круга, проведенного через апекс перемещения наблюдателя и положение объекта, соответствующее начальному положению наблюдателя;

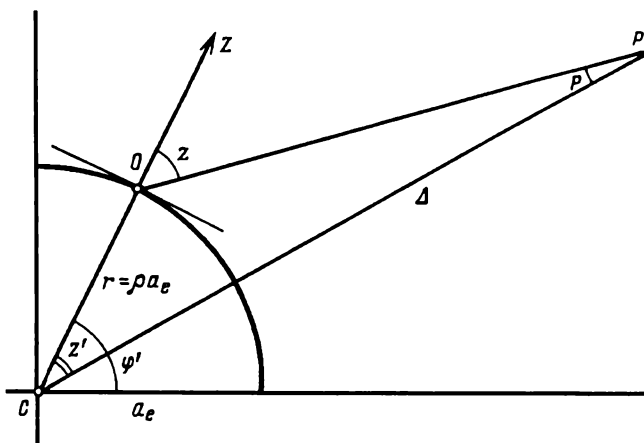


Рис. 55. Суточный (геоцентрический) параллакс

2) параллактическое смещение увеличивает угловое расстояние небесного объекта от апекса перемещения наблюдателя;

3) величина параллактического смещения небесного объекта по небесной сфере пропорциональна синусу углового расстояния объекта от апекса перемещения наблюдателя.

Суточный (геоцентрический) параллакс. Топоцентрическое направление OP и геоцентрическое направление CP на небесный объект P лежат в плоскости, проходящей через геоцентрический зенит Z , и составляют друг с другом угол p , равный разности зенитных расстояний объекта — зенитного расстояния z' , измеренного в точке наблюдения O , и угла, образованного геоцентрическим радиусом-вектором Δ объекта P с направлением на геоцентрический зенит Z (рис. 55).

Этот угол p называется геоцентрическим параллаксом и определяется формулой

$$\sin p = \frac{r}{\Delta} \sin z, \quad (1.311)$$

где r — геоцентрический радиус-вектор точки наблюдения O .

При вычислении поправок за суточный параллакс необходимо принять определенный земной сфероид — эллипсоид вращения, аппроксимирующий реальную Землю и характеризующийся, в частности, экваториальным радиусом a_e и сжатием α ; параметры a_e и α земного сфероиды дают возможность вычислить значение r . Угол p иногда называют параллаксом высоты.

Если выразить геоцентрический радиус-вектор r в единицах экваториального радиуса a_e земного сфероиды, то-есть положить

$$\rho = r/a_e \quad (1.312)$$

то формула (1.311) примет вид

$$\sin p = \rho \frac{a_e}{\Delta} \sin z. \quad (1.313)$$

Если небесный объект P лежит на горизонте точки наблюдения O под геоцентрической широтой φ' , то параллакс p достигает максимума $p_{\max}$, определяемого формулой

$$\sin p_{\max} = \rho \frac{a_e}{\Delta}. \quad (1.314)$$

Когда точка O лежит на экваторе, то $\rho = 1$ и максимальное значение параллакса в этом случае, обозначаемое через π , называется горизонтальным экваториальным параллаксом и измеряется углом, под которым из центра небесного объекта P , лежащего на горизонте точки O , виден радиус экваториального сечения земного сфероида, так что

$$\sin \pi = \frac{a_e}{\Delta}, \quad (1.315)$$

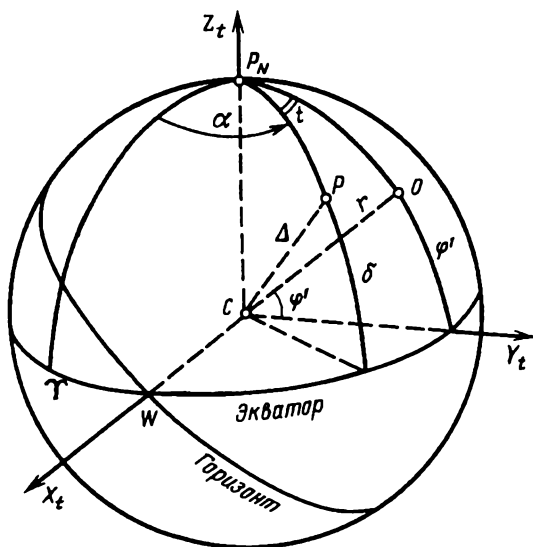
и формула (1.313) принимает вид

$$\sin p = \rho \sin \pi \sin z. \quad (1.316)$$

Если ввести средний экваториальный горизонтальный параллакс π_0 небесного объекта на среднем геоцентрическом расстоянии этого объекта Δ_0 :

$$\sin \pi_0 = \frac{a_e}{\Delta_0}, \quad (1.317)$$

Рис. 56. Учет суточного параллакса в экваториальных координатах (Δ , t , δ)



то, очевидно,

$$\sin p = \rho \frac{\Delta_0}{\Delta} \sin \pi_0 \sin z. \quad (1.318)$$

1.4.14. УЧЕТ ПАРАЛЛАКСА В ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ КООРДИНАТАХ (Δ , t , δ)

Рассмотрим прямоугольную геоцентрическую экваториальную систему координат $CX_tY_tZ_t$, ось X_t которой направлена в точку запада W , ось Y_t — на 90° к югу, ось Z_t — в северный полюс мира P_N (рис. 56). Координаты $x_0^{(t)}$, $y_0^{(t)}$, $z_0^{(t)}$ точки наблюдения O в этой системе можно выразить через геоцентрический радиус-вектор r и геоцентрическую широту φ' формулой

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_0^{(t)} = r \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \varphi' \\ \sin \varphi' \end{pmatrix}. \quad (1.319)$$

Если через точку O провести оси топоцентрической системы координат $OX_tY_tZ_t$, параллельные соответствующим осям геоцентрической системы, то переход от геоцентрических координат (Δ , t , δ) объекта P к его топоцентрическим координатам (Δ' , t' , δ') можно выполнить по формуле:

$$\Delta' \begin{pmatrix} \cos \delta' \cos t' \\ \cos \delta' \sin t' \\ \sin \delta' \end{pmatrix} = \Delta \begin{pmatrix} \cos \delta \cos t \\ \cos \delta \sin t \\ \sin \delta \end{pmatrix} - r \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \varphi' \\ \sin \varphi' \end{pmatrix}, \quad (1.320)$$

где $t = s - \alpha$, s — местное звездное время в момент наблюдения, t , α — часовой угол и прямое восхождение небесного объекта P . Это соотношение можно написать в несколько иной форме, если ввести параллакс π небесного объекта P :

$$F \begin{pmatrix} \cos \delta' \cos t' \\ \cos \delta' \sin t' \\ \sin \delta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos t \\ \cos \delta \sin t \\ \sin \delta \end{pmatrix} - \rho \sin \pi \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \varphi' \\ \sin \varphi' \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix}, \quad (1.321)$$

где через F обозначено отношение $\frac{\Delta'}{\Delta}$.

Для вычисления топоцентрических координат небесного объекта P можно применить следующую систему формул:

$$F^2 = A^2 + B^2 + C^2,$$

$$\operatorname{tg} t' = \frac{A}{B}, \quad \sin t' = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}, \quad \cos t' = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}},$$

$$\operatorname{tg} \delta' = \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2}}, \quad \sin \delta' = \frac{C}{F}, \quad \cos \delta' = \frac{\sqrt{A^2 + B^2}}{F},$$

Эти поправки необходимы при редукции точных внемеридианных наблюдений Луны, например, при помощи астрофотографических камер типа Марковица.

1.4.15. УЧЕТ СУТОЧНОГО ПАРАЛЛАКСА В ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ КООРДИНАТАХ (Δ , α , δ)

Если рассмотреть прямоугольную геоцентрическую экваториальную систему координат $CXYZ$ с осью CX , направленной в точку весеннего равноденствия (остальные оси дополняют систему координат до правой), то координаты x_0 , y_0 , z_0 места наблюдения O под геоцентрической широтой φ' в момент s местного звездного времени выражаются формулой (рис. 57)

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} = r \begin{pmatrix} \cos \varphi' \cos s \\ \cos \varphi' \sin s \\ \sin \varphi' \end{pmatrix}. \quad (1.328)$$

Топоцентрические координаты Δ' , α' , δ' небесного объекта P связаны в этом случае с геоцентрическими его координатами Δ , α , δ следующими точными соотношениями:

$$\Delta' \begin{pmatrix} \cos \delta' \cos \alpha' \\ \cos \delta' \sin \alpha' \\ \sin \delta' \end{pmatrix} = \Delta \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \delta \\ \sin \alpha \cos \delta \\ \sin \delta \end{pmatrix} - r \begin{pmatrix} \cos \varphi' \cos s \\ \cos \varphi' \sin s \\ \sin \varphi' \end{pmatrix}, \quad (1.329)$$

из которых получается формула для разности координат $\alpha - \alpha'$

$$\operatorname{tg}(\alpha - \alpha') = \frac{\rho \cos \varphi' \sin \pi \sin(s - \alpha)}{\cos \delta - \rho \cos \varphi' \sin \pi \cos(s - \alpha)}, \quad (1.330)$$

и формулы для разности $\delta - \delta'$ и для Δ'

$$\operatorname{tg}(\delta - \delta') = \frac{\rho \sin \varphi' \sin \pi \operatorname{cosec} \gamma \sin(\gamma - \delta)}{1 - \rho \sin \varphi' \sin \pi \operatorname{cosec} \gamma \cos(\gamma - \delta)},$$

$$\Delta' = \Delta \sin(\delta - \gamma) \operatorname{cosec}(\delta' - \gamma), \quad (1.331)$$

в которых вспомогательный угол γ определен формулой

$$\operatorname{tg} \gamma = \operatorname{tg} \varphi' \cos \frac{\alpha - \alpha'}{2} \sec \left(s - \frac{\alpha' + \alpha}{2} \right). \quad (1.332)$$

Если известны топоцентрические координаты Δ' , α' , δ' , то для перехода к геоцентрическим их значениям следует воспользоваться формулами

$$\begin{aligned} \sin(\alpha - \alpha') &= \rho \cos \varphi' \sin \pi \sec \delta \sin(s - \alpha'), \\ \sin(\delta - \delta') &= \rho \sin \varphi' \sin \pi \operatorname{cosec} \gamma \sin(\gamma - \delta'), \end{aligned} \quad (1.333)$$

где угол γ находят по формуле (1.332).

1.4.16. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ УЧЕТА СУТОЧНОГО ПАРАЛЛАКСА В СФЕРИЧЕСКИХ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ КООРДИНАТАХ (α , δ)

В случае редукции наблюдений Солнца, планет и комет, расстояния которых от Земли велики в сравнении с ее размерами (a_e), параллаксы достигают лишь нескольких дуговых секунд, и точные формулы для вычисления поправок за параллакс можно значительно упростить. Таким образом, формулы (1.320) дают

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \pi\rho \cos\varphi' \sin t' \sec\delta', \\ \Delta\delta &= \pi(\rho \sin\varphi' \cos\delta' - \rho \cos\varphi' \sin\delta' \cos t'),\end{aligned}\quad (1.334)$$

причем без потери точности топоцентрические значения координат t' , δ' можно заменить их геоцентрическими значениями t , δ .

Если значение горизонтального параллакса π небесного объекта не известно, то его можно найти по формуле

$$\pi = \frac{\pi_{\odot}}{\Delta}, \quad (1.335)$$

если известно геоцентрическое расстояние Δ этого объекта из соответствующей эфемериды; π есть горизонтальный параллакс Солнца, равный $8''.794148$. При публикации наблюдений вновь открытых малых планет и комет, когда элементы орбит, а следовательно, и соответствующие геоцентрические расстояния неизвестны, наблюдатели обычно приводят параллактические множители p_a , p_δ в комбинациях $p_a\Delta$, $p_\delta\Delta$, вычисляемых по формулам

$$\begin{aligned}p_a\Delta &= 8''.794 \rho \cos\varphi' \sin t \sec\delta = 0''.5863 \rho \cos\varphi' \sin t \sec\delta, \\ p_\delta\Delta &= 8''.794 \rho (\sin\varphi' \cos\delta - \cos\varphi' \sin\delta \cos t),\end{aligned}\quad (1.336)$$

в которых

$$t = s - \alpha,$$

$$s = S_0 + M(1 + \mu) - l, \quad \mu = 0,0027379093,$$

где s — местное звездное время в момент наблюдения, M — момент наблюдения по всемирному времени, S_0 — звездное время в среднюю гриничскую полночь даты наблюдения, l — долгота места наблюдения от Гринича, считаемая с положительным знаком к западу.

Как только определено геоцентрическое расстояние Δ объекта, поправки за параллакс легко найти по формулам:

$$\Delta\alpha = \frac{p_a\Delta}{\Delta}, \quad \Delta\delta = \frac{p_\delta\Delta}{\Delta}. \quad (1.337)$$

Другой путь учета суточного параллакса в этом случае состоит в приведении прямоугольных геоцентрических экваториальных координат Солнца X , Y , Z к месту наблюдения, используя топоцентрические поправки ΔX_{XY} , ΔZ :

$$\begin{pmatrix} \Delta X_{\odot} \\ \Delta Y_{\odot} \end{pmatrix} = \Delta_{XY} \begin{pmatrix} \cos s \\ \sin s \end{pmatrix}, \quad \Delta Z_{\odot} = \Delta Z, \quad (1.338)$$

значения которых публикуются вместе с геоцентрическими координатами обсерваторий мира в астрономических ежегодниках. Соответствующие поправки $\Delta X_{\odot}$, $\Delta Y_{\odot}$, $\Delta Z_{\odot}$ к координатам Солнца имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta_{XY} &= -a_e \rho \cos \varphi', \\ \Delta Z &= -a_e \rho \sin \varphi'; \end{aligned} \quad (1.339)$$

при этом экваториальный радиус a_e земного сфероида в формуле (1.338) выражен в астрономических единицах и равен $426,352 \times 10^{-7}$ а. е.

1.4.17. УЧЕТ СУТОЧНОГО ПАРАЛЛАКСА В ГОРИЗОНТНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Координаты x_0 , y_0 , z_0 места наблюдения O — начала топоцентрической горизонтной системы координат $OX'Y'Z'$ — относительно геоцентрической горизонтной системы координат $CXYZ_g$ (рис. 58) равны

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} = r \begin{pmatrix} \sin(\varphi - \varphi') \\ 0 \\ \cos(\varphi - \varphi') \end{pmatrix}. \quad (1.340)$$

Топоцентрические горизонтные координаты Δ' , z' , A' небесного объекта связаны с геоцентрическими координатами посредством следующих формул:

$$\Delta' \begin{pmatrix} \sin z' \cos A' \\ \sin z' \sin A' \\ \cos z' \end{pmatrix} = \Delta \begin{pmatrix} \sin z \cos A \\ \sin z \sin A \\ \cos z \end{pmatrix} - r \begin{pmatrix} \sin(\varphi - \varphi') \\ 0 \\ \cos(\varphi - \varphi') \end{pmatrix}. \quad (1.341)$$

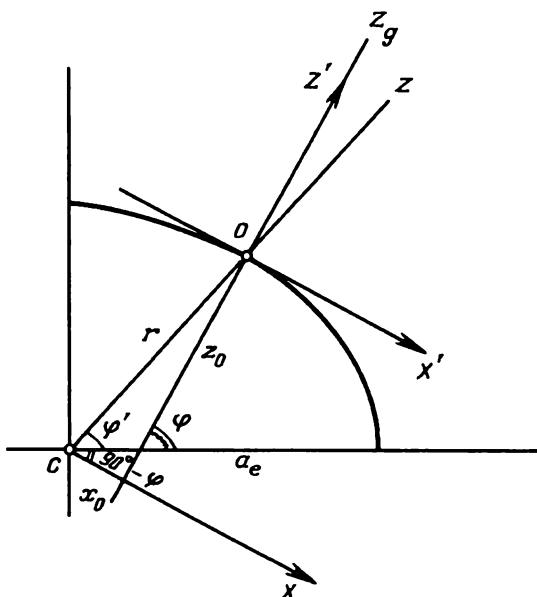
Если величины Δ , z , A , r , φ известны, то по формулам (1.341) однозначно определяются Δ' , z' , A' . Аналогично решается и обратная задача.

Можно также воспользоваться следующими формулами:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(A' - A) &= \frac{m \sin A}{1 - m \cos A}, \\ \operatorname{tg}(z' - z) &= \frac{n \sin(z - \gamma)}{1 - n \cos(z - \gamma)}, \\ \Delta' - \Delta &= \Delta \frac{\sin(z - \gamma) - \sin(z' - \gamma)}{\sin(z' - \gamma)}, \end{aligned} \quad (1.342)$$

в которых

Рис. 58. Учет суточного параллакса в горизонтальной системе координат



$$m = \frac{\rho \sin \pi \sin (\varphi - \varphi')}{\sin z},$$

$$n = \frac{\rho \sin \pi \cos (\varphi - \varphi')}{\cos \gamma}, \quad (1.343)$$

угол γ определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \gamma = \operatorname{tg} (\varphi - \varphi') \cos \frac{A + A'}{2} \sec \frac{A - A'}{2}. \quad (1.344)$$

При вычислении разности $z' - z$ в первом приближении полагают

$$\gamma = (\varphi - \varphi') \cos A' = (\varphi - \varphi') \cos A. \quad (1.345)$$

Точные формулы (1.341)–(1.344) применяют при обработке наблюдений Луны и объектов, движущихся на небольших геоцентрических расстояниях.

При достаточно удаленных от Земли небесных тел (больших и малых планет, комет) суточный параллакс учитывают по следующим формулам:

$$\gamma = (\varphi - \varphi') \cos A,$$

$$A' - A = \rho \pi \sin (\varphi - \varphi') \sin A \operatorname{cosec} z =$$

$$= \rho \pi \sin (\varphi - \varphi') \sin A \sec h,$$

$$z' - z' = h - h' = \rho \pi \sin (z - \gamma) = \rho \pi \cos (h + \gamma), \quad (1.346)$$

или

$$\begin{aligned}
 A' - A &= \rho\pi \sin(\varphi - \varphi') \sin A' \operatorname{cosec} z' = \\
 &= \rho\pi \sin(\varphi - \varphi') \sin A' \sec h', \\
 z' - z &= h - h' = \rho\pi \sin(z' - \gamma) = \rho\pi \cos(h' + \gamma).
 \end{aligned}
 \tag{1.347}$$

Учет суточного параллакса в эклиптических координатах (Δ , λ , β). Формулы для вычисления поправок за суточный параллакс к эклиптическим геоцентрическим координатам Δ , λ , β можно получить из формул (1.330)—(1.334) заменой координат (α , δ) на (λ , β) и выражением экваториальных геоцентрических координат (ρ , s , φ') места наблюдения через соответствующие эклиптические координаты (ρ , Λ , Φ'); для этого перехода можно воспользоваться формулой

$$\begin{pmatrix} \cos \Phi' \cos \Lambda \\ \cos \Phi' \sin \Lambda \\ \sin \Phi' \end{pmatrix} = \bar{p} (-\varepsilon) \begin{pmatrix} \cos \varphi' \cos s \\ \cos \varphi' \sin s \\ \sin \varphi' \end{pmatrix}.
 \tag{1.348}$$

Для обратного перехода служит формула

$$\begin{pmatrix} \cos \varphi' \cos s \\ \cos \varphi' \sin s \\ \sin \varphi' \end{pmatrix} = \bar{p} (-\varepsilon) \begin{pmatrix} \cos \Phi' \cos \Lambda \\ \cos \Phi' \sin \Lambda \\ \sin \Phi' \end{pmatrix}.
 \tag{1.349}$$

В тех случаях, когда геоцентрическое расстояние Δ объекта неизвестно, точный учет суточного параллакса в эклиптических координатах достигается приемом Гаусса — приведением к фиктивному месту наблюдения (*reductio ad locum fictum observationis*).

1.4.18. ГОДИЧНЫЙ (ГЕЛИОЦЕНТРИЧЕСКИЙ) ПАРАЛЛАКС

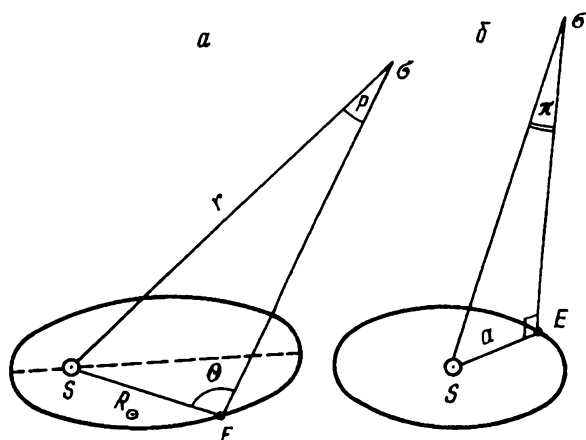
Годичный параллакс измеряется углом между геометрическими направлениями на звезду из центра Земли и из центра Солнца; таким образом, годичнопараллактическое смещение эквивалентно мысленному переносу «геоцентрического» наблюдателя в центр Солнца на величину геоцентрического радиуса-вектора Солнца $R_{\odot}$.

Если расстояние звезды σ от Солнца S равно r , то (рис. 59)

$$\sin p = \frac{R_{\odot}}{r} \sin \theta,
 \tag{1.350}$$

где θ есть геоцентрический угол между направлениями на Солнце S и на звезду σ . Если предположить, что движение Земли E происходит по круговой гелиоцентрической орбите, то годичный параллакс звезды можно определить как угол, под которым с этой звезды виден радиус земной орбиты a , перпендикулярный к направлению Земля — звезда; в этом случае, когда $\theta = 90^\circ$,

Рис. 59. Годи́чный (ге-
лиоцентрический) па-
раллакс



максимальное значение p обозначается через π и определяется соотношением

$$\pi'' = \frac{a}{r} 206\,265''. \quad (1.351)$$

Когда из наблюдений возможно определить крайне малую величину π'' , т. е. годичный параллакс звезды, легко найти величину гелиоцентрического расстояния этой звезды в астрономических единицах (а. е.) по формуле

$$r = \frac{206\,265''}{\pi''}. \quad (1.352)$$

Однако для выражения звездных расстояний по предложению Тэрнера принята единица измерения, равная расстоянию до звезды с параллаксом в $1''$, т. е. 206 265 а. е., и называемая парсеком (в одну дуговую) секунду; один парсек равен 3.2616 световых года. В звездной астрономии существуют и другие единицы длины для выражения расстояний до звезд (например, сирометр, равный $1 \cdot 10^6$ а. е.).

Учет годичного параллакса в геоцентрических экваториальных сферических координатах (α , δ). Поскольку в каталогах звездных положений средние места звезд отнесены к центру Солнца, то для вычисления геоцентрических видимых мест звезд необходимо перейти от гелиоцентрических координат (α , δ) к геоцентрическим (α' , δ'). Чтобы получить необходимые формулы такого преобразования, применим к векторному уравнению

$$\vec{r}' = \vec{r} - R_{\odot} \quad (1.353)$$

основную операцию с оператором $\bar{K}(\alpha, \delta)$; тогда получим

$$\begin{pmatrix} \Delta\alpha_\pi \\ \Delta\delta_\pi \end{pmatrix} = \bar{K}(\alpha, \delta) \frac{1}{r} \begin{pmatrix} -R_{\odot x} \\ -R_{\odot y} \\ -R_{\odot z} \end{pmatrix}. \quad (1.354)$$

Так как

$$- \begin{pmatrix} R_{\odot x} \\ R_{\odot y} \\ R_{\odot z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_\odot \\ Y_\odot \\ Z_\odot \end{pmatrix} \quad (1.355)$$

и

$$\frac{1}{r \sin 1''} = \pi'', \quad (1.356)$$

то

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_\pi^s &= \frac{1}{15} \pi'' (-X_\odot \sec \delta \sin \alpha + Y_\odot \sec \delta \cos \alpha), \\ \Delta\delta_\pi'' &= \pi'' (-X_\odot \sin \delta \cos \alpha - Y_\odot \sin \delta \sin \alpha + Z_\odot \cos \delta). \end{aligned} \quad (1.357)$$

Обратившись к формулам (1.294), легко приводим формулы (1.357) к следующему виду:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_\pi^s &= \frac{1}{15} \pi'' (Y_\odot c - X_\odot d), \\ \Delta\delta_\pi'' &= \pi'' (Y_\odot c' - X_\odot d') \end{aligned} \quad (1.358)$$

или

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_\pi^s &= C\Delta c + D\Delta d, \\ \Delta\delta_\pi'' &= C\Delta c' + D\Delta d', \end{aligned} \quad (1.359)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta c &= \frac{\pi}{x} \frac{d}{\cos \varepsilon} \quad \Delta c' = \frac{\pi}{x} \frac{d'}{\cos \varepsilon}, \\ \Delta d &= -\frac{\pi c}{x} \cos \varepsilon, \quad \Delta d' = -\frac{\pi c'}{x} \cos \varepsilon. \end{aligned} \quad (1.360)$$

Объединив поправки за годичную аберрацию и за годичный параллакс, получим окончательные формулы в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} \Delta\alpha_{\pi+x} \\ \Delta\delta_{\pi+x} \end{pmatrix} = (C + \pi Y_\odot) \begin{pmatrix} c \\ c' \end{pmatrix} + (D - \pi X_\odot) \begin{pmatrix} d \\ d' \end{pmatrix} \quad (1.361)$$

и

$$\begin{pmatrix} \Delta\alpha_{\pi+x} \\ \Delta\delta_{\pi+x} \end{pmatrix} = C \begin{pmatrix} c + \Delta c \\ c' + \Delta c' \end{pmatrix} + D \begin{pmatrix} d + \Delta d \\ d' + \Delta d' \end{pmatrix}. \quad (1.362)$$

Переход от гелиоцентрических координат (α, δ) к геоцентрическим (α', δ') можно выполнить также в прямоугольных координатах, пользуясь векторно-матричными формулами

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{\alpha', \delta'} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{\alpha, \delta} - \frac{\pi}{x} \begin{pmatrix} C \sec \varepsilon \\ D \cos \varepsilon \\ D \sin \varepsilon \end{pmatrix}, \quad (1.363)$$

где абберационные редукционные величины C, D отнесены к истинному экватору и равноденствию даты.

1.4.19. УЧЕТ АБЕРРАЦИИ В СЛУЧАЕ ИСЗ

Пусть наблюдатель в точке O фиксирует положение P' искусственного спутника Земли в момент времени t' . Если $\vec{V}_0$ есть вектор линейной скорости вращения Земли в точке O , а $\vec{V}_p$ есть вектор скорости ИСЗ в системе координат, связанной с Землей, то для учета совместного влияния вращения Земли и орбитального движения ИСЗ на смещение его видимого положения OP' относительно истинного направления OP на угол ε (вследствие скорости $\vec{v}$ относительно наблюдателя в O) можно воспользоваться следующими формулами (рис. 60):

$$\varepsilon'' = \frac{AP}{D} \rho'' = \frac{PP' \cos \theta}{D} \rho'' = \frac{v \tau \cos \theta}{c \tau} \rho'' = \frac{v}{c} \cos \theta \cdot \rho'', \quad (1.364)$$

где c означает скорость света, $c = 299\,792\,458$ м/сек, D — расстояние OP , τ — абберационное время — время прохождения светом расстояния D , $\rho'' = 206\,264,8$.

Проекция вектора скорости $\vec{v}$ на небесную сферу, с учетом формулы (1.364), дает формулы поправок за абберацию к экваториальным координатам ИСЗ в следующем виде:

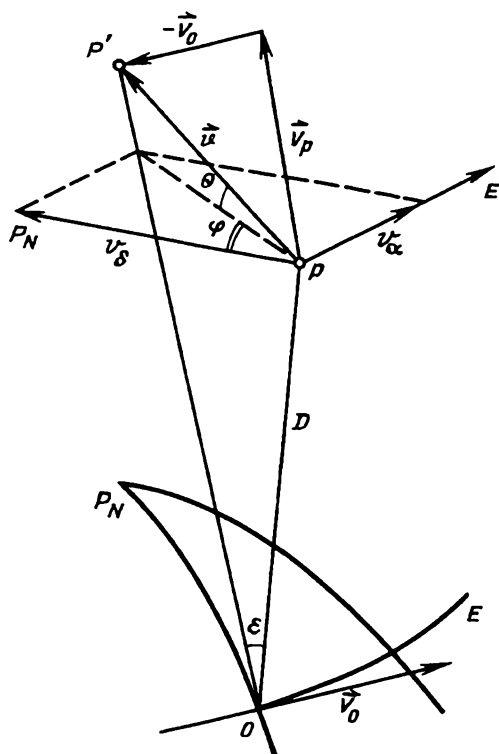
$$\begin{aligned} \Delta \alpha'' &= \alpha - \alpha' = \varepsilon'' \sin \varphi \sec \delta' = \frac{v}{c} \frac{\cos \theta \sin \varphi}{\cos \delta'} \rho'', \\ \Delta \delta &= \delta - \delta' = \varepsilon'' \cos \varphi = \frac{v}{c} \cos \theta \cos \varphi \cdot \rho''. \end{aligned} \quad (1.365)$$

Угловые величины θ и φ легко определить, зная элементы орбиты ИСЗ. Однако в большинстве случаев ИСЗ наблюдают астрофотографическим методом, так что из измерений астрофотографий можно найти скорости изменения координат $\dot{\alpha}'$ и $\dot{\delta}'$, которые связаны с компонентами v_a и v_δ проекции вектора скорости $\vec{v}$ соотношениями

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}' &= \frac{v_a}{D} = \frac{v \cos \theta \sin \varphi}{D}, \\ \dot{\delta}' &= \frac{v_\delta}{D} = \frac{v \cos \theta \cos \varphi}{D}, \end{aligned} \quad (1.366)$$

так что формулы искомых поправок принимают вид

Рис. 60. Учет абберации в наблюдениях ИСЗ



$$\Delta\alpha = \alpha - \alpha' = \frac{\dot{\alpha}'}{c} \frac{D}{\cos \delta'},$$

$$\Delta\delta = \delta - \delta' = \frac{\dot{\delta}'}{c} \cdot D. \quad (1.367)$$

Второй путь учета абберационного смещения в положении ИСЗ связан с введением поправки $\tau = t' - t$ непосредственно в моменты наблюдения, где t' — момент наблюдения, t — момент отражения света от ИСЗ (либо излучения света источником на борту ИСЗ). Величину поправки (абберационного времени) τ можно вычислить по формуле

$$\tau = \frac{D}{c} = \frac{a_e}{c} \frac{D}{a_e} = 0,02128 \frac{D}{a_e}, \quad (1.368)$$

в которой числовой коэффициент соответствует

$$a_e = 6\,378\,140, \quad c = 299\,792\,458 \text{ м/сек.}$$

Топоцентрическое расстояние D можно измерить непосредственно радиотехническими средствами или лазерным дальномером по времени распространения соответствующего сигнала, либо вычис-

лить, зная зенитное расстояние z и геоцентрическое расстояние r искусственного спутника Земли, по формуле

$$D = \sqrt{r^2 - \rho^2 \sin^2 z} - \rho \cos z, \quad (1.369)$$

где ρ — радиус-вектор точки наблюдения O , выраженный в тех же единицах, что и геоцентрический радиус r ИСЗ.

1.4.20. АСТРОНОМИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ

Астрономической рефракцией R называется видимое смещение небесного объекта P , расположенного за пределами земной атмосферы (вне границ эффективной атмосферы), которое обусловлено преломлением в ней светового луча вследствие изменения плотности воздуха от точки к точке по пути распространения этого луча. Это же явление и его величина, наблюдаемые в случае нахождения объекта P в пределах эффективной атмосферы Земли, называются атмосферной рефракцией κ . Разность астрономической и атмосферной рефракций есть дифференциальная рефракция ρ , равная $\rho = R - \kappa$. (1.370)

Ее необходимо отличать от дифференциальной рефракции в собственном, астрономическом смысле этого слова.

При наблюдении земного предмета, находящегося на видимом горизонте, имеет место предельный случай атмосферной рефракции — геодезическая рефракция, которая весьма сложным образом зависит от атмосферных условий; поэтому ее учет при обработке наблюдений очень затруднен.

Результаты наблюдений небесных объектов при помощи радиотехнических средств (измерения времени запаздывания радиосигнала и доплерова смещения частоты отраженного радиосигнала при радиолокационных наблюдениях Луны и планет, радиointерферометрии и др.) в определенных условиях отягощены влиянием ионосферной, или электронной и радиорефракции, обусловленными изменениями в направлении распространения радиоволн в ионосфере и атмосфере Земли.

1.4.21. ОСНОВЫ ТЕОРИИ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ РЕФРАКЦИИ

Точное определение астрономической рефракции при общей постановке задачи является весьма сложным делом, так как кроме изменения направления светового луча происходит также рассеяние и поглощение света молекулами атмосферных газов и пылевыми частицами, которое вызывает ослабление интенсивности и изменение спектра излучения, приходящего к наблюдателю. Качественное рассмотрение показывает, что световые лучи из-за явления рефракции изогнуты вниз, а потому наблюдаемая угловая высота небесных объектов над горизонтом больше действительной.

При выводе основных законов и формул астрономической рефракции в первом приближении предполагают, что атмосфера

Земли состоит из однородных бесконечно тонких слоев воздуха, разделенных сферическими поверхностями, концентрическими с поверхностью сферической Земли; это эквивалентно предположению, что показатель преломления воздуха n сферически симметричен и задан функцией $n = n(r)$ от геоцентрического расстояния r рассматриваемой точки атмосферы Земли. При этих условиях согласно закону преломления света имеем

$$nr \sin \zeta = \text{const.}, \quad (1.371)$$

где ζ есть угол между направлением светового луча и нормалью к границе сферического слоя с показателем преломления n в точке M траектории светового луча (угол падения в этой точке); разумеется, направление нормали в точке M совпадает с направлением геоцентрического радиуса-вектора $\vec{r}$ этой точки (рис. 61).

Если z_M есть геоцентрическое зенитное расстояние точки M , то угол между направлением светового луча в точке M и геоцентрическим радиусом-вектором $\vec{\rho}$ места наблюдения O равен

$$z'_M = z_M + \zeta. \quad (1.372)$$

Поскольку в точке наблюдения O

$$r = \rho, \quad n = n_0, \quad z_M = 0^\circ$$

и наблюдаемое зенитное расстояние равно $z' = \zeta_0$, то постоянная правая часть уравнения (1.358) равна $n_0 \rho \sin \zeta_0 \cong k_0$. Поэтому можно написать

$$nr \operatorname{tg} \zeta = k_0 \sec \zeta = k_0 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \zeta}, \quad (1.373)$$

откуда

$$\operatorname{tg} \zeta = \frac{k_0}{\sqrt{n^2 r^2 - k_0^2}}. \quad (1.374)$$

Полная рефракция на пути светового луча от точки M до места наблюдения O равна

$$R = z'_M - z', \quad (1.375)$$

поэтому

$$dR = dz'_M = dz_M + d\zeta. \quad (1.376)$$

Дифференцируя уравнение (1.371), находим

$$d\zeta = -\operatorname{tg} \zeta \frac{d(nr)}{nr}, \quad (1.377)$$

так как

$$dz_M = \operatorname{tg} \zeta \frac{dr}{r}, \quad (1.378)$$

то

$$R = z - z'. \quad (1.382)$$

Таким образом, для приведения видимого зенитного расстояния z' к истинному z необходимо прибавить рефракцию R :

$$z = z' + R; \quad (1.383)$$

отсюда очевидно, что астрономическая рефракция всегда приближает небесный объект к зениту места наблюдения.

Так как для внеатмосферного пространства показатель преломления n равен единице, то по закону Декарта имеем:

$$\sin z = n_0 \sin z'; \quad (1.384)$$

поскольку рефракция R есть малая величина, то

$$\sin z = \sin (z' + R) = \sin z' + R \cos z', \quad (1.385)$$

и уравнение (1.384) принимает вид

$$R = R_0 \operatorname{tg} z', \quad (1.386)$$

где

$$R_0 = n_0 - 1. \quad (1.387)$$

При нормальных метеоусловиях (температура воздуха 0°C и атмосферное давление 760 мм рт. ст.) показатель преломления $\bar{n}_0$ в приземном слое воздуха для световой волны $\lambda = 575 \text{ нм}$ равен $1,00029255$; поэтому соответствующее значение R_0 равно

$$\bar{R}_0 = 0,00029255 = 60,3428$$

и называется **нормальной рефракцией** для $z = 45^\circ$.

Если физические условия в приземном слое воздуха отличаются от нормальных, то рефракция R при температуре воздуха $t^\circ\text{C}$ и атмосферном давлении $B \text{ мм рт. ст.}$ определяется по формуле

$$R = 60,343 \frac{B}{760} \frac{273}{t^0 + 273} \operatorname{tg} z', \quad (1.388)$$

которая дает хорошее приближение при $z \leq 60^\circ$ и соответствует связи между показателем преломления n и плотностью воздуха δ , заданной законом Гладстона

$$n - 1 = c\delta, \quad (1.389)$$

где

$$c = \frac{n_0 - 1}{\delta_0} = 0,2260, \quad (1.390)$$

n_0 и δ_0 — показатель преломления и плотность воздуха в приземном слое, $\delta_0 = 0,0012932 \text{ г/см}^3$.

Астрономическая рефракция. Второе приближение. Принимая отношение s плотности воздуха δ в сферическом слое на геоцентрическом расстоянии r к плотности δ_0 призматического слоя за переменную интегрирования в уравнении (1.368), так что

$$\frac{dn}{n} = \frac{R_0}{1 + R_0 s} ds, \quad (1.391)$$

получим решение с точностью до малых величин второго порядка

$$R = R_0 \left[(1 - \beta_0) \operatorname{tg} z' - (\beta_0 - \frac{1}{2} R_0) \operatorname{tg}^3 z' \right], \quad (1.392)$$

называемое **формулой Лапласа**, в которой β_0 есть высота однородной атмосферы плотности δ_0 , выраженная в средних радиусах Земли $r_0 = 6371$ км, то есть $\beta_0 = H_0/r_0$. При нормальных условиях ($P = 1033,3$ г/см³, $\delta_0 = 0,0012932$ г/см³, $H_0 = 7990$ м) формула Лапласа принимает вид

$$R_{0, \text{с } 760 \text{ мм Hg}} = 60''27 \operatorname{tg} z' - 0''0669 \operatorname{tg}^3 z'. \quad (1.393)$$

В этой формуле величина δ_0 соответствует определенной в исследованиях Реньо в Париже ($\varphi = 48^\circ 50'$); для перехода к величине δ_0 в Пулковке ($\varphi = 59^\circ 46'$) при тех же метеорологических условиях необходимо умножить значение δ_0 , найденное Реньо, на отношение соответствующих ускорений силы тяжести $981.90/980.97$, что даст $\delta_0 = 0.0012944$ г/см³.

Второй член формулы Лапласа (1.392) достигает $0''1$ при $z' = 48^\circ$ и $1''$ при $z' = 68^\circ$; она обеспечивает наилучшее приближение астрономической рефракции до зенитных расстояний порядка 70° .

Значения нормальной рефракции по наблюдаемым зенитным расстояниям z_0 , вычисленные по формуле Лапласа, приведены в табл. 3.

Коэффициенты формулы Лапласа (1.392) $R_0 (1 - \beta_0)$ и $R_0 (\beta_0 - \frac{1}{2} R_0)$ как функции длины волны λ излучения заданы следующей табл. 4.

Астрономическая рефракция зависит от длины волны λ излучения небесных объектов в области «фотографических» лучей сильнее, чем в визуальной области: при наблюдении на одном и том же зенитном расстоянии z_0 двух звезд, эффективные длины волн излучения которых отличаются на 5 нм, разности рефракций в фотографической области ($\lambda = 430$ нм) и в визуальной области ($\lambda = 575$ нм) определены формулами:

$$\lambda = 430 \text{ нм: } \Delta R = -0''0452 \operatorname{tg} z_0 + 0''000043 \operatorname{tg}^3 z_0,$$

$$\lambda = 575 \text{ нм: } \Delta R = -0''0182 \operatorname{tg} z_0 + 0''000018 \operatorname{tg}^3 z_0.$$

Разности Δz_1 между исправленными зенитными расстояниями двух звезд, наблюдаемых на одинаковом зенитном расстоянии z_0 ,

Т а б л и ц а 3

z_0	$R_0^{\circ}\text{C}, 760 \text{ ммHg}$	z_0	$R_0^{\circ}\text{C}, 760 \text{ ммHg}$
0°	0",00	40°	0'50",53
10	10,63	50	1 11,69
20	21,93	60	1 44,05
30	34,78	70	2 44,24
40	50,53	75	3 41,61

Т а б л и ц а 4

$\lambda, \text{нм}$	$R_0(1 - \beta_0)$	$R_0(\beta_0 - \frac{1}{2}R_0)$
400	61",43	0",0680
450	60,95	675
500	60,61	672
550	60,37	670
600	60,18	668
650	60,04	666
700	59,92	665

Т а б л и ц а 5

z_0	$\Delta Z_1 (\text{фот})$	$\Delta Z_1 (\text{виз})$
30°	0".026	0".010
60	078	32
70	124	51
75	167	68
80	249	104

при различии их эффективных длин волн на 5 нм (50 Å) в зависимости от z_0 имеют следующие значения (см. табл. 5).

Эта табл. 5 полезна для оценки порядка величины погрешности, допускаемой при определении положений небесных объектов астрофотографическими методами, например, малых планет, комет или ИСЗ, из-за отличия их цветовых характеристик от цветовых характеристик звезд сравнения (опорных звезд).

Астрономическая рефракция вблизи горизонта. Если небесные объекты располагаются на больших зенитных расстояниях или весьма близко к горизонту, то для исправления за рефракцию наблюдений таких объектов можно воспользоваться следующей формулой для R :

$$R = R_0 \left(1 - \frac{1}{2} R_0\right) \sqrt{2 \left(\beta_0 - \frac{1}{2} R_0\right)^{-1} \sin z_0 \Psi \left(\frac{\cos z_0}{\sqrt{2\beta_0 - R_0}}\right)}, \quad (1.394)$$

в которой функцию Крампа—Радона $\Psi(X)$ при малых значениях аргумента $X = \cos z_0 (2\beta_0 - R_0)^{-\frac{1}{2}}$ можно представить следующим сходящимся рядом:

$$\Psi(X) = e^{X^2} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} - X + \frac{1}{3} X^3 - \frac{1}{2!} \cdot \frac{1}{5} X^5 + \frac{1}{3!} \cdot \frac{1}{7} X^7 - \dots \right), \quad (1.395)$$

где $\Psi(0) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} = 0,8862269\dots$

При $X > 4$ ($z_0 > 89,5^\circ$) функцию $\Psi(X)$ определяют следующим асимптотическим разложением

$$\Psi(X) = \frac{1}{2X} \left(1 - \frac{1}{2X^2} + \frac{3!!}{(2X^2)^2} - \frac{5!!}{(2X^2)^3} + \dots \right). \quad (1.396)$$

Формула (1.394) применима для любых значений z_0 , в том числе и $z_0 > 90^\circ$, то есть при наблюдениях из точек, расположенных высоко над земной поверхностью.

Если зенитное расстояние z_0 не близко к 90° , то при вычислениях R удобнее воспользоваться формулой

$$R = R_0 \left(1 - \frac{1}{2} R_0 \right) \operatorname{tg} z_0 \Phi(X), \quad (1.397)$$

в которой функция Φ определена соотношением:

$$\Phi(X) = 2X \Psi(X). \quad (1.398)$$

Принимая $R_0 = 60''343$, $\beta_0 - \frac{1}{2} R_0 = 0,0011078$, получаем следующие формулы для вычисления нормальной рефракции $R_0 \text{ } ^\circ\text{C, } 760 \text{ мм Hg}$ через функции Ψ и Φ :

$$R_0 \text{ } ^\circ\text{C, } 760 \text{ мм Hg} = 2563,519 \sin z_0 \Psi(21,244 \cos z_0) \quad (1.399)$$

и

$$R_0 \text{ } ^\circ\text{C, } 760 \text{ мм Hg} = 60''334 \operatorname{tg} z_0 \Phi(21,244 \cos z_0). \quad (1.400)$$

Применение формулы (1.399) даст возможность продолжить табл. 3 значений нормальной рефракции $R_0 \text{ } ^\circ\text{C, } 760 \text{ мм Hg}$ для зенитных расстояний $z_0 > 75^\circ$ (см. табл. 6).

При отклонении условий наблюдения от нормальных рефракцию можно вычислить по следующей формуле:

$$R_{t^\circ\text{C, } B} = A \frac{B}{760} \operatorname{tg} z_0 \Phi(\rho \cos z_0), \quad (1.401)$$

где

$$A = 60''334 (1 - 0,00366 t^\circ),$$

$$\rho = 21,244 (1 - 0,00232 t^\circ); \quad (1.402)$$

t° и B означают соответственно температуру воздуха по шкале Цельсия и атмосферное давление в мм рт. ст.

Т а б л и ц а 6

z_0	$R_0 \text{ } ^\circ\text{C, } 760 \text{ мм Hg}$	z_0	$R_0 \text{ } ^\circ\text{C, } 760 \text{ мм Hg}$	
78°	4'37",1	87°	15'04",9	$t^0 = 0^\circ \text{C}$ $B = 760 \text{ мм рт. ст.}$
80	5 30,8	88	19 18,2	
82	6 48,1	88,5	22 15,4	
84	8 46,0	89	26 03,8	
86	12 15,5	90	37 52	$t_{Hg} = 0^\circ\text{C}$ $\lambda = 575 \text{ нм (виз)}$

1.4.22. ТАБЛИЦЫ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ РЕФРАКЦИИ

При обработке наблюдений высокой точности для вычисления астрономической рефракции применяют специальные таблицы, которые дают величину средней рефракции для средних метеорологических условий с поправками, учитывающими отклонение реальных условий наблюдения от этих средних, так что с определенной степенью приближения получается истинная рефракция на момент наблюдения.

В астрономической практике широкое распространение наряду с таблицами рефракции Радо и таблицами, составленными в последнее время на основе теорий Комри, Гарфинкеля, Уиллиза, нашли «Пулковские таблицы рефракции», основанные на теории астрономической рефракции Гюльдена. Эти таблицы были впервые изданы в 1870 г. и вновь опубликованы в 1905 г., а в 1930 и в 1956 годах они были переизданы с дополнениями, основанными на теории Харцера. Последнее, пятое издание «Пулковских таблиц рефракции» опубликовано в 1985 г. и воплотило результаты исследований А. И. Нефедьевой, И. Г. Колчинского и др.

«Пулковские таблицы рефракции» дают логарифм средней рефракции R , определяемый формулой

$$\lg R = \mu + \lg \lg z' + A(B + T) + \lambda\gamma. \quad (1.403)$$

В «Пулковских таблицах» постоянная рефракции (коэффициент при $\lg z_0$ в средней рефракции) $R_0 (1 - \beta_0)$, приведенная к нормальным условиям под широтой $\varphi = +45^\circ$ при давлении водяных паров $b = 6 \text{ мм рт. ст.}$ на уровне моря, принята равной $60,20$. В качестве средних условий приняты $t_m^0 = +9,3^\circ \text{C}$, $B_m = 751,5 \text{ мм рт. ст.}$ при температуре ртути $\tau_{Hg} = 0^\circ \text{C}$.

Таблица II дает логарифм средней рефракции $\mu + \lg \lg z'$ (здесь z' — то же, что и z_0 — наблюдаемое зенитное расстояние). Поправка за изменение средней плотности воздуха учитывается членом $A(B + T)$; коэффициент A при малых z' равен единице, при больших z' — берется из табл. I и при $z' \geq 80^\circ$ — из табл. II, B — по отсчету барометра из табл. IV, T — по показанию внутреннего термометра τ_{Hg} — из табл. V. Поправка за температуру воздуха вводится произведением $\lambda\gamma$; λ берут из таблицы I или II по аргументу z' , γ — по отсчету внешнего термометра $t^\circ \text{C}$ из табл. III. Поправка рефракции за давление водяных паров C дается таблицей VI по значению абсолютной влажности π , определяемому психрометром в момент наблюдения. Поправка за отклонение ускорения силы тяжести g_0 в месте наблюдения от значения g_m в Пулкове $D = \lg(g_0/g_m)$ берется из табл. VII по аргументу φ — широты места наблюдения. Сила ветра учитывается поправкой E , находимой в табл. VIII по измеренному анемометром в момент наблюдения значению скорости ветра в м/сек.

Таким образом,

$$\lg R = \mu + \lg \operatorname{tg} z' + \lambda \gamma + A(B + T) + C + D + E. \quad (1.404)$$

Определив R , полную рефракцию R_1 найдем по формуле

$$R_1 = R + (n + \Delta) \operatorname{tg} z', \quad (1.405)$$

в которой введены поправка за цвет звезды $n \operatorname{tg} z'$ и поправка $\Delta \cdot \operatorname{tg} z'$, учитывающая суточные и сезонные вариации рефракции. Величину n берут из табл. IX по аргументу «цвет звезды», Δ находят в табл. X по аргументам «время года» и «местное звездное время» в момент кульминации звезды. Таким образом,

$$z = z' + R_1. \quad (1.406)$$

1.4.23. ФОРМУЛЫ УЧЕТА ВЛИЯНИЯ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ РЕФРАКЦИИ НА КООРДИНАТЫ НЕБЕСНЫХ ОБЪЕКТОВ

Горизонтные координаты. Астрономическая рефракция влияет только на зенитное расстояние z , уменьшая его на величину R ; азимут A остается при этом неизменным. Поэтому если z' и A' суть значения горизонтальных координат небесного объекта, полученные из наблюдений, то исправленные за рефракцию значения z , A можно найти по формулам

$$z = z' + R,$$

$$A = A'. \quad (1.407)$$

Если измерена высота h' объекта, то, очевидно,

$$h = h' - R. \quad (1.408)$$

Экваториальные координаты. В том случае, если непосредственно были измерены экваториальные координаты или по каким-либо причинам наблюдаемые горизонтные координаты z' , A' объекта не были исправлены за рефракцию, можно ввести в экваториальные координаты t' , α' , δ' следующие поправки

$$\Delta t = t - t' = -\Delta \alpha = \alpha' - \alpha = - \frac{\cos \varphi \sin t}{\sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t} \frac{R}{\cos \delta},$$

$$\Delta \delta = \delta - \delta' = \frac{\cos \delta \sin \varphi - \sin \delta \cos \varphi \cos t}{\sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t} R. \quad (1.409)$$

Влияние рефракции на параллактический угол q можно выразить формулой

$$\Delta q = q - q' = -R \sin q \operatorname{tg} \delta. \quad (1.410)$$

Ранее написанные формулы можно представить и в более простом виде, используя параллактический угол q :

$$(\alpha - \alpha') \cos \delta = \overline{+}R \sin q,$$

$$\delta - \delta' = \overline{+}R \cos q; \quad (1.411)$$

верхний знак в первом соотношении определен условием $0^h < t < 12^h$, где t есть часовой угол небесного объекта, нижний знак — условием $12^h < t < 24^h$, во втором соотношении верхний знак соответствует северным широтам ($\varphi > 0^\circ$), нижний знак — южным ($\varphi < 0^\circ$).

Дифференциальные координаты. Поправки за рефракцию к измеренным разностям координат небесных объектов, расположенных близко друг к другу на небесной сфере, можно вычислить по формулам, получаемым путем дифференцирования соответствующих соотношений и при $R = k \operatorname{tg} z'$, где величина k определена формулой

$$k = \frac{|\varphi_N + \varphi_S| - (z'_1 + z'_2)}{\operatorname{tg} z'_1 + \operatorname{tg} z'_2}, \quad (1.412)$$

в этой формуле, лежащей в основе одного из методов определения постоянных рефракции по измерениям меридианных зенитных расстояний звезд, z'_1 и z'_2 означают зенитные расстояния одной и той же звезды, измеренные в кульминациях этой звезды в точках наблюдения, лежащих под северной широтой φ_N и южной широтой φ_S .

Если $\Delta z' = z'_{(2)} - z'_{(1)}$, $\Delta \delta' = \delta'_{(2)} - \delta'_{(1)}$, $\Delta \alpha' = \alpha'_{(2)} - \alpha'_{(1)}$ означают разности координат, определенные из нааблюдений объектов $P_{(1)}$ и $P_{(2)}$, то соответствующие разности Δz , $\Delta \delta$, $\Delta \alpha$, исправленные за рефракцию, с точностью до малых величин первого порядка вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} \Delta z &= (1 + k \sec^2 z') \Delta z', \\ \Delta \delta &= \Delta \delta' + P_\delta \Delta \alpha + Q_\delta \Delta \delta, \\ \Delta \alpha &= \Delta \alpha' + P_\alpha \Delta \alpha + Q_\alpha \Delta \delta, \end{aligned} \quad (1.413)$$

в которых

$$\begin{aligned} P_\alpha &= k (1 - \cos q \operatorname{tg} \delta + \operatorname{tg} z \sin^2 q) \operatorname{tg} z, \\ Q_\alpha &= k \left(\frac{1}{2} \operatorname{tg} z \sin 2q - \sin q \operatorname{tg} \delta \right) \sec \delta \operatorname{tg} z, \\ P_\delta &= k \left(\frac{1}{2} \operatorname{tg} z \sin 2q + \sin q \operatorname{tg} \delta \right) \sec \delta \operatorname{tg} z, \\ Q_\delta &= k (1 + \operatorname{tg}^2 z \cos^2 q). \end{aligned} \quad (1.414)$$

Величины $\Delta \alpha$ и $\Delta \delta$ в правых частях формул (1.413) получаются в процессе последовательных приближений при нахождении искомых поправок $\Delta \alpha$, $\Delta \delta$, начиная с наблюдаемых разностей $\Delta \alpha'$ и $\Delta \delta'$.

Формулы учета влияния рефракции на измеренные значения углового расстояния s между близкими объектами и позиционного угла p имеют вид:

$$ds = -k \operatorname{tg} s' \frac{1 + \operatorname{tg}^2 z_1 \cos^2 (p - q)}{1 + \operatorname{tg} s' \operatorname{tg} z_1 \cos (p - q)},$$

$$dp = k [\sin (p - q) \operatorname{tg} z_1 \frac{\operatorname{tg} \sigma - \operatorname{tg} s'}{1 + \operatorname{tg} \sigma \operatorname{tg} s'} + \operatorname{tg} \delta \sin q \operatorname{tg} z_1], \quad (1.415)$$

где величина σ определена формулой

$$\operatorname{tg} \sigma = \operatorname{tg} z_1 \cos (p - q). \quad (1.416)$$

Дифференциальные поправки к измеренным разностям прямых восхождений $\alpha_2 - \alpha_1$ и склонений $\delta_2 - \delta_1$ можно выразить через поправки ds и dp , воспользовавшись соотношениями:

$$d(\alpha_2 - \alpha_1) \cos \delta_2 = \sin p ds + s \cos p dp,$$

$$d(\delta_2 - \delta_1) = \cos p ds - s \sin p dp. \quad (1.417)$$

В случае широкого разделения двух небесных объектов, наблюдаемых на зенитных расстояниях z_1 и z_2 , для исправления наблюдаемого углового расстояния s' за рефракцию можно применить следующую формулу:

$$(s - s') \sin s = R_2 (\cos z_1 \operatorname{cosec} z_2 - \cos s \operatorname{ctg} z_2) +$$

$$+ R_1 (\cos z_2 \operatorname{cosec} z_1 - \cos s \operatorname{ctg} z_1), \quad (1.418)$$

где

$$R_1 = z_1 - z'_1, \quad R_2 = z_2 - z'_2. \quad (1.419)$$

1.4.24. ПАРАЛЛАКТИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ (РЕФРАКЦИОННЫЙ ПАРАЛЛАКС)

Луч света от небесного объекта L , находящегося на конечном расстоянии от Земли, проникая в атмосферу Земли и преломляясь в ней, достигает точки наблюдения O под углом, равным видимому зенитному расстоянию z' (угол ZOL' на рис. 62). Исправление z' за рефракцию R дает величину $z_1 = z' + R$, тогда как истинное зенитное расстояние z объекта L (например, Луны, ИСЗ) измеряется углом ZOL . Разность зенитных расстояний $z_1 - z$ равна внутреннему углу $O'LO$ треугольника LOO' , определяющему параллактическое изменение зенитного расстояния небесного объекта L при перемещении наблюдателя из O в O' , т. е. на высоту h ; эта разность $z_1 - z = \zeta$ и называется параллактической рефракцией, или рефракционным параллаксом.

Так как

$$CT = n_0 r_0 \sin z' \quad (n = 1)$$

и

$$CO = r_0 + h = \frac{CT}{\sin z_1},$$

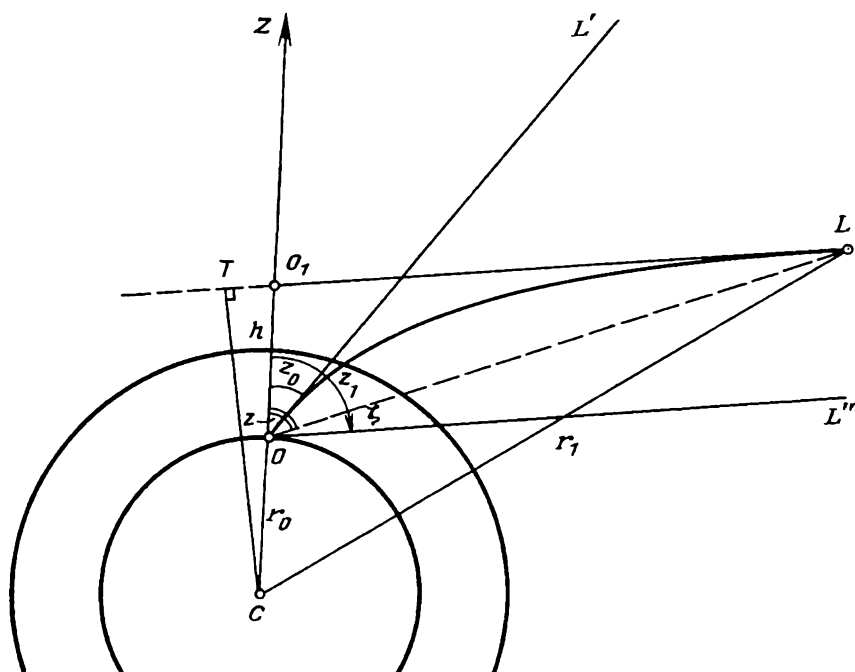


Рис. 62. Рефракционный параллакс

то

$$\frac{h}{r_0} = n_0 \frac{\sin z'}{\sin z_1} - 1,$$

или

$$1 + \frac{h}{r_0} = (1 + R_0) \frac{\sin z'}{\sin z' \cos R + \cos z' \sin R},$$

откуда, пренебрегая величинами второго порядка малости и в пределах применимости формулы Лапласа, имеем:

$$h = r_0 R_0 \beta_0 (1 + \operatorname{tg}^2 z'). \quad (1.420)$$

Для небесных объектов, наблюдаемых на зенитных расстояниях $z' > 75^\circ$, справедливо соотношение

$$h = r_0 R_0 \left\{ 1 - (2 - R_0) \Phi(X) + \frac{R_0}{\beta_0 - \frac{1}{2} R_0} [\Psi(X)]^2 \right\}. \quad (1.421)$$

Для нормальных условий (0°C , 760 мм рт. ст.) обе формулы можно написать в следующих формах:

$$h = 2,34 (1 + \operatorname{tg}^2 z'), \quad (z' < 75^\circ), \quad (1.422)$$

Т а б л и ц а 7

z'	h	z'	h	z'	h
0°	2,3 м	78°	51 м	87°	461 м
30	3,1	80	71	88	715
40	4,0	82	105	88,5	917
50	5,7	83	132	89	1204
60	9,4	84	171	89,5	1622
70	20,0	85	228	90	2251
75	34,9	86	316		

$$h = 1890 \{1 - 1,9997 X \Psi(X) + 0,2683 [\Psi(X)]^2\} \quad (z' > 75^\circ),$$

$$\lambda = 430 \text{ нм}, \quad X = 21,265 \cos z', \quad (1.423)$$

(фотографич.)

$$h = 1864 \{1 - 1,9997 X \Psi(X) + 0,2641 [\Psi(X)]^2\},$$

$$\lambda = 575 \text{ нм}, \quad X = 21,244 \cos z'; \quad (1.424)$$

(визуальн.)

они дают высоту h в метрах для различных зенитных расстояний z' объекта h . Результаты вычислений можно представить в табл. 7.

Рефракционный параллакс $\zeta = z_1 - z$ можно выразить через горизонтальный экваториальный параллакс π небесного объекта L с помощью формулы

$$z_1 - z = (n_0 \sin z' - \sin z_1) \pi. \quad (1.425)$$

Для объекта в горизонте места наблюдения

$$\zeta = z_1 - z = 0,00035\pi. \quad (1.426)$$

Рефракционный параллакс Луны, для которой $\pi = 57'03''$, достигает $1'2''$.

Величину параллактической рефракции ζ'' (в дуговых секундах) можно вычислить непосредственно по формуле Г. Карского:

$$\zeta'' = \frac{(n_0 - 1) \rho'' \sin z' - R'' \cos z' + \frac{1}{2} \sin^2 z' (R'')^2 / \rho''}{\sqrt{\cos^2 (z' + R'') + \sigma} - \cos (z' + R'')} \doteq$$

$$\doteq \frac{r}{h_L} \cos (z' + R'') [(n_0 - 1) \rho'' \sin z' -$$

$$- R'' \cos z' - \frac{1}{2} \sin^2 z' (R'')^2 / \rho''], \quad (1.427)$$

в которой R'' означает величину астрономической рефракции (в дуговых секундах), вычисленную для физических условий в момент наблюдений объекта L , h_L — высоту объекта L над поверхностью

$$\text{Земли в километрах,} \quad \rho'' = 206\,264,8, \quad \sigma = \left(\frac{r + h_L}{r}\right)^2 - 1,$$

$$n_0 - 1 = 1,051 \times 10^{-4} \frac{B}{273^\circ + t^\circ}.$$

1.5. РЕДУКЦИОННЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ В АСТРОНОМИИ

В связи с переходом от старой системы отсчета, заданной положениями и собственными движениями звезд из фундаментального каталога *FK4* в эпоху *B1950.0* к новой системе отсчета, определенной фундаментальным каталогом *FK5* в эпоху *J2000.0*, обычная процедура редуccionных вычислений, связанных с приведением от среднего места к видимому, существенно изменилась и усложнилась в зависимости от требуемой точности конечного результата. В дальнейшем будут использованы численные значения астрономических постоянных, принятые Генеральными ассамблеями *MAC* в последнее десятилетие.

Международный астрономический союз рекомендовал введение в 1984 г. новой системы астрономических постоянных, шкал времени, эфемерид планет и Луны и астрономические системы отсчета. Новая астрономическая система отсчета получила обозначение «Фундаментальная система каталога *FK5* на эпоху *J2000.0*». Разности координат в этой новой системе и ее предшественнице, основанной на фундаментальном каталоге *FK4* в эпоху *B1950.0*, обусловлены поправкой к положению точки весеннего равноденствия и поправкой к собственным движениям звезд в системе *FK4*, устраняющей смещение точки Весны в этой системе. Редуccionные вычисления в новой системе координат основаны на применении нового значения постоянной прецессии, новой теории нутации, на использовании юлианских столетий вместо тропических, на учете гравитационного отклонения света, на использовании истинного движения Земли при учете абerrационных эффектов, что сводится, в частности, к исключению из рассмотрения членов абerrации, зависящих от эксцентриситета орбиты Земли, которые до сих пор входили в положения звезд, даваемые в каталогах, а также, возможно, в их собственные движения (так называемых *E*-членов абerrации). Рекомендуется вычислять видимые места звезд на основе средних мест, взятых из фундаментального каталога, а не при помощи промежуточных редуccionных величин, применяемых к переводу средних мест, вычисленных на начало каждого года, как это было принято до 1984 г.

Цель всех этих нововведений состояла в уточнении теоретических основ и повышении точности вычислений, чтобы, в конечном счете, полным образом использовать всю точность наблюдений. Повышение точности вычислений обусловило необходимость целесообразного выбора методов вычислений и учета физических эффектов, которыми ранее пренебрегали на уровнях ниже угловой миллисекундной точности.

До выхода в свет нового фундаментального каталога *FK5* полная редукция к системе каталога *FK5* в эпоху и равноденствие *J2000.0* была невозможна, однако, можно выполнить определенное приближение к ней, включающее и учитывающее почти все рекомендации *MAC*. Соответствующая процедура позволяет «улуч-

шить» инерциальность таких известных систем как $N30$ или GC после их приведения к системе $FK4$, а также $AGK3$ и SAO .

1.5.1. ЕДИНИЦЫ ВРЕМЕНИ

Поскольку часть редукции за прецессию выполняется на основе старых разложений прецессионных параметров Ньюкома—Андуайс, то в вычислениях на этом этапе используется тропическое тысячелетие как единица времени, определенное исходя из продолжительности тропического года (см. 1.1.23) в фундаментальную эпоху 1900, Январь $0,12^h$ эфемеридного времени. Продолжительность тропического столетия в эту эпоху равна 36 524.21987817305 юлианских суток. Юлианская дата $(JD)_0$ начала любого бесселева года BY может быть найдена по формуле

$$(JD)_0 = 2\,433\,282,42345905 + 365,2421987817305 (BY - 1950.0)$$

С присутствием квадратичного относительно T члена в выражении тропической долготы Солнца связано изменение коэффициента при T в этой же формуле; поэтому продолжительность тропического года зависит от начальной эпохи и увеличивается на $0,2651$ в Юлианское столетие. Естественно, что приведенное ранее выражение для продолжительности тропического года зависит от Ньюкомовой теории движения Солнца. Очевидно, что собственные движения, прецессионные смещения и другие угловые движения, отнесенные к тропическому столетию как единице времени, необходимо умножить на отношение $36\,525/36\,524,2198781 = 1,000021359029778$,

чтобы перейти к новой единице времени — юлианскому столетию.

1.5.2. ПОПРАВКА К НУЛЬПУНКТУ ОТСЧЕТА ПРЯМЫХ ВОСХОЖДЕНИЙ В СИСТЕМЕ $FK4$

В 1982 г. германский астроном Фрикке установил, что система прямых восхождений фундаментального каталога $FK4$ нуждается в постоянной поправке $+0,035$ в эпоху $B1950.0$ — это означает, что прямое восхождение каждой звезды любого каталога, отнесенного к системе $FK4$ эпохи и равноденствия $B1950.0$, следует увеличить на эту поправку равноденствия.

Поправка равноденствия $FK4$ в любую другую эпоху T , отличную от $T_0 = B1950.0$, выражается формулой Фрикке

$$E(T) = 0,035 + 0,085 (T - T_0)/36\,525, \quad (1.429)$$

где T означает юлианскую дату, соответствующую заданной эпохе, T_0 есть юлианская дата, соответствующая началу Бесселева года $B1950.0$, т. е. $T_0 = JD\,2\,433\,282,4235$. Строго говоря, следовало бы взять делителем продолжительность тропического столетия в Юлианских сутках, однако, допускаемая при этом погрешность пренебрежимо мала.

Японский астроном Аоки обратил внимание на то, что для согласованности с новым определением системы всемирного времени *UT*, вводимым в астрономическую практику с 1 января 1984 г., важно прибавить поправку равноденствия $E(T)$ к прямым восхождениям звезд в каталоге *FK4*, отнесенным к этому же равноденствию и эпохе, т. е. 1984, Январь 1; соответствующее значение этой поправки равноденствия есть

$$E(2\ 445\ 700,5) = +0^{\circ}06390.$$

1.5.3. ПОПРАВКА К СОБСТВЕННЫМ ДВИЖЕНИЯМ ПО ПРЯМОМУ ВОСХОЖДЕНИЮ, ОТНЕСЕННЫМ К СИСТЕМЕ *FK4*

Присутствие вскового члена вида $0^{\circ}085 (T - T_0) / 36\ 525$ в формуле для поправки равноденствия связывается с постоянной поправкой к собственным движениям по прямому восхождению звезд в системе *FK4*, независимой от прецессии. Таким образом, все собственные движения по прямому восхождению в каталоге *FK4* независимо от эпохи и равноденствия следует увеличить на $0^{\circ}085$ в тропическое столетие. Из-за нелинейности функций, представляющих прецессионные параметры, результаты преобразования каталоговых положений и собственных движений звезд от одной эпохи и равноденствия к другой могут отличаться друг от друга в зависимости от эпохи, в которую вводятся соответствующие поправки. Из трех возможных способов введения поправок к координатам и собственным движениям в зависимости от эпохи и равноденствия системы отсчета, а именно: 1° эпоха и равноденствие начала 1984 года, 2° эпоха и равноденствие *B1950.0*, 3° эпоха и равноденствие средней эпохи наблюдений каталога, по мнению Дж. Хьюза и других американских астрономов из Военно-морской обсерватории США в Вашингтоне, наиболее точное приближение к результатам такой операции, которые могли быть получены, если бы новая система астрономических постоянных (МАС, 1976) существовала во время соответствующих наблюдений, дает третья процедура, так что в случае индивидуальных каталогов приведение к системе равноденствия *FK5* выполняется прибавлением поправки $E(T)$, вычисленной для средней эпохи T наблюдения каждой звезды каталога.

1.5.4. ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ЧЛЕНЫ АБЕРРАЦИИ

Приведение каталогов к единой системе весьма затруднено изменением в общепринятом значении постоянной aberrации k , которое с 1911 г. было принято равным $20^{\circ}47$, а с 1968 г. — $20^{\circ}496$. До 1911 г. общепринятым было значение $k = 20^{\circ}4551$, с 1984 г. рекомендуется использовать $k = 20^{\circ}49552$.

Еще одна трудность связана с различиями в методах вычисления абберационных редукционных величин C и D : до 1960 г. эти величины вычислялись на основе кругового приближения орби-

тального движения Земли, без учета малых периодических членов, обусловленных влиянием притяжения Луны и планет, и эллиптических членов абберации (E -членов).

Начиная с 1960 г. при вычислении C и D использовались значения прямоугольных компонент истинной скорости Земли относительно барицентра Солнечной системы и динамической системы отсчета, определенной, главным образом, численной теорией движения внешних планет Брауэра—Клеменса—Эккерта; при этом эллиптические члены абберации были исключены.

Отметим, что каталоги $FK4$, $N30$, GC были составлены на основе наблюдений, выполненных до 1960 г., когда учитывали лишь круговое приближение абберации, а ее эллиптические члены не учитывались вовсе, за исключением звезд, отстоящих до 10° от полюсов, в случае каталога $FK4$.

Из-за быстрых суточных изменений кругового компонента годичной абберации нельзя внести исправления в средние места, необходимость которых вызвана различием числовых значений постоянной абберации, принятых при составлении фундаментальных каталогов или при составлении наблюдательных каталогов средних мест звезд. Однако эллиптические члены абберации изменяются столь медленно, что их влияние можно исключить из положений звезд, заданных в каталоге $FK4$, прибавлением следующих поправок, соответственно, к прямым восхождениям $\alpha_{\text{кат}}$ и склонениям $\delta_{\text{кат}}$

$$\Delta\alpha = \alpha_{\text{испр}} - \alpha_{\text{кат}} = \frac{1}{15} (C \cos \alpha_{\text{кат}} + D \sin \alpha_{\text{кат}}) \sec \delta_{\text{кат}},$$

$$\Delta\delta = \delta_{\text{испр}} - \delta_{\text{кат}} = (D \cos \alpha_{\text{кат}} - C \sin \alpha_{\text{кат}}) \times \\ \times \sin \delta_{\text{кат}} + C \operatorname{tg} \epsilon \cos \delta_{\text{кат}}, \quad (1.430)$$

где $C = +0,065838$, $D = -0,335299$, $C \operatorname{tg} \epsilon = +0,028553$ в эпоху $B1950.0$.

В тех случаях, когда необходимо обеспечить точность до $0,001$, следует применять формулы абберации, учитывающие релятивистские члены второго порядка эллиптической абберации.

Приведенные числовые значения редуционных величин C и D , вообще говоря, применимы не во всех случаях, в которых положения звезд отнесены к равноденствию $B1950.0$. Если задан наблюдательный каталог, отнесенный к некоторому произвольному равноденствию, то каждое положение следует привести с учетом прцессии к равноденствию средней эпохи наблюдений, рассматривая прямые восхождения и склонения отдельно, если их средние эпохи наблюдений различны, а затем исправить результаты за эллиптическую абберацию, применив C и D , отнесенные к подвижному равноденствию. Большинство наблюдательных каталогов требует такой поправки, зависящей от времени. Для сводных каталогов поправка может быть необходимой или не потребоваться вовсе, в зависимости от процедуры составления сводного каталога.

Величины C и D можно задать следующими выражениями

$$C = -k e \cos \Gamma \cos \varepsilon,$$

$$D = -k e \sin \Gamma, \quad (1.431)$$

где $k = 20''49552$ в эпоху $J2000.0$, e есть эксцентриситет земной орбиты, Γ — средняя долгота перигея орбиты Солнца; e и Γ определены следующими разложениями

$$e = 0,01673011 - 0,00004193 T - 0,000000126 T^2, \\ \Gamma = 282^\circ 4' 49'' 911 + 6190'' 67 T + 1'' 65 T^2 + 0'' 012 T^3, \quad (1.432)$$

где T есть промежуток времени в юлианских столетиях по 36 525 суток, отсчитанный от эпохи $B1950.0$ (JED 2 433 282,42345905). Для наклона ε эклиптики к экватору имеем

$$\varepsilon = 23^\circ 26' 44'' 836 - 46'' 8502 T - 0'' 00318 T^2 + 0'' 00181 T^3. \quad (1.433)$$

Приведенные разложения соответствуют Ньюкомовой теории Солнца. Если обратиться к теории движения Солнца, построенной П. Бретаньоном (Бюро долгот, Париж), то

$$e = 0,016708617 - 0,0000420400 T_1 - 0,0000001236 T_1^2, \\ \Gamma = 282^\circ 56' 14'' 453 + 6190'' 339 T_1 + 1'' 655 T_1^2 + 0'' 0014 T_1^3, \quad (1.434)$$

где T_1 — время, считаемое в юлианских столетиях от эпохи $J2000.0$ (JED 2 451 545,0).

1.5.5. ПРЕЦЕССИЯ

Прецессия по Ньюкому. В вычислениях, связанных с учетом прецессии, целесообразно использовать параметры Ньюкома—Андуайе ζ_0 , z , θ , которые можно задать разложениями

$$\zeta_0 = (23\ 035'' 545 + 139'' 720 T + 0'' 060 T^2) \tau + \\ + (30'' 240 - 0'' 270 T) \tau^2 + 17'' 995 \tau^3, \quad (1.435)$$

$$z = (23\ 035'' 545 + 139'' 720 T + 0'' 060 T^2) \tau + \\ + (109'' 480 + 0'' 390 T) \tau^2 + 18'' 325 \tau^3,$$

$$\theta = (20\ 051'' 12 - 85'' 29 T - 0'' 37 T^2) \tau + \\ + (-42'' 65 - 0'' 37 T) \tau^2 - 41'' 80 \tau^3,$$

в которых промежутки времени T и τ выражены в тропических тысячелетиях по 365 242,198781 суток; промежуток времени T есть разность между любой начальной эпохой $E(t_0)$ и эпохой $B1850.0$, т. е.

$$T = - \frac{E(t_0) - B1850.0}{1000}, \quad (1.436)$$

τ есть время, протекавшее между начальной эпохой t_0 и заданной (конечной) эпохой t_1

$$\tau = t_1 - t_0, \quad (1.437)$$

где

$$t_1 = \frac{E(t_1) - B1850.0}{1000}, \quad (1.438)$$

где $E(t_1)$, как и ранее $E(t_0)$ — в тропических годах.

Для промежутков времени T , τ , t_1 необходимых для приведения от экватора и равноденствия эпохи B1950.0 к экватору и равноденствию эпохи 1984, Январь 1.0 имеем

$$T = 0,1, \quad t_1 = 0,133999566814,$$

$$\tau = 0,033999566814$$

и

$$\zeta_0 = 783,7093, \quad z = 783,8009, \quad \theta = 681,3883.$$

Прецессия (МАС, 1976, 1979). Основу для вычисления прецессии на следующем этапе составляют следующие разложения прецессионных параметров ζ_0 , z , θ :

$$\zeta_0 = (2306,2181 + 1,39656 T - 0,000139 T^2) t +$$

$$+ (0,30188 - 0,000344 T) t^2 + 0,017998 t^3,$$

$$z = (2306,2181 + 1,39656 T - 0,000139 T^2) t +$$

$$+ (1,09468 + 0,000066 T) t^2 + 0,018203 t^3,$$

$$\theta = (2004,3109 - 0,85330 T - 0,000217 T^2) t +$$

$$+ (-0,42665 - 0,000217 T) t^2 - 0,041833 t^3,$$

в которых T означает промежуток времени в юлианских столетиях по 36 525 суток Барицентрического динамического времени TDB между любой начальной эпохой $E(t_0)$ и эпохой J2000.0:

$$T = \frac{E(t_0) - J2000.0}{36\,525}, \quad (1.440)$$

t есть промежуток времени между эпохой $E(t_0)$ и конечной (заданной) эпохой $E(t_1)$, выраженной в тех же единицах времени:

$$t = \frac{E(t_1) - E(t_0)}{36\,525}. \quad (1.441)$$

Из этих выражений получаем для промежутка времени между эпохами 1984, Январь 1.0 и J2000.0

$$\zeta_0 = 368,9985, \quad z = 369,0188, \quad \theta = 320,7279$$

при

$$T = -0,1600136893, \quad t = -T.$$

1.5.6. СИСТЕМА СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ

Нарушение непрерывности (разрыв) в системе собственных движений по прямому восхождению каталога *FK4* приходится на эпоху 1984, Январь 1.0. Поэтому собственные движения, отнесенные к экватору и равноденствию этой эпохи, необходимо:

1) исправить за ошибку нуль-пункта системы собственных движений по прямому восхождению, как было указано в разделе 1.5.2,

2) перевести на прецессионную основу системы астрономических постоянных МАС (1976, 1979) от прецессии по Ньюкому,

3) временную меру выразить в юлианских столетиях, а не в тропических столетиях.

Для собственных движений по склонению применить пункты 2) и 3).

Фундаментальное условие, которое должно выполняться в эпоху 1984, Январь 1.0, состоит в том, что столетнее изменение, вычисленное на новой прецессионной основе, должно равняться старому столетнему изменению, сложенному с постоянной поправкой (в случае собственных движений по прямому восхождению):

$$\begin{aligned}\dot{\alpha}_{\text{нов}} &= \dot{\alpha}_{\text{стар}} + \dot{E}, \\ \dot{\delta}_{\text{нов}} &= \dot{\delta}_{\text{стар}}.\end{aligned}\tag{1.442}$$

Таким образом, получаем следующие соотношения

$$\begin{aligned}\mu + m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta &= \mu_0 + m_0 + n_0 \sin \alpha_0 \operatorname{tg} \delta_0 + \dot{E}, \\ \mu' + n \cos \alpha &= \mu'_0 + n_0 \cos \alpha_0,\end{aligned}\tag{1.443}$$

в которых μ , μ' суть собственные движения по прямому восхождению и склонению, отнесенные к новой основе МАС (1976, 1979), а μ_0 , μ'_0 — те же величины в старой системе, m , n — общая прецессия по прямому восхождению и склонению за 100 лет, вычисленная на новой основе МАС (1976, 1979), $\alpha = \alpha_0 + 0^{\circ}06390$, $\delta = \delta_0$, $\dot{E} = 0^{\circ}085/\text{Юлианское столетие}$, m_0 , n_0 — общая прецессия по прямому восхождению и склонению за сто лет, отнесенная к системе Ньюкома. Разумеется, величины μ , μ' отнесены к Юлианскому столетию как единице времени, тогда как μ_0 , μ'_0 — к тропическому столетию.

Как мы видели ранее, m , n и m_0 , n_0 можно вывести дифференцированием соответствующих соотношений для $\zeta_0 + z$, θ по τ и по t , соответственно, при $\tau = 0$ и $t = 0$, так что имеем:

$$\begin{aligned}m_0 &= 46\,071^{\circ}090 + 279^{\circ}440\,T + 0^{\circ}120\,T^2, \\ n_0 &= 20\,051^{\circ}12 - 85^{\circ}29\,T - 0^{\circ}37\,T^2;\end{aligned}\tag{1.444}$$

в эпоху 1984, Январь 1.0 значение T есть 0,13399956681 тропических тысячелетий, так что после перехода к Юлианскому столетию как единице времени получаем

$$m_0 = 4610^{\circ}95218 = 307^{\circ}396812,$$

$$n_0 = 2004^{\circ}01126 = 133^{\circ}600750. \quad (1.445)$$

Соотношения в системе МАС (1976, 1979) дают

$$m_0 = 4612^{\circ}4362 + 2^{\circ}79312 T - 0^{\circ}000278 T^2, \quad (1.446)$$

$$n_0 = 2004^{\circ}3109 - 0^{\circ}85330 T - 0^{\circ}000217 T^2.$$

на эпоху J2000.0; поэтому полагая $T = -0,1600136893$ в Юлианских столетиях для эпохи 1984, Январь 1.0, получаем

$$m = 4611^{\circ}98926 = 307^{\circ}465950, \quad (1.447)$$

$$n = 2004^{\circ}44743 = 133^{\circ}629829.$$

1.5.7. ПРОЦЕДУРА И ФОРМУЛЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ КАТАЛОГОВЫХ ПОЛОЖЕНИЙ И СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ ОТ ЭПОХИ B1950.0 К ЭПОХЕ J2000.0

Предполагается, что рассматриваемый каталог приведен к системе FK4, а преобразуемые положения и собственные движения отнесены к эпохе и равноденствию B1950.0, собственные движения по прямому восхождению выражены в секундах времени в тропическое столетие, по склонению — в секундах дуги в тропическое столетие, лучевые скорости даны в км/сек, параллаксы — в секундах дуги.

Сначала прямые восхождения и склонения звезд рассматриваемого каталога исправляются за эллиптическую аберрацию применением соотношений (1.430), которые можно привести к следующему виду

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{испр}} &= \alpha_{\text{кат}} + 0^{\circ}022780 \sin (\alpha_{\text{кат}} + 11^{\text{h}}2594) \sec \delta_{\text{кат}}, \\ \delta_{\text{испр}} &= \delta_{\text{кат}} + 0^{\circ}34170 \cos (\alpha_{\text{кат}} + 11^{\text{h}}2594) \times \\ &\times \sin \delta_{\text{кат}} + 0^{\circ}02855 \cos \delta_{\text{кат}}. \end{aligned} \quad (1.448)$$

Исправление собственных движений за изменение эллиптических членов аберрации выполняется по формулам более сложной структуры

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \mu + 0^{\circ}000134 \sin (\alpha_{\text{кат}} + 3^{\text{h}}451) \sec \delta_{\text{кат}} + \\ &+ 0^{\circ}02278 \cdot 15 \arccos 1'' \mu \cos (\alpha_{\text{кат}} + 11^{\text{h}}259) \sec \delta_{\text{кат}} + \\ &+ 0^{\circ}02278 \arccos 1'' \mu' \sin (\alpha_{\text{кат}} + 11^{\text{h}}259) \operatorname{tg} \delta_{\text{кат}} \sec \delta_{\text{кат}}, \end{aligned} \quad (1.449)$$

$$\begin{aligned} \mu_1' = & \mu' + 0,00201 \cos(\alpha_{\text{кат}} + 3,451) \sin \delta_{\text{кат}} + 0,00066 \cos \delta_{\text{кат}} - \\ & - 0,3417 \cdot 15 \text{ arc1}'' \mu \sin(\alpha_{\text{кат}} + 11,259) \sin \delta_{\text{кат}} + \\ & + 0,3417 \text{ arc } 1'' \mu' \cos(\alpha_{\text{кат}} + 11,259) \cos \delta_{\text{кат}} - 0,0286 \text{ arc } 1'' \mu' \sin \delta_{\text{кат}}, \end{aligned}$$

получасмым дифференцированием соотношений (1.430) с учетом

Следующий этап состоит в вычислении вектора положения $\vec{P}_1(x_1, y_1, z_1)$ и вектора пространственной скорости $\vec{m}_1(\dot{x}_1, \dot{y}_1, \dot{z}_1)$ на эпоху и равноденствие B1950.0 по следующим формулам

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_1 & \cos \delta_1 \\ \sin \alpha_1 & \cos \delta_1 \\ & \sin \delta_1 \end{pmatrix}, \quad (1.450)$$

$$\begin{pmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{y}_1 \\ \dot{z}_1 \end{pmatrix} = \mu_1' \begin{pmatrix} -\sin \delta_1 & \cos \alpha_1 \\ -\sin \delta_1 & \sin \alpha_1 \\ \cos \delta_1 & \end{pmatrix} - 15\mu_1 \begin{pmatrix} \cos \delta_1 & \sin \alpha_1 \\ -\cos \delta_1 & \cos \alpha_1 \\ 0 & \end{pmatrix} + \\ + k\pi v \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix}, \quad (1.451)$$

где переводной множитель k [(км/а. е.) (тропич. ст./сек)] равен 21,0945023.

Вектор положения $\vec{p}_1$ приводим к эпохе 1984, Январь 1.0 (JD 2 445 700.5) собственным движением (учитывая вектор пространственной скорости $\vec{m}_1$), а затем преобразуем оба эти вектора — $\vec{P}_1$ и $\vec{m}_1$ — к системе экватора и равноденствия той же эпохи по формулам

$$\vec{p}_2 = \vec{P} (\vec{p}_1 + \vec{m}_1 T), \quad (1.452)$$

$$\vec{m}_2 = \vec{P} \vec{m}_1, \quad (1.453)$$

где матрица прецессии $\vec{P}$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \vec{P} = & \begin{pmatrix} 0,9999656675567253 & -0,0075994100225842 \\ 0,0075994100201611 & 0,9999711239879714 \\ 0,0033034338464683 & -0,0000125515560938 \\ -0,0033034338408939 \\ -0,0000125530231136 \\ 0,9999945435687538 \end{pmatrix} = \bar{\tau} (-783,8009) \bar{p} (681,3883) \times \\ & \times \bar{\tau} (-783,7093) \end{aligned} \quad (1.454)$$

и $T = 0,33999566814$.

Теперь средние места (α_2, δ_2) , собственные движения (μ_2, μ_2') , параллаксы (π_2) и лучевые скорости (v_2) звезд на эпоху и равноденствие 1984, Январь 1.0 динамич. врем. можно найти по формулам

$$\begin{aligned}\cos \alpha_2 \cos \delta_2 &= x_2/r, \\ \sin \alpha_2 \cos \delta_2 &= y_2/r,\end{aligned}\tag{1.455}$$

$$\sin \delta_2 = z_2/r,$$

$$r = \sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2},$$

$$\mu_2 = 15 (x_2 \dot{y}_2 - \dot{x}_2 y_2) / (x_2^2 + y_2^2),\tag{1.456}$$

$$\mu_2' = [\dot{z}_2 (x_2^2 + y_2^2) - z_2 (x_2 \dot{x}_2 + y_2 \dot{y}_2)] / (r^2 \sqrt{x_2^2 + y_2^2}),$$

$$\pi_2 = \pi/r,\tag{1.457}$$

$$v = \frac{1}{k} (x_2 \dot{x}_2 + y_2 \dot{y}_2 + z_2 \dot{z}_2) / (\pi_2 r).$$

Следующий этап вычислений связан с учетом поправки равноденствия E_{1984} , движения равноденствия E_{1984} в системе FK4 и изменения постоянной прецессии Δp и выполняется по следующим формулам

$$\alpha_3 = \alpha_2 + E_{1984},$$

$$\delta_3 = \delta_2,\tag{1.458}$$

$$\mu_3 = \mu_2 - (m_N - m_0) - (n_N \sin \alpha_3 - n_0 \sin \alpha_2) \operatorname{tg} \delta_2 + \dot{E},$$

$$\mu_3' = \mu_2' - (n_N \cos \alpha_3 - n_0 \cos \alpha_2);$$

Здесь соответствующие параметры имеют следующие значения:

$$E_{1984} = 0^{\circ}063899, \dot{E} = 0^{\circ}085 \text{ в Юлианское столетие},$$

$$m_N = 307^{\circ}465950, m_0 = 307^{\circ}396811,$$

$$n_N = 2004^{\circ}44743, n_0 = 2004^{\circ}01130.$$

На следующем этапе вычисляются средние места (α_4, δ_4) и собственные движения (μ_4, μ_4') , параллаксы (π_4) и лучевые скорости (v_4) звезд на эпоху и равноденствие J2000.0 на основе тех же соотношений по форме, однако, с новыми выражениями для прецессионных параметров ξ_0, z, θ и с $k = 21,094953$, $T = (2\,445\,700,5 - 245,1545,0)/36\,525$; матрица $\bar{P}$ этого преобразования имеет следующее выражение

$$\bar{P} = \begin{pmatrix} 0,9999923900294040 & -0,0035779990423170 \\ 0,0035779990421981 & 0,9999935989370708 \\ 0,0015549296235740 & -0,0000027817024205 \\ -0,0015549296233003 \\ -0,0000027818554522 \\ 0,9999987910923331 \end{pmatrix}. \quad (1.459)$$

Эта процедура завершается исправлением окончательных результатов за систематические разности в смысле $FK5-FK4$, если они известны.

Для вычисления этих систематических разностей можно воспользоваться процедурой, предложенной Шваном.

Таким образом, исходные данные для приведения на видимое место готовы.

Дальнейшая процедура складывается из следующих этапов:

1. Момент времени t , для которого необходимо вычислить видимое положение звезды, задается в системе барицентрического динамического времени TDB в предположении, что отличие шкалы TDB от шкалы земного динамического времени несущественно, то есть

$$t = TDB = TDT. \quad (1.460)$$

2. На этот момент времени t вычисляем барицентрические координаты $\bar{E}_B$ и компоненты скорости $\bar{E}_B$ Земли, а также вектор гелиоцентрического положения $\bar{E}$ Земли, отнесенные к экватору и равноденствию эпохи $J2000.0$.

3. По исходным координатам α_0 , δ_0 звезды вычисляем вектор барицентрического положения звезды $\bar{q}$, отнесенный к экватору и равноденствию эпохи $J2000.0$

$$\bar{q} = \bar{q}(\cos \alpha_0 \cos \delta_0 \sin \alpha_0 \cos \delta_0 \sin \delta_0). \quad (1.461)$$

Проекции m_x , m_y , m_z вектора собственного движения $\bar{m}$ звезды на оси экваториальной системы прямоугольных координат этой же эпохи, выраженные в радианах в столетие, находим по следующим формулам:

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \mu_{\alpha_0} \begin{pmatrix} -\cos \delta_0 \sin \alpha_0 \\ \cos \delta_0 \cos \alpha_0 \\ 0 \end{pmatrix} + \mu_{\delta_0} \begin{pmatrix} -\sin \delta_0 \cos \alpha_0 \\ -\sin \delta_0 \sin \alpha_0 \\ \cos \delta_0 \end{pmatrix} + v\pi\bar{q}, \quad (1.462)$$

где лучевая скорость v выражена в астрономических единицах в столетие с учетом того, что $1 \text{ км/сек} = 21.09495 \text{ а. с./столетие}$, а собственные движения μ_{α_0} , μ_{δ_0} и параллакс π — в радианах.

Геоцентрический радиус-вектор $\bar{P}$ звезды в момент t определяется формулой

$$\bar{P} = \bar{q} + \bar{m} \cdot T - \pi\bar{E}_B, \quad (1.463)$$

где T есть промежуток времени между заданным моментом времени t и стандартной эпохой $J2000.0$, выраженный в юлианских столетиях $T = [JD(t) - 2\,451\,545.0]/36\,525$.

Для дальнейшего понадобятся единичные векторы геоцентрических направлений $\vec{p}$ и $\vec{e}$, которые можно вычислить по формулам

$$\vec{p} = \frac{\vec{P}}{|\vec{P}|}, \quad \vec{e} = \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|}. \quad (1.464)$$

4. Теперь можно исправить вектор $\vec{p}$ геоцентрического направления на звезду, получив вектор $\vec{p}_1$ по формуле

$$\vec{p}_1 = \vec{p} + \frac{2\mu(\vec{e} - (\vec{p} \cdot \vec{e})\vec{p})}{c^2 |\vec{E}| (1 + \vec{p} \cdot \vec{e})}, \quad (1.465)$$

где вместо гравитационного радиуса Солнца $\frac{\mu}{c^2}$ можно подставить его численное значение, равное $9,8704 \times 10^{-9}$ а. е.

5. Вектор собственного направления на звезду $\vec{p}_2$, отнесенный к инерциальной геоцентрической системе, движущейся со скоростью $\vec{V}$ относительно барицентрической системы отсчета, получается исправлением вектора $\vec{p}_1$ за абберацию по формуле

$$\vec{p}_2 = \left[\frac{\vec{p}_1}{\beta} + \vec{V} + \beta \frac{(\vec{p}_1 \cdot \vec{V})\vec{V}}{\beta - 1} \right] / (1 + \vec{p}_1 \cdot \vec{V}), \quad (1.466)$$

в которой $\vec{V} = \dot{\vec{E}}_B / c = 0,0057755 \dot{\vec{E}}_B$,

$$\beta = [1 - (|\vec{V}|)^2]^{-1/2}, \quad (1.467)$$

c есть скорость света.

6. Вектор видимого направления $\vec{p}_3$ на звезду, дающий решение поставленной задачи, вычисляется по следующей формуле:

$$\vec{p}_3 = \vec{R} \cdot \vec{p}_2, \quad (1.468)$$

т. е. преобразование вектора собственного направления $\vec{p}_2$ с совместным учетом прецессии и нутации, определяемым матрицей $\vec{R}$

$$\vec{R} = \vec{N} \cdot \vec{P}. \quad (1.469)$$

Элементы матрицы совместного учета прецессии и нутации $\vec{R}$ публикуются в «Астрономическом ежегоднике» на каждые сутки.

В завершение этой процедуры переходим, если необходимо, от видимых прямоугольных координат звезды x, y, z — составляющих вектора $\vec{p}_3$, к сферическим видимым сс координатам α, δ по формулам

$$\alpha = \arctg \frac{y}{x}, \quad \delta = \arcsin z = \arctg \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (1.470)$$

Пользуясь данными «Астрономического ежегодника», можно вычислить поправку за гравитационную рефракцию в положении α , δ звезды, обратившись к следующим формулам, связывающим эти поправки с элонгацией D звезды от Солнца:

$$\cos D = \sin \delta \sin \delta_{\odot} + \cos \delta \cos \delta_{\odot} \cos (\alpha - \alpha_{\odot}),$$

$$\sin D = \sqrt{1 - \cos^2 D},$$

$$\theta = 0,00407 \left(\frac{1 + \cos D}{\sin D} + \frac{1}{2} \sin D \cos D \right), \quad (1.471)$$

$$\mu = \frac{\theta}{\sin D} = 0,00407 \left(\frac{1}{1 - \cos D} + \frac{1}{2} \cos D \right),$$

$$\Delta \alpha = \mu \sec \delta \cos \delta_{\odot} \sin (\alpha - \alpha_{\odot}),$$

$$\Delta \delta = \mu [\sin \delta \cos \delta_{\odot} \cos (\alpha - \alpha_{\odot}) - \cos \delta \sin \delta_{\odot}],$$

где $\alpha_{\odot}$, $\delta_{\odot}$ — видимые координаты Солнца, публикуемые в «Астрономическом ежегоднике»; числовой коэффициент в формулах для θ и μ получен подстановкой в выражение

$$k_s'' = 2 \frac{GS}{c^2 A} \cdot 206\,264,80 \quad (1.472)$$

соответствующих числовых значений для гелиоцентрической гравитационной постоянной GS , скорости света c и астрономической единицы A .

1.5.8. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КЕПЛЕРОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПЛАНЕТНЫХ ОРБИТ ОТ ЭПОХИ B1950.0 К ЭЛЕМЕНТАМ ЭПОХИ J2000.0

Если заданы кеплеровы элементы a , e , T_0 , ω , Ω , i орбиты планеты, отнесенные к эклиптике и равноденствию эпохи B1950.0 в системе фундаментального каталога FK4, то элементы этой же орбиты, отнесенные к эклиптике и равноденствию эпохи J2000.0 в системе фундаментального каталога FK5 и обозначенные теми же символами со штрихом, можно найти, воспользовавшись следующими формулами:

$$\begin{aligned} \sin (\omega' - \omega) \sin i' &= \sin J \sin (L + \Omega), \\ \cos (\omega' - \omega) \sin i' &= \sin i \cos J + \cos i \sin J \cos (L + \Omega), \\ \cos i' &= \cos i \cos J - \sin i \sin J \cos (L + \Omega), \\ \sin (L' + \Omega') \sin i' &= \sin i \sin (L + \Omega), \\ \cos (L' + \Omega') \sin i' &= \cos i \sin J + \sin i \cos J \cos (L + \Omega), \end{aligned} \quad (1.473)$$

которые могут быть выделены из рассмотрения сферического треугольника $N\Omega\Omega'$, образованного дугами эклиптик эпох B1950.0

и $J2000.0$ и орбиты планеты (рис. 62). В этом треугольнике $J = 0;00651966$, $N_{Y_{FK4}} = L = 5;19856209$, $N_{Y_{FK5}} = L' = 4;50001688$ согласно определению Э. М. Стэндиша. Числовые значения J , L , L' соответствуют значениям наклона эклиптики к экватору для эпох $B1950.0$ и $J2000.0$:

$$\varepsilon_{B1950.0} = 23;44578787, \quad \varepsilon_{J2000.0} = 23;43929111.$$

Формулы обратного преобразования от $J2000.0$ к $B1950.0$ имеют вид

$$\begin{aligned} \sin(\omega' - \omega) \sin i &= \sin J \sin(L' + \Omega'), \\ \cos(\omega' - \omega) \sin i &= \sin i' \cos J - \cos i' \sin J \cos(L' + \Omega'), \\ \cos i &= \cos i' \cos J + \sin i' \sin J \cos(L' + \Omega'), \end{aligned} \quad (1.474)$$

$$\begin{aligned} \sin(L + \Omega) \sin i &= \sin i' \sin(L' + \Omega'), \\ \cos(L + \Omega) \sin i &= -\cos i' \sin J + \sin i' \cos J \cos(L' + \Omega'); \end{aligned}$$

при этом в обоих преобразованиях, очевидно, $a = a'$, $e = e'$, $T_0 = T'_0$.

1.5.9. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КООРДИНАТ И КОМПОНЕНТ СКОРОСТИ ОБЪЕКТА ОТ ЭПОХИ $B1950.0$ К ЭПОХЕ $J2000.0$

1. Эклиптическая система. Применение векторно-матричных формул редукции позволяет получить следующие соотношения для перехода от вектора $(xyz)_{\lambda, \beta}^{B1950.0}$ к вектору $(xyz)_{\lambda', \beta'}^{J2000.0}$ и обратно:

$$(xyz)_{\lambda', \beta'}^{J2000.0} = \bar{r}(L') \bar{p}(-J) \bar{r}(-L) (xyz)_{\lambda, \beta}^{B1950.0}, \quad (1.475)$$

$$(xyz)_{\lambda, \beta}^{B1950.0} = \bar{r}(L) \bar{p}(J) \bar{r}(-L') (xyz)_{\lambda', \beta'}^{J2000.0} \quad (1.476)$$

2. Экваториальная система. Те же векторно-матричные формулы и формулы перехода от экваториальной системы к эклиптической дают следующие соотношения преобразований:

$$(xyz)_{\alpha', \delta'}^{J2000.0} = \bar{p}(-\varepsilon_{J2000.0}) \bar{r}(L') \times \bar{p}(-J) \bar{r}(-L) \bar{p}(\varepsilon_{B1950.0}) (xyz)_{\alpha, \delta}, \quad (1.477)$$

$$(xyz)_{\alpha, \delta}^{B1950.0} = \bar{p}(-\varepsilon_{B1950.0}) \bar{r}(L) \bar{p}(J) \bar{r}(-L') \bar{p}(\varepsilon_{J2000.0}) (xyz)_{\alpha', \delta'}^{J2000.0} \quad (1.478)$$

где

$$\varepsilon_{B1950.0} = 23^{\circ}26'44''.84, \quad \varepsilon_{J2000.0} = 23^{\circ}26'21''.448.$$

Приведенные формулы (1.475) — (1.478) могут быть использованы также для преобразования векторов скоростей небесных объектов, то есть векторов $(\dot{x}\dot{y})_{\lambda, \beta}$, $(\dot{x}\dot{y})_{\alpha, \delta}$.

2. ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АСТРОНОМИЯ

2.1. КРАТКИЙ ОБЗОР АСТРОНОМИЧЕСКИХ ИНСТРУМЕНТОВ И ПРИБОРОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ И АСТРОМЕТРИИ

2.1.1. ВВЕДЕНИЕ

Назначение астрономической аппаратуры:

1. измерение зенитных расстояний светил и горизонтальных направлений на светила;
2. регистрация моментов этих измерений в заданной системе измерения времени;
3. регистрация моментов прохождений светил через заданные вертикали или альмукантарат.

Астрономическая аппаратура представляет собой измерительный комплекс, состоящий из следующих взаимосвязанных частей:

1. астрономической трубы, играющей роль визирного устройства (приемника излучения) и вращающейся вокруг двух взаимноперпендикулярных осей, одна из которых — вертикальная — с помощью уровней совмещается с направлением отвесной линии (альт-азимутальная монтировка осей);
2. связанных с осями вращения разделенных кругов — вертикального и горизонтального — и имеющих отсчетные устройства;
3. устройств наведения на светило, находящееся в поле зрения, позволяющих одновременно измерять малые угловые расстояния в пределах поля зрения и регистрировать моменты наблюдений светил — окулярных микрометров (обычных, контактных, фотоэлектрических);
4. астрономических часов, служащих шкалой для измерения времени в процессе регистрации моментов наблюдений светил;
5. приборов для регистрации результатов наблюдений — хронографов;
6. радиоприемной аппаратуры, стыкующейся с часами и хронографом для приема сигналов времени, передаваемых радиостанциями служб времени.

Части комплекса 1, 2, 3 совмещены в одном приборе — «астрономическом инструменте», имеющем канал связи с часами и регистрирующими приборами.

Первые астрономические инструменты такого типа появились в XVII веке, когда Ж. Пикар (60-е годы) впервые применил зрительную трубу в качестве визирного устройства, Х. Гюйгенс (1656 г.) использовал маятниковые часы для регистрации моментов наблюдений и, наконец, О. Рёмер (1689 г.) сконструировал первый

прибор для наблюдений прохождений звезд — пассажный инструмент. Современная схема устройства астрономических инструментов окончательно сложилась в XVIII в., когда был создан переносной инструмент для измерения вертикальных и горизонтальных углов — теодолит. Дальнейшее развитие переносных инструментов привело к их разделению на собственно теодолиты — для чисто геодезических измерений, и астрономические универсальные инструменты — для выполнения полевых астрономических наблюдений. Одновременно на основе идей О. Рёмера развивалась и стационарная аппаратура — пассажные инструменты, меридианные круги; в XIX веке появились вертикальный круг (В. Я. Струве, 40-е гг.), зенит-телескоп (Ваншафф, 90-е годы), астрограф (Д. Гилл, 80-е годы), в XX веке — фотографическая зенитная труба (1911, Ф. Росс), безличная призмная астролябия (50-е гг., А. Данжон). Развитие регистрирующей аппаратуры: XVII в., 40-е гг. — нитяной микрометр (Гаскойн), XVIII в. — окулярный микрометр с рядом постоянных нитей и подвижной нитью (Маскелайн), 1892 г. — контактный микрометр (Репсольд), 1925 г. — первый опыт фотоэлектрической регистрации (Б. Стремгрен), 1937 г. — фотоэлектрическая регистрация звездных прохождений на практике (Н. Н. Павлов); 60-е годы XIX в. — первый хронограф. Предельная точность астрономических маятниковых часов и механических хронометров была достигнута в первой четверти XX в.; в 1927 г. изготовлены первые кварцевые часы (Моррисон, Хортон), имевшие точность на порядок выше; наконец в 50—60-е годы появились сначала молекулярные, затем атомные часы, реализующие современную шкалу измерения времени с точностью до 10^{-14} сск.

Вместе с тем классическая схема астрономических инструментов со времени О. Рёмера до настоящего момента принципиально не изменилась. Это привело к тому, что как стационарные, так и переносные инструменты сейчас уже исчерпали свои возможности; вследствие этого, в частности, требования к точности полевых астроопределений не меняются около сорока лет.

Работы по принципиальному видоизменению астрономических инструментов начались в середине XX века и привели к идее неподвижных инструментов: в 50-х годах в Пулковке был создан горизонтальный меридианный круг (Л. А. Сухарев); аналогичный инструмент построен в Оттаве. Исследования в этом направлении продолжаются.

2.1.2. ПЕРЕНОСНЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ИНСТРУМЕНТЫ

Особенности переносных астрономических инструментов.

В силу своего назначения астрономические инструменты имеют ряд следующих принципиальных отличий от обычных теодолитов.

1. Зрительная труба ломаная; оптическая ось объектива с помощью призмы полного внутреннего отражения, либо системы зеркал направляется горизонтально внутрь полой оси вращения трубы.

2. Существенно высоки требования к качеству шлифовки цапф: отклонения цапф Δl от окружности должны удовлетворять условию $\Delta l / \text{ctg } z / l < 0,1$, где l расстояние между цапфами; для большинства инструментов эта величина порядка $< 0,5$ мкм при $z \geq 10^\circ$.

3. Наличие так называемого талькоттовского уровня, предназначенного для определения изменения наклона трубы в процессе наблюдения прохождения светила. Ось уровня находится в плоскости, параллельной визирной оси; рама уровня может свободно вращаться вокруг горизонтальной оси трубы и скрепляться с ней перед наблюдением светила; для приведения пузырька уровня в середину служит элевационный винт.

4. Наличие накладного (на цапфы; или подвесного) уровня, служащего для определения наклона горизонтальной оси.

5. Высокие требования к ценам делений уровней: для талькоттовского — не более 2—2,5, для накладного — не более 2"—3"; обычно цены делений колеблются от 1" до 2". Ампулы уровней снабжаются воздушными камерами для регулирования длины пузырька.

6. Требования к регулировке вертикальной оси: при вращении алидады пузырек накладного уровня не должен отклоняться от среднего положения больше чем на одно полуделение.

7. Наивысшая для переносных инструментов цена деления отсчетных устройств — от 0,1 для оптических микрометров, до 2" для микроскоп-микрометров, причем последние отживают.

8. Окулярные микрометры двух типов:

а) обычный с постоянной сеткой нитей и подвижной нитью для измерения малых угловых расстояний в пределах поля зрения, несущая диафрагма которой перемещается микрометричным винтом с ценой оборота от 100" до 150";

б) контактный микрометр в отличие от обычного имеет дополнительно контактный барабан, соосный с микрометричным винтом, размыкающий и замыкающий электрическую цепь «инструмент-хронограф» в процессе ведения наблюдателем подвижной нити по звезде. Контакты, расположенные на окружности контактного барабана, играют роль абстрактной «сетки нитей», отметки на ленте хронографа, соответствующие моментам размыканий (или замыканий) электрической цепи, представляет собой моменты прохождения звезды через «нити». Коробки микрометров могут разворачиваться на 90° с целью реализации как зенитальных, так и азимутальных методов.

9. Освещение поля зрения.

10. Существенным требованием является устойчивость как инструмента в целом, так и отдельных его частей по отношению друг к другу. Устойчивость тем выше, чем больше масса инструмента и чем больше расстояние между цапфами горизонтальной оси. Любые попытки усовершенствований, связанные с уменьшением массы и укорочением горизонтальной оси, ведут к ограничению точности, которую может дать инструмент.

Характеристики зрительной трубы

Характеристика	АУ 2/10	Вильд Т-4	ДКМЗ-А	АУ 01
1. Тип зрительной трубы (все трубы центральные ломанные)	кеплерова	кеплерова	зеркально-линзовая	кеплерова
2. Диаметр входного отверстия (мм)	55	60	72	60
3. Фокусное расстояние объектива (мм)	450	600	510	500
4. Применяемое увеличение (крат)	$45^{\times}, 56^{\times}$	$65^{\times}$	$27^{\times}, 45^{\times}$	$45^{\times}, 60^{\times}$
5. Разрешающая способность	2".2	2"	1".7	2"
6. Разрешающее увеличение	27	30	35	30
7. Проницающая сила в звездных величинах (ночью, при погашенном освещении поля зрения)	$10^m,8$	$11^m,5$	$11^m,6$	$11^m,5$
8. Световой поток от звезды 6 величины (без учета поглощения в атмосфере при коэффициенте прозрачности оптической системы, равно 0,6), (люмены)	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$1,3 \cdot 10^{-11}$	$1,9 \cdot 10^{-11}$	$1,3 \cdot 10^{-11}$

Применяемые переносные астрономические инструменты.

В настоящее время применяются: 1) АУ 2/10 (СССР, с 30-х годов), 2) Вильд Т-4 («Вильд», Швейцария с 40-х гг.), 3) ДКМЗ-А («Керн-Аарау», Швейцария), 4) АУ01 (Россия, ЦНИИГАиК, с середины 80-х гг.). Их массы соответственно (кг): 37, 50, 14, 30; расстояние l между цапфами) (мм): 250, 350, 150, 250. Таким образом, лучшим в отношении устойчивости является Вильд Т-4; ДКМЗ-А слишком легкий для выполнения высокоточных астроопределений, кроме того накладной уровень у него не переставляется; он удобен в основном для определений средней точности. Все инструменты, за исключением АУ 2/10, снабжены стеклянными вертикальными и горизонтальными кругами и оптическими микрометрами с плоскопараллельными пластинками; АУ 2/10 имеет старые металлические круги с микроскоп-микрометрами на горизонтальном круге и микроскопами с верньерами на вертикальном круге.

Основные характеристики инструментов указаны в таблицах 8—9.

Пункт 7 табл. 8 — среднее значение из двух формул, теоретической и экспериментальной формулы Боуэна; при включенном освещении поля зрения (минимум освещенности, когда отчетливо видна сетка нитей) проницающая сила на 3,5—4 звездной величины меньше. Пункт 8 — исходные величины для расчета системы

Характеристики основных частей инструментов

Характеристика	АУ 2/10	Вильд Т-4	ЛКМЗ-А	АУ 01
1. Цена оборота окулярного микрометра	110"—114"	150"	100"	105"
2. Цена деления накладного уровня	2"—3"	1"	2"—3"	1",5
3. Цена деления талькоттовского уровня	1"—2"	2"—2"	2"—3"	1"
4. Диаметры горизонтального и вертикального кругов, мм	220; 135	250; 145	100; 100	210; 210
5. Цены делений горизонтального и вертикального кругов, цены делений отсчетных устройств	5; 5 2" 10"	2; 4 0"1, 0",2	10; 10 0",5 0",5	10' 10' 0", 0",2
6. Цапфы	открытые	открытые	закрытые	закрытые
7. Система вертикальной оси	коническая, подвесная, регулируемая	цилиндрическая с трением качения и арретирующим устройством	цилиндрическая с трением качения	коническая

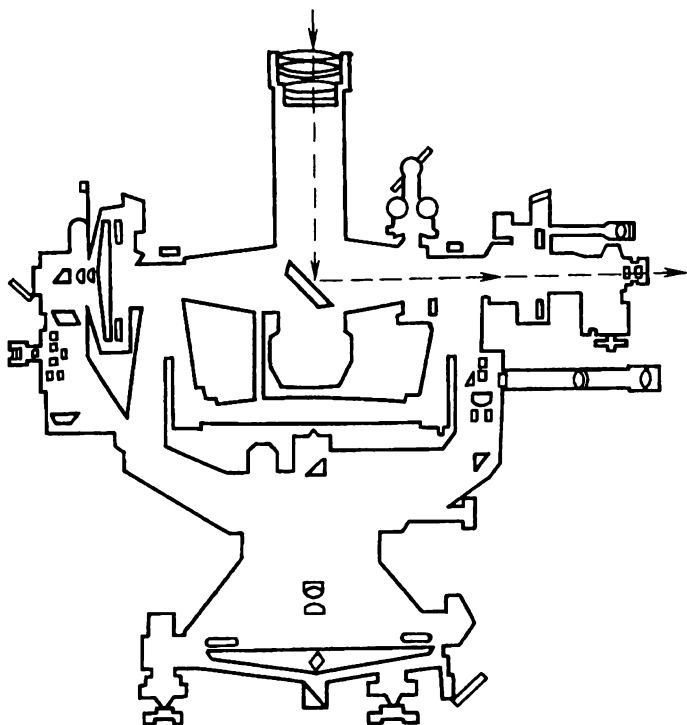


Рис. 63. Схема астрономического универсального инструмента Вильд Т-4

фотоэлектрической регистрации. Кроме того, при алидаде вертикального круга предусмотрены уровни: 6"—10" — у АУ 2/10, 2"—3" — у Вильд Т-4 и ДКМЗ-А; ДКМЗ-А имеет также 10"-й уровень при алидаде горизонтального круга.

Сравнение всех перечисленных здесь характеристик, а также практический опыт наблюдений показывает, что наиболее оптимальным переносным астрономическим инструментом является Вильд Т-4. Он изображен на рис. 63.

2.1.3. СТАЦИОНАРНЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ИНСТРУМЕНТЫ

Эти инструменты применяются для фундаментальных астрономических наблюдений с целью определений прямых восхождений и склонений звезд, а также времени и широты на обсерваториях. Основной класс стационарных инструментов — меридианные астрономические инструменты. К ним относятся следующие.

1. Пассажный инструмент (рис. 64) предназначен для определения времени и прямых восхождений звезд из наблюдений их прохождений через меридиан. Пассажный инструмент может также применяться для определения широты из наблюдений прохождений звезд через первый вертикал и для определения фундаментальных азимутов из наблюдений прохождений звезд через вертикал земного предмета. Конструктивные особенности (на примере инструмента АПМ-10). В целях возможно большей устойчивости — значительная масса, не менее 280 кг, большая часть которой приходится на основание инструмента. Вертикальной оси инструмент не имеет; основанием инструмента служит массивная станина, на концах

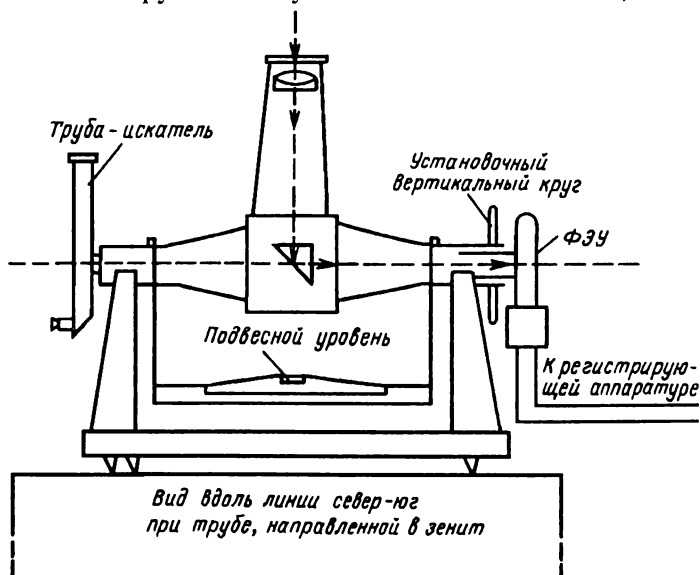


Рис. 64. Схема фотоэлектрического пассажного инструмента

которой имеются подставки с лагерами для укладки горизонтальной оси трубы. Предусмотрено небольшое перемещение станины для уточнения ориентировки инструмента при его первоначальной установке на бетонный столб. В связи со сказанным перевернуть трубу через зенит невозможен, поэтому для исключения коллимационной ошибки предусмотрено устройство для перекладки горизонтальной оси трубы в лагерах.

Для определения наклона горизонтальной оси служит секундный подвесной (на цапфы) уровень.

Для уменьшения давления горизонтальной оси на цапфы предусмотрена система ее разгрузки в виде противовеса, связанного с ложными лагерами.

Горизонтальная ось снабжена вертикальным кругом-искателем для установки трубы по заданному зенитному расстоянию. Требования к качеству шлифовки цапф, расстояние между которыми $l = 800$ мм, столь же высоки, что и у переносных инструментов. Все пассажные инструменты снабжены контактными микрометрами; у многих инструментов, применяемых на службах времени, предусмотрена фотоэлектрическая регистрация звездных прохождений.

Зрительная труба центральная ломаная, диаметр объектива 100 мм, фокусное расстояние 1000 мм, применяемые увеличения $100\times$, $140\times$, $200\times$, разрешающая способность $1''{,}2$, проникающая сила 13^m , световой поток (в люменах) от звезды $6^m — 3,0 \cdot 10^{-11}$, от звезды $7^m — 1,2 \cdot 10^{-11}$.

Для уравнивания блеска звезд перед объективом применяются решетчатые диафрагмы.

До настоящего времени применяются пассажные инструменты больших размеров, имеющих прямую трубу с диаметром объектива 150—180 мм и фокусным расстоянием 1500—2500 мм; опорной станины эти инструменты не имеют, горизонтальная ось опирается на лагера, устанавливаемые на двух бетонных столбах.

Для полевых определений ранее (во второй половине XIX в.) применялся малый переносной пассажный инструмент; развития такие инструменты не получили.

2. Меридианный круг (рис. 65) предназначен для определения прямых восхождений и склонений звезд. Он отличается от пассажного инструмента наличием точно разделенных вертикальных кругов (обычно их два) для измерения меридианных зенитных расстояний звезд с целью определения их склонений. Астрономическая труба меридианного круга — прямая центральная, параметры оптики — того же порядка, что и больших пассажных инструментов, указанных выше. Лагеры, на которые укладывается горизонтальная ось трубы, также устанавливаются на двух бетонных столбах, на которых монтируются барабаны с микроскопами для отсчетов вертикальных кругов. Один из кругов обычно служит кругом-искателем. Количество микроскопов обычно четыре, иногда — два или шесть. Окулярный (контактный) микрометр трубы кроме винта по прямому восхождению имеет еще и винт по склонению. Для определения места зенита

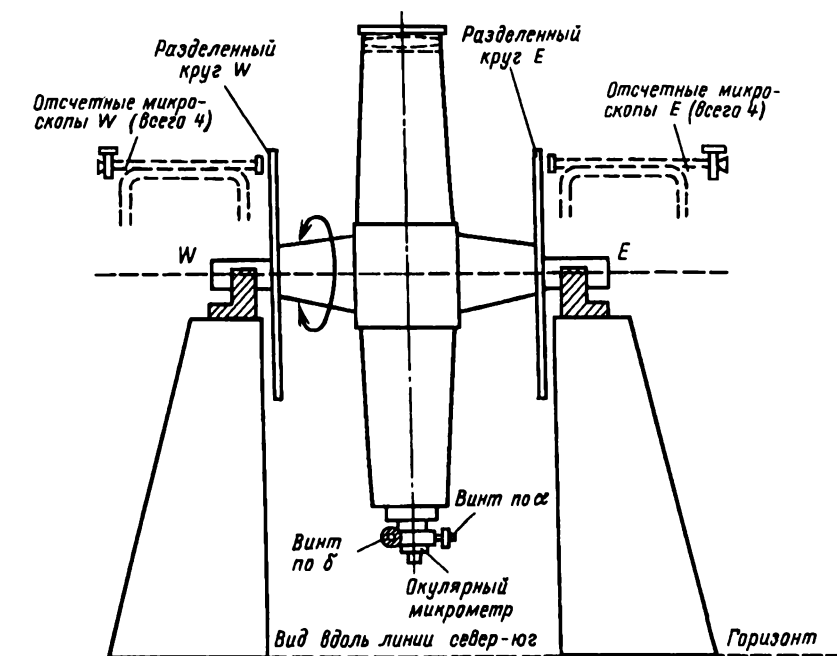


Рис. 65. Схема меридианного круга

служит ртутный горизонт, расположенный под инструментом. Меридианный круг имеет накладной уровень того же типа, что и у переносных инструментов, но с секундной ампулой.

В остальном меридианный круг аналогичен пассажному инструменту.

3. Вертикальный круг предназначен для определения склонений звезд по измерениям их меридианных зенитных расстояний. Он представляет собой увеличенный в размерах астрономический универсальный инструмент с внецентрированной прямой трубой и точно разделенным вертикальным кругом, горизонтальный круг отсутствует. Вертикальный круг может использоваться и для определения времени и прямых восхождений по измерениям зенитных расстояний звезд в первом вертикале; однако по точности такой метод уступает меридианным наблюдениям. В конце прошлого и первой половине XX века в полевых астроопределениях применялись и переносные вертикальные круги.

4. Зенит-телескоп (рис. 66) предназначен для высокоточного определения широты по способу Талькотта на станциях международной службы широты. Наиболее совершенным является ЗТЛ-180. Труба инструмента прямая внецентрированная с призмой на окулярном конце, поворачивающей изображение на 90° . Современные зенит-телескопы имеют приспособления для фотографирования отсчетов

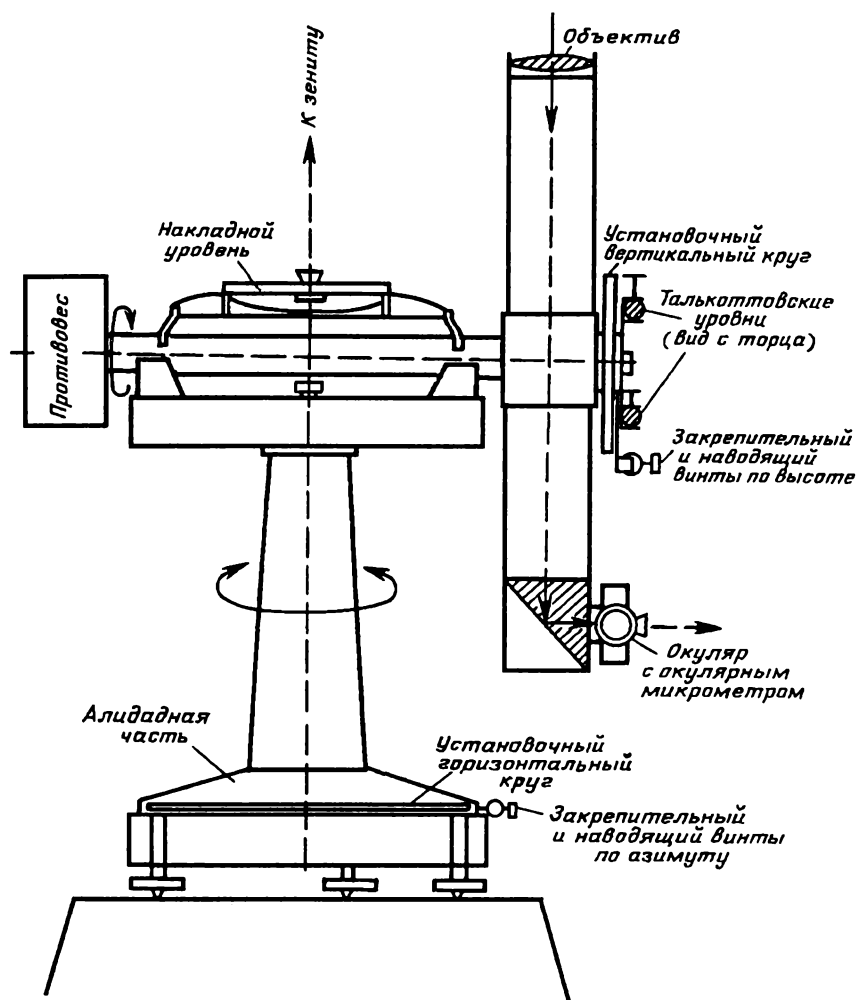


Рис. 66. Схема зенит — телескопа

двух талькоттовских уровней и отсчетов окулярного микрометра. Обычная сетка нитей заменена стеклянной пластинкой с нанесенными на ней штрихами. В окулярном микрометре предусмотрена реверсионная призма для изменения направления видимого движения звезды в поле зрения на обратное с целью исключения ошибок микрометра и наблюдателя. Диаметр объектива 180 мм, фокусное расстояние 2360 мм, цена оборота окулярного микрометра 22", цены делений талькоттовских уровней порядка 1".

2.1.4. НЕТРАДИЦИОННЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ИНСТРУМЕНТЫ

1. **Безличная призмная астроябия** представляет собой существенное усовершенствование призмной астроябии Клода и Дриенкура, выполненное А. Данжоном. Назначение — применение метода равных высот в альмукантарате 30° и различных азимутах. Астроябия имеет только одну вертикальную ось вращения. Ее оптическая схема указана на рис. 67.

Основным усовершенствованием является введение в астроябию двоякопреломляющей призмы Волластона, перемещающейся вдоль оптической оси микрометрическим винтом, соединенным с барабаном контактного микрометра. Угол раздвоения призмы Волластона подбирается так, что при перемещении призмы вдоль оптической оси лучи от двух изображений звезды остаются параллельными. Это позволяет, перемещая призму микрометрическим винтом вдоль оптической оси, так компенсировать движение звезды по высоте, что два ее изображения за все время прохождения будут совпадать, контактное же устройство дает автоматическую регистрацию моментов — всего 24 момента — на ленте хронографа. Этим устраняется личная ошибка наблюдателя. Направление отвесной линии определяется автоматически оптическим путем с помощью ртутного горизонта; поэтому нет нужды в особо точной установке прибора для наблюдений, а также во временном расположении его частей. Диаметр объектива 100 мм, фокусное расстояние 1000 мм, сторона равносторонней призмы 100 мм.

Э. Бухар (б. ЧССР) разработал аналогичный прибор, называемый циркумзениталом, в котором для изменения альмукантарата применяются два скрещивающихся полупосеребренных зеркала.

2. **Горизонтальный меридианный инструмент** Л. А. Сухарева исключает ошибки, вызываемые кинематикой вращения трубы

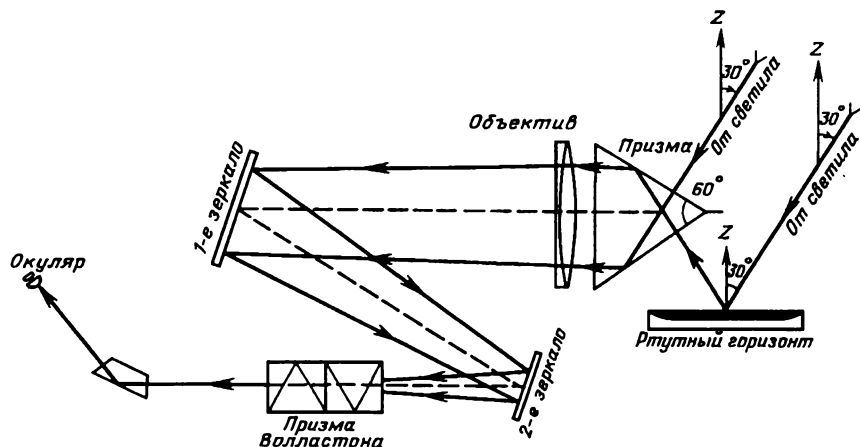


Рис. 67. Схема хода лучей в призмной безличной астроябии Данжона

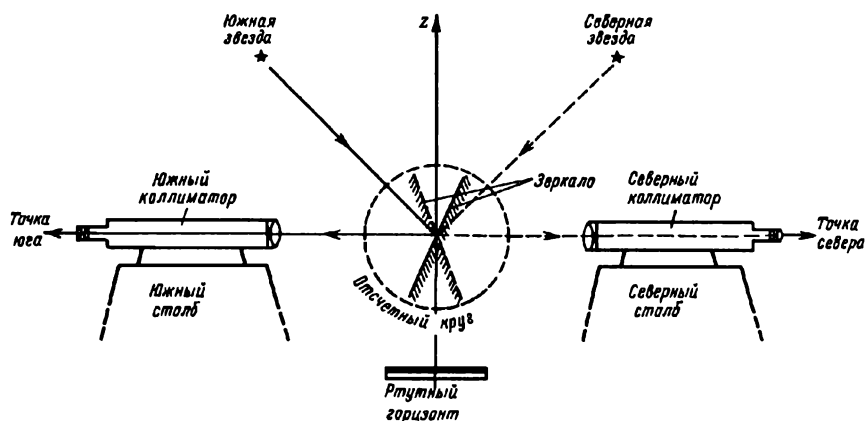


Рис. 68. Схема горизонтального меридианного инструмента

вокруг горизонтальной оси у обычных инструментов. Его схема указана на рис. 68.

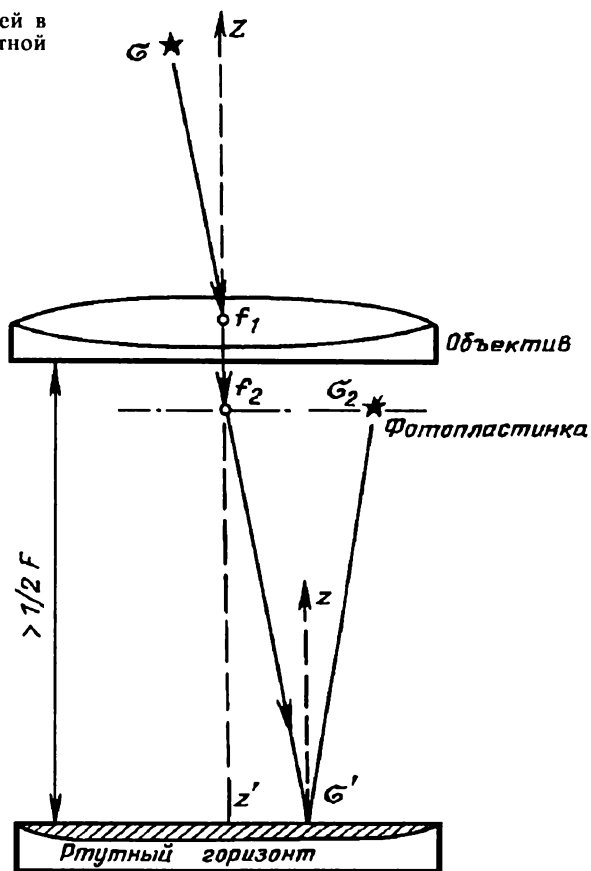
Луч света от южной или северной звезды, отражаясь от зеркала, попадет соответственно в неподвижные южный или северный коллиматоры, используемые для наблюдений прохождений звезд, а также для определения инструментальных постоянных — коллимации, непараллельной плоскости зеркала и оси его вращения и т. д. Диаметр зеркала вдвое больше диаметров объективов коллиматоров. Имеются миры для контроля азимутов коллиматоров. Ртутный горизонт, расположенный под зеркалом, служит для автоматического определения направления отвесной линии — места зенита отсчетного вертикального круга, насаженного на ось зеркала и перпендикулярного его плоскости.

Еще одно достоинство горизонтального инструмента — возможность его полной автоматизации, что в настоящее время выполнено в Пулковской обсерватории. Недостатки — невозможность наблюдать низкие звезды; удвоение ошибок отсчета вертикального круга.

2.1.5. ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ АСТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИНСТРУМЕНТЫ

1. Фотографическая зенитная труба (ФЗТ) предназначена для высокоточных определений широт в целях определения координат мгновенного полюса по фотографическим изображениям прохождений звезд через меридиан. Она может использоваться также для определения склонений звезд и для определения времени. Наблюдения выполняются в узкой зенитной зоне обычно бедной

Рис. 69. Схема хода лучей в фотографической зенитной трубе



яркими звездами, поэтому приходится применять объективы значительного диаметра 200 мм и предусматривать движение фотопластинки (в небольших пределах) вслед за суточным движением небесной сферы для получения изображений возможно более слабых звезд. Схема ФЗТ указана на рис. 69.

На рис. 69: f_1 , f_2 — главные точки объектива; фокальная плоскость ниже объектива; осевой луч от звезды σ отражается от ртутного горизонта в σ_1 и попадет на фотопластинку в точке σ_2 .

Так как след отвесной линии zz' на пластинке ничем не отмечен, то в процессе фотографирования объектив вместе с пластинкой поворачивается на 180° . Тогда измеренное на фотопластинке расстояние между двумя следами одной и той же звезды после учета влияния кривизны параллели равно удвоенному зенитному расстоянию звезды. Если фокальная плоскость совпадает

Тип астрографа	Фокусное расст., м	Относит. отверстие	Поле зрения	Максим. экспоз. t _{max} , час	Проникающая сила при t _{max}
Широкоугольные	≈ 1	1 : 5	≈ 10° × 10°	3	17 ^m ,2
Нормальные	2—3	1 : 10	≈ 5° × 5°	14	19 ^m ,0
Длиннофокусные	10	1 : 15	≈ 1°,5 × 1°,5	30	19 ^m ,8

со второй главной точкой объектива, то наклон объектива роли не играет. Обычно это несовпадение не превышает одного миллиметра; тогда с помощью уровней наклон объектива достаточно держать в пределах не более 3". Фокусное расстояние F объектива обычно порядка 5 м.

2. Астрографы предназначены для фотографирования участков звездного неба с целью составления фотографических звездных каталогов путем измерений положений звезд на фотопластинке относительно звезд с известными координатами и дальнейшей обработки измерений методами фотографической астрометрии (см. 3.3).

Астрограф представляет собой телескоп, в фокусе объектива которого помещается фотопластинка; перед фотопластинкой располагается затвор. Телескоп двойной — вторая труба (гид) имеет то же фокусное расстояние, что и основная фотографическая. Установка астрографа экваториальная: основная ось направлена в полюс мира; перпендикулярно ей — ось склонений. Часовой механизм в процессе экспозиции вращает инструмент вокруг полярной оси со скоростью вращения небесной сферы; имеются устройства, корректирующие ошибки часового механизма. Задача наблюдателя заключается в контроле движения инструмента в течение всей экспозиции с помощью гида и корректировке ошибок гидирования. Предельно максимальной экспозиции ставит засветка (вуаль) от фона ночного неба при отсутствии Луны.

Астрографы делятся на широкоугольные, нормальные, длиннофокусные — см. табл. 10.

Схема астрографа изображена на рис. 70.

2.1.6. АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ЧАСЫ И РЕГИСТРИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

1. Прежде всего укажем, что в полевых астрономических работах до настоящего времени иногда употребляются механические морские хронометры, ведущие свое происхождение, соответственно, с 1729 г., когда известный английский часовщик Гаррисон догадался заменить в часах маятник балансиrom, и с 1765 г., когда он же изготовил первый практически применимый морской хронометр.

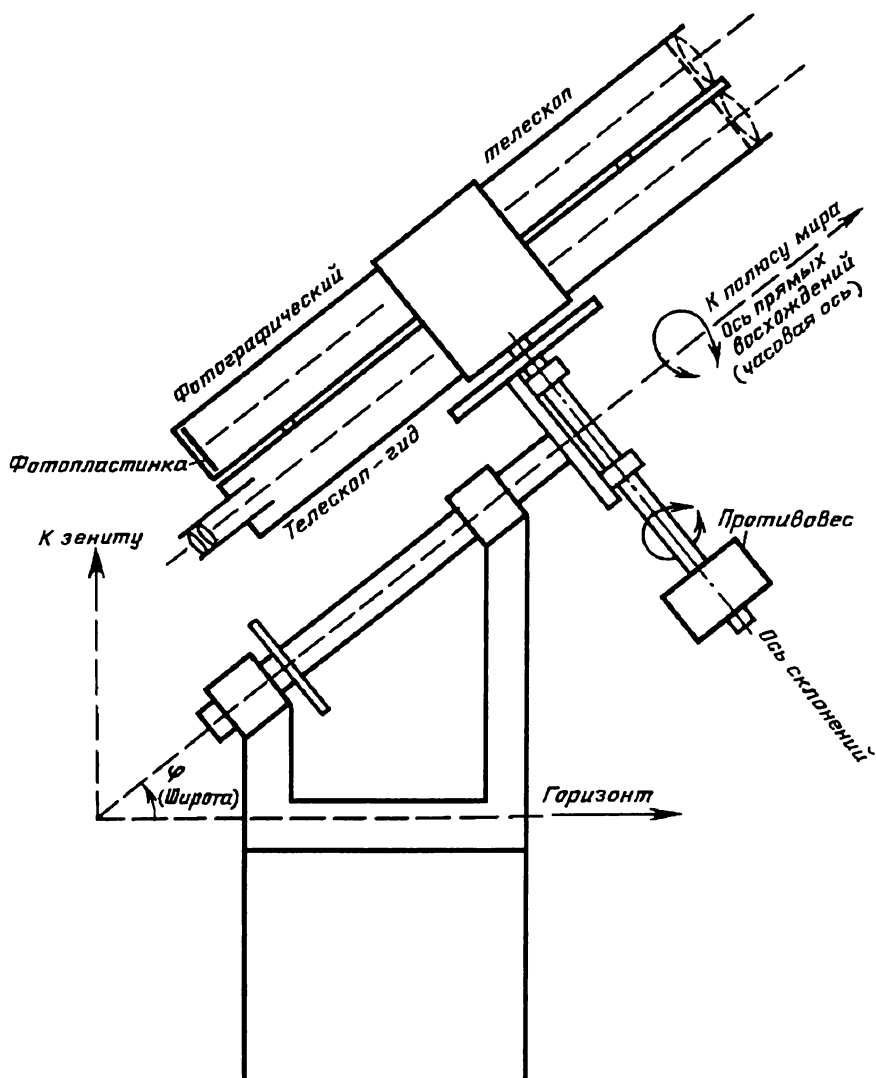


Рис. 70. Схема нормального астрографа

Современные морские хронометры должны иметь среднюю квадратическую вариацию суточного хода не более $0^{\circ}05$; кроме того они снабжаются контактным устройством, размыкающим (или замыкающим) каждую секунду электрическую цепь «Хронометр—хронограф» для записи секундных отметок на ленте хронографа, реализующих шкалу времени наблюдателя. Ограничимся этими указаниями.

2. Наиболее распространенными хранителями шкалы времени наблюдателя в настоящее время как в полевых, так и в стационарных условиях являются кварцевые часы, воспроизводящие атомную шкалу, задаваемую атомными часами служб времени.

Принцип действия кварцевых часов основан на пьезоэлектрических свойствах кристалла кварца. Основные части кварцевых часов: кварцевый генератор, вырабатывающий стабильную частоту; делитель и усилитель частоты; часовой механизм.

Употребляются кристаллы кварца с собственной частотой от 50 кГц до 5 мГц. Кристалл помещается в вакуум и заключается в термостат, находящийся в электрическом поле генератора частоты, совпадающей с собственной частотой кварца. Тем самым реализуется максимальная амплитуда механических колебаний кварца, которые стабилизируют частоту переменного электрического поля. Далее происходит усиление тока высокой частоты и деление высокой частоты. Оконечная низкая стабильная частота — порядка 1 кГц уже может использоваться для реализации шкалы времени; если необходимо, низкая частота питает синхронный мотор, который через систему редукторов движет стрелки циферблата.

Стабильность хода (секунды в сутки) для стационарных кварцевых часов не хуже 10^{-5} — 10^{-6} , для переносных полевых — порядка 10^{-3} .

3. Атомные стандарты времени и частоты употребляются на службах времени. Наиболее распространенным является цезиевый стандарт, в котором используются частота перемены вектора спина внешнего валентного электрона из направления параллельного вектору магнитного момента ядра на антипараллельное и обратно. Эта частота равна 9 192 631 770 Гц и соответствует двум разным энергетическим уровням, называемым «сверхтонкими». В соответствии с квантовой теорией, если каждый атом рассматривать как маленький магнит во внешнем магнитном поле, векторы магнитных моментов атомов могут быть направлены в двух противоположных направлениях. Если пучок атомов, генерируемый термостатом, пропустить через неоднородное магнитное поле, то атомы в пучке отклонятся в противоположных направлениях в зависимости от направления магнитного момента. Далее отклоненные атомы проходят через переменное магнитное поле, частота которого находится в резонансе с указанной выше частотой перехода; направление поляризации меняется и атомы подвергаются перемещению. Проходя, наконец, еще через одно неоднородное магнитное поле при соблюдении условия резонанса, атомы отклоняются к оси пучка и попадают на детектор. Последний представляет собой раскаленную проволоку из вольфрама или сплава платины и иридия. Попавшие на детектор атомы ионизируются и регистрируются как электрический ток. Последний максимален при соблюдении условия резонанса частоты переменного поля с частотой перехода. Делением этой частоты получают частоты, применяемые при измерениях. Стабильность резонансной частоты равна $5 \cdot 10^{-12}$, что соответствует

уходу часов на 1 секунду за 15 000 лет. Соответственно и атомная секунда определяется как 9 192 631 770 указанных выше периодов излучения атомов цезия. Она соответствует секунде земного динамического времени, определяемой как 1/31566925,9747 тропического года на дату 2000, январь 1.5.

Еще более точными являются водородные генераторы частоты, работающие на атомарном водороде на основе тех же принципов. Стабильность их частоты имеет порядок 10^{-14} .

Атомные стандарты, реализующие атомную шкалу времени, передаваемую в эфир в виде точных сигналов времени в системе UTC или (TAI), гарантируют полное использование точностных характеристик часов наблюдателя.

Наиболее употребительными переносными кварцевыми хронометрами для полевых наблюдений сейчас являются советский кварцевый хронометр «Альтаир» и средний кварцевый хронометр Chronotome CP фирмы Patek Philippe Geneve, который входит в комплект инструмента «Вильд Т-4».

Подробные инструкции и правила эксплуатации обычно прилагаются к прибору (см. также [83], [99]), поэтому мы дадим их основные характеристики — табл. 11.

Т а б л и ц а 11

Характеристика	Хронометр «Альтаир»	Chronotome CP
1. Стабильность хода, сек/сутки	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-2}$
2. Средняя квадратическая вариация суточного хода, сек.	10^{-3}	$5 \cdot 10^{-2}$
3. Частоты сигналов на выходе	1 Гц (прямоугольные и меандровые) 10 Гц (меандровые) 1 кГц, 100 кГц, 5 мГц (синусоидальные)	1 Гц 10 Гц
4. Питание усилителя	Переменное 220 в Постоянное 24 в (отвод 12 в), есть встроенные батареи	Постоянное 12 в
5. Потребляемая мощность	Не более 6 Вт	Около 1 Вт
6. Корректировка частоты генератора	Есть	Есть
7. Возможность приема сигналов точного времени	1) Автоматическая привязка хронометра в шкале сигналов. 2) Запись на ленту хронографа	Запись на ленту хронографа

Характеристика	ХПМ 3 (устаревший)	МПУ 8—3	М 427 Favag
1. Тип 2. Лента	Маркопечатающий Бумажная 18 мм	Цифропечатающий Бумажная 25 мм	Царапающий Бумажная с контрастной подложкой и восковым покрытием
3. Разрешающая способность	0 ⁵ ,01	0 ⁵ ,001	0 ⁵ ,01
4. Питание	Постоянное 80—100 в	Постоянное 24 в	Постоянное 12 в
5. Число каналов (разрядов)	(один для хронометра, другой — для микрометра, переключаются)	(срабатывает в момент размыкания (замыкания цепи), печать—час, мин, сек, дес., сот., тысячи.	(переключаются)
6. Стыковка	1) с механическим хронометром 2) с хронометром «Альтаир»	С хронометром «Альтаир»	С хронометром <i>Chronotome CP</i>

5. Регистрирующими устройствами со второй половины прошлого века являются хронографы — приборы, предусматривающие запись на равномерно движущейся ленте шкалы времени наблюдателя и моментов наблюдений. Основные характеристики современных хронографов приведены в табл. 12.

Лентопротяжный механизм у ХПМ3 и М427 пружинный у МПУ8-3 — электродвигатель; у всех типов цифропечатающих хронографов лента притягивается дискретно после очередной печати. У маркопечатающих и царапающих хронографов при поступлении импульсов на входное реле замыкается цепь механизма, делающего отметки на ленте, которые необходимо расшифровывать: сделать разметку секунд от хронометра, затем измерить положение отметок от микрометра относительно секундных отметок. Для этого применяются измерительные устройства на принципе клиновидной палетки, реализующие линейное интерполирование. У цифропечатающих хронографов прижимают ленту к вращающимся оцифрованным барабанам, так что отсчет момента непосредственно прочитывается до 0⁵001. Эти барабаны (три) связаны между собой планетарными передачами и приводятся в непрерывное вращение синхронным методом, питаемым кварцевым генератором. Барабаны минут и секунд оцифрованы от 0 до 59, барабан долей секунд от 0 до 99. Такие хронографы — 21П — применяются на обсерваториях. Кроме того существуют фотохронографы, у которых печатное устройство заменено фотокамерой, фотографирующей положение вращающихся барабанов относительно неподвижного индекса при вспышке неоновой лампы, питаемой разрядом конденсатора, происходящем при замыкании (размыкании) цепи хронографа.

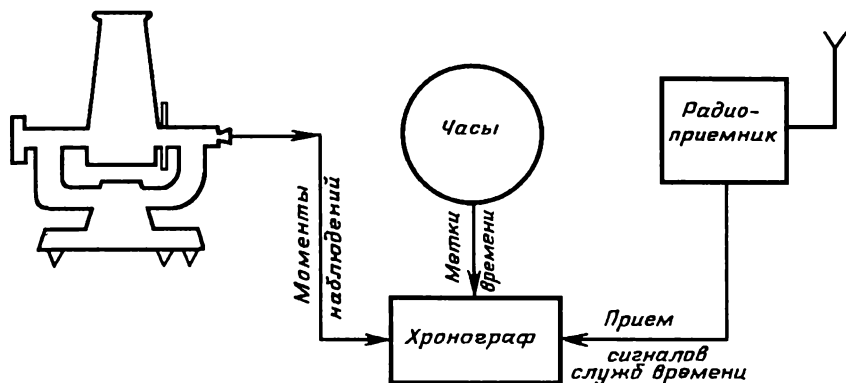


Рис. 71. Схема фотоэлектрического комплекса

6. Прием сигналов точного времени может производиться в принципе любым радиоприемником в диапазоне от 12 кГц до 15—25 мГц. Основные условия: возможность работы в телеграфном режиме и наличие дополнительного усилителя выходного сигнала с фильтрами, такого, чтобы ток в импульсе был не менее 3 мА, необходимых для срабатывания реле хронографа. При использовании приемников, не имеющих такого устройства, между выходом приемника и входом хронографа включается так называемая импульсная приставка, играющая роль упомянутого усилителя. В настоящее время применяется: специализированный приемник «Астра», приемник Р-311 с импульсной приставкой, приемник *Brawn Station T-1000-CD* (в комплекте с «Вильд Т-4»); в стационарных условиях применяется радиоприемник Волна-К с импульсной приставкой. Подробные технические описания даны в [83], [99]. Функциональная схема астрономической аппаратуры дана на рис. 71.

2.1.7. О ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ ПРОХОЖДЕНИЙ ЗВЕЗД

Система фотоэлектрической (ФЭ) регистрации звездных прохождений после ее значительного усовершенствования В. Э. Брандом (ЦНИИГАиК) в 50-х гг. систематически применяется на службах времени для определения поправок часов пассажными инструментами. В последние годы такая система постепенно внедряется применительно к переносным инструментам для полевых астроопределений. Преимущественно ФЭ-регистрации — полное исключение личных ошибок; это позволяет увеличить точность наблюдений по сравнению с контактным микрометром примерно на порядок, в худшем случае — не менее чем в 2 раза. В качестве приемников излучения применяются многокаскадные фотоумножители (ФЭУ). Функциональная схема ФЭ-системы указана на рис. 72.

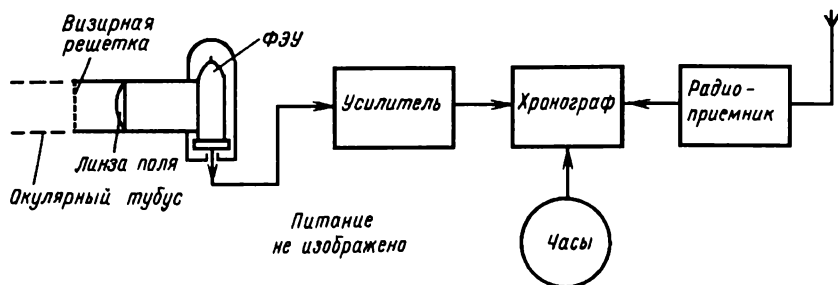


Рис. 72. Схема фотоэлектрической регистрации прохождений звезд

Визирная решетка представляет собой систему щелей толщиной около 0,1 мм (конструкция может быть различной); обычно — две системы щелей, симметричных относительно бесколлимационной плоскости, в центре и по краям решетки — прямоугольные окна для удобства отыскания звезд при юстировках инструмента.

Линза поля проектирует отверстие объектива на катод ФЭУ.

Чувствительность ФЭ-системы зависит от величины светового потока Φ звезды заданной яркости, проходящего через данный объектив (см. табл. 8) и от параметров ФЭУ, определяющих величину возникающего фототока. Поток Φ в люменах рассчитывается по формуле

$$\lg \Phi = -9,8 + \lg k + 2 \lg D - 0,4 m,$$

где k — коэффициент прозрачности оптической системы трубы, D — диаметр объектива в сантиметрах; m — яркость звезды в звездных величинах.

Величина вторичного фототока, возникающего в анодной цепи ФЭУ:

$$i_{\Phi} = k\sigma^n\Phi,$$

где k — чувствительность катода в амперах на люмен, обычно в среднем около $5 \cdot 10^{-5}$ А/лм; σ — коэффициент вторичной эмиссии, меняющийся в зависимости от напряжения, подаваемого на ФЭУ, от 2 до 4,5; n — число эмиттеров (у ФЭУ-17, $rn = 13$).

Если I — ток, необходимый для срабатывания регистрирующих устройств хронографа, то при $i = 2-3$ мА для регистрации потока от звезды 6-ой величины общий коэффициент усиления $I/i_{\Phi} \cdot 10^7-10^8$.

Для этих целей В. Э. Брандтом с сотрудниками был разработан усилитель постоянного тока с несущей частотой, основанный на принципе усиления несущей частоты, модулированной постоянным током с подавлением шумов, в основном, теплового происхождения. С тех пор эти усилители непрерывно совершенствуются. Наибольшие трудности возникают при разработке переносных ФЭ-систем. В итоге внедряемая ФЭ-установка для полевых наблюдений уверенно регистрирует прохождения звезд до 3—4 величины [15].

Основная систематическая погрешность ФЭ-установки — запаздывание сигнала в цепях системы от момента возбуждения фототока в катод ФЭУ до момента его регистрации хронографом. Для определения величины запаздывания используются специальные приборы, основанные на регистрации ФЭ-установкой модулированного светового потока от искусственного точечного источника света.

Необходимо также иметь в виду, что при наблюдениях звезд разных спектральных классов отношение сигнал/шум, а отсюда — точность регистрации в небольших пределах меняется, поскольку спектральные характеристики разных звезд обычно не совпадают со спектральной характеристикой конкретного ФЭУ.

Обычно худшие результаты получаются при наблюдениях звезд поздних спектральных классов, лучшие — для ранних спектральных классов. Кроме того следует учитывать, что до сих пор применяются визуальные объективы, специально не рассчитанные для ФЭ-регистрации под конкретный ФЭУ.

ФЭ-регистрация, видимо, представляет собой предел точности для инструментов классической схемы О. Рёмера; дальнейшее повышение точности регистрации любым способом может быть подавлено ошибками самого инструмента.

В настоящее время наиболее распространена регистрация звездных прохождений, особенно в полевых условиях, все же с помощью контактного микрометра. Причины: недостаточное распространение ФЭ-установок; возможность ФЭ-регистрации только в темное время суток, что исключает их применение, в частности, в высоких широтах.

2.2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДОВ ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ

2.2.1. ВВЕДЕНИЕ

Определяемыми величинами в геодезической астрономии являются астрономические, то есть отнесенные к направлению отвесной линии, широта φ , долгота λ и азимут a направления на земной предмет, отсчитываемый от направления на точку севера по часовой стрелке. Долгота λ отсчитывается от начального (гринвичского) меридиана, положение которого определяется уравненными долготами астрономических обсерваторий и проходящего через положение истинного полюса на некоторую эпоху, называемое международным условным началом.

Получение перечисленных величин из наблюдений светил — конечная цель геодезической астрономии. Эти величины — функции измеряемых и заданных величин.

Измеряемыми величинами в геодезической астрономии являются зенитные расстояния светил, разности их азимутов и горизонтальные углы между направлениями на светило и земной предмет с обязательной регистрацией момента (или моментов) наблюдения светила.

Указанные величины могут измеряться либо прямо — путем отсчета кругов астрономического инструмента, либо косвенно — путем регистрации моментов прохождения светила через отсчетные устройства в фокальной плоскости объектива инструмента.

Заданные величины в геодезической астрономии следующие.

1. Экваториальные координаты светил в системе фундаментального каталога.

2. Система фундаментальных астрономических постоянных и система параметров, характеризующих поступательно-вращательное движение Земли в инерциальном пространстве.

3. Атомная шкала времени в средних единицах на начальном меридиане, реализующая земное динамическое время, являющееся аргументом астрономических ежегодников. На практике чаще всего применяется шкала *UTC*.

Перечисленные величины описаны в разделе 1. С их помощью выполняются следующие операции: а) перевычисление экваториальных координат светил с эпохи каталога в видимые экваториальные координаты на момент наблюдений; б) преобразование моментов в единицах шкалы *UTC* в моменты по истинному гринвичскому звездному времени; это в свою очередь позволяет с помощью радиосигналов времени вычислить поправку применяемых при наблюдениях часов относительно гринвичского звездного времени; в) вычисление рабочих эфемерид.

К заданным величинам следует также отнести: приближенные значения широты и долготы (могут быть известны не всегда); параметры, определяющие все виды инструментальных поправок (описаны в следующем разделе).

В данном разделе будем считать, что измеряемые величины исправлены всеми видами поправок.

2.2.2. ИСХОДНЫЕ ПРЕДЛОЖЕНИЯ

Пусть при перечисленных условиях измеренные и заданные величины отнесены к ориентации Земли в инерциальном пространстве в один и тот же момент. Тогда вся теория геодезической астрономии вытекает из перечисленных ниже формул сферической тригонометрии, записанных для соответствующих сторон и углов параллактического треугольника «полюс-зенит — светило» (рис. 73).

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t,$$

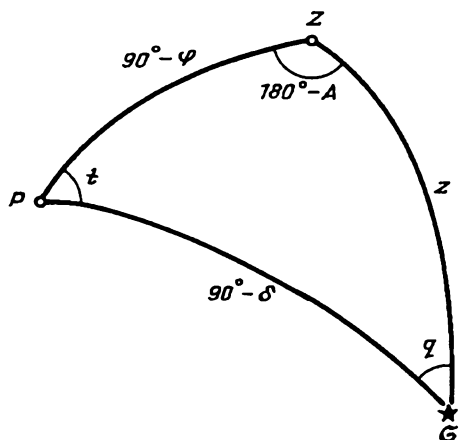
$$\sin z \sin A = \cos \delta \sin t,$$

$$\sin z \cos A = -\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos t,$$

$$t = s - \alpha. \quad (2.1)$$

Здесь, как обычно, обозначено: z — зенитное расстояние светила, σ , A — азимут светила, отсчитываемый от точки юга, φ — широта пункта, δ — склонение светила, t — часовой угол светила, α — прямое восхождение светила, s — местное звездное время в момент

Рис. 73. Параллактический треугольник



наблюдений, связанное с гринвичским звездным временем S и долготой пункта λ соотношением

$$s = S + \lambda. \quad (2.2)$$

Кроме того на рис. 73: q — так называемый параллактический угол.

Так как любой астрономический инструмент устанавливается с помощью уровней, то в идеальном случае — при отсутствии инструментальных ошибок — вертикальная ось инструмента совпадает с касательной к силовой линии гравитационного поля Земли в точке стояния. Это касательная называется отвесной линией, а точка z на рис. 73 — точка пересечения отвесной линии с небесной сферой — называется астрономическим зенитом.

Поэтому применение формул (2.1) для вычисления φ и λ по данным наблюдений любым наперед заданным способом дает значение широты φ и долготы λ , отнесенные к направлению отвесной линии, то есть нормали к геоиду в данной точке. Такие координаты называются астрономическими.

Если из наблюдений светил определяется азимут направления на земной предмет, то этот азимут есть угол между двумя плоскостями, причем одна из них проходит через полюс мира и отвесную линию в данном пункте, другая — через второй пункт и опять-таки через отвесную линию в первом пункте. Таким образом, отвесная линия в пункте наблюдений — линия пересечения указанных плоскостей.

Такой азимут направления также является астрономическим, так как он отнесен к нормали к геоиду в пункте наблюдений.

Методы астрономических определений делятся на два основных класса: зенитальные и азимутальные. Первые основаны на измерении зенитных расстояний светил, вторые — на измерении разностей азимутов. Зенитальные методы предпочтительнее для высокоточных определений астрономических координат, азимутальные методы —

для высокоточных определений астрономических азимутов направлений. Это замечание относится, главным образом, к тем случаям, когда наблюдения выполняются переносными инструментами.

2.2.3. О ТРЕБОВАНИЯХ К ТОЧНОСТИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ

Методы астроопределений делятся на так называемые точные методы и приближенные методы.

Под точными понимаются методы, позволяющие при современном состоянии как теории геодезической астрономии, так и ее инструментальной базы получить значения широт, долгот и азимутов направлений на полевых пунктах с максимально возможной точностью. Современные требования к максимальной точности астроопределений, полученные в свое время чисто эмпирическим путем (другого способа не существует), заключаются в следующем [99]: средние квадратические ошибки астрономических определений на пункте, полученные по внутренней сходимости результатов наблюдений, не должны превышать: по широте $0,3''$, по долготе $0,03''$ (с учетом лично-инструментальной разности); астрономический азимут, полученный из 18 приемов по часовому углу Полярной, должен иметь среднюю квадратическую ошибку не более $0,5''$, геодезический азимут, полученный из наблюдений звезд — не более $0,7''$ (с учетом азимутальной лично-инструментальной разности). Следует заметить, что перечисленные требования (за исключением геодезического азимута, который ранее не определялся) остаются неизменными уже более 35 лет, несмотря на появление новых инструментов и вспомогательной аппаратуры.

Понятие приближенных методов астроопределений является гораздо менее определенным. Под приближенными астроопределениями могут пониматься и определения с точностью до $1''$, и до $10''$, и до $1''—3''$ и т. п., в зависимости от их назначения и применяемого для наблюдений инструмента. В ряде случаев под приближенными астроопределениями могут пониматься определения с точностью до отклонений отвеса в данном пункте. Общими отличительными особенностями приближенных методов являются: прямое измерение наблюдаемых величин, небольшое число приемов наблюдений, фиксация моментов наблюдений не точнее $1''$, частое использование в качестве объекта наблюдений Солнца, учет только средней рефракции в зенитальных методах, применение упрощенных методик наблюдений и т. п.

Назначение приближенных астроопределений: получение приближенных широт, долгот и азимутов для обработки точных астроопределений; различные задачи астроориентации, в частности астроориентирование местных геодезических сетей, полигонометрических и теодолитных ходов, ориентирование некоторых сооружений и аналогичные задачи.

Как правило, мы везде будем иметь в виду точные методы; приближенные методы будут рассмотрены отдельно.

2.2.4. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ

В геодезической астрономии применяются как методы решения переопределенных линейных алгебраических систем, так и методы решения нелинейных алгебраических уравнений.

1. Линейные системы возникают в тех случаях, когда ищутся поправки к приближенным значениям астрономических координат. Свободные члены тогда имеют смысл «наблюдаемое значение измеряемой величины минус ее предвычисленное значение». Для искоемых неизвестных приняты следующие обозначения:

$$x = \Delta\varphi, \quad y = \cos \varphi_0 \cdot \Delta\lambda,$$

где $\Delta\varphi$ и $\Delta\lambda$ — поправки в принятые значения широты и долготы; третью неизвестную обозначим через ζ . В зенитальных методах она имеет смысл поправки в зенитное расстояние, в азимутальных — в азимут. Обозначив через l свободный член, имеющий указанный выше смысл, каждое из уравнений, соответствующее отдельному наблюдению, запишем в виде:

$$a_j x + b_j y + c_j \zeta = l_j, \quad j = 1, 2, \dots, n, \quad (2.3)$$

где n — число наблюдений, а коэффициенты a , b , c в зависимости от метода имеют различный вид, но определяются одними и теми же формулами (2.1)—(2.2). Вместо l_j следует положить $l_j + v_j$, где v_j — случайная ошибка. Тогда (2.3) — уравнения поправок, решение которых стандартным методом [14] под условием $[pvv] = \min$ приводит к нормальным уравнениям

$$A\vec{x} = \vec{l}, \quad (2.4)$$

где

$$A = \begin{pmatrix} [paa] & [pab] & [pac] \\ [pab] & [pbb] & [pbc] \\ [pac] & [pbc] & [pcc] \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

$\vec{x} = (x, y, \zeta)^T$; $\vec{l} = ([pal], [pbl], [pcl])^T$, p — веса уравнений поправок.

Как показано в [99, 100], веса p каждого из уравнений в зенитальных методах можно считать равными единице, а в азимутальных — $p = \sin^2 z$. В последнем случае зенитные расстояния наблюдаемых светил могут быть в ряде случаев подобраны так, что веса будут меняться незначительно. В тех случаях, когда это не удастся, неравноточные измерения можно преобразовать к равноточным, умножив каждое уравнение поправок на $\sqrt{p_j}$. Тогда $a_j = a_j \sqrt{p_j}$, $b_j = b_j \sqrt{p_j}$, $c_j = c_j \sqrt{p_j}$ и $[paa] = [a'a']$, $[pab] = [a'b']$, ... и т. д. Поэтому для удобства положим в (2.5) $p = 1$, не различая a' и a , b' и b и т. д.

Решение (2.4), очевидно, есть

$$\vec{x} = A^{-1}\vec{L} \quad (2.6)$$

с оценкой точности

$$\mu = \sqrt{\frac{[\nu\nu]}{n-3}}, \quad m_x = \mu/\sqrt{P_x}, \quad m_y = \mu/\sqrt{P_y}, \quad m_z = \mu/\sqrt{P_z}, \quad (2.7)$$

где веса неизвестных P_x, P_y, P_z — величины, обратные диагональным элементам матрицы A^{-1} .

Конкретные формулы получаются из перечисленных соотношений автоматически после подстановки в (2.5) явных выражений для a, b, c и l , определяемых способом наблюдений.

Предельные случаи уравнений (2.3) возникают, когда наблюдаемые светила расположены так, что один или два коэффициента оказываются равными нулю. В частности, для зенитальных методов это происходит, когда светила наблюдаются в меридиане или в первом вертикале (см. ниже — формулы (2.19)). Кроме того в большинстве случаев наблюдаются прохождения пары светил либо через один и тот же альмукантарат (в зенитальных методах), либо через один и тот же вертикал (в азимутальных методах). Тогда уравнения (2.3) попарно друг другу приравняются для одних и тех же высот или азимутов. Математический же метод их решения остается неизменным. Такие методы в геодезической астрономии называются методами равных высот или равных азимутов.

2. Существуют случаи, когда удобнее искать малую величину, непосредственно входящую в исходные формулы (2.1) — (2.2), не прибегая к их линеаризации. Например, когда ищется поправка хронометра u из наблюдений прохождений пары звезд через один и тот же альмукантарат вблизи первого вертикала, причем широта считается уже известной (так называемый способ Цингера — см. § 2.4.6). Тогда первая формула (2.1) для пары светил дает нелинейное алгебраическое уравнение

$$F(u) = \cos z_2 - \cos z_1 = 0, \quad (2.8)$$

которое решается методом Ньютона:

$$u = -F(0)/F'(0). \quad (2.9)$$

Обычно ввиду малости искомой величины бывает достаточно одной ньютоновой итерации (2.9). Каждое значение искомой величины рассматривается как независимое. Тогда если p — вес искомой величины, то оценка точности выполняется стандартным способом:

$$\mu = \sqrt{\frac{[p\nu\nu]}{n-1}}, \quad m_u = \mu/\sqrt{[p]}. \quad (2.10)$$

В частности, для способа Цингера вес каждого значения u пропорционален удвоенному квадрату синуса азимута западной звезды [53; 99].

2.2.5. СУЩНОСТЬ ЗЕНИТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ

1. Принцип решения.

Пусть в момент T по хронометру измерено зенитное расстояние светила z' . Пусть также $\Delta z'$ — известная сумма инструментальных поправок в зенитное расстояние, ρ — истинная рефракция, Δz_a — поправка за суточную aberrацию. Тогда

$$z = z' + \Delta z' + \rho + \Delta z_a \quad (2.11)$$

— истинное значение измеренного зенитного расстояния. Местное звездное время s :

$$s = T + u = S + \lambda, \quad (2.12)$$

где u — неизвестная поправка хронометра, λ — неизвестная долгота, S — гринвичское звездное время.

Местный часовой угол светила t :

$$t = (T - \alpha) + u = (S - \alpha) + \lambda. \quad (2.13)$$

Тогда первая формула (2.1) для $\cos z$ дает одно уравнение с двумя неизвестными φ , u или φ , λ . Таким образом, для определения обеих неизвестных нужно отнаблюдать не менее двух светил. В данном случае получится двойное решение, так как каждое из уравнений для $\cos z$ может быть сведено к квадратичной форме относительно тригонометрических функций неизвестных.

Геометрическая сущность этого указана на рис. 74; решения есть точки пересечения малых кругов с центрами в наблюдаемых светилах σ_1 , σ_2 и с радиусами, равными истинным зенитным расстояниям светил z_1 и z_2 .

Для получения однозначного решения (пусть это пункт 1) нужно отнаблюдать третье светило σ_3 (на рис. 74 соответствующий малый круг обозначен штрихом).

Описанная идея лежит в основе всех зенитальных методов астрономических определений.

Замечания:

1.1. В малой области сферы вблизи определяемой точки дуги малых кругов могут быть заменены отрезками прямых — так называемых линий положения; в такой форме для целей морской навигации данная методика была разработана еще в прошлом веке независимо друг от друга и в разное время Сомнером, Акимовым М. А. и Сент-Илером.

1.2. Избыточное число наблюдаемых светил порождает задачу уравнивания астроопределений.

2. Линеаризация.

Пусть

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi, \quad \lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda, \quad (2.14)$$

где φ_0 , λ_0 — приближенные значения широты и долготы. Тогда в (2.3) свободный член $l = z - z_0$, где z_0 — вычисленное зенитное

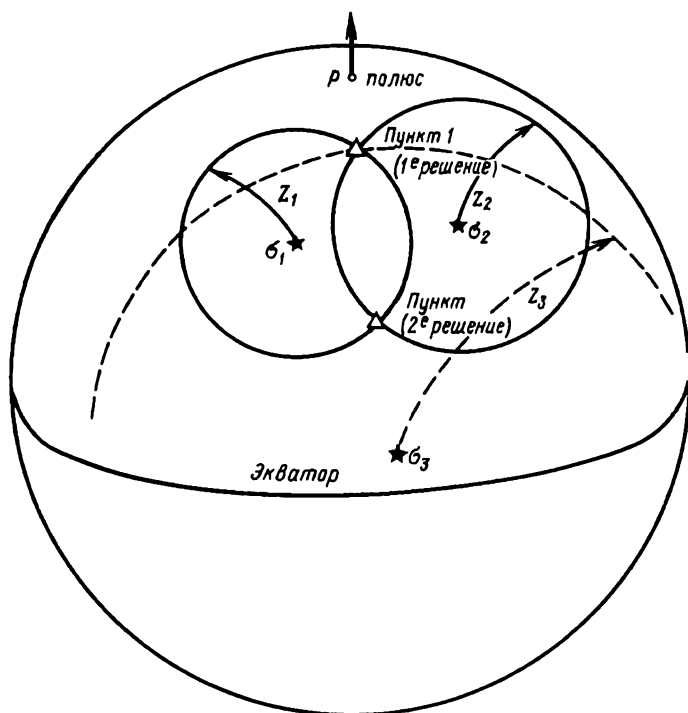


Рис. 74. Принцип определения астрономических координат зенитальными методами

расстояние с приближенными значениями φ_0 , λ_0 и уравнения (2.3) принимают вид:

$$\cos A_0 \cdot x + \sin A_0 \cdot y + \zeta = z - z_0, \quad (2.15)$$

$$x = \Delta\varphi, \quad y = \cos \varphi_0 \cdot \Delta\lambda, \quad (2.16)$$

A_0 — азимут светила, вычисленный с φ_0 , λ_0 . Так что коэффициенты в (2.3) a , b , c , очевидно, равны

$$a = \cos A_0, \quad b = \sin A_0, \quad c = 1.$$

Элементы матрицы A (2.5), соответственно, равны

$$[aa] = [\cos^2 A], \quad [ab] = [\sin A \cos A], \quad [ac] = [\cos A]$$

$$[bb] = [\sin^2 A], \quad [bc] = [\sin A]$$

$$[cc] = n$$

n — число наблюдаемых светил.

Веса неизвестных, как отмечалось, ищутся путем обращения матрицы A и приравняются обратным величинам диагональных элементов A^{-1} .

В предельных случаях — в меридиане или в первом вертикале — в (2.15) нужно положить, соответственно, $\sin A_0 = 0$, $\cos A_0 = \pm 1$ или $\sin A_0 = \pm 1$, $\cos A_0 = 0$. Тогда определяется либо широта (меридиан), либо долгота (первый вертикал).

Если наблюдаются прохождения пар светил через один и тот же альмукантарат z , то вместо (2.3) имеем для каждой пары в общем случае уравнения:

$$z_2 - z_1 = (\cos A_1 - \cos A_2) \cdot x + (\sin A_1 - \sin A_2) \cdot y, \quad (2.18)$$

1, 2 — номера светил.

Предельные случаи, когда светила наблюдаются по обе стороны от зенита:

меридиан — $z_2 - z_1 = 2x$; ($A_1 = 0^\circ$, $A_2 = 180^\circ$),

первый вертикал — $z_2 - z_1 = 2y$; ($A_1 = 90^\circ$, $A_2 = 270^\circ$). (2.19)

При совместных определениях широты и долготы по наблюдениям прохождений равномерно распределенных по азимутам светил через один и тот же альмукантарат применяются исходные уравнения вида (2.3), а не (2.18).

3. Нелинейные уравнения.

Формальные случаи:

3.1. Известна долгота, широта неизвестна.

3.2. Известна широта, неизвестна долгота (практически — поправка хронометра).

Наблюдаются прохождения пар светил через один и тот же альмукантарат z .

Если t_1 и t_2 — часовые углы светил в паре, а T_1 и T_2 — наблюдаемые моменты их прохождений и $t_{1,2} = T_{1,2} - \alpha_{1,2} + u$, то для каждой пары теорема косинусов (2.1) дает соотношение:

$$\begin{aligned} \sin \varphi \sin \delta_1 + \cos \varphi \cos \delta_1 \cos (t'_1 + u) = \\ = \sin \varphi \sin \delta_2 + \cos \varphi \cos \delta_2 \cos (t'_2 + u), \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\text{где обозначено } t_{1,2} = t'_{1,2} + u = T_{1,2} - \alpha_{1,2} + u. \quad (2.21)$$

Случай 3.1 дает:

$$\varphi = \arctg \frac{\cos \delta_2 \cos t_2 - \cos \delta_1 \cos t_1}{\sin \delta_1 - \sin \delta_2}. \quad (2.22)$$

Случай 3.2 в первой ньютоновской итерации

$$u^s = \sec \varphi \cdot \frac{\cos z'_2 - \cos z'_1}{\cos \delta_2 \sin t'_2 - \cos \delta_1 \sin t'_1} \cdot \frac{206\,264.8063}{15}, \quad (2.23)$$

где

$$\cos z'_{1,2} = \sin \varphi \sin \delta_{1,2} + \cos \varphi \cos \delta_{1,2} \cos t'_{1,2}. \quad (2.24)$$

С точностью до малых величин второго порядка (2.23) дает:

$$u^s = \frac{1}{15} \sec \varphi \frac{(z_2' - z_1')^n}{\sin A_1 - \sin A_2}; \quad (2.25)$$

то же следует из (2.18) при $x = 0$.

На практике применяют предельные случаи и близкие к ним. Для случая 3.1 в меридиане ($t = 0$) долгота также может быть неизвестна, соотношение же (2.20) приводит к равенству:

$$z_{S,N} = \delta_{S,N} \pm \varphi, \quad (2.26)$$

S — звезда к югу от зенита, N — к северу.

Так как строго в меридиане светила движутся лишь по азимуту, то измеряют микрометром малую разность зенитных расстояний южной (S) и северной (N) звезд $z_S - z_N$ (способ Талькотта — см. 2.4.4). Если северная звезда в верхней кульминации, то

$$2\varphi = (z_S - z_N) + (\delta_S + \delta_N), \quad (2.27)$$

если северная звезда в нижней кульминации, то

$$2\varphi = (z_S - z_N) + (180^\circ + \delta_S - \delta_N). \quad (2.28)$$

Эти формулы следуют из элементарных геометрических соотношений между φ , z и δ в плоскости астрономического меридиана.

Если наблюдаются прохождения пар звезд через альмукантарат z вблизи меридиана, то в основе определения широты лежит формула (2.2.2). (Способ Певцова — см. 2.4.5). Влияние ошибки в принятой долготе здесь незначительно.

Случай 3.2 лежит в основе определения поправки хронометра и тем самым — долготы. Пары звезд здесь наблюдаются вблизи первого вертикала (способ Цингера — см. 2.4.6).

Все перечисленные здесь соотношения являются теоретической основой для конкретных зенитальных способов определения астрономических широт и долгот, применяемых на практике.

Если широта и долгота известны, то по формуле

$$\operatorname{tg} A = \operatorname{ctg} \delta \frac{\sin z \cos \varphi \sin t}{\cos z \sin \varphi - \sin \delta}, \quad (2.29)$$

следующей из формул для косинуса и синуса стороны «полюс—светило» параллактического треугольника может быть найден азимут светила.

2.2.6. ВЫГОДНЕЙШИЕ УСЛОВИЯ АСТРООПРЕДЕЛЕНИЙ ЗЕНИТАЛЬНЫМИ МЕТОДАМИ

Под «выгоднейшими условиями» обычно понимается такое расположение наблюдаемых светил относительно основных кругов на небесной сфере, при котором достигается наименьшее влияние погрешностей заданных величин, рассматриваемых как систематическис, на определяемые величины. Для определения «выгоднейших условий» применяют следующую операцию.

Пусть дана функция (для простоты — двух переменных):
 $z = f(x, y),$ (2.30)

линеаризация которой дает

$$\Delta z = \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_0 \Delta x + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_0 \Delta y.$$

Пусть требуется определить зависимость Δy от Δx и Δz из (2.31) (но не из (2.30)!); тогда

$$\Delta y = \left(\Delta z - \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_0 \Delta x\right) / \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_0. \quad (2.32)$$

Очевидно, что $\Delta y \rightarrow 0$ при $\Delta z - \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_0 \Delta x \rightarrow 0$ и $\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_0 \neq 0$, либо при $\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_0 \rightarrow \infty$ при $\Delta z - \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_0 \Delta x \neq 0^*$.

Фактически здесь речь идет об устойчивости определяемых величин по отношению к заданным.

Применяя процедуру (2.31)—(2.32), к первой формуле (2.1) получим соотношение вида (2.32) для зенитальных методов [99]:

$$\Delta \varphi = (\Delta z + \cos q \cdot \Delta \delta) \sec A - 15 \cos \varphi \cdot \operatorname{tg} A \cdot (\Delta T + \Delta u - \Delta \alpha), \quad (2.33)$$

$$\Delta u = (-\Delta T + \Delta \alpha) + \frac{1}{15} (\Delta z + \cos q \cdot \Delta \delta) \sec \varphi \cdot \operatorname{cosec} A -$$

$$- \frac{1}{15} \Delta \varphi \cdot \sec \varphi \cdot \operatorname{ctg} A. \quad (2.34)$$

Из этих выражений следует:

1) в меридиане

$$|\Delta \varphi|_{A=0} = |\Delta z + \Delta \delta| = \Delta \varphi_{\min} \quad (q_{A=0} = 0),$$

$$|\Delta u|_{A=0} \rightarrow \infty; \quad (2.35)$$

2) в первом вертикале

$$\Delta \varphi_{A=90^\circ, 270^\circ} \rightarrow \infty,$$

$$\Delta u_{A=90^\circ, 270^\circ} = (-\Delta T + \Delta \alpha) + \frac{1}{15} (\Delta z + \cos q \cdot \Delta \delta) = \Delta u_{\min}. \quad (2.36)$$

Таким образом, наиболее устойчивыми по отношению к малым вариациям заданных величин являются определения широты по измерениям зенитных расстояний светил в меридиане и определение времени (и долготы) по измерениям зенитных расстояний светил в первом вертикале. При наблюдениях пар звезд, соответственно, в меридиане — к югу (S) и северу (N) от зенита, и в первом

* Такая операция не вполне корректна, однако в данном случае приводит к правильным результатам.

вертикале — к западу (W) и востоку (E) от зенита $\Delta\varphi_{\min}$ и $\Delta u_{\min}$ стремятся к своей нижней грани [99]:

$$|\Delta\varphi|_{\mu\nu} = \frac{1}{2} |[(\Delta z_N + \Delta\delta_N) \cdot \sec 0^\circ + (\Delta z_S + \Delta\delta_S) \sec 180^\circ]| \rightarrow 0, \quad (2.37)$$

$$|\Delta u|_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left| \frac{1}{15} (\Delta z_W + \cos q_W \cdot \Delta\delta_W) \operatorname{cosec} 90^\circ + \frac{1}{15} (\Delta z_E + \cos q_E \cdot \Delta\delta_E) \operatorname{cosec} 270^\circ \right| \sec \varphi + \frac{1}{2} |(-\Delta T_W + \Delta\alpha_W) + (-\Delta T_E + \Delta\alpha_E)| \rightarrow \frac{1}{2} |(-\Delta T_W + \Delta\alpha_W) + (-\Delta T_E + \Delta\alpha_E)|. \quad (2.38)$$

Если пары звезд наблюдаются на равных или весьма близких друг другу зенитных расстояниях, то условия (2.37) и (2.38) выполняются наиболее точно. Из перечисленных соотношений могут быть получены различные формы выгоднейших условий для различных распределений наблюдаемых светил вблизи меридиана и первого вертикала.

2.2.7. СУЩНОСТЬ АЗИМУТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ

1. Принцип решения.

Эти методы основаны на соотношении

$$\operatorname{ctg} A = \sin \varphi \operatorname{ctg} t - \cos \varphi \operatorname{tg} \delta \operatorname{cosec} t, \quad (2.39)$$

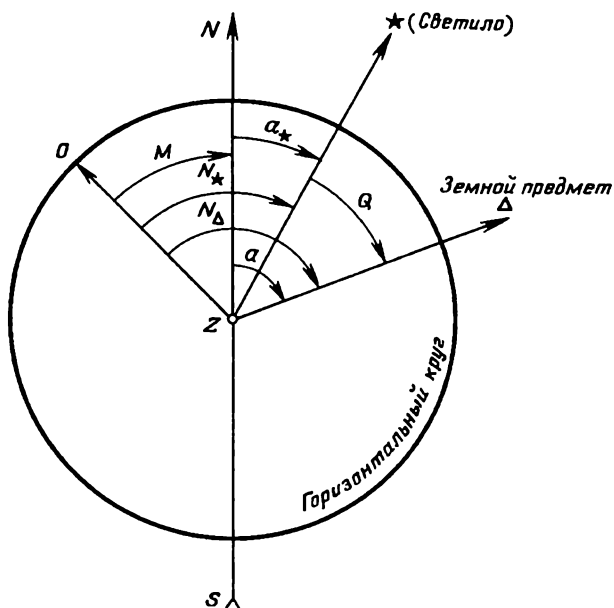
которое следует из второй и третьей формул (2.1) и на измерении направлений на светила и земной предмет. На рис. 75 указаны основные геометрические элементы в проекции на плоскость горизонтального круга астрономического инструмента: NS — астрономический меридиан, z — проекция астрономического зенита (совпадает с проекцией вертикальной оси инструмента), o — начало счета делений на горизонтальном круге (деления возрастают по часовой стрелке). Кроме того на рисунке: a и $a.$, соответственно, отсчитываемые от точки севера азимуты земного предмета и светила, M — «место севера» (отсчет на лимбе в направлении на точку севера), $N.$ — горизонтальное направление на светило, N_Δ — горизонтальное направление на земной предмет, Q — горизонтальный угол между направлениями на земной предмет и светило. Перечисленные элементы связаны очевидными соотношениями:

$$a = a. + Q = N. - M + Q = N_\Delta - M, \quad (2.40)$$

где

$$a. = N. - M, \quad Q = N_\Delta - N.. \quad (2.41)$$

Рис. 75. Принцип определения астрономического азимута



Кроме того в формуле (2.39) азимут светила A от точки юга следует заменить на a ., подставив $A = 180^\circ + a$.. Измеренными величинами в некоторые моменты по местному звездному времени здесь следует считать направления N . и N_Δ .

2. Линеаризация.

С приближенными значениями φ_0 и λ_0 может быть предвычислено приближенное значение азимута светила $a_{\cdot_0}$, а также (с использованием измеренных величин) — приближенное значение азимута земного предмета a_0 ; в частности, может быть вычислено и приближенное значение места ссевера $M_0 = N - a_{\cdot_0}$. Положив $a_{\cdot} = a_{\cdot_0} + \Delta a_{\cdot}$, $a = a_0 + \Delta a$, $M = M_0 + \Delta M$ и линеаризуя (2.39) с учетом (2.40), (2.41) будет иметь уравнения поправок вида (2.3) [99]:

$$\begin{aligned} \Delta a'' - \sin A_0 \operatorname{ctg} z \cdot \Delta \varphi'' - 15 (\sin \varphi_0 - \\ - \cos \varphi_0 \operatorname{ctg} z \cos A_0) \Delta \lambda'' = \Delta Q'', \end{aligned} \quad (2.42)$$

где

$$\Delta Q = Q - (a_0 - a_{\cdot_0}), \quad (2.43)$$

или

$$\begin{aligned} \Delta M'' + \sin A_0 \operatorname{ctg} z \Delta \varphi'' + 15 (\sin \varphi_0 - \\ - \cos \varphi_0 \operatorname{ctg} z \cos A_0) \Delta \lambda'' = \Delta N'', \end{aligned} \quad (2.44)$$

где

$$\Delta N. = N. - (a_{\cdot 0} + M_0). \quad (2.45)$$

Очевидно, что для определения всех трех неизвестных Δa , $\Delta \varphi$, $\Delta \lambda$, либо ΔM , $\Delta \varphi$, $\Delta \lambda$ нужно отнаблюдать по крайней мере три светила. Если число наблюденных светил более трех, то как уравнения (2.42), так и уравнения (2.44) дают переопределенную систему, которую можно рассматривать как систему уравнений поправок, решение которой вместе с оценкой точности следует выполнить по общим правилам метода наименьших квадратов.

3. О применении нелинейных формул.

В этом случае широта и долгота считаются уже известными. Тогда по формуле (2.39) с учетом, что $A = 180^\circ + a$, вычисляется азимут светила a , от точки севера:

$$a. = \operatorname{arctg} \frac{\cos \delta \sin t}{\sin \varphi \cos \delta \cos t - \cos \varphi \sin \delta} \quad (2.46)$$

и далее с помощью измеренных величин по формулам (2.40), (2.41) получают азимут земного предмета.

4. Специальный случай — определения геодезического азимута.

Пусть $\xi = \varphi - B$, $\eta = (\lambda - L) \cos \varphi$ — составляющие уклонения отвеса в меридиане (ξ) и первом вертикале (η); B , L — геодезические широта и долгота; a_r — геодезический азимут, отнесенный к геодезическому зениту — точке пересечения с небесной сферой нормали к принятому эллипсоиду в данном пункте; a — астрономический азимут. Тогда справедливо уравнение Лапласа:

$$a_r = a - \eta \operatorname{tg} \varphi + (\eta \cos a_r - \xi \sin a_r) \operatorname{ctg} z. \quad (2.47)$$

Пусть (2.47) — уравнение для направления на земной предмет. Если написать такое же уравнение для направления на светило и вычесть его из уравнения (2.47), то получим:

$$a_r = a_r^* - (\eta \cos a_r^* - \xi \sin a_r^*) \operatorname{ctg} z^* + \\ + (\eta \cos a_r - \xi \sin a_r) \operatorname{ctg} z + Q, \quad (2.48)$$

где звездочкой снабжены величины, относящиеся к светилу, Q — угол между направлениями на светило и земной предмет. В правой части уравнения (2.48) второй член — влияние уклонения отвеса в направлении на светило с зенитным расстоянием z^* , третий член — то же влияние на земной предмет.

Уравнение (2.48) является исходным для определения геодезического азимута из наблюдений звезд.

Предварительно укажем, что если наблюдаемый пункт находится вблизи горизонта, а светило в меридиане, то тогда

$$\operatorname{ctg} z \rightarrow 0, \quad \sin a_r^* \rightarrow 0, \quad \cos a_r^* \rightarrow 1$$

и уравнение (2.48) превратится в такое:

$$a_r = a_r^* - \eta \operatorname{ctg} z^* + Q, \quad (2.49)$$

где геодезический азимут звезды должен вычисляться по (2.46), но с заданными геодезической широтой B вместо φ и долготой L вместо λ .

2.2.8. ВЫГОДНЕЙШИЕ УСЛОВИЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ АЗИМУТАЛЬНЫМИ МЕТОДАМИ

Применение процедуры, описанной в § 2.2.6 к формулам (2.39) — (2.41), дает соотношения вида (2.32) для азимутальных методов [99]:

$$\begin{aligned} \Delta \varphi &= \{ \operatorname{tg} z \cdot \Delta a. - [15 \cos \delta \cos q \cdot (\Delta T + \Delta u - \Delta \alpha) - \\ &- \sin q \cdot \Delta \delta] \sec z \} \operatorname{cosec} a., \\ \Delta u &= (-\Delta T + \Delta \alpha) + \frac{1}{15} (\sin z \cdot \Delta a. - \cos z \sin a. \cdot \Delta \varphi - \\ &- \sin q \cdot \Delta \delta) \sec \delta \sec q, \\ \Delta a &= [15 \cos \delta \cos q \cdot (\Delta T + \Delta u - \Delta \alpha) + \\ &+ \sin a. \cos z \cdot \Delta \varphi + \sin q \cdot \Delta \delta] \operatorname{cosec} z + \Delta M - \Delta N.. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Пусть наблюдения выполняются в меридиане или вблизи него, так что $a. \rightarrow 0^\circ, 180^\circ$; в этом случае $q \rightarrow 0$.

Тогда:

$$\begin{aligned} |\Delta \varphi| &\rightarrow \infty, \\ \Delta u_{\substack{z=0 \\ \delta \neq 0}} &\rightarrow (-\Delta T + \Delta \alpha) + \frac{1}{15} \sin z \sec \delta \cdot \Delta a., \\ \Delta u_{\substack{z=0 \\ \delta = 0}} &\rightarrow (-\Delta T + \Delta \alpha) + \frac{1}{15} \sin z \Delta A., \\ \Delta u_{\substack{z=0, z=0 \\ \delta = 0, \delta \neq 0}} &\rightarrow (-\Delta T + \Delta \alpha) = |\Delta u|_{\min}, \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\begin{aligned} |\Delta a|_{z=0} &\rightarrow \infty, \\ |\Delta a|_{z \neq 0} &\rightarrow |15 \cos \delta \cdot (\Delta T + \Delta u - \Delta \alpha) \operatorname{cosec} z + \Delta M - \Delta N.|, \\ |\Delta a|_{z=90^\circ} &\rightarrow |15 \cos \delta \cdot (\Delta T + \Delta u - \Delta \alpha) + \Delta M - \Delta N.|, \\ |\Delta a|_{\delta=90^\circ} &\rightarrow |\Delta M - \Delta N.| = |\Delta a|_{\min}. \end{aligned}$$

Предположим теперь, что наблюдения светил выполняются в первом вертикале или вблизи него, так что $a. \rightarrow 90^\circ, 270^\circ$; заметим также, что в этом случае $q \rightarrow 90^\circ$ при $z \rightarrow 0^\circ$ и $\delta \rightarrow 0^\circ$ при

$z \rightarrow 90^\circ$. Тогда, положив для удобства только $\alpha = 90^\circ$, получим [99], [100]:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &\rightarrow \{ \operatorname{tg} z \cdot \Delta\alpha, - [15 \cos \delta \cos q \cdot (\Delta T + \Delta u - \Delta\alpha) - \\ &- \sin q \cdot \Delta\delta] \sec z \}, \\ |\Delta\varphi|_{z=0} &\rightarrow |\Delta\delta| = |\Delta\varphi|_{\min}, \\ |\Delta\varphi|_{z=90^\circ} &\rightarrow \infty, \\ \Delta u &\rightarrow (-\Delta T + \Delta\alpha) + \frac{1}{15} (\sin z \cdot \Delta\alpha - \\ &- \cos z \cdot \Delta\varphi - \sin q \cdot \Delta\delta) \sec \delta \sin q, \\ |\Delta u|_{z=0} &\rightarrow \infty, \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\Delta u_{z=90^\circ} \rightarrow (-\Delta T + \Delta\alpha) + \frac{1}{15} (\Delta\alpha - \sin q \cdot \Delta\delta) \sec q,$$

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &\rightarrow [15 \cos \delta \cos q \cdot (\Delta T + \Delta u - \Delta\alpha) + \\ &+ \cos z \cdot \Delta\varphi + \sin q \cdot \Delta\delta] \operatorname{cosec} z + \Delta M - \Delta N., \end{aligned}$$

$$|\Delta\alpha|_{z=90^\circ} \rightarrow \infty,$$

$$\Delta\alpha_{z=90^\circ} \rightarrow [15 \cos q \cdot (\Delta T + \Delta u - \Delta\alpha) + \sin q \cdot \Delta\delta] + \Delta M - \Delta N..$$

Из выражений (2.51) и (2.52) следует, что наиболее устойчивыми по отношению к малым вариациям заданных величин, реализующими «выгоднейшие условия наблюдений» азимутальными методами, являются определения широты в первом вертикале или вблизи него, определение времени (и долготы) в меридиане или вблизи меридиана и определение азимута земного предмета в меридиане или вблизи меридиана по наблюдениям близполюсных звезд.

О выгоднейших условиях определения геодезического азимута. Если положить

$$a_T = a_0 + \Delta a_T, \quad (2.53)$$

где a_0 — приближенное значение азимута, то вместо (2.48) в произвольном азимуте будем иметь уравнение поправок:

$$\Delta a_T + \cos a_T^* \operatorname{ctg} z^* \cdot \eta - \sin a_T^* \operatorname{ctg} z^* \cdot \xi = (Q + a_T^* - a_0) \quad (2.54)$$

с неизвестными Δa_T , η , ξ . Сравнение (2.54) с (2.42) или (2.44) показывает, что (2.54) эквивалентно (2.42) и (2.44) за исключением члена $\operatorname{tg} \varphi \cdot y \rightarrow \operatorname{tg} \varphi \cdot \eta$, входящего здесь в a_T^* . Тогда уравнению (2.54) соответствуют формулы, аналогичные (2.51), (2.52).

Тем самым приходим к таким же выводам, что и выше: наиболее устойчивыми являются определения Δa_T и η в меридиане, ξ — в первом вертикале.

2.3. ИСТОЧНИКИ ОШИБОК АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ

2.3.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ОШИБОК АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ

Погрешности, которые сопровождают астрономические наблюдения, принято подразделять на инструментальные, личные и обусловленные влиянием внешней среды.

Можно еще выделить ошибки ориентировки инструментальной системы координат относительно соответствующей астрономической системы (горизонтальной или экваториальной).

Следствием инструментальных ошибок являются отступления геометрической схемы астрономического прибора (инструмента) от номинала. Кроме того, инструментальные ошибки обусловлены погрешностями изготовления отдельных узлов астрономических приборов (неправильности цапф, ошибки нанесения делений отсчетных приспособлений, неправильности внутренней поверхности ампул жидкостных уровней). Дополнительные ошибки в результаты измерений вносят также изменения в период наблюдений инструментальных параметров по сравнению с номинальными или определенными из специальных исследований (цена оборота винта отсчетного приспособления, фокусное расстояние объектива, цена деления уровня, место зенита, мертвый ход и ширина контактов контактного микрометра).

Причинами возникновения некоторых инструментальных ошибок являются изменение температурных условий, в которых находится астрономический прибор, либо механические воздействия, которые особенно сильно проявляются при транспортировке переносных (экспедиционных) астрономических приборов. Так, например, обе причины приводят к боковому и вертикальному гнутю трубы (или к его изменению). Изменение температурных условий вызывает изменение цены деления уровня, изменяет фокусное расстояние объектива, что в свою очередь приводит к изменению цены оборота винта окулярного или контактного микрометра, другими словами влияет на масштаб изображения в фокальной плоскости астрономического прибора. К инструментальным ошибкам относятся также так называемые приборные задержки, например, «запаздывание» фотоэлектрической установки. К числу инструментальных ошибок следует отнести аберрации объектива, причем их влияние будет тем больше, чем бо́льшая по размерам часть поля зрения инструмента будет использоваться при наблюдениях.

Личные ошибки связаны с индивидуальными особенностями наблюдателя. Они зависят от уровня подготовки наблюдателя, его состояния, условий наблюдений. Определенное влияние на величины этих ошибок оказывают яркость наблюдаемых объектов, скорость их движения, фон неба. В значительной мере они зависят от метода регистрации момента наблюдений («глаз—ухо», «глаз—

клавиша», контактный микрометр). Радикальным средством против этих ошибок является переход на объективные способы наблюдений: фотоэлектрическую регистрацию звездных прохождений как в экспедиционных, так и в стационарных условиях; фотографические наблюдения (в стационарных условиях).

Влияние внешней среды проявляется в действии на результаты наблюдений рефракции. Определенный вклад будут вносить изменения температуры, действие ветра, азимутальные перемещения столба или столика сигнала, на котором устанавливается астрономический инструмент.

Если рассматривать вопрос в более широкой постановке, то есть говорить о конечных результатах астрономических наблюдений, то следовало бы назвать и другие источники ошибок. Мы имеем в виду ошибки звездных каталогов, ошибки передачи и приема сигналов точного времени, ошибки координат мгновенного полюса, ошибки, связанные с редуцированием результатов экспедиционных наблюдений (введение поправок за центрировку, редукцию, сближение меридианов, высоту пункта наблюдений над эллипсоидом). Однако в соответствии со структурой настоящего руководства эти вопросы рассматриваются в других разделах данной книги.

По характеру действия ошибки могут быть случайными и систематическими. Последние представляют наибольшую опасность. Ослабление их влияния является весьма трудной задачей. Особую трудность представляет разделение ошибок, обусловленных разными факторами.

Для устранения (или ослабления) влияния систематических ошибок на результаты наблюдений соответствующие поправки могут определяться из специальных исследований. В других случаях прибегают к использованию специально разработанных методик наблюдений.

2.3.2. ТЕОРИЯ АСТРОНОМИЧЕСКОГО ТЕОДОЛИТА

Экспедиционные астрономические определения производятся, как правило, с помощью астрономического теодолита, поэтому изложим кратко его теорию. Конструкция астрономического теодолита такова, что одна из его осей (вертикальная) должна располагаться вдоль отвесной линии, а другая (горизонтальная) — параллельно плоскости горизонта. Таким образом, в идеальном случае инструментальная система координат будет соответствовать горизонтальной системе координат. Измеряемыми величинами при этом являются зенитные расстояния (z) или высоты светил ($h = 90^\circ - z$) и горизонтальные направления на светила.

Теория астрономического теодолита заключается в получении зависимостей между действительными значениями зенитных расстояний светил и направлений на них и той измерительной информацией, которую получают в процессе наблюдений.

Отсчет, выполненный по вертикальному кругу астрономического теодолита, не будет соответствовать зенитному расстоянию, так

как в общем случае вертикальная ось теодолита не будет перпендикулярна горизонтальной оси; в свою очередь горизонтальная ось не параллельна плоскости горизонта, а угол между визирной и горизонтальной осью отличается от 90° . Кроме того, трубе, направленной в зенит, соответствует отсчет по вертикальному кругу, отличающийся от нуля на величину $\Delta z = M_z$, которую называют местом зенита. Величина M_z при разных положениях круга имеет разный знак. Если деления на вертикальном круге нанесены по ходу часовой стрелки, то отсчеты по вертикальному кругу L (при круге лево) и R (при круге право) будут связаны с «инструментальным» зенитным расстоянием соотношениями

$$z_{\text{инстр}} = L - M_z = M_z - R. \quad (2.55)$$

Наблюдения неподвижного объекта при двух положениях круга приводят к соотношениям

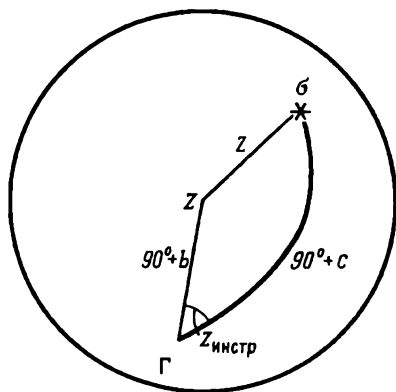
$$z_{\text{инстр}} = \frac{L - R}{2}, \quad (2.56)$$

$$M_z = \frac{L + R}{2}. \quad (2.57)$$

При рассмотрении теории астрономического теодолита будем исходить из того, что многие приборы такого типа, как например АУ $2''/10''$, имеют специальные юстировочные винты, позволяющие изменять величину угла между вертикальной и горизонтальной осями, тем самым обеспечивать их перпендикулярность. Остается, таким образом, рассмотреть влияние наклона горизонтальной оси вращения и коллимационной ошибки.

Обратимся к рис. 76, на котором изображена небесная сфера в проекции на плоскость истинного горизонта для наблюдателя, находящегося вне сферы, на значительном удалении от нее над точкой зенита Z . На рис. 76 приняты следующие обозначения: Γ — точка пересечения со сферой горизонтальной оси вращения, c — коллимационная ошибка, b — наклон горизонтальной оси вращения по отношению к горизонту, σ — наблюдаемое светило.

Рис. 76. К теории астрономического теодолита



Обычно принимают $b > 0$, если левый конец горизонтальной оси выше правого (теодолит расположен между наблюдателем и светилом); $c > 0$, если визирная ось составляет с правым концом горизонтальной оси угол $90^\circ - c$.

Из сферического треугольника $Z\Gamma\sigma$ имеем

$$\cos z = -\sin b \sin c + \cos b \cos c \cos z_{\text{инстр}}. \quad (2.58)$$

Поскольку b и c — малые величины, их синусы и косинусы разложим в ряд, сохранив члены второго порядка

$$\cos z = \frac{-b''c''}{\rho''^2} + \left(1 - \frac{b''^2}{2\rho''^2}\right) \left(1 - \frac{c''^2}{2\rho''^2}\right) \cos z_{\text{инстр}}. \quad (2.59)$$

Выполнив элементарные преобразования, а также отбросив по малости член, содержащий произведение b^2c^2 , из (2.59) получим

$$z = z_{\text{инстр}} + \frac{b''c''}{\rho''} \operatorname{cosec} z_{\text{инстр}} + \frac{b''^2 + c''^2}{2\rho''} \operatorname{ctg} z_{\text{инстр}}. \quad (2.60)$$

где $z_{\text{инстр}}$ — измеренное зенитное расстояние.

Можно расширить формулу (2.60), включив место зенита по формуле (2.55) и поправку за гнутие трубы $\Delta z_{\text{гн}}$, а если при наблюдениях использовался окулярный микрометр, то соответствующую поправку. С учетом сказанного получим

$$z = L_0 - M_z + \frac{b''c''}{\rho''} \operatorname{cosec} z_{\text{инстр}} + \frac{b''^2 + c''^2}{2\rho''} \operatorname{ctg} z_{\text{инстр}} + \\ + R_{\text{ок}} (M_L - 10)^{06} + \Delta z_{\text{гн}} = M_z - R_0 + \quad (2.61)$$

$$+ \frac{b''c''}{\rho''} \operatorname{cosec} z_{\text{инстр}} + \frac{b''^2 + c''^2}{2\rho''} \operatorname{ctg} z_{\text{инстр}} - R_{\text{ок}} (M_R - 10)^{06} + \Delta z_{\text{гн}},$$

где $R_{\text{ок}}$ — цена оборота винта окулярного микрометра, выраженная в секундах дуги, M_L и M_R — отсчеты по окулярному микрометру, выраженные в оборотах винта.

Если теодолит снабжен уровнем, который устанавливается на рамс микроскопов-микрометров вертикального круга, как это имеет место в астрономическом теодолите У—5", то в формулу (2.61) надо еще включить поправку в зенитное расстояние «за уровень вертикального круга», фактически за наклон к горизонту линии, соединяющей нуль-пункты отсчетных приспособлений. Обычно уровень бывает скреплен с вертикальным кругом и тогда перед отсчитыванием его пузырьки приводятся на середину.

Воспользуемся формулой (2.60) и вычислим разности $(z - z_{\text{инстр}})''$ для $b = c = 30''$ и $b = c = 10''$ для зенитных расстояний $z = 1^\circ; 5^\circ; 10^\circ$. Результаты помещены в табл. 13.

В геодезической астрономии при значениях величин b и c , не превышающих $30''$, результаты наблюдений, выполненных на зенитных расстояниях $z \geq 10^\circ$, не нужно исправлять поправками.

Разности $(z - z_{\text{инстр.}})$, полученные по формуле (2.60)

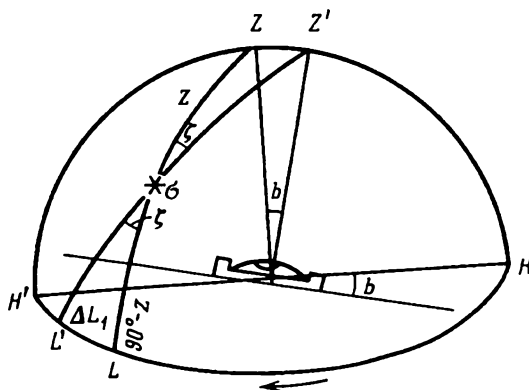
z	$\Delta z = z - z_{\text{инстр.}}$	$\Delta z = z - z_{\text{инстр.}}$
	$b = c = 30^\circ$	$b = c = 10^\circ$
1°	0,5"	0,06"
2	0,2	0,03
5	0,1	0,01
10	0,05	0,001

Можно будет выполнять наблюдения, отступая от зенита на 2° ($z \geq 2^\circ$), не вводя упомянутые поправки. Практически это требует тщательного горизонтирования теодолита и наблюдений звезд вблизи средней вертикальной нити. Для способов астрономических определений, основанных на измерении зенитных расстояний, рекомендуется использовать звезды, зенитные расстояния которых $z \geq 10^\circ$.

У теодолитов с закрытыми цапфами обычно предусмотрена возможность корректировки взаимного положения вертикальной и горизонтальной осей с целью обеспечения их взаимной перпендикулярности. Так обстоит дело в теодолите ДКМЗ-А. В этом случае величина угла i , на который отличается от прямого угол между осями, определяется из специальных исследований [83] и при необходимости в измеренные зенитные расстояния вводится поправка.

Рассмотрим теперь вопрос, касающийся измерения горизонтальных направлений. Пусть горизонтальная ось астрономического теодолита наклонена к плоскости горизонта на угол b (рис. 77). Для определения этого угла используется накладной или подвесной уровень. Как видно на рис. 77, в отсчет L' должна быть введена поправка, учитывающая наклон горизонтальной оси, ΔL_1 , причем ΔL_1 надо прибавить, если левый конец горизонтальной оси выше

Рис. 77. Влияние наклона горизонтальной оси астрономического прибора на измеренное горизонтальное направление



правого, и вычесть, если правый конец горизонтальной оси выше левого

$$L = L' + \Delta L_1. \quad (2.62)$$

При определении знака ΔL_1 исходят из того, что наблюдатель находится внутри небесной сферы и обращен лицом к светилу.

Из сферических прямоугольных треугольников $Z\sigma Z'$ и $L\sigma L'$ следует

$$\left. \begin{aligned} \sin z &= \operatorname{tg} b \operatorname{ctg} \zeta \\ \cos z &= \operatorname{tg} \Delta L_1 \operatorname{ctg} \zeta \end{aligned} \right\}. \quad (2.63)$$

Далее получаем

$$\operatorname{tg} z = \operatorname{tg} b \operatorname{ctg} \Delta L_1, \quad (2.64)$$

а учитывая малую величину b и ΔL_1

$$\Delta L_1 = b \operatorname{ctg} z. \quad (2.65)$$

На рис. 78 показано влияние коллимационной ошибки на измеряемое горизонтальное направление. Из сферического прямоугольного треугольника $Z\sigma\sigma'$ следует

$$\sin c = \sin \Delta L_2 \sin z. \quad (2.66)$$

Так как c и $(L-L'') = \Delta L_2$ — величины малые, то получим

$$\Delta L_2 = \pm c \operatorname{cosec} z. \quad (2.67)$$

При разных положениях вертикального круга коллимационная ошибка будет иметь разные знаки. Пусть при круге лево (КЛ) $c < 0$, а при круге право (КП) $c > 0$. Для движущегося объекта, например звезды, в случае наблюдений ее при двух положениях круга, значение горизонтального направления вычисляется с учетом (2.65) и (2.67) по формуле

$$\begin{aligned} N &= \frac{L + (R \pm 180^\circ)}{2} = \frac{L' + (R' \pm 180^\circ)}{2} + \\ &+ \frac{b_L \operatorname{ctg} z_L + b_R \operatorname{ctg} z_R}{2} + \frac{c}{2} (\operatorname{cosec} z_R - \operatorname{cosec} z_L). \end{aligned} \quad (2.68)$$

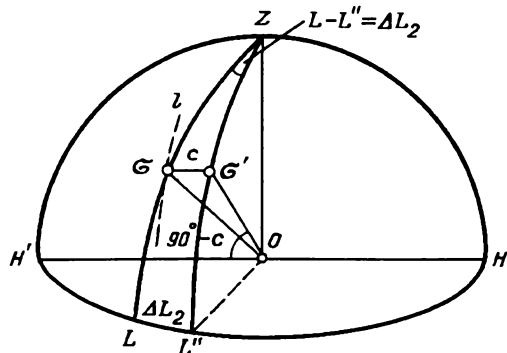


Рис. 78. Влияние коллимационной ошибки на измеренное горизонтальное направление

Приведенную формулу следует расширить введением поправок за окулярный микрометр главной трубы, окулярный микрометр поверительной трубы (если они применяются), неправильности цапф ($\Delta N_{ц.}$), боковое гнутие ($\Delta N_{б. гн.}$) и величину, называемую реном. С учетом сказанного (2.68) примет вид

$$N = \frac{L' + (R' \pm 180^\circ)}{2} + \frac{b_L \operatorname{ctg} z_L + b_R \operatorname{ctg} z_R}{2} + \frac{c}{2} (\operatorname{cosec} z_R - \operatorname{cosec} z_L) + \Delta N_{ц.} + \Delta N_{б. гн.} + run_{cp}, \quad (2.69)$$

где

$$\left. \begin{aligned} L' &= L_0 + (M_L - 10)^{\Delta} \mu_{г. т.} \operatorname{cosec} z_L \pm \\ &\pm (M'_L - 10)^{\Delta} \mu_{п. т.} \operatorname{cosec} z_{зем. пр.}, \\ R' &= R_0 - (M_R - 10)^{\Delta} \mu_{г. т.} \operatorname{cosec} z_R \pm \\ &\pm (M'_R - 10)^{\Delta} \mu_{п. т.} \operatorname{cosec} z_{зем. пр.} \end{aligned} \right\}, \quad (2.70)$$

$$run_{cp.} = \frac{1}{2} (run_L + run_R), \quad (2.71)$$

M_L, M_R — отсчеты в делениях по окулярному микрометру главной трубы, M'_L, M'_R — отсчеты по окулярному микрометру поверительной трубы в делениях, $\mu_{г. т.}$ и $\mu_{п. т.}$ — цена деления окулярного микрометра главной и поверительной трубы, L_0, R_0 — отсчеты по горизонтальному кругу.

В случае наблюдения земного предмета значение зенитного расстояния в формуле (2.69) будет одним и тем же для двух положений круга. Если зенитное расстояние земного предмета заключено в интервале $87^\circ \leq z \leq 93^\circ$, то принимают $\operatorname{ctg} z_{зем. пр.} \approx 0$, а $\operatorname{cosec} z_{зем. пр.} \approx 1$. Точно также обычно обстоит дело с косекансом зенитного расстояния миры, которую наблюдают при работе с использованием поверительной трубы.

В приведенных в настоящем параграфе формулах коллимационная ошибка

$$c = \frac{L - (R \pm 180^\circ)}{2}, \quad (2.72)$$

наклон горизонтальной оси

$$b = \frac{(\lambda + \pi)_0 - (\lambda + \pi) \tau}{2}, \quad (2.73)$$

где τ — цена деления накладного уровня, выраженная в секундах дуги; запись индекса возле скобок в формуле (2.73) дает информацию о положении нулевого деления (нуля) на шкале уровня, λ и Π — отсчеты по концам пузырька уровня.

2.3.3. ТЕОРИЯ МЕРИДИАННОГО КРУГА

В астрометрии при определении координат звезд широко используются их наблюдения в меридиане. Для реализации так называемого меридианного принципа наблюдений используются инструменты меридианной астрометрии, основным среди которых является меридианный круг (более 70 % от общего числа меридианных инструментов).

Наблюдения на меридианном круге сводятся к фиксированию моментов прохождений звезд в меридиане, что позволяет в дальнейшем определить прямые восхождения звезд, и измерениям зенитных расстояний звезд, ведущим к получению склонений.

Обоснование теории меридианного круга сводится к установлению зависимости измеряемых в процессе наблюдений величин от соответствующих инструментальных параметров.

Если выполнять наблюдения звезд в верхней кульминации с помощью меридианного круга или пассатного инструмента, фиксируя моменты прохождений звезд через меридиан, то

$$\alpha = s = T_M + u = T + u + \Delta T, \quad (2.74)$$

где T — момент наблюдений, u — поправка часов, T_M — момент, соответствующий нахождению звезды в меридиане.

Величина $\Delta T = T_M - T$ является следствием наклона горизонтальной оси вращения к плоскости горизонта, наличия коллимации s и отклонения k горизонтальной оси вращения от направления восток—запад. Обычно принимают $i > 0$, если западный конец горизонтальной оси выше восточного; $s > 0$, если объективный конец визирной линии смещен к востоку; азимут горизонтальной оси $k > 0$, если восточный конец оси смещен к северу.

Обратимся к рис. 79, на котором линия $W'E'$ соответствует направлению горизонтальной оси вращения меридианного круга или пассажного инструмента. Как следует из чертежа, из-за наличия i , s и k звезда σ наблюдается вне плоскости меридиана, на временном удалении от него ΔT .

Из сферического треугольника $W'Z\sigma$ запишем формулу косинуса стороны $\sigma W'$

$$-\sin c = \sin i \cos z + \cos i \sin z \sin (k + A) \quad (2.75)$$

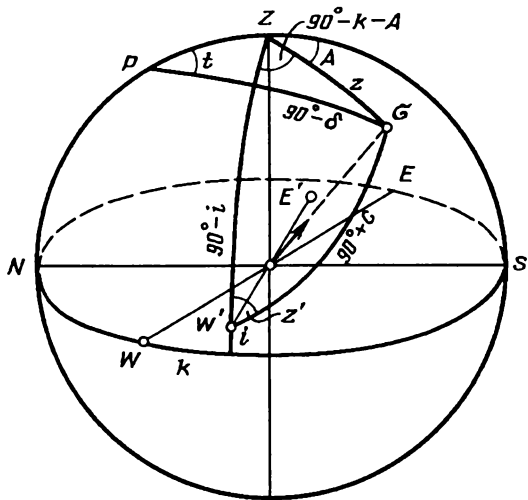
или

$$-\sin c = \sin i \cos z + \cos i \sin z \sin k \cos A + \cos i \sin z \cos k \sin A. \quad (2.76)$$

Заменим в формуле (2.76) горизонтальные координаты z и A на экваториальные t и δ , воспользовавшись формулами, которые следуют из сферического треугольника $PZ\sigma$

$$\left. \begin{aligned} \cos z &= \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t \\ \sin z \sin A &= \cos \delta \sin t \\ \sin z \cos A &= -\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos t \end{aligned} \right\}. \quad (2.77)$$

Рис. 79. К обоснованию теории меридианного инструмента



А также сделаем подстановки $\cos t = 1 - 2 \sin^2 \frac{t}{2}$ и $\varphi - \delta = z_m$ (меридиональное зенитное расстояние), в результате получим

$$\begin{aligned} & \sin c + \sin i (\cos z_m - 2 \cos \varphi \cos \delta \sin^2 \frac{t}{2}) + \\ & + \cos i \sin k (\sin z_m - 2 \cos \delta \sin \varphi \sin^2 \frac{t}{2}) + \\ & + \cos i \cos k \cos \delta \sin t = 0. \end{aligned} \quad (2.78)$$

Так как i , k , c и часовой угол t — малые величины, то их тригонометрические функции можно заменить разложениями в ряд. Если обеспечить $i \leq 30''$, $k \leq 30''$ и $c \leq 150''$, то члены разложения в ряд, содержащие величины i , k , c и t во второй и третьей степени не превысят суммарно $0,002''$ при больших значениях склонений. Это обстоятельство позволяет сохранить в разложении в ряд лишь члены, содержащие первые степени упомянутых малых величин, т. е. записать

$$-t = i \cos z_m \sec \delta + k \sin z_m \sec \delta + c \sec \delta = \Delta T. \quad (2.79)$$

Теперь подставим (2.79) в (2.74) и получим формулу, которую называют формулой Т. Майера

$$\alpha = T + u + i \cos z_m \sec \delta + k \sin z_m \sec \delta + c \sec \delta. \quad (2.80)$$

Принято обозначать [75], [76]

$$\left. \begin{aligned} \cos z_m \sec \delta &= I \\ \sin z_m \sec \delta &= K \\ \sec \delta &= C \end{aligned} \right\},$$

тогда (2.80) примет вид

Известна еще одна формула для редуцирования наблюдений на меридиан, полученная Ганzenом

$$\alpha = T + u + i \sec \varphi + n (\operatorname{tg} \delta - \operatorname{tg} \varphi) + c \sec \delta. \quad (2.84)$$

Измерения зенитных расстояний звезд в меридиане позволяют при известной широте определять абсолютные склонения звезд.

Наличие параметров i , k и c (см. рис. 80) приведет к различию между действительным зенитным расстоянием z и его измеренным значением z' . Из сферического треугольника $W'Z\sigma$ следует

$$\cos z = -\sin i \sin c + \cos i \cos c \cos z'. \quad (2.85)$$

Вместе с тем, из параллактического треугольника $P\sigma Z$ можно записать

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t. \quad (2.86)$$

Принимая во внимание равенство правых частей формул (2.85) и (2.86), заменим $\cos t = 1 - 2 \sin^2 \frac{t}{2}$, а $z' = z_m - \Delta z$. Кроме того учтем, что $\varphi - \delta = z_m$. В результате получим

$$\begin{aligned} \cos z_m = & -\sin i \sin c + \cos i \cos c \cos (z_m - \Delta z) + \\ & + 2 \cos \varphi \cos \delta \sin^2 \frac{t}{2}. \end{aligned} \quad (2.87)$$

Представим теперь функции малых углов из (2.87) в виде разложения в ряд, сохранив при этом члены, содержащие i^2 , c^2 и t^2 . При разложении в ряд $\cos (z_m - \Delta z)$ ограничимся только первой степенью Δz . С учетом сказанного имеем

$$\Delta z = \left(ic + \frac{i^2 + c^2}{2} \cos z_m - \frac{t^2}{2} \cos \delta \cos \varphi \right) \operatorname{cosec} z_m. \quad (2.88)$$

В формуле (2.88) заменим t в соответствии с (2.79). После преобразований получим

$$\begin{aligned} \Delta z'' = & \frac{15^2}{\rho''} \left[\frac{i^2 - k^2}{2} \sin z_m \cos z_m + ic \sin z_m - kc \cos z_m - \right. \\ & \left. - ki \cos^2 z_m \right] + \frac{15^2}{\rho''} \left(\frac{t}{2} \right)^2 \sin 2\delta. \end{aligned} \quad (2.89)$$

Как следует из выражения (2.89), четыре первых слагаемых в правой части позволяют вычислить изменение зенитного расстояния, обусловленное параметрами меридианного круга (i , k , c), представленными в секундах времени. Последнее слагаемое в (2.89) от указанных параметров не зависит, а является следствием так называемой кривизны параллели, т. е. зависит от характера видимого суточного движения звезды в фокальной плоскости астрономического инструмента.

Положив $i = k = 15''$ и $c = 150''$, выполним расчеты для $z_m = 45^\circ$, не принимая во внимание в (2.89) последний член.

Значение Δz получается меньше $0,01''$. Таким образом, обеспечив соответствующие значения параметров i , k и c , можно не учитывать их влияние на измеряемое зенитное расстояние. Ясно, что поправка за кривизну параллели

$$\Delta z_{\text{к. п.}} = \frac{15^2}{\rho''} \left(\frac{t}{2}\right)^2 \sin 2\delta$$

должна быть введена в измеренное зенитное расстояние.

2.3.4. ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ (ПРИБОРНЫЕ) ОШИБКИ

Основными инструментальными погрешностями, оказывающими влияние на результаты астрономических наблюдений, являются коллимационная ошибка, наклон горизонтальной оси вращения трубы, ошибки делений кругов астрономического прибора, неравенство и неправильности цапф, так называемые гнутые трубы (вертикальное) и боковое гнутие, неточное знание параметров астрономического прибора (цена деления отсчетного приспособления, цена оборота винта окулярного или контактного микрометра, цена деления уровня, аппаратная задержка при фотоэлектрической регистрации, наклон горизонтальной нити относительно плоскости горизонта).

К инструментальным относят погрешности измерительных операций, связанные с наведением, отсчитыванием. При этом в большей или меньшей мере действуют и личные ошибки. Разделение инструментальных и личных ошибок является делом весьма сложным, а иногда и просто невозможным. Отсюда возникает необходимость изучения совместного действия разных источников ошибок.

Трудность исключения (ослабления) влияния инструментальных ошибок обусловлена, в частности, тем, что инструментальные параметры изменяются в связи с изменением внешних условий (например, температуры), взаимного расположения узлов прибора (например, при перемещении трубы по высоте).

Ясно, что действие инструментальных ошибок будет разным в зенитальных и азимутальных способах астрономических определений.

Действие на зенитное расстояние и горизонтальное направление коллимационной ошибки и наклона горизонтальной оси вращения инструмента было рассмотрено выше (см. 2.3.2).

Перейдем теперь к рассмотрению других инструментальных ошибок.

Гнутие трубы («вертикальное») изменяет измеренное зенитное расстояние на величину

$$\Delta z_{\text{гн.}} = g \sin z, \quad (2.90)$$

где g — коэффициент гнутия, характерный для конкретного прибора.

Для полевых астрономических приборов, которые имеют небольшие размеры, изменение положения визирной оси по высоте,

называемое гнутием трубы, связывают, в основном, с изменениями взаимного положения элементов оптической системы (линз объектива; призмы полного внутреннего отражения и т. д.). Причиной последних являются температурные влияния и действие силы тяжести, изменяющееся при перемещении трубы по высоте.

В меридианных инструментах гнутие обусловлено также упругими деформациями корпуса трубы под действием силы тяжести. По этой же причине происходит гнутие круга меридианного инструмента, приводящее, как правило, к незначительному изменению отсчетов по нему.

В практике полевых астрономических определений, выполняемых зенитальными способами, обычно наблюдают звезды на равных зенитных расстояниях. Влияние ошибки зенитного расстояния на широту и время выражают формулы

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{\Delta z}{\cos A} \\ \Delta u &= \frac{\Delta z}{15 \cos \varphi \sin A} \end{aligned} \right\}.$$

Следовательно, влияние гнутия трубы будет исключаться при симметричном расположении звезд относительно зенита, для определения широты — в меридиане и времени (долготы) — в первом вертикале. Если применение способа равных высот не представляется возможным, то формируют программу из пар звезд таким образом, чтобы в каждой паре $|z_1 - z_2| \leq 6^\circ$. Тогда в среднем значении искомого параметра (φ или u), полученного из наблюдений пары звезд, влияние гнутия трубы будет существенно ослаблено.

Боковое гнутие характеризует азимутальное смещение визирной оси при изменении положения трубы по высоте. Боковое гнутие обусловлено теми же причинами, что и вертикальное гнутие. Обычно боковое смещение визирной оси существенно меньше вертикального гнутия. Если вертикальное гнутие достигает $1''$ — $2''$, то боковое — составляет десятые доли секунды дуги.

Под действием бокового гнутия горизонтальное направление изменяется на величину

$$\Delta N_{\text{б. гн.}} = g' \operatorname{cosec} z, \quad (2.91)$$

где g' — коэффициент бокового гнутия.

Значение коэффициента g' можно определить с помощью специальной автоколлимационной насадки, которая укрепляется на объективном конце трубы астрономического теодолита [83]. Насадка представляет оправу с зеркалом. Обычный окуляр заменяется автоколлимационным. Чтобы исключить возможные изменения величины бокового гнутия, возникающие при транспортировке астрономического прибора, g' определяют не только перед выездом на полевые работы, но и на каждом полевом пункте. Возможно исследование совокупного влияния неправильностей цифр, бокового гнутия, других факторов, приводящих к перемещению в пространстве

визирной оси астрономического теодолита, на азимутальном стенде [83].

Большое внимание уделяется исследованию влияния гнуптия при наблюдениях меридианными инструментами. В астрометрии часто используется термин астрономическое гнуптие, под которым понимают суммарное действие гнуптия трубы и гнуптия круга.

Поправку в отсчет меридианного круга за влияние астрономического гнуптия принято представлять рядом Фурье [75].

$$\Delta M_r = a \cos \zeta + b \sin \zeta + a_1 \cos 2\zeta + b_1 \sin 2\zeta + \dots, \quad (2.92)$$

где a , b , a_1 , b_1 , ... — коэффициенты, $\zeta = M - M_z$, т. е. разность между отсчетом по кругу и местом зенита. Число членов в разложении (2.92) зависит от требуемой точности, обычно ограничиваются членами с удвоенными значениями аргумента ζ .

Известны разные способы исследования астрономического гнуптия [75]. В методе Елистратова исследования проводятся с помощью двух неподвижных горизонтальных коллиматоров и одного-двух подвижных, которые могут устанавливаться на разных зенитных расстояниях на специальной арке, расположенной в плоскости меридиана. Способ дает возможность получить отдельно гнуптие трубы и гнуптие круга.

Метод Бенсдорфа основывается на использовании специальной автоколлимационной насадки.

Метод Леви использует дополнительную оптическую систему в виде выпукло-вогнутой линзы, помещенной в кубе меридианного инструмента. Поскольку фокусное расстояние линзы равно половине фокусного расстояния объектива, в фокальной плоскости увидим метку, которая нанесена на одну из линз объектива. Перемещение изображения метки при изменении положения трубы по высоте обусловлено суммарными деформациями объективного и окулярного концов трубы. Так как повернутая к окуляру вогнутая поверхность линзы частично посеребрена, то появляется возможность оценить вклад, обусловленный деформациями окулярного конца трубы. Разность упомянутых перемещений дает значение гнуптия трубы.

Известен также метод Бесселя, в котором используются горизонтальные и вертикальные коллиматоры. Последний используется совместно с ртутным горизонтом, что требует использования автоколлимационных окуляров для исследуемого инструмента, и вертикального коллиматора.

Для ослабления влияния астрономического гнуптия применяются также методические приемы.

Опыт показывает, что представленные методы не обеспечивают достаточно надежного определения астрономического гнуптия.

Наличие так называемых скачков гнуптия требует расширения формулы (2.92).

Поправка за боковое гнуптие определяется совместно с поправкой за боковую рефракцию и изменение коллимации. Эта суммарная поправка представляет дополнительную наклонность (Δi) и поэтому

в наблюдаемый момент вводится с помощью формулы (см. формулу (2.80))

$$\Delta iI = \Delta i \cos z_m \sec \delta. \quad (2.93)$$

В идеальном астрономическом инструменте, имеющем горизонтальную ось, цапфы должны иметь одинаковые диаметры, а в сечениях их плоскостью, проходящей через центр цапфы перпендикулярно горизонтальной оси вращения, будет получаться окружность. В действительности этого не происходит из-за неравенства и неправильностей цапф.

Наличие неправильностей цапф приводит к тому, что при перемещении трубы по высоте визирная ось опишет на небесной сфере не окружность, а сложную кривую. Это внесет ошибки в результаты астрономических наблюдений (горизонтальные направления на светила, моменты прохождений через фиксированный вертикал). Расчеты показывают, что при длине горизонтальной оси (расстояние между рабочими сечениями цапф) 20 см погрешность цапфы, равная 1 мкм, приведет к ошибке в горизонтальном направлении около 1" [99], а при длине горизонтальной оси 100 см ошибка момента прохождения звезды через меридиан составит 0,014" [75].

Таким образом, необходимо стремиться к тому, чтобы неправильности цапф были как можно меньше. Изготовление таких цапф является весьма сложной технологической проблемой. Кроме того, форма цапф не остается постоянной во времени. У современных астрономических инструментов неправильности цапф составляют обычно от нескольких десятых долей мкм до 1 мкм. Поэтому неправильности цапф необходимо тщательно исследовать, а результаты наблюдений исправлять соответствующими поправками. Если неправильности цапф превышают 1 мкм, то целесообразно подвергнуть их перешлифовке.

Необходимость исследования цапф и введения соответствующих поправок в результаты определений азимутов направлений, выполненных на пунктах Лапласа, была обоснована в работах [98], [91—93]. Поправки за неправильности цапф должны вводиться также в результаты определения широты и долготы в случае наблюдений азимутальными методами.

Исследования цапф могут выполняться одним из следующих способов:

- 1) определяют неправильности каждой цапфы в отдельности;
- 2) определяют смещение центра каждой цапфы при вращении горизонтальной оси;
- 3) изучают изменение положения горизонтальной оси вращения.

При изучении отступлений формы каждой цапфы от круговой могут использоваться различные индикаторы, наиболее точным среди которых является интерферометр. С помощью любого индикаторного прибора измеряется вертикальное смещение верхней точки цапфы. Точность измерений интерферометром достигает 0,01 мкм.

Для исследования цапф полевых астрономических инструментов разработана методика, основанная на использовании прецизионного интерферометра Уверского ПИУ-2 [93], [83].

Рассмотрим теоретические основы данного способа исследования цапф. Обратимся к рис. 81, на котором изображены рабочее сечение реальной цапфы и аппроксимирующая его окружность радиуса r_0 . Точка 0 на рисунке находится вблизи центра цапфы. Сложную непрерывную кривую, представляющую форму рабочего сечения цапфы, выразим с помощью ряда Фурье

$$r = r_0 + a_1 \cos(\varphi + A_1) + a_2 \cos(2\varphi + A_2) + \\ + a_3 \cos(3\varphi + A_3) + \dots = r_0 + \sum_{k=1}^{k=n} a_k \cos(k\varphi + A_k), \quad (2.94)$$

где r — расстояние от начала координат 0 до текущей точки рабочего сечения цапфы. Величины коэффициентов $a_2, a_3, \dots a_n$ зависят от неправильностей цапф, они малы по сравнению с r_0 . Коэффициент a_1 зависит только от положения начала полярной системы координат точки 0.

Если выбрать точку 0' в плоскости рабочего сечения цапфы таким образом, что (см. рис. 81)

$$\left. \begin{aligned} 00' &= a_1 \\ \varphi_0 &= -A_1 \end{aligned} \right\}, \quad (2.95)$$

то в ряде Фурье, записанном для этого нового положения полюса, не будет члена с a_1 . Расстояние 00' между полюсами выражено в формуле (2.95) в долях радиуса r .

Итак, выбрав полюс полярной системы соответствующим образом, вместо (2.94) запишем

$$r = r_0 + \sum_{k=2}^{k=n} a_k \cos(k\varphi + A_k). \quad (2.96)$$

Прямую, которая проходит через точки на рабочих сечениях цапф, выбранные с соблюдением условий (2.95), что приводит к аналитическому представлению формы цапф уравнением (2.96), называют горизонтальной осью астрономического прибора.

Неправильности цапф будут равны

$$\Delta r = r - r_0 = \sum_{k=2}^{k=n} a_k \cos(k\varphi + A_k), \quad (2.97)$$

причем должно соблюдаться условие $\sum \Delta r^2 = \min$.

Неправильности цапф (во взаимодействии с лагерами) изменяют азимут направления на наблюдаемый объект. Неправильности цапф, кроме того, влияют на положение оси уровня и, следовательно, на результат определения с его помощью наклона горизонтальной оси вращения астрономического прибора. При выводе формул для

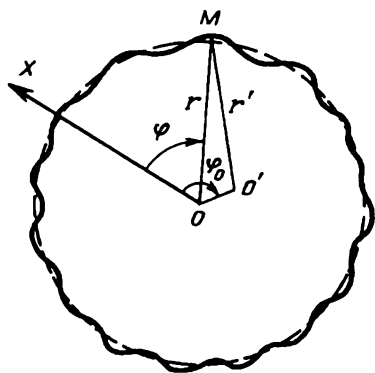


Рис. 81. Исследование влияния неправильностей цапф

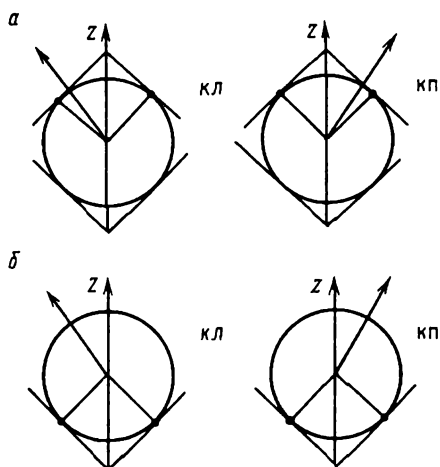


Рис. 82. К выводу формул для учета влияния неправильностей цапф на наклон (а) и азимут (б) горизонтальной оси

соответствующих поправок следует учитывать совместное влияние неправильностей окулярной и ламповой цапф, т. е. вычислять разности

$$\Delta\rho_z = \Delta r_z^{\text{ок}} - \Delta r_z^{\text{л}}, \quad (2.98)$$

где индекс z соответствует зенитному расстоянию наблюдаемого объекта, а также суммарное смещение из-за неправильностей левых и правых сторон цапф.

С учетом рис. 82, в случае наблюдений при двух положениях круга в наклон горизонтальной оси, определенный с помощью уровня, должна быть введена поправка за неправильности цапф, вычисленная по формуле

$$\Delta l'_z = -\frac{\cos 45^\circ}{2L \sin 1''} (\Delta\rho_{z+45^\circ} + \Delta\rho_{z-45^\circ} - \Delta\rho_{-z+45^\circ} - \Delta\rho_{-z-45^\circ}). \quad (2.99)$$

В приведенной формуле L — длина горизонтальной оси; наклон считается положительным, если правый конец оси ниже левого.

Поправка в азимут для наблюдений при двух положениях круга, принимая во внимание рис. 82, может быть получена по формуле

$$\Delta d'_z = \frac{\cos 45^\circ}{2L \sin 1''} (\Delta\rho_{z+135^\circ} - \Delta\rho_{z+225^\circ} + \Delta\rho_{-z+135^\circ} - \Delta\rho_{-z+225^\circ}). \quad (2.100)$$

Таким образом, формула поправки за неправильности цапф в измеренное горизонтальное направление будет иметь вид

$$\Delta N''_{\text{ц}} = \Delta d'_z + \Delta l'_z \operatorname{ctg} z. \quad (2.101)$$

При получении формул (2.99) — (2.100) были сделаны следующие допущения:

- точки касания цапф с лагерами и подставками накладного уровня находятся в плоскости перпендикулярной горизонтальной оси;

- положение точек касания относительно отвесной линии и их взаимное положение соответствует рис. 82;

- предполагалось их использование для исправления наблюдений, выполненных астрономическим теодолитом, у которого положение цапф и лагерь относительно окуляра не изменяется;

- предполагался одинаковый характер взаимодействия щупа индикатора, лагеров и подставок накладного уровня с цапфами.

В астрометрической практике применяются определения перемещения центра цапфы с помощью индикатора и непосредственные определения (метод Чаллиса) [75].

Возможно решение задачи путем исследования смещений из-за неправильностей цапф горизонтальной оси теодолита (метод Эри, автоколлимационный метод) [75].

Всем упомянутым способам присущи те или иные недостатки. В одних случаях инструмент исследуется в нерабочем состоянии, так как приходится снимать объективную часть трубы; в других — не учитывается взаимодействие системы цапфы—лагеры; в третьих — используются дополнительные насадки или измерительные средства, которые вносят свои ошибки. Наконец не выполняются в полной мере допущения, о которых шла речь выше.

Наиболее эффективным средством, которое используется в практике обеспечения полевых астрономических определений, является эталонирование на азимутальном стенде [83].

В общем случае, кроме определения неправильностей цапф, производится специальное исследование для определения возможного неравенства диаметров цапф [83], [75], которое вносит систематическую ошибку в величину наклонности, полученную с помощью накладного уровня. В дальнейшем, располагая данным о разности диаметров цапф и длиной горизонтальной оси вращения, вычисляют поправку в наклонность.

В астрометрической практике исследуется также возможная несоосность цапф [75].

2.3.5. ЛИЧНАЯ ОШИБКА

Выполняя астрономические наблюдения, астроном вносит в их результаты ошибку, которая обусловлена его личными особенностями: психо-физиологическим состоянием, уровнем подготовки; зависит от некоторых характеристик наблюдаемого объекта. Систематическую часть такой ошибки называют личной разностью. Личная разность есть результат вычитания из действительного (или известного с высокой степенью точности) значения какой-либо величины ее значения, полученного из наблюдений.

Личная разность изменяет моменты наблюдений звезд и в результате сказывается на поправках часов, значениях долготы и геодезического азимута, определяемого непосредственно по наблюдениям звезд. Личная ошибка в определенной степени зависит от астрономического прибора и регистрирующей аппаратуры, используемой при наблюдениях, поэтому часто используется термин лично-инструментальная разность.

При фиксации моментов наблюдений методом «глаз—ухо» или «глаз—клавиша» личная разность может достигать значительной величины. Достаточно сказать, что при определениях долгот на пунктах Государственной геодезической сети СССР с использованием метода «глаз—ухо» астрономическими теодолитами АУ 2"/10" и У5" средняя величина личной разности (по модулю) составила 0,155", а для метода «глаз—клавиша» по модулю — 0,082". Среднее квадратическое колебание личной разности за время между двумя повторными определениями составило при этом $\pm 0,05''$ [52]. Таким образом, имеют место значительные колебания личной разности, что снижает надежность использования поправок за ее влияние, полученных (в случае долготных определений) на одном из основных астрономических пунктов. Для наблюдений с контактным микрометром дело обстоит несколько лучше. Средняя величина личной разности при наблюдениях астрономическими теодолитами АУ 2"/10" составила (по модулю) 0,055", а ее среднее квадратическое колебание за время между повторными определениями оказалось равным $\pm 0,028''$ [52].

Исследователями установлено, что на величину личной разности влияют:

- видимая скорость движения звезды в фокальной плоскости астрономического прибора,
- направление видимого движения звезды,
- яркость звезды,
- освещенность поля зрения.

Заметим, что яркость («уровнение яркости») звезды незначительно влияет на величину личной разности. Для наблюдений с контактным микрометром изменение личной разности по этой причине оценивается величиной — 0,0014" ($m = 3,5$) [28].

При определении лично-инструментальной разности для обеспечения долготных определений и азимутальной лично-инструментальной разности, необходимой для исправления геодезических азимутов, полученных непосредственно из наблюдений звезд, следует использовать те же астрономические инструменты и аппаратуру (хронографы, хронометры и т. д.), которые будут использоваться (или использовались) для наблюдений на полевых пунктах. Должна (по возможности) применяться одинаковая методика наблюдений на основном и полевых пунктах. Отсутствие категоричности в предыдущем предложении связано с тем, что азимутальную лично-инструментальную разность приходится получать на основном астрономическом пункте как разность поправки часов, полученной

из наблюдений, и поправки часов, полученной из приема сигналов точного времени с использованием известной долготы.

Анализ широтных наблюдений, выполненных на широтной станции в Китабе в 1958—1963 гг. с помощью ЗТЛ-180 двумя наблюдателями, показал наличие систематической разности $\Delta\varphi = 0,14''$, что по мнению автора работы Гриневича Г. В. является результатом влияния личных ошибок [19]. Аналогичные результаты были получены на широтных станциях в Боровце, Юзефославле (Польша) и Дрездене (Германия) [51].

Радикальным средством борьбы с личной ошибкой является использование объективных методов регистрации наблюдений: фотоэлектрического и фотографического. Последний в силу своей специфики применяется, как правило, в стационарных условиях.

2.3.6. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ

На результаты астрономических наблюдений оказывает существенное влияние ряд факторов, объединяемых под названием внешней среды. К этим факторам относятся рефракция; температурное поле, возникающее возле астрономического инструмента, включая тепловое воздействие наблюдателя; ветер; атмосферная дисперсия.

Относительно влияния рефракции уже говорилось в соответствующем разделе книги. Разными авторами разработаны теории астрономической рефракции, которые используют разные модели атмосферы от сферически симметричных до трехмерной. Составлены и используются разные таблицы астрономической рефракции, среди которых широко известны «Пулковские таблицы рефракции»; таблицы рефракции, созданные А. И. Нефедьевой в астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта в Казани [68], [69].

Для получения наиболее точных результатов астрономических наблюдений рекомендуется одновременно с ними выполнять зондирование атмосферы. В конечном счете должны быть созданы теории и таблицы рефракции для каждой астрономической обсерватории.

Другим направлением при изыскании способов учета влияния рефракции является разработка рефрактометров.

Для ослабления влияния рефракции на результаты астрономических наблюдений на пунктах Государственной геодезической сети зенитальными способами не рекомендуется наблюдать звезды на зенитных расстояниях $z > 60^\circ$. Целесообразно использовать способы, основанные на наблюдениях звезд на равных зенитных расстояниях или пар звезд с разностью зенитных расстояний в паре не более $5-7^\circ$.

Для ослабления влияния боковой рефракции на азимутальные определения на пунктах Лапласа методикой предусматриваются наблюдения прямого и обратного азимутов направления на земной предмет. Программа наблюдений должна продолжаться не менее трех суток, причем желательно сочетать дневные и ночные на-

блюдения. Зенитные расстояния наблюдаемых звезд не должны превышать $75 \pm 80^\circ$.

Яковлевым Н. В. разработана методика редуцирования азимутов направлений на земные предметы на момент изотермии воздуха на высоте визирного луча [88]. Вблизи момента изотермии влияние боковой рефракции на азимут близко к нулю. Для выполнения редуцирования необходимо располагать склонением Солнца и широтой пункта наблюдений, чтобы по ним вычислить время захода Солнца. Кроме того должны быть известны значения средних суточных величин температуры воздуха, упругости водяного пара воздуха, альбедо местности между пунктами и параметра, оценивающего общую облачность. Эти данные могут быть запрошены на метеостанциях или определены в процессе наблюдений на пункте [84]. Учет поправки за метеорологические условия приводит к незначительному изменению момента изотермии, обычно не более чем на 0,2 часа. Момент изотермии исправляется также поправкой за эквивалентную высоту визирного луча над местностью.

Большое внимание уделяется вопросу уменьшения влияния аномалий рефракции при проведении астрометрических наблюдений.

Как правило, при изучении аномальной рефракции рассматривают четыре атмосферных слоя:

- внутри павильона («зальная» рефракция),
- над павильоном до высоты 50 м,
- следующий слой, верхняя граница которого проходит на высоте около 500 м,
- внешняя атмосфера.

Действие слоев атмосферы, расположенных выше 500 м, хорошо учитывается с помощью таблиц рефракции.

Следует отметить, что быстрые изменения рефракции вызывают дрожание изображения. Оно, в основном, определяет точность регистрации моментов при выполнении наблюдений фотоэлектрическим методом.

При работах, требующих высокой точности, приходится принимать во внимание спектральный класс звезды, т. е. учитывать зависимость рефракции от длины волны излучения (хроматическая рефракция).

По барическим и температурным вертикальным и горизонтальным градиентам атмосферы можно определить наклон (i) ее слоев одинаковой плотности, по причине которого возникает аномальная рефракция. Чтобы получить упомянутые характеристики атмосферы, можно воспользоваться картами барической топографии, которые составляются в системе Росгидромета.

С использованием наклона слоев атмосферы можно исправить зенитное расстояние поправкой ($\Delta\rho$) за аномальную рефракцию

$$z = z' + \rho + \Delta\rho = z' + \rho - 0,0175 i^{(1)} \cos(A' - A_0) \sec^2 z', \quad (2.102)$$

где z' и A' — зенитное расстояние и азимут, полученные по результатам измерений, A_0 — азимут вертикала, в котором нормаль

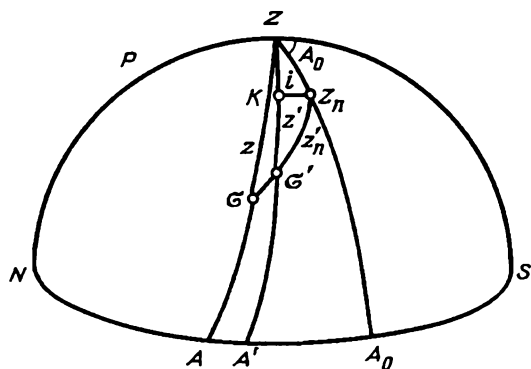


Рис. 83. Действие аномальной рефракции на горизонтальные координаты светила

к атмосферным слоям равной плотности отклонена от отвесной линии (рис. 83).

Аномальная рефракция изменяет азимут светила на величину

$$\Delta A = 0,035'' i^{(1)} \sin (A' - A_0) \operatorname{cosec} 2z'. \quad (2.103)$$

Поправка за аномальную рефракцию в широту, определенную по измеренным в меридиане зенитным расстояниям звезд, вычисляется по формуле

$$\Delta \varphi_{\Delta \rho} = -0,0175 i^{(1)} \cos A_0 \sec^2 z'_m, \quad (2.104)$$

где z'_m — меридиональное зенитное расстояние, соответствующая поправка в величину u (поправка часов), определяемую азимутальным методом по наблюдениям звезд в меридиане, определяется выражением

$$\Delta u_{\Delta \rho} = -0,00117'' i^{(1)} \sin A_0 \sec z'_m \sec \delta. \quad (2.105)$$

Обычно, наклоны слоев атмосферы, определяемые с помощью карт барической топографии (для высот от одного до нескольких км), не превышают нескольких минут.

Значительные наклоны возникают в приземном слое воздуха. Они связаны с особенностями местных условий возле пункта наблюдений: наличие растительности и водоемов, характер рельефа, промышленные и жилые здания и т. д. Для учета местной рефракции используются термисторы, которые размещаются как внутри, так и вне павильона. Запись информации датчиками осуществляется автоматически, что позволяет оперативно получать данные, необходимые для определения характеристик температурного поля. Возможны полная автоматизация сбора и обработки информации и учет влияния рефракции непосредственно в ходе наблюдений.

Температурное поле внутри павильона, как показали исследования разных авторов, имеет сложный характер [109]. В связи с этим конструкция павильона должна обеспечивать его хорошую естественную вентиляцию. Кроме того, предусматривается при-

нудительная вентиляция. В стационарных условиях в ряде случаев, например, при наблюдениях на службах времени пассажными инструментами, применяется их термическая защита [51].

Как в стационарных, так и в полевых условиях на инструмент в процессе наблюдений оказывает тепловое воздействие астроном. Неравномерный нагрев отдельных узлов инструмента может привести к значительным систематическим ошибкам, особенно при наблюдениях в холодное время года. Поскольку при работе с астрономическим теодолитом наблюдатель находится только у окулярного конца горизонтальной оси, происходит нагрев соответствующей стойки уровня и подставки трубы. Для латунных стоек (коэффициент теплового расширения $\alpha = 1,8 \cdot 10^{-5}$) при разности температур стоек в 1°C и отношении длины стойки к расстоянию между стойками равном 1 : 2 наклон оси уровня изменится на $1,8''$ [99].

Тепловое воздействие наблюдателя на окулярный конец трубы приводит к его перемещению (гнутию) и соответствующему изменению положения визирной оси.

В определенной степени тепловые воздействия наблюдателя ослабляются применением тщательно продуманной методики наблюдений (работа при двух положениях круга, перекладка уровня на оси, симметричное расположение наблюдений во времени).

При наблюдениях днем инструмент должен быть защищен от прямых солнечных лучей.

В качестве одной из мер, обеспечивающих ослабление влияния местной рефракции, может служить установка инструмента на высоком основании так, чтобы расстояние от поверхности Земли составляло 10—15 м.

Особой проблемой в астрометрии является сооружение столбов для установки инструментов и постройка павильонов.

При выполнении наблюдений необходимо защищать инструмент от ветра. При этом следует иметь в виду, что ветер оказывает не только механическое воздействие на инструмент, но также приводит к изменению наклона воздушных слоев и температурного поля возле инструмента.

Совокупное действие этих влияний, получившее название «эффект ветра», было выявлено в результате анализа наблюдений, выполнявшихся на службах времени и широты.

При полевых астрономических наблюдениях приходится принимать во внимание так называемое кручение столба (или столика сигнала), которое приводит к изменению азимута направления и практически не может быть отдельно от возможных азимутальных сдвигов слоев почвы.

Столбы, представляющие кирпичную или каменную кладку, бетонные монолиты, как правило, не подвержены кручению.

Иначе обстоит дело с деревянными столбами и геодезическими сигналами, особенно построенными из «сырого» леса.

Значение азимута направления в момент T при наличии кручения можно представить выражением

$$a = a_0 + \frac{da}{dt} (T - T_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2a}{dt^2} (T - T_0)^2, \quad (2.106)$$

где a_0 — значение азимута направления, соответствующее моменту T_0 .

Для введения поправки за кручение столба (столика сигнала) при наблюдении используется поверительная труба.

Если зависимость между a и a_0 носит линейный характер, т. е. в формуле (2.106) отсутствует ускорение, то достаточно расположить наблюдения симметрично относительно некоторого среднего момента. Значение азимута направления для этого момента не будет искажено действием кручения.

2.3.7. ДРУГИЕ ИСТОЧНИКИ ОШИБОК АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ

В программу исследований астрономических теодолитов входит определение таких инструментальных параметров, как цена оборота винта окулярного или контактного микрометра, мертвого хода и ширины контактов контактного микрометра, цены деления уровней, расстояний боковых нитей сетки от средней. Кроме того исследованию подлежат ходовые и периодические ошибки винта окулярного или контактного микрометра, ошибки делений лимба, рен микроскопов-микрометров [83].

В соответствии с особенностями астрометрических инструментов часть из упомянутых параметров подлежит определению при работе с ними.

Цена оборота винта окулярного или контактного микрометра (R) может быть определена по наблюдениям звезд в элонгации, в меридиане, из наблюдения шкальных пар или в лабораторных условиях. Величина R связана с фокусным расстоянием объектива соотношением

$$R'' = \frac{h}{F} \rho'', \quad (2.107)$$

где h — шаг винта микрометра. Как следует из (2.107), ценой оборота винта микрометра, отнесенной к шагу винта h , устанавливается масштаб изображения в фокальной плоскости объектива, поскольку $m \cong 1/F \cdot \rho''$. Цена оборота винта микрометра изменяется с течением времени, например в результате температурных воздействий. У полевых инструментов существенные изменения величины R происходят при их транспортировке. В связи с этим при реализации способов, основанных на использовании для измерений окулярного или контактного микрометра, например, способа Талькотта, параметр R определяют на каждом полюсом астрономическом пункте или вводят в качестве дополнительного неизвестного в соответствующие уравнения поправок величину ΔR [83].

Мертвый ход (M_x) определяют в каждый вечер наблюдений, а ширину контактов (Π_k) — один раз на каждом астрономическом

пункте, если за время наблюдений на пункте не происходило регулировок контактного микрометра.

Исследование уровней выполняется до выезда в поле на экзаменаторе по способу А. С. Васильева. Одновременно целесообразно получить значение температурного коэффициента, чтобы в случае необходимости вычислить

$$\tau = \tau_0 + \alpha (t^\circ - t_0^\circ). \quad (2.108)$$

В случае отсутствия α и отличия температуры воздуха при наблюдениях на пункте более чем на 15°C от температуры, при которой было определено значение τ в лабораторных условиях, исследуют уровень по способу Комстока.

Определение расстояний боковых нитей от средней выполняют по наблюдениям в меридиане прохождений северных звезд со склонениями $\delta < 80^\circ$ через вертикальные нити сетки.

Подробные сведения об исследованиях и поверках астрономических теодолитов приведены в [83] и [99].

Обработка результатов наблюдений, выполненных для решения задач астрометрии и геодезической астрономии, связана с использованием координат звезд, параметров вращения Земли, координат пункта наблюдений. В зависимости от требуемой точности и характера решаемых задач при анализе результатов должны учитываться ошибки всех или некоторых из перечисленных величин.

Так, например, ошибка в прямом восхождении звезды будет приводить к ошибке в азимуте направления, полученном из наблюдений прохождений звезд в меридиане. Для вычисления ошибки в прямом восхождении рекомендуется формула [38]

$$m_a = \sqrt{\left[(a \cdot \sec \delta_i)^2 + m_{a_\delta}^2 \right] \left(\frac{\cos \delta_i}{\sin z_i} \right)^2}, \quad (2.109)$$

где величина $a \cdot \sec \delta_i$ характеризует точность прямых восхождений в звездном каталоге в случайном отношении, а m_{a_δ} систематическая ошибка в прямом восхождении для того же звездного каталога. Соответствующие параметры a для каталога FK4 были приведены в [38].

2.3.8. НЕКОТОРЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ ОШИБОК НА РЕЗУЛЬТАТЫ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Приведем формулы для вычисления средних квадратических ошибок визирования ($m_{\text{виз}}$) и регистрации момента прохождения звездой через нити сетки ($m_{\cdot}$).

В случае k наведений на неподвижный объект имеем

$$m_{\text{виз}} = \frac{b}{\Gamma \sqrt{k}}, \quad (2.110)$$

где b — разрешающая способность невооруженного глаза, Γ — увеличение трубы.

Для разных наблюдателей и условий наблюдений имеем $30'' < b < 60''$.

Ошибку регистрации момента прохождения в случае наблюдений на k нитях (контактах) вычисляют по формуле

$$m. = \frac{1}{\sqrt{k}} \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{\Gamma^2 V^2}}, \quad (2.111)$$

где V — скорость движения звезды относительно нитей сетки, значения коэффициентов a и b в зависимости от метода фиксирования приведены в таблице 14.

В зенитальных способах

$$V = V_z = \cos \delta \sin q = \cos \varphi \sin A, \quad (2.112)$$

в азимутальных способах

$$V = V_a = \cos \delta \cos q. \quad (2.113)$$

Поскольку, как следует из таблицы 14, a , как правило, существенно меньше b , для приближенных расчетов (кроме фотозлектрических наблюдений) рекомендуется формула [99]

$$m. = \frac{1}{\sqrt{k}} \frac{b}{\Gamma V}, \quad (2.114)$$

использование которой вместо (2.111) вносит погрешность в $m.$ не более 10 %.

Таким образом, ошибка $m.$ вызовет соответствующую ошибку в зенитном расстоянии

$$m_{z.} = 15 V_z m. = \frac{15}{\sqrt{k}} \sqrt{a^2 V_z^2 + \frac{b^2}{\Gamma^2}} \quad (2.115)$$

и в горизонтальном направлении

$$m_{N.} = 15 \frac{\cos \delta \cos q}{\sin z} m. = \frac{15 \operatorname{cosec} z}{\sqrt{k}} \sqrt{a^2 V_a^2 + \frac{b^2}{\Gamma^2}}. \quad (2.116)$$

Т а б л и ц а 14

Значения коэффициентов a и b , входящих в формулу (2.111)

Метод фиксирования моментов	a	b
«Глаз—ухо»	0,10 ^s	4,7 ^s
«Глаз—клавиша»	0,07	4,0
Контактный микрометр с ручным приводом	0,04	2,8
Контактный микрометр с механическим приводом	0,02	2,5
Фотоэлектрическая регистрация	0,03	0,01

Если для отсчетов по кругам используются микроскопы-микрометры, то соответствующая средняя квадратическая ошибка будет

$$m_L = \frac{1}{2} \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_3^2}, \quad (2.117)$$

где m_1 — средняя квадратическая ошибка наведения биссектора микроскопа-микрометра на штрих лимба; m_2 и m_3 — соответственно случайная и систематическая ошибки диаметров лимба.

При определении с помощью уровня наклона горизонтальной оси для подсчета средней квадратической ошибки m_i используется формула

$$m_i = \sqrt{\frac{b^2}{4} m_{\tau}^2 + (0,10'' \sqrt{2\tau})^2}, \quad (2.118)$$

где b — наклон оси уровня в полуделениях; m_{τ} — средняя квадратическая ошибка средней цены деления уровня; обычно, полагают ее равной $m_{\tau} = 0,05 \tau$; второе слагаемое под корнем вытекает из формулы Рейнгера

$$m_{\tau}' = 0,20'' \sqrt{\tau}, \quad (2.119)$$

преобразованной с учетом отсчетов по уровню при двух его положениях на горизонтальной оси.

Средняя квадратическая ошибка определения горизонтального направления, обусловленная m_i , будет равна

$$m_{N_i} = m_i \operatorname{ctg} z. \quad (2.120)$$

Приведенные выше формулы (2.115)—(2.118) дают возможность определить суммарную среднюю квадратическую ошибку, характеризующую точность зенитальных и азимутальных методов в случайном отношении. При этом исходят из принципа равных влияний. Кроме того, полагают, что остаточное влияние (после учета соответствующих поправок) рефракции и гнущия носит случайный характер. В соответствии со сказанным имеем для зенитальных способов

$$m_z = \sqrt{m_{z_s}^2 + m_L^2 + m_{\Delta \rho, \Delta g}^2} \quad (2.121)$$

для азимутальных способов

$$m_N = \sqrt{m_{N_s}^2 + m_L^2 + m_{N_{\delta \rho, \delta g}}^2}. \quad (2.122)$$

В формуле (2.121) отсутствует m_{τ}^2 , так как у астрономических теодолитов уровень при вертикальном круге обычно скреплен с кругом, поэтому отсчеты по нему не производятся.

Как следует из структуры (2.116) и (2.120), случайная погрешность измерения горизонтального направления пропорциональна $\operatorname{ctg} z$ наблюдаемого объекта.

Приведенные формулы используются для априорных расчетов, необходимых для планирования астрономических наблюдений, разработки методических вопросов, при решении конструкторских задач.

Примером детального анализа влияния различных источников ошибок на результаты определения высокоточного астрономического азимута служит работа [38], анализ инструментальных ошибок ряда переносных инструментов содержится в [126], [141].

2.4. ТОЧНЫЕ МЕТОДЫ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ НА ПРАКТИКЕ

2.4.1. ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ К ПОДГОТОВКЕ АСТРОНОМИЧЕСКОГО ИНСТРУМЕНТА ДЛЯ ВЫПОЛНЕНИЯ НАБЛЮДЕНИЙ

1. Перед наблюдениями должны быть известны следующие постоянные инструмента:

τ_n — цена деления накладного уровня;

τ_T — цена деления талькоттовского уровня;

τ_m — цена деления уровня на раме микроскопов вертикального круга (этот уровень может быть не у каждого инструмента). Величины τ целесообразно определить до и после всего периода (сезона) наблюдений, и в середине сезона.

R'' — цена оборота окулярного микрометра, соответствующая фокусировке на бесконечность. Эта величина в процессе наблюдений на одном и том же пункте должна переопределяться несколько раз.

2. После установки инструмента на астрономический столб (инструмент до окончания наблюдений на пункте со столба не снимается) следует его предварительно отnivelировать по наклонному уровню; эта операция будет приближенной, поскольку инструмент еще не поверен, но она облегчит выполнение всех последующих операций по подготовке инструмента к наблюдениям.

3. Если есть возможность, то следует сразу же отфокусировать инструмент на бесконечность по звездам, но ни в коем случае не по Солнцу, так как интервал длин волн полос пропускания большинства фильтров, с которыми наблюдают Солнце, находится обычно в длинноволновой части спектра и не включает в себя длины волн, соответствующих максимуму чувствительности ни для визуальных наблюдений, ни для фотокатодов. Поэтому фокусировка по Солнцу будет приближенной. В течение всего периода наблюдений перефокусировать инструмент нельзя. Это приведет к неустойчивости значения цены оборота R'' окулярного микрометра и затруднит получение реальных оценок результатов наблюдений.

4. Ежедневно перед началом наблюдений выполняются обязательные поверки инструмента в соответствии с указаниями,

данными в [83]. К ним относятся: проверка правильности положения оси накладного (или подвесного) уровня, проверка и исправление неравенства подставок, проверка правильности вращения алидады, проверка правильности положения оси талькоттовского уровня (если уровня два, то добавляется определение взаимного расположения ампул уровней).

После этого инструмент окончательно нивелируется с помощью талькоттовского уровня.

5. Затем в соответствии с [53; 83] определяются значения коллимационной ошибки s и места зенита M_z . Обычно принимают, что обе величины не должны превышать $20''$. Однако это несущественно; важно, чтобы обе величины у данного инструмента были устойчивы. Достаточно, причем только для удобства наблюдений, чтобы обе величины не превышали $1'$. Если же s и M_z оказываются неустойчивыми, меняясь произвольным образом в процессе наблюдений, то таким инструментом нельзя работать.

Перед определениями s и M_z ориентируется подвижная нить окулярного микрометра следующим образом:

	Окулярный микрометр (обычный)	Контактный микрометр
Зенитальные методы	нить вертикальна (способы Цингера и Певцова), нить горизонтальна (способ Талькотта).	нить горизонтальна
Азимутальные методы	нить вертикальна	нить вертикальна

Если применяются инструменты с микроскоп-микрометрами (например АУ 2/10), то перед определением s и M_z определяется и исправляется угол между микроскопами на обоих кругах.

Если инструмент имеет также установочный вертикальный круг (например Вильд Т-4), то определяется и M_z установочного круга.

Перечисленные операции выполняются ежедневно перед началом наблюдений.

6. Также ежедневно определяются ширина контакта Шк, мертвый ход M_x и нуль-пункт контактного микрометра в соответствии с [53], [83].

7. Определяются расстояния постоянных боковых нитей от средней (один раз на пункте). Определение может выполняться как по земному предмету, так и по светилам. Целесообразнее это делать заранее по земному предмету, наводя на него последовательно каждую нить и отсчитывая горизонтальный или вертикальный круг — в зависимости от того, как ориентирована сетка нитей.

8. Наконец, горизонтальный круг инструмента ориентируется в меридиане в следующем порядке.

8.1. Наведение инструмента на Полярную и отсчет хронометра I_0 с точностью до 1 секунды времени.

8.2. Выборка из эфемериды Полярной по аргументам φ_0 и $s = T_0 + u_0$, где u_0 — приближенная поправка хронометра относительно местного звездного времени, вычисленная из присма сигналов времени с приближенной долготой λ_0 , азимута и зенитного расстояния Полярной.

8.3. Не сдвигая самого инструмента, поворачиваем горизонтальный круг так, чтобы отсчет по нему с учетом коллимации с равнялся азимуту Полярной. В этом случае горизонтальный круг оказывается ориентирован в меридиане так, что отсчет по нему равен азимуту светила от точки юга. Обычно достаточно ориентировать горизонтальный круг с погрешностью не превышающей $1'$. Эфемеридное зенитное расстояние используется для контроля места зенита: отсчет по вертикальному кругу должен совпадать с эфемеридным зенитным расстоянием в пределах $1'$.

После выполнения всех перечисленных операций инструмент готов к наблюдениям любым способом.

2.4.2. ОСНОВНЫЕ ОПЕРАЦИИ, ВЫПОЛНЯЕМЫЕ ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ СВЕТИЛ

В процессе наблюдений с интервалом в 1—2 часа (и обязательно до и после наблюдений) принимаются сигналы времени с целью определения поправки хронометра относительно гринвичского звездного времени и определения хода хронометра. В отдельных случаях, например, при определении азимута по часовому углу Полярной, этот интервал может быть расширен до 4 часов.

Независимо от способа наблюдений, применяемой аппаратуры и определяемых величин, процесс наблюдений состоит из следующих основных операций.

1. Установка инструмента по эфемериде — выполняется за несколько минут до эфемеридного момента. Сначала устанавливается эфемеридное, зенитное расстояние светила, затем его эфемеридный азимут. При использовании зенитальных методов, если предусматривается прямое измерение зенитных расстояний, пузырек уровня на раме микроскопов вертикального круга (или при вертикальном круге) приводится элевационным винтом в середину; если же применяется метод прохождений — талькоттовский уровень скрепляется с трубой и его пузырек также приводится элевационным винтом в середину. Пока не закончены наблюдения пары или серии звезд, исправлять каким-либо способом положение пузырька того или другого уровня нельзя.

2. До и после наблюдения светила отсчитывается применяемый в данном способе наблюдений уровень в последовательности «л—п» (левый конец пузырька—правый конец пузырька).

2.1. В зенитальных методах определяется наклон вертикальной оси или изменение наклона трубы инструмента по следующим параметрам. Для определенности положим: m — наибольшее подписанное деление на ампуле уровня; деления на вертикальном круге идут по часовой стрелке; наблюдения выполняются при «круге лево». Тогда наклон i вычисляется по правилу, указанному в табл. 15.

Во 2 и 3 случаях знаки меняются на обратные, если деления на вертикальном круге идут против часовой стрелки.

Изменения наклона трубы $\Delta i = i_1 - i_2$ (2.123) при наблюдениях пар звезд вычисляется по правилу, указанному в табл. 16. Здесь принято: i_1 — значения наклона при наблюдениях первой звезды, i_2 — второй; нумерация звезд — от точки юга по часовой стрелке; тогда если $i_1 = i_s$, (2.124), то $i_2 = i_N$ (2.125); если $i_1 = i_w$ (2.126), то $i_2 = i_E$ (2.127). Для определенности считаем, что отсчеты окулярного микрометра возрастают с возрастанием z (в противном случае знаки Δi обратные во 2 и 3 случаях).

2.2. В азимутальных методах определяется наклон b горизонтальной оси инструмента с помощью накладного (или подвесного) уровня. Обычный порядок действий: отсчет накладного уровня, его перекладка, наблюдения светила, отсчет накладного уровня; перевод трубы через зенит, повторение предыдущих операций. Иногда при наблюдениях с бетонных астрономических столбов

Т а б л и ц а 15

№№	Вид наблюдений	Применяемый уровень	№№	Положение нуля на ампуле уровня	Формула для «+» — талькоттовский уровень «-» — при вертикальном круге
1	Измерение z отдельных звезд	При вертикальном круге	1	В середине	$i = l + n$
2	Наблюдения прохождений отдельных звезд	Талькоттовский	2	Слева (вблизи объектива)	$i = \pm(m - (l + n))$
			3	Справа (вдали от объектива)	$i = \pm((l + n) - m)$

Т а б л и ц а 16

Вид наблюдений	Применяемый уровень	№№	Положение нуля на ампуле	$\Delta i = i_1 - i_2$
Прохождения пар звезд через заданный альмукантарат; измерения малой разности их зенитных расстояний	талькоттовский	1	в середине	$\Delta i = (l + n)_1 - (l + n)_2$
		2	слева	$\Delta i = (l + n)_1 - (l + n)_2$
		3	справа	$\Delta i = (l + n)_1 - (l + n)_2$

перекладка уровня выполняется только перед персводом трубы через зенит. Будем придерживаться обычного порядка, помня, что перекладка уровня служит для определения его нуль-пункта x , модуль которого — разность наклонов к горизонту горизонтальной оси и оси уровня. Тогда

$$b = (л - п)_0 - x = x - {}_0(л - п), \quad (2.128)$$

где

$$x = \frac{1}{2} ((л + п)_0 + {}_0(л + п)),$$

причем положение нижнего индекса «0» указывает на положение нуля на ампуле уровня.

3. Наблюдения светила, как было указано, делятся на прямые измерения зенитных расстояний или направлений и наблюдения прохождений светил через заданный альмукутантарат или вертикал.

3.1. Прямые измерения. Эти измерения делятся на два вида — для медленно движущихся светил (в близзполярной зоне и по z вблизи меридиана) и для быстро движущихся светил. В первом случае наведения на светило осуществляются при обоих кругах под удар хронометра подвижной нитью окулярного микрометра с отсчетами по его барабану и последующим точным отсчетом соответствующего круга. При измерениях z подвижная нить горизонтальна, при измерениях направлений — вертикальна. В итоге имеем дело со следующими величинами: T_{cp} — средний момент наблюдений, соответствующий среднему отсчету по окулярному микрометру $m_{cp}^{об}$ (обычно выполняется от трех до пяти наведений), $\bar{L}$, $\bar{R}$ — отсчет по кругу соответственно при «круге лсво» или «круге право». Пусть деления на кругах идут по часовой стрелке, а отсчет окулярного микрометра растут с увеличением z . Тогда без учета гнута, влияния неправильностей цапф измеренные значения равны:

зенитное расстояние —

$$\begin{aligned} z_{L,R} &= \bar{L} - M_z + (m_{cp}^{об} - 10^{об}) \cdot R'' + i \frac{\tau_m}{2} = \\ &= M_z - \bar{R} - (m_{cp}^{об} - 10^{об}) \cdot R'' + i \frac{\tau_m}{2}; \quad z = \frac{1}{2} (z_L' + z_R') + \rho, \end{aligned} \quad (2.129)$$

где ρ — истинная рефракция.

направление:

$$\begin{aligned} N_{L,R} &= \bar{L} + [(m_{cp}^{об} - 10^{об}) \cdot R'' - c] \operatorname{cosec} z_0 + b \frac{\tau_n}{2} \operatorname{ctg} z_0 = \\ &= \bar{R} - [(m_{cp}^{об} - 10^{об}) \cdot R'' - c] \operatorname{cosec} z_0 + b \frac{\tau_n}{2} \operatorname{ctg} z_0; \\ N &= \frac{1}{2} (N_L + N_R). \end{aligned} \quad (2.130)$$

Здесь M_z — место зенита, c — коллимация, R'' — цена оборота окулярного микрометра, τ_m , τ_n — цены делений уровней при вертикальном круге и накладного; z_0 — приближенное (до 1' или 0,1 зенитное расстояние наблюдаемого светила).

Замечания. Влияние гнутия у переносных астрономических инструментов мало и может учитываться по приближенным формулам:

$$\Delta z = g \cdot \sin z_0; \quad \Delta N = \beta \cdot \operatorname{cosec} z_0; \quad (2.131)$$

где коэффициенты определяются из исследований.

Влияние неправильностей цапф на измеренное направление вычисляется по формуле

$$dN = da + db \cdot \operatorname{ctg} z_0, \quad (2.132)$$

где

$$da = \frac{1}{2} \cos 45^\circ \cdot 206\,265'' \frac{1}{l} (\Delta\rho_{z+135^\circ} - \Delta\rho_{z+225^\circ} + \Delta\rho_{-z+135^\circ} - \Delta\rho_{-z+225^\circ}), \quad (2.133)$$

$$db = -\frac{1}{2} \cos 45^\circ \cdot 206\,265'' \frac{1}{l} (\Delta\rho_{z+45^\circ} + \Delta\rho_{z-45^\circ} - \Delta\rho_{-z+45^\circ} - \Delta\rho_{-z-45^\circ}),$$

— поправки в азимут и наклон горизонтальной оси, l — длина горизонтальной оси; неправильности радиусов цапф табулируются на основе исследований.

Во втором случае, когда наблюдаются достаточно быстро движущиеся светила, целесообразно наблюдать моменты их прохождений либо через постоянные нити, либо — контактным микрометром, как указано ниже, отсчитывая соответствующие круги. При наблюдениях прохождений через постоянные нити следует компенсировать неизмеряемую составляющую соответствующим наводящим винтом — горизонтальным или вертикальным. В этом случае в формулах (2.129—2.130) следует положить $m_{\text{ср}}^{\text{об}} - 10^6 = 0$, а M_z и c должны определяться относительно центральной неподвижной нити.

При наблюдениях контактным микрометром в формулах (2.129—2.130) $m_{\text{ср}}^{\text{об}}$ равно отсчету микрометра в его нуль-пункте $m_{\text{нп}}$, определяемому каждый вечер перед наблюдениями вместе с шириной контакта Шк и мертвым ходом Мх. Последними величинами здесь следует исправить непосредственно сам средний момент $T_{\text{ср}}$ наблюдения светил:

$$T = T_{\text{ср}} + (\pm \text{Шк} - \text{Мх}) \cdot R'', \quad (2.134)$$

где плюс соответствует работе контактного устройства на замыкание, минус — на размыкание.

Во всех случаях следует также учитывать поправку за ускорение движения светила, соответственно, по высоте или по азимуту, представляющие собой члены второго порядка разложения z или A по степеням приращения ΔT . Пусть Δq — поправка в z или в A в секундах времени, $\ddot{q} \rightarrow \frac{d^2 z}{dt^2}$ или $\frac{d^2 A}{dt^2}$, где

$$\ddot{q} = \frac{d^2 z}{dt^2} = \cos \varphi \cos A (\sin \varphi + \cos \varphi \cos A \operatorname{ctg} z),$$

$$\frac{d^2 A}{dt^2} = -\cos \varphi \sin A (\sin \delta \sin z + 2 \cos \varphi \cos A) \operatorname{cosec}^2 A.$$

Пусть также n — число контактов или нитей. Возможны три случая [53]: 1) наблюдения выполняются равномерно на n контактах; 2) наблюдения выполняются дважды (например, при круге лево и круге право); 3) наблюдения выполняются неравномерно n раз. Пусть этим случаям соответствуют поправки Δq_1 , Δq_2 , Δq_3 . Тогда, обобщая все три случая, с учетом размерностей:

$$\begin{pmatrix} \Delta q_1 \\ \Delta q_2 \\ \Delta q_3 \end{pmatrix} = \ddot{q} \cdot \frac{(15 \cdot 100)^2}{2 \cdot 206 \cdot 265} \begin{pmatrix} \frac{1}{12} \left(\frac{\Delta T_1}{100} \right)^2 & 0 & 0 \\ \left(\frac{\Delta T_2}{100} \right)^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sum_{j=1}^n \left(\frac{\Delta T_j}{100} \right)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{n+1}{n-1} \\ 1 \\ \frac{1}{n} \end{pmatrix}. \quad (2.135)$$

Здесь (в секундах времени):

$$\Delta T_1 = T_n - T_1; \quad \Delta T_2 = \frac{1}{2} (T_2 - T_1); \quad \Delta T_j = T_j - \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n T_j, \quad (2.136)$$

нижний индекс — номер контакта, нити, или просто момента наблюдения (для второго и третьего случаев).

3.2. Наблюдения прохождений светил в большинстве случаев выполняются контактными микрометром, который используется и как окулярный при измерениях малых разностей зенитных расстояний пар светил в меридиане (или вблизи него).

Измерения малых разностей зенитных расстояний в меридиане выполняются двумя способами: в произвольных малых часовых углах и на постоянных нитях; в последнем случае применяется обычный окулярный микрометр. Подвижная нить микрометра должна быть горизонтальна. Труба инструмента устанавливается на среднее зенитное расстояние пары звезд (горизонтальный круг считаем ориентированным); поворачивая алидаду, устанавливаем азимут 1-ой звезды — 0° , если звезда южная (S), или 180° , если звезда северная (N); талькоттовский уровень скрепляется с трубой и приводится элевационным винтом в середину ампулы. Напомним, что до и после наблюдений каждой звезды пары отсчитывается талькоттовский уровень. При наблюдениях в произвольных малых часовых углах, когда звезда проходит центральную часть поля зрения, выполняются 5 наведений на нее подвижной нитью мик-

рометра под удар хронометра. Тем самым имеем пять значений моментов T_{1j} и отсчетов микрометра в оборотах $m_{1j}^{об}$, $j = 1, 2, 3, 4, 5$, из которых выводятся средние значения T_{1cp} и $m_{1cp}^{об}$. Далее устанавливается азимут второй звезды и наблюдения производятся в том же порядке; получаем T_{2cp} , $m_{2cp}^{об}$. Наблюдения на постоянных нитях отличаются от предыдущих тем, что наведения на звезду подвижной нитью выполняются в моменты пересечения ею постоянных нитей. Если, например, обычный окулярный микрометр имеет 9 постоянных нитей, то поскольку южная звезда движется быстрее северной, для удобства ее наблюдают на 1, 3, 5, 7, 9 постоянных нитях, северную же — на 3, 4, 5, 6, 7 нитях.

В целях однообразия вычислительных формул принято малую разность зенитных расстояний вычислять в смысле «южная звезда минус северная», так что в оборотах микрометра эта разность равна

$$(\Delta z)^{об} = m_{scp}^{об} - m_{ncp}^{об}. \quad (2.137)$$

Наблюдения прохождений светил контактным микрометром выполняются как в зенитальных, так и в азимутальных методах. В первом случае подвижная нить устанавливается горизонтально, во втором — вертикально. Микрометр и примснемые часы включаются в цепь хронографа, на ленте которого в процессе наблюдений записываются моменты времени от часов и «моменты наблюдений», соответствующие моментам размыкания или замыкания цепи контактами микрометра. Процесс наблюдения после установки эфемеридных z и A и уже упоминающихся операций с уровнями заключается в равномерном ведении подвижной нити по звезде на протяжении трех оборотов микрометра симметрично относительно нуля-пункта; моменты времени, соответствующие моментам размыкания (или замыкания) контактного устройства автоматически записываются на ленту хронографа, причем расположение контактов на контактном барабане должно быть таким, что среднее из моментов с учетом $Шк$ и $Мх$ должно соответствовать моменту прохождения через нуль-пункт микрометра. При наблюдениях пар звезд пишущие устройства хронографа (перья, соленоиды и т. п.) для исключения их параллакса пересключаются между звездами. До и после наблюдений звезды хронограф своевременно включается и выключается.

Так как контактный микрометр изобретен еще в конце XIX века Репсольдом, то наблюдатель может иметь дело с разными микрометрами, поля зрения которых внешне отличаются, хотя их принцип один и тот же. Наиболее распространенными сейчас являются микрометр ЦНИИГАиК у инструмента АУ 2/10 и микрометры инструментов Вильд Т-4 и ДКМЗ-А. Поля зрения двух последних отличаются от первого отсутствием координатной сетки, состоящей у АУ 2/10 из двух биссекторов, отстоящих

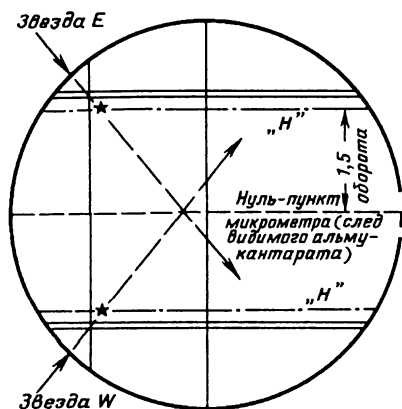


Рис. 84. Поле зрения контактного микрометра в зенитальных методах

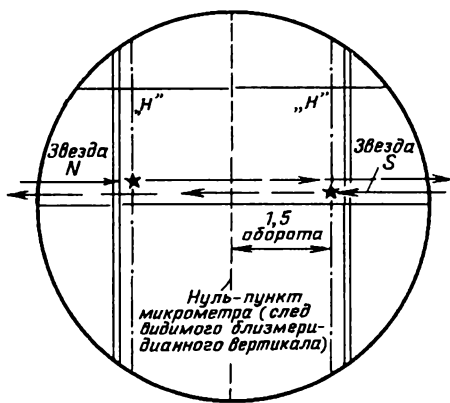


Рис. 85. Поле зрения контактного микрометра в азимутальных методах

друг от друга немного больше, чем 3 оборота винта микрометра, и симметричных относительно нуль-пункта, а также перпендикулярных биссекторам постоянной центральной нити и отстоящей от нее примерно на $410''$ постоянной боковой нити. Ориентировка подвижной нити микрометра, параллельной биссекторам, должна выполняться с погрешностью, не превышающей $5'$. На рис. 84 и 85, указаны поля зрения микрометра АУ 2/10 в случае наблюдений по способу Цингера и наблюдений в меридиане в азимутальных методах.

Если применяется микрометр типа Вильд Т-4 или аналогичный, то для встречи звезды подвижная нить отводится в соответствующем направлении от нуль-пункта ровно на 1,5 оборота. В этом случае за нуль-пункт принимается величина равная 10 оборотов плюс (минус) число делений, соответствующее середине опознавательного контакта. Видимые траектории движения звезды, указанные на рис. 84 и 85 задаются после ее появления в поле зрения наводящими винтами, соответственно, горизонтальным или вертикальным.

2.4.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРОТЫ ПУТЕМ ПРЯМЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ЗЕНИТНЫХ РАССТОЯНИЙ ПАР ЗВЕЗД ВБЛИЗИ МЕРИДИАНА

Основания данного метода были разработаны применительно к наблюдениям вертикальным кругом в 40-х гг. XIX века В. Я. Струве. В основе метода лежит формула (2.26). В настоящее время метод целесообразно применять в высоких широтах в тех случаях, когда можно наблюдать звезды не слабее 3—3,5 звездной величины (при незаходящем Солнце, в условиях дымки и т. п.). Возможны несколько вариантов метода, принципиально друг от друга не отличающихся; основным является определение широты по измеренным при одном положении круга зенитным расстояниям южных и северных звезд.

При описании данного метода и всех последующих конкретных методов мы нигде не приводим образцов журналов наблюдений, схем вычислений, как это было до сих пор принято. Ввиду их архаичности при наличии современной вычислительной техники это было бы по меньшей мере неуместно. Кроме того такие образцы подробно приведены в книгах [53], [83].

Эфемериды северных и южных звезд подбираются исходя из очевидных соотношений: верхняя кульминация $s = \alpha$, $z = \varphi - \delta$ — к югу от зенита, $z = \delta - \varphi$ — к северу от зенита; нижняя кульминация — $s = \alpha + 12^h$, $z = 180^\circ - (\varphi + \delta)$; — под условиями, чтобы зенитные расстояния звезд заключались в пределах примерно от 10° до 50° и чтобы разности зенитных расстояний северной и южной звезд в паре не превосходили примерно 6° (мы пишем «примерно», так как утверждение, что эти границы точные, как это обычно делается, не может быть строго обосновано). Требование к зенитным расстояниям следует из «наивыгоднейших условий наблюдений», требование же к их разностям — из соображений о возможном влиянии вертикального гнутия трубы.

Так как каждую звезду необходимо наблюдать несколько раз, причем для исключения ошибки в поправке хронометра — симметрично относительно меридиана, при составлении эфемерид следует вычислить упреждающие азимутальные поправки Δa . Для этого:

1) вычисляем z звезды в меридиане;

2) назначаем упреждающую поправку Δs в момент наблюдения в пределах $3''$ — $5''$ (z более чем на $1'$ в этом случае не изменится, поэтому поправок в вычисленное z не вводим);

3) вычисляем $\Delta a = 15 \cos \delta \operatorname{cosec} z \cdot \Delta s$ для каждой звезды. Тогда для каждой звезды:

$s_1 = s - \Delta s$ — до меридиана;

$s_2 = s + \Delta s$ — после меридиана;

в верхней кульминации:

$A_1 = 360^\circ - \Delta a$ — к югу от зенита до меридиана;

$A_2 = \Delta a$ — к югу от зенита после меридиана;

$A_1 = 180^\circ + \Delta a$ — к северу от зенита до меридиана;

$A_2 = 180^\circ - \Delta a$ — к северу от зенита после меридиана;

в нижней кульминации:

$A_1 = 180^\circ - \Delta a$ — к северу от зенита до меридиана;

$A_2 = 180^\circ + \Delta a$ — к северу от зенита после меридиана.

Очевидно, что в качестве северной звезды во всех случаях, когда это удобно, может выбираться Полярная.

Таким образом для каждой звезды эфемериды будет иметь вид:

$$\begin{array}{cc} s_1 & A_1 \\ & z \\ s_2 & A_2 \end{array}$$

Для составления эфемерид достаточно использовать «средние места звезд» и «таблицу высот и азимутов Полярной» из Астрономического Ежегодника.

Наблюдения первой, а затем второй звезды выполняется так, как указано в § 2.4.2 для случая прямых измерений z , до меридиана (A_1), в меридиане $A = 0^\circ$ или 180°), после меридиана (A_2).

Для вычисления измеренного зенитного расстояния отсчеты по вертикальному кругу в соответствии с (2.129) исправляются за влияние места зенита, окулярный микрометр, уровень при вертикальном круге, истинную рефракцию, за ускорение звезды по высоте Δz (2.135) и, если необходимо, за влияние вертикального гнущия (2.131). Вычисляются видимые координаты α , δ наблюдаемых звезд (см. 1.7). Вычисляются средние моменты T_{cp} для каждого измеренного зенитного расстояния и вычисляются соответствующие им часовые углы

$$t = T_{cp} + u - \alpha - 0^{\circ}021 \cos \varphi_0 \sec \delta, \quad (2.138)$$

где u — поправка хронометра из приема радиосигналов времени; последний член — поправка за суточную аберрацию. Если северной звездой была Полярная, то за суточную аберрацию исправляют ее обе координаты по формулам:

$$\Delta \alpha = 0^{\circ}0213 \cos \varphi \sec \delta \cos t; \quad \Delta \delta = 0^{\circ}32 \cos \varphi \sin \delta \sin t. \quad (2.139)$$

Далее измеренные близмеридианные зенитные расстояния z редуцируются на меридиан z_m :

$$z_m = z \mp 2 \cdot 206 \, 264 \cdot 8 \cos \varphi_0 \cos \delta \operatorname{cosec} \left(\frac{1}{2} (z + \varphi_0 - \delta) \right) \cdot \sin^2 \frac{t}{2}, \quad (2.140)$$

где знак минус относится к верхней кульминации, знак плюс — к нижней. Второй член в (2.140) — так называемая редукция на меридиан близмеридианного зенитного расстояния. Эта редукция получается преобразованием разности $\cos z_m - \cos z$ в произведение синусов полусуммы и полуразности аргументов. Величина φ_0 — приближенная широта.

Значение наблюдаемой широты φ по паре северной и южной звезд вычисляется по формулам (2.27) или (2.28), соответственно для верхней и нижней кульминации, следующим из основной формулы (2.26). В этих формулах под z понимаются их меридиональные значения z_m , вычисленные по (2.140).

Замечание: формула (2.140) включающая редукцию z на меридиан, вместе с формулами (2.27) или (2.28) представляют собой

нелинейную алгебраическую систему двух уравнений относительно широты φ и z_m вида:

$$z_m = f_1(z_m, \varphi); \quad \varphi = f_2(z_m), \quad (2.141)$$

которые могут быть решены либо простыми итерациями, либо ньютоновыми. Это позволяет значительно увеличить указанный выше интервал Δs , определяющий начало наблюдений до меридиана и их конец после меридиана, лишь бы он находился внутри радиуса сходимости итеративного решения системы (2.141), а также — существенно снизить требования к точности предварительного значения широты φ_0 . Это значительно расширило бы возможности наблюдений в высоких широтах как описанным методом, так и его вариантом, заключающимся в четырехкратных наблюдениях ярких звезд вблизи меридиана и описанного в [83].

В линейном приближении, если φ_0 известно с ошибкой, не превышающей $2''$ — $3''$, для вычисления широты вместо предыдущих формул можно использовать методику, указанную в [99], и искать решение в виде

$$\varphi_{\text{ср}} = \varphi_0 + x_{\text{ср}}. \quad (2.142)$$

Тогда для отдельной пары звезд линейная методика дает

$$2x = (z_{\text{измер.}} - z_{\text{вычисл.}})_S - (z_{\text{измер.}} - z_{\text{вычисл.}})_{N'}, \quad (2.143)$$

причем $z_{\text{вычисл.}}$ находится по теореме косинусов (2.1); среднее

$$x_{\text{ср}} = \frac{1}{n} \sum_j x_j \text{ с весом } 2n \text{ (} n \text{ — число пар).}$$

Недостаток линейного приближения — жесткие требования к приближенной широте, которые в высоких широтах не всегда могут быть реализованы.

Обычно наблюдают не менее 12—15 пар звезд, переставляя между парами вертикальный круг на $180^\circ/n$. В каждую группу значений φ , полученных за один вечер, необходимо ввести поправку за влияние короткопериодической нутации

$$\Delta\varphi_{\text{нута}} = g' \cos(G' + s_{\text{ср}}) \quad (2.144)$$

с весом n' , где n' — число пар за один вечер; среднее значение $\Delta\varphi_{\text{нута ср}}$ по всем вечерам вычисляется как среднее весовое из всех $\Delta\varphi_{\text{нута}}$ [99].

Окончательное значение широты

$$\varphi = \varphi_{\text{ср}} + \Delta\varphi_{\text{нута ср}}. \quad (2.145)$$

Оценка точности выполняется в обычном порядке: если $\varphi_j = \varphi_{\text{ср}} - \varphi_j$, то

$$\mu_\varphi = \sqrt{\frac{[\nu\nu]}{n-1}}, \quad M_\varphi = \mu_\varphi / \sqrt{n}. \quad (2.146)$$

2.4.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРОТЫ ПО СПОСОБУ ТАЛЬКОТТА

Способ Талькотта основан на измерении окулярным микрометром малых разностей зенитных расстояний пар звезд — южной и северной — в меридиане. В основе вычисления широты лежат формулы (2.27) или (2.28). Способ наиболее простой и вместе с тем наиболее точный и устойчивый.

Эфемеридное обеспечение дано в [82] в системе фундаментального каталога *FK-4*.

Существует также в известной степени устарелое эфемеридное обеспечение, однако оно также может в случае необходимости использоваться. Любая эфемерида способа Талькотта содержит следующие данные: 1) указание, какая из звезд наблюдается первой, северная или южная; 2) момент прохождения первой звезды, момент прохождения второй звезды; 3) среднее зенитное расстояние пары звезд; 4) широта φ_0 , для которой данная пара в зените, пригодность пары определяется по правилу $\varphi_0 - 8' < \varphi_{00} < \varphi_0 + 8'$, где φ_0 — приближенная широта пункта; кроме того $8' \equiv 16'/2$, — $16'$ максимально допустимая разность зенитных расстояний звезд пары; 5) яркости звезд и номера звезд по заданному каталогу.

Для обработки наблюдений обычно используется каталог «КГЗ-2» [40], содержащий 2957 звезд. В Пулкове создан новый каталог КГЗ-3 [107, 108], содержащий 4949 звезд. Нумерация звезд в обоих каталогах не совпадает. В каждом из каталогов даны экваториальные координаты α и δ звезд на эпоху (1975.0 для КГЗ-2 и 1990.0 для КГЗ-3), коэффициенты для каждой звезды типа *variatio annua*, *variatio saecularis* и третьего порядка для вычисления средних мест звезд на начало заданного бесселева года, собственные движения по α и δ , поправки для перехода к системе фундаментального каталога, редуccionные постоянные по обоим координатам, необходимые для вычисления видимых мест звезд на момент наблюдений.

Видимые координаты звезд вычисляются по правилам, указанным в 1.5. При этом сначала вычисляются средние координаты на начало заданного ближайшего бесселева года, затем находятся поправки за приведение на видимое место от начала бесселева года до заданного момента.

Поскольку в формулах (2.27) и (2.28) содержатся, соответственно, среднее склонение $\frac{1}{2}(\delta_s + \delta_N)$ и полуразность склонений $\frac{1}{2}(\delta_s - \delta_N)$, приведение на видимое место вычисляется непосредственно в среднее склонение или в полуразность склонений. Для этого в формулы вида (2.27—2.28) подставляют полусумму либо полуразность редуccionных постоянных южной и северной звезды. Следует заметить, что такой способ, связанный с выборкой перечисленных выше величин из каталога типа КГЗ и редуccionных величин из *Астрономического Ежегодника*, устарел. В настоящее

время, учитывая современное состояние вычислительной техники, следует применять метод вычисления прецессии, нутации и абберации по теории, утвержденной МАС и применяемой для вычислений национальных астрономических ежегодников (см. 1.6). В частности отпадает необходимость в ряде случаев отдельно учитывать короткопериодическую нутацию.

Сделанное замечание относится не только к способу Талькотта, но и ко всем способам точных астрономических определений.

Процесс подготовки инструмента к наблюдениям, установка инструмента по эфемериде, процедура наблюдений — операции с талькоттовским уровнем, сами наблюдения — выполняются так, как описано в § 2.4.2.

Если «пара» состоит из одной зенитной звезды, то ее наблюдают на трех боковых нитях или выполняют по три наведения с отсчетами хронометра при положении инструмента на юг ($A = 0^\circ$) и на север ($A = 180^\circ$).

Измеренная полуразность зенитных расстояний в секундах дуги равна:

$$\frac{1}{2} (z_S - z_N) = (m_S - m_N) \frac{R''}{2} + \sum_{k=1}^4 \Delta m_k, \quad (2.147)$$

где R'' — цена оборота окулярного микрометра в секундах дуги, $\sum \Delta m$ — сумма следующих поправок:

$\Delta m_1 = \Delta i \cdot \frac{\tau}{4}$, вычисление Δi , см. 2.4.2,

$$\Delta m_2 = \frac{1}{2} (\rho_S - \rho_N) = 2,9167 \cdot 10^{-4} \cdot \sec^2 z_0 (m_S - m_N) \frac{R''}{2} - \quad (2.148)$$

дифференциальная рефракция, z_0 — среднее зенитное расстояние пары;

Δm_3 — поправка за кривизну параллели —

$$\frac{1}{4n \cdot 206 \, 265''} (\sum f_S''^2 \operatorname{tg} \delta_S \pm \sum f_N''^2 \operatorname{tg} \delta_N), \quad \text{— на постоянных нитях} \quad (2.149)$$

$$\Delta m_3 = \frac{\sin 2\delta}{4n \cdot 206 \, 265''} \cdot \sum t_j''^2, \quad \text{— в произвольных малых часовых углах,} \quad (2.150)$$

где n — число нитей или наведений, f'' — расстояние текущей нити в секундах дуги от средней; знак + для северной звезды в верхней кульминации, — в нижней кульминации, t_j — малые часовые углы светила в моменты наблюдений, вычисленные по формуле $t_j = T_j + u - \alpha$, T_j — моменты наведений, u — поправка хронометра, видимое прямое восхождение α вычисляется с точностью до 0:01;

Δm_4 — поправка за наклон подвижной нити —

$$\Delta m_4 = \frac{(\sum t) \cdot (\sum t \Delta m)}{n \sum t^2 - (\sum t)^2}, \quad (2.151)$$

где Δm — разность среднего и текущего отсчетов по микрометру, причем средний отсчет должен быть исправлен за кривизну параллели.

Вычислив описанным способом полуразность зенитных расстояний и полусумму или полуразность видимых склонений для каждой наблюдавшейся пары звезд, по формулам (2.27) или (2.28) находим значения широт φ_k , $k = 1, 2, \dots, N$; N — число наблюдавшихся пар; обычно $N > 10$.

Заключительный этап — уравнивание широты. Поправок требуют как средние значения широты, так и принятое значение цены оборота окулярного микрометра. Уравнения поправок здесь имеют вид

$$\Delta\varphi - (m_s - m_N) \frac{\Delta R}{2} + (\varphi_{cp} - \varphi_k) = v_k \quad (2.152)$$

$$k = 1, 2, \dots, N.$$

Нормальные уравнения

$$N \cdot \Delta\varphi - [a] \cdot \frac{\Delta R}{2} = 0, \quad (2.153)$$

$$-[a] \cdot \Delta\varphi + [a^2] \frac{\Delta R}{2} = [a \cdot \delta\varphi],$$

где

$$a_k = (m_s - m_N)_k, \quad \varphi_0 = \varphi_k = \delta_k. \quad (2.154)$$

Обозначив также

$$a_0 = \frac{[a]}{N}, \quad \delta a_k = a_0 - a_k, \quad (2.155)$$

решение можно записать так:

$$\Delta\varphi = -\frac{a_0 [\delta a \delta\varphi]}{[\delta a^2]}, \quad \frac{\Delta R}{2} = -\frac{[\delta a \delta\varphi]}{[\delta a^2]}, \quad (2.156)$$

веса:

$$P_{\Delta\varphi} = N - \frac{[a]^2}{[a^2]}, \quad P_{\frac{\Delta R}{2}} = [\delta a^2]. \quad (2.157)$$

Оценка точности:

$$\mu = \sqrt{\frac{[v v]}{n-2}}, \quad m_{\varphi} = \mu / \sqrt{P_{\Delta\varphi}}, \quad m_{\frac{\delta R}{2}} = \mu / \sqrt{P_{\frac{\Delta R}{2}}}. \quad (2.158)$$

Об определении цены оборота R окулярного микрометра. До сих пор в производстве рекомендуется [83] определение R по наблюдениям звезд в элонгации. Тем не менее этот способ недостаточно точен и перестал удовлетворять астрономов еще в конце 40-х годов [10]. Поэтому, например, на станциях службы широты уже более 30 лет нашел применение метод так называемых

шкальных пар — пар звезд с малой разностью прямых восхождений и разностью склонений, не превышающих рабочей части винта, но и не меньше четверти-трети этой части. Наблюдения прохождения такой пары в меридиане сводятся к последовательным наведениям нитью на ту и другую звезду с отсчетами по барабану микрометра. Уровень и отсчеты хронометра в данном случае исключаются, хотя моменты наведений могут и отсчитываться в целях введения поправок за кривизну параллели и наклон нити. Так или иначе цена оборота находится простейшим образом:

$$R = (\delta_S - \delta_N) / (m_S - m_N)_{\text{ср}}, \quad (2.159)$$

$\delta_{S,N}$ — видимые склонения, $m_{S,N}$ — отсчеты микрометра. Как показал опыт МИИГАиК, даже КГЗ-2 содержит достаточное количество звезд, которые составляют шкальные пары для полевых наблюдений.

2.4.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРОТЫ ПО СПОСОБУ ПЕВЦОВА

Этот способ основан на наблюдениях прохождений пар звезд — южной и северной — через один и тот же альмукантарат. Теоретическое обоснование способа дают нелинейная формула (2.22) и линеаризованная (2.18), в которой следует положить $y = 0$. Исходными выражениями для определения наивыгоднейших условий (т. е. устойчивости) наблюдений являются (2.33) и (2.37). Эти условия приводят к тому, что по мере приближения наблюдаемых звезд к меридиану их скорости по высоте уменьшаются и влияние ошибок регистрации прохождений звезд начинают заметно расти (в самом меридиане наблюдения невозможны). Одновременно начинает расти влияние ошибок в поправке хронометра, которая пропорциональна $(\sin A_S - \sin A_N)$. Для ее исключения звезды в паре должны располагаться симметрично относительно меридиана под условием

$$A_S = 180^\circ - A_N. \quad (2.160)$$

Поскольку влияние всех погрешностей одновременно и обратно пропорционально $(\cos A_S - \cos A_N)$ — см. (2.37), то этот знаменатель при (2.160) оказывается максимальным для данной пары, что приводит к уменьшению влияния остальных погрешностей.

Опыт показал [53], что зенитные расстояния пар звезд должны заключаться в пределах от 15° до 60° , чтобы из-за быстрого движения звезд по азимуту не затруднялся отсчет по талькоттовскому уровню, а удаление пар от меридиана — от 6° до 35° — 40° . При больших удалениях от меридиана ошибки определения широты начинают заметно расти — в зенитальных методах, как следует из (2.18) при $y = 0$, растет пропорционально $\sec A$.

Эфемеридное обеспечение указано в [83]. Следует заметить, что эти эфемериды значительно устарели, хотя практически могут использоваться.

Все операции, связанные с производством наблюдений, выполняются так, как описано в § 2.4.2 и § 2.4.3 применительно к наблюдениям прохождений пар звезд через один и тот же альмукантарат. Сами наблюдения прохождений звезд раньше выполнялись способом «глаз—ухо», заключающемся в интерполировании на слух (слушая и считая удары хронометра) моментов прохождений звезды через постоянные нити сетки.

В настоящее время целесообразно выполнять наблюдения с контактным микрометром. Кроме того при использовании фотоэлектрической регистрации звездных прохождений способ Певцова является наиболее удобным из всех способов определения широты.

Вычисление широты состоит из следующих этапов.

1) Вычисление видимых координат $\alpha_{S,N}$, $\delta_{S,N}$ звезд, составляющих пару.

2) Вычисление средних моментов прохождений звезд T_S , T_N .

3) Вычисление часовых углов $t_{S,N} = T_{S,N} + u - \alpha_{S,N}$,

4) Вычисление зенитных расстояний z_S , z_N

5) Изменение наклона трубы в соответствии с 2.4.2 $(i_S - i_N) \frac{\tau}{2}$ и поправки в широту на основании (2.160)

$$\Delta\varphi_i = \frac{(i_S - i_N) \frac{\tau}{2}}{\cos A\Sigma_S - \cos(180^\circ - A_S)} = (i_S - i_N) \frac{\tau}{4} \sec A_S. \quad (2.161)$$

6) Поправка в широту $d\varphi$ за ускорение движения звезд пары по высоте вычисляется из следующих соображений. Так как на основании (2.22) любое изменение широты есть $-(\Delta z_S - \Delta z_N)/(\cos A_S - \cos A_N)$, то с учетом симметричности азимутов звезд, их равновысотности и отождествляя $\Delta z_{S,N}$ с Δq_1 в формуле (2.135), после преобразований имеем формулу

$$d\varphi = -0.227 \frac{n+1}{n-1} \left(\frac{T_n - T_1}{100} \right)_S^2 \sin 2\varphi_0. \quad (2.162)$$

Поправка за суточную аберрацию при условии симметричности азимутов звезд равна нулю.

Таким образом, широта для каждой пары может вычисляться по двум видам формул с учетом указанных поправок:

$$\varphi = \arctg \frac{\cos \delta_S \cos t_S - \cos \delta_N \cos t_N}{\sin \delta_N - \sin \delta_S} + \Delta\varphi_i + d\varphi. \quad (2.163)$$

$$\varphi_0 + \frac{z_N - z_S}{\cos A_S - \cos A_N} + \Delta\varphi_i + d\varphi.$$

С учетом замечания в § 2.4.4 в необходимых случаях следует ввести поправку за короткопериодическую нутацию

$$\Delta\varphi = g' \cos (G' + s_{cp}). \quad (2.164)$$

Независимо от формулы, по которой вычисляется широта, вес каждого отдельного значения широты равен $P_\varphi = 2 \cos^2 A_N$ — следует из обращения матрицы (2.17) и подстановки условий симметричности азимутов. Обычно наблюдают не менее 15 пар. Среднее весовое значение широты

$$\varphi = \frac{\sum (\varphi P_\varphi)}{\sum P_\varphi}; \quad (2.165)$$

оценка точности

$$\mu = \sqrt{\frac{\sum p V^2}{n-1}}, \quad M_\varphi = \mu / \sqrt{\sum P_\varphi}. \quad (2.166)$$

2.4.6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ И ДОЛГОТЫ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ ПАР ЗВЕЗД НА РАВНЫХ ВЫСОТАХ (СПОСОБ ЦИНГЕРА)

Определение времени по способу Цингера основано на регистрации прохождений пар звезд через один и тот же для данной пары альмукантарат. Поправка часов u находится по формуле Ньютонова типа (2.23) или по линеаризованной формуле (2.25). В соответствии с требованием максимальной устройчивости (наивыгоднейшими условиями) (2.38) пары звезд должны наблюдаться вблизи первого вертикала — одна звезда в западной части (W), другая — в восточной (E). Применяя операцию (2.32) к теореме косинусов (2.24) и подставляя результат в (2.25) нетрудно убедиться, что по мере приближения к первому вертикалу влияние погрешностей в регистрации моментов в координатах звезд и широте уменьшаются; если же подобрать пары звезд так, чтобы их азимуты были симметричны относительно меридиана

$$A_E = 360^\circ - A_W \quad (2.167)$$

и равными склонениями

$$\delta_E = \delta_W, \quad (2.168)$$

то влияние погрешности в принятом значении широты исключается. Поскольку точное соблюдение условий (2.167—2.168) практически невозможно, то в существующем эфемеридном обеспечении принята разность склонений звезд пары не более 2° . Удаление от первого вертикала с соблюдением условий симметричности (2.167) — не более 30° ; средние зенитные расстояния пар — от 20° до 50° . Вес поправки часов u , определенной по каждой паре равен $P_{u \cos \varphi} = 2 \sin^2 A_W$ — устанавливается по общим правилам с учетом условий симметричности.

Подготовка инструмента к наблюдениям, основные операции и сам процесс наблюдений с контактным микрометром выполняется в соответствии с 2.4.1, 2.4.2.

Если применяется обычный механический хронометр, то прием сигналов времени выполняется каждые два часа, в промежутке между которыми наблюдают не менее 6—8 пар звезд. Такому двухчасовому интервалу наблюдений приписывается вес равный единице (установлен чисто эмпирически); всего на пункте следует выполнить наблюдения с весом не менее шести. Если применяется более совершенный хранитель времени, например кварцевые часы, то сигналы времени могут приниматься до и после наблюдений в данный вечер. В этом случае в соответствии с указанным соотношением между числом пар и весами на пункте следует отнаблюдать не менее 36 пар звезд.

Процесс приема сигналов заключается в одновременной записи на ленту хронографа секундных сигналов, подаваемых радиостанцией службы времени, и показаний (секундных отметок) применяемых часов.

После выполнения наблюдений, расшифровки и измерения хронографических лент (все средние моменты вычисляются до 0'001) наблюдатель располагает следующими данными: UTC_j , X_j , $j = 1, 2, 3, \dots$ — средние моменты подачи сигналов в системе всемирного согласованного (координированного) времени и средние показания часов (хронометра) в эти моменты; j — текущие номера приемов сигналов;

в промежутках между двумя соседними приемами сигналов для каждой наблюденной пары средние моменты прохождений восточной T_E и западной T_W звезд и соответствующие им средние отсчеты талькоттовского уровня $(\text{Л} + \text{П})_E$ и $(\text{Л} + \text{П})_W$.

Прежде всего вычисляются видимые координаты звезд $\alpha_E, \delta_E, \alpha_W, \delta_W$, входящих в пару.

По результатам приема сигналов вычисляются поправки часов либо относительно гринвичского звездного времени:

$$U_j = S_0 + UTC_j + (UTC)_j^b \cdot 9.85647^s / \text{ч} - \Delta UT, \quad (2.169)$$

либо относительно приближенного местного звездного времени — с приближенной долготой λ_0 :

$$u_{j0} = U_j - \lambda_0. \quad (2.170)$$

Здесь S_0 — звездное время в гринвичскую полночь, ΔUT — поправка за переход от системы UTC к системе $UT1$. Одновременно вычисляются часовые хода хронометра

$$\omega_{H_k} = (U_{j+1} - U_j) / (X_{j+1} - X_j). \quad (2.171)$$

Далее с приближенной долготой λ_0 вычисляются часовые углы звезд пары

$$t_{E,W}' = T_{E,W} + u_0 - \alpha_{E,W} \quad (2.172)$$

и зенитные расстояния $z_{E,W}'$ по теореме косинусов (2.24).

Затем по формулам (2.23) или (2.25) находят наблюдаемое значение поправки часов $u_{\text{набл.}}$, которое исправляется за уровень, ширину контакта и мертвый ход микрометра, суточную аберрацию и ход хронометра:

$$u^f = u_{\text{набл.}}^f + \frac{1}{15} \Delta i \frac{\tau}{2} \sec \varphi \operatorname{cosec} A_w + (\pm \text{Шк} - \text{Мх})^{06} \times \\ \times \frac{R^f}{2} \sec \varphi \operatorname{cosec} A_w + 0.021 \cdot \cos z + \omega_H (T_{\text{cp}} - X_j)^H. \quad (2.173)$$

Здесь все составляющие выражаются во временной мере. Изменение наклона трубы Δi определяется по правилам п. 2.4.2; знак перед Шк — п. 2.4.2. Коэффициенты $\sec \varphi$, $\operatorname{cosec} A_w$ следуют из (2.25) и условия симметричности азимутов; из того же условия следует, что поправка за ускорение движения звезд пары по высоте равна нулю. Широта должна быть известна с ошибкой не более $2''$, однако это совершенно несущественно, так как широта пункта все равно должна определяться с гораздо большей точностью.

Формулы вида (2.25) целесообразно использовать, когда приближенная долгота λ_0 известна достаточно хорошо — до $1^\circ 3'$ и в основном при ручных вычислениях, перспектив не имеющих. Формулы вида (2.23) пригодны при гораздо более грубых значениях приближенной долготы — по крайней мере до нескольких минут времени, и допускают в необходимых случаях последовательные ньютоновские итерации, как модифицированные, так и общие, что особенно ценно для реализации автоматических астрономических систем.

Вычисление долготы. Пусть u_{cp} — среднее весовое значение наблюдаемых поправок часов, вычисленных по наблюдениям между j -м и $j+1$ -м приемами сигналов времени. Тогда

$$\lambda^- = u_{\text{cp}} - \frac{1}{2} (U_j + U_{j+1}). \quad (2.174)$$

Если использовались формулы вида (2.25) и зенитные расстояния вычислялись с достаточно близкой к истине приближенной долготой, то каждая поправка (2.173) часов может рассматриваться как поправка к приближенной долготе; тогда $u_{\text{cp}} = \Delta \lambda_{\text{cp}}$ и $\lambda = \lambda_0 + \Delta \lambda_{\text{cp}}$.

Имея в виду замечание, сделанное в § 2.4.4, каждое значение долготы, полученное между j -м и $j+1$ -м приемами сигналов времени, нужно исправить за влияние короткопериодических членов нутации

$$\Delta \lambda_{\text{nut}} = \frac{1}{15} g' \operatorname{tg} \varphi \sin (G' + s_{\text{cp}}). \quad (2.175)$$

Если же видимые места звезд вычислялись по общей теории прецессии, нутации и аберрации, принятой МАС, учитывать отдельно короткопериодическую нутацию не нужно.

До и после полевых наблюдений выполняются определения лично-инструментальной разности — суммарного действия инструментальных и личных систематических погрешностей на определение времени и долготы способом Цингера.

Эти определения выполняются на пунктах, долготы которых из долговременных специальных наблюдений известны примерно на порядок точнее требуемой точности (§ 2.2.3) полевых пунктов. Список таких пунктов указан в [83]. Наблюдения выполняются с той же аппаратурой и по той же методике, что и в поле; однако объем наблюдений больше: долготы на этих пунктах должны быть определены с весом не менее 8, то есть нужно отнаблюдать не менее 48—50 пар. Лично-инструментальная разность $\delta\lambda$ определяется как

$$\delta\lambda = \Lambda - \lambda_n, \quad (2.176)$$

где Λ — заданная долгота фундаментального пункта, λ_n — определенная из наблюдений. Из двух определений $\delta\lambda$ берется среднее и вводится в качестве постоянной поправки во все долготы, определенные в поле. Должно быть

$$|\delta\lambda_2 - \delta\lambda_1| < 0.08. \quad (2.177)$$

Оценка точности выполняется по общим правилам. Если $p_1, p_2, \dots, p_n$ — веса отдельных долгот $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ на пункте, причем как отмечалось, $[p] > 6$, то среднее весовое

$$\lambda_{cp} = \frac{[p\lambda]}{[p]}, \quad (2.178)$$

далее

$$\nu_k = \lambda_{cp} - \lambda_k, \quad k = 1, 2, \dots, n, \quad (2.179)$$

$$\mu = \sqrt{\frac{[p\nu\nu]}{n-1}}, \quad M_{\lambda_{cp}} = \mu/\sqrt{[p]}. \quad (2.180)$$

Затем, если $M_{\delta\lambda}$ — средняя квадратическая ошибка лично-инструментальной разности, вычисляемая аналогичным образом, то для

$$\lambda = \lambda_{cp} + \delta\lambda, \quad (2.181)$$

$$M_\lambda = \sqrt{M_{\lambda_{cp}}^2 + M_{\delta\lambda}^2 + 0.000256^2}, \quad (2.182)$$

где третий член — квадрат определенного эмпирически по обширному статистическому материалу среднего квадратического колебания $\delta\lambda$ для некоторого «среднего наблюдателя».

Должно быть:

$$M_\lambda \leq 0.03. \quad (2.183)$$

Способ Цингера применим до широт $\pm 65^\circ \div \pm 70^\circ$, причем при приближении к указанным границам объем наблюдений следует увеличить не менее чем в 1,5 раза. Однако это не всегда целесообразно — в высоких широтах скорость движения светил по высоте заметно уменьшается и точность определения времени и долготы падает пропорционально $\sec \varphi$: по сравнению со средними широтами точность оказывается ниже не менее чем в 1,4 раза. Поэтому в высоких широтах, особенно в условиях незаходящего Солнца, целесообразно применять способ, предусматривающий наблюдения главным образом ярких звезд (не слабее 3,5 звездной величины) и притом способ должен быть азимутальным. Таким способом является классический способ Деллена, описанный в следующем параграфе.

2.4.7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ И ДОЛГОТЫ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ ЮЖНЫХ ЗВЕЗД В ВЕРТИКАЛЕ ПОЛЯРНОЙ (СПОСОБ ДЕЛЛЕНА)

Этот способ разработан в 1864 г. пулковским астрономом Делленом. Так как в высоких широтах с увеличением широты полюс приближается к зениту и положение меридиана становится все менее определенным, то для реализации наивыгоднейших условий определения времени азимутальными методами целесообразно наблюдать прохождения светил через какой-нибудь близмеридианный вертикал, для определения которого в процессе наблюдений следует использовать ту или иную близполюсную звезду. В северном полушарии это Полярная; в южном полушарии вблизи полюса достаточно ярких звезд нет; есть, правда, в созвездии Октанта целый ряд близполюсных звезд 6-ой величины и звезда 5-ой величины χ Октанта со склонением $\delta \approx -88^\circ$. Поэтому способ Деллена применим, в основном, в северном полушарии.

Измеряемой величиной в способе Деллена является малый угол Q между направлением на южную звезду S и дополнением до 180° направления на близполюсную звезду N , указанный на рис. 86. В идеальном случае $Q = 0^\circ$ и обе звезды находятся в общем вертикале.

Как следует из рисунка:

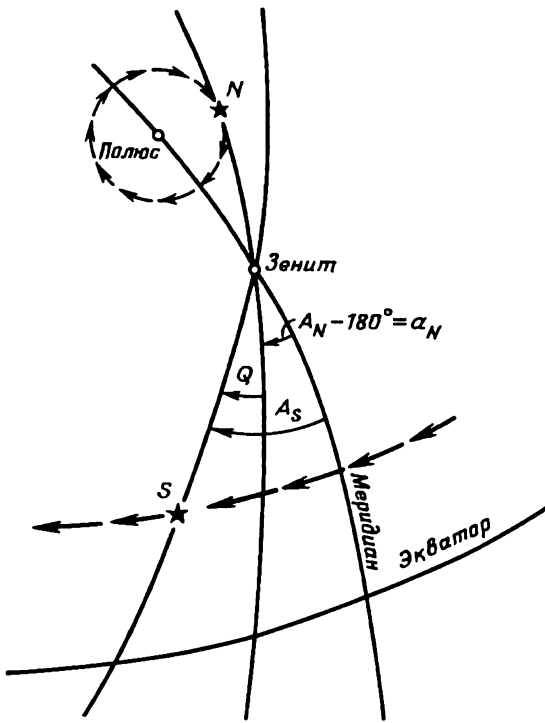
$$Q = A_S - a_N. \quad (2.184)$$

Линеаризация этого равенства дает (широта задана!):

$$Q = (A_{S_0} - a_{N_0}) + u \cdot \frac{D(A_{S_0} - a_{N_0})}{Dt} + \dots, \quad (2.185)$$

где A_{S_0} , a_{N_0} — приближенные азимуты, вычисленные по (2.39) без поправки часов u . Так как

$$\frac{dA}{Dt} = \sin \varphi + \cos \varphi \cos A \operatorname{ctg} z, \quad (2.186)$$



то

$$Q = (A_{S_0} - a_{N_0}) + u \cdot \cos \varphi (\cos A_{S_0} \operatorname{ctg} z_{S_0} - \cos A_{N_0} \operatorname{ctg} z_{N_0}) + \dots, \quad (2.187)$$

что позволяет найти поправку часов u , если измерен малый угол Q .

Модифицированная А. П. Колупаевым методика предусматривает наблюдения каждой пары «Полярная — южная звезда» при двух кругах (у Деллена — при одном круге; при другом круге наблюдается следующая южная звезда, затем — опять Полярная). В связи с этим эфемериды составляются на основе «таблицы высот и азимутов Полярной» и «Средних мест звезд» Астрономического Ежегодника следующим образом. Сначала из таблицы средних мест звезд подбирают на период наблюдений все подходящие южные звезды (их №№, α_s и δ_s) так, чтобы их зенитные расстояния были в пределах от 10° до 50° , кульминации через 8—15 минут. Используется условие: момент s_N наблюдения Полярной равен моменту прохождения южной звезды через ее вертикал минус $\Delta t = 4^m + 5^m$. На моменты $s = \alpha_s - \Delta t$ находим из эфемериды Полярной проекции f ее полярного расстояния на меридиан и ее азимуты a_N . Дальнейший порядок действий:

Содержание эфемериды

N южной звезды

Яркость южной звезды

Формула

(Из АЕ)

(Из АЕ)

s_N

$$s_N = \alpha_s + \frac{1}{15'} a_N \sec \delta_s \operatorname{cosec} \times \\ \times (\varphi - \delta_s) - \Delta t$$

$z_N, 360^\circ - z_N$

$$z_N = 90^\circ - f - \varphi$$

A_N

$$A_N = 180^\circ + a_N - 15'$$

$z_s, 360^\circ - z_s$

$$z_s = \varphi - \delta_s$$

ΔM — установочный отсчет подвижной нити для наблюдений Полярной (в оборотах барабана)

$$\Delta M^{06} = \frac{1}{R''} (9 \cdot 10^2 + 1.0822 \cdot f')$$

Установочный отсчет необходим для того, чтобы компенсировать поворот алидады на дополнительный угол в $30'$ (см. ниже) и смещение Полярной за время между ее наблюдениями при первом и втором положении круга.

Порядок наблюдений:

1) круг лево (право) — наблюдение Полярной; перевод трубы через зенит;

2) круг право (лево) — наблюдений южной звезды; перевод трубы через зенит; поворот алидады на $180^\circ 30'$;

3) круг лево (право) — второе наблюдение южной звезды; перевод трубы через зенит;

4) круг право — наблюдение Полярной.

До и после каждого наблюдения Полярной и южной звезды отсчитывается накладной уровень (либо подвесной — в зависимости от конструкции инструмента).

Наблюдения Полярной выполняются так, как это описано в 2.42 для медленно движущихся светил; в формуле (2.130) отсутствуют только отсчеты $\bar{L}$, $\bar{R}$ по горизонтальному кругу.

Наблюдения южной звезды выполняются с контактным микрометром для случая быстро движущейся звезды. Поэтому при вычислении среднего отсчета на Полярную в формуле (2.130) вместо 10^{06} следует подставить отсчет контактного микрометра m_0 в нульпункте, соответствующем среднему моменту по всем контактам и определяемым ежевечерне перед наблюдениями. Так что средний отсчет на Полярную Δm будет равен:

$$\Delta m = ((m_{cpL} + m_{cpR}) - 2m_0) \frac{R''}{2} + \frac{c''}{2} (\operatorname{cosec} z_R - \operatorname{cosec} z_L)_N + \\ + (b_L - b_R)_N \frac{\tau''}{4} \cdot (\operatorname{ctg} z_R - \operatorname{ctg} z_L)_N. \quad (2.186)$$

Второй член — поправка за коллимацию — обычно близок к нулю, наклонности при обоих кругах b_L , b_R вычисляются, как указано в 2.4.2.

Видимый измеренный малый угол Q тогда равен:

$$Q = \Delta m - (Mx \pm \text{Шк}) \frac{R''}{2} \operatorname{cosec} z_S - (b_L + b_R)_S \frac{\tau''}{4} (\operatorname{ctg} z_L + \operatorname{ctg} z_R)_S + \\ + 0''32 \cos \varphi \cdot (\operatorname{cosec} z_N - \operatorname{cosec} z_S) + (\Delta \tilde{a}_N - \Delta \tilde{a}_S) + (\delta a_S - \delta a_N). \quad (2.187)$$

Здесь справа: второй член — поправка за ширину контакта и мертвый ход, третий — средняя поправка за наклон горизонтальной оси при наблюдениях южной звезды; четвертый член — разность поправок за суточную аберрацию, пятый — разность поправок за ускорения движений звезд по азимуту — вычисляется по (2.136), шестой член — разность поправок за горизонтальное гнутие и неправильность цапф — формулы (2.132—2.133) — эти поправки у качественных инструментов часто пренебрегаемо малы. Средняя поправка за коллимацию при наблюдениях южной звезды обычно равна нулю, так как $(\operatorname{ctg} z_R - \operatorname{ctg} z_L)_S \rightarrow 0$.

Азимуты A_{S_0} и $a_{N_0} = A_{N_0} - 180^\circ$ с неизвестной (или приближенной) поправкой часов вычисляются по формуле (2.39) с видимыми координатами звезд $\alpha_N, \delta_N, \alpha_S, \delta_S$ и средними моментами наблюдений $T_{\text{ср}N}$ и $T_{\text{ср}S}$, когда

$$t'_{N,S} = T_{\text{ср}N,S} - \alpha_{N,S} \quad \text{или} \quad t'_{N,S} = T_{\text{ср}N,S} + u_0 - \alpha_{N,S} \quad (2.188)$$

где u_0 — приближенная поправка часов.

Вычислив указанным образом в секундах дуги для каждой наблюденной пары «Полярная — южная звезда» свободные члены $L'' = Q - (A_{S_0} - a_{N_0})$, (2.189)

Поправку часов в секундах времени найдем по формуле

$$u^s = \frac{L'' \cdot \sec \varphi}{15 \cdot (\cos A_{S_0} \operatorname{ctg} z_S - \cos A_{N_0} \operatorname{ctg} z_N)} \quad (2.190)$$

с весом $P_u = \cos^2 \varphi \cdot [\cos^2 z_S]$, определяемым по упоминавшимся выше общим правилам.

Вычисление долготы выполняется так же, как указано в предыдущем параграфе, на основе результатов приема сигналов времени. Из аналогичных же соображений выполняется и определение лично-инструментальной разности. Оценка точности производится по общим формулам способа наименьших квадратов, которые уже неоднократно приводились.

При наблюдениях на полевом пункте следует в течение трех вечеров отнаблюдать не менее 30 пар звезд, при определении лично-инструментальной разности в течение четырех вечеров — не менее 40 пар.

Замечания. Так как мы записали все формулы в соответствии со строгой последовательностью действий при разложении азимута светила в степенной ряд с учетом общепринятого счета азимутов от точки юга к западу, формула для свободного члена (2.189)

Порядок величины искомой поправки	Количество итераций ($\varphi = 70^\circ$)
1 мин	≥ 1
10 мин	≥ 2
1 час	≥ 3

внешне несколько отличается (в отношении знаков) от аналогичных формул в [53] и [99], хотя им тождественна: в [53] и [99] произошло перенесение ряда поправок в начальные значения A_{s_0, N_0} ; кроме того в [99] не вполне обоснованно в коэффициенте при u положено

$$\cos A_s = \cos A_N = 1. \quad (2.191)$$

В тех же источниках предполагается, что всегда ищется малая поправка к приближенной поправке u_0 . Это также не вполне обоснованно: в высоких широтах велика вероятность разного рода исключительных обстоятельств, из-за которых приближенная поправка u_0 может оказаться весьма значительной и в то же время неизвестной.

В этом случае к формуле (2.185) следует применить ньютонову процедуру. Организация итерационного цикла в данном случае такова:

$$Q, A(u_k)_{s_0, N_0} \rightarrow \text{формула (2.190)} \rightarrow u_{k+1},$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$ — номер итерации, $u_0 = 0$.

Зависимость числа итераций от величины искомой поправки по исследованиям МИИГАиК указана в табл. 17.

При $\varphi > 70^\circ$ число итераций увеличивается. Для определения времени и долготы в высоких широтах существуют аналоги способа Деллена, также основанные на измерении горизонтального угла Q между двумя звездами вблизи меридиана. За недостатком места ограничимся этим упоминанием; подробности указаны в [99] и [83].

2.4.8. ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВРЕМЕНИ И ДОЛГОТЫ ОСНОВНЫХ ПУНКТОВ ПАССАЖНЫМ ИНСТРУМЕНТОМ В МЕРИДИАНЕ

Если любой инструмент, в том числе пассажный, установлен точно в меридиане, то очевидно, что

$$T + u - \alpha = 0, \quad (2.192)$$

где T — наблюдаемый момент прохождения светила через меридиан, u — поправка часов, α — прямое восхождение светила.

Обычно пассажный инструмент удается установить в меридиане с погрешностью, не превышающей величины порядка десяти секунд

дуги. Фактически наблюдается момент T' прохождения светила через близмеридианный вертикал. Тогда

$$T' + \Delta t + u - \alpha = 0, \quad (2.193)$$

где Δt — редукция наблюденного момента на меридиан, зависящая от малого азимута инструмента a , наклонности горизонтальной оси b и коллимации c :

$$\Delta t = \Delta t_a + \Delta t_b + \Delta t_c. \quad (2.194)$$

Составляющие в (2.194) равны:

$$\Delta t_a = a \sin z \sec \delta \quad (2.195)$$

— получается из (2.42—2.43), если положить $\cos t = 1$, $\sin t = t$, $\operatorname{tg} a = a$;

$$\Delta t_b = b \cos z \sec \delta \quad (2.196)$$

— следует из совместного решения сферических треугольников: светило — проекция светила на меридиан — полюс, светило — проекция светила на меридиан — точка юга и астрономический зенит — зенит инструмента — точка юга;

$$\Delta t_c = \pm c \sec \delta \quad (2.197)$$

— из сферического треугольника полюс — светило — его проекция на меридиан; + — для верхней кульминации, — — для нижней.

Формула (2.193) с учетом (2.195), (2.196), (2.197) называется формулой Майера.

С учетом поправок контактного микрометра и суточной аберрации уравнение (2.193) принимает вид:

$$T_{\text{набл}} + (\text{Шк} - \text{Мх}) \frac{R}{2} \sec \delta + a \cdot \sin z \sec \delta + b \cos z \sec \delta \pm c \sec \delta + u - \alpha \mp 0.021 \cos \varphi \sec \delta - nut_a = 0. \quad (2.198)$$

Это уравнение является предельным случаем уравнений азимутальных методов и может рассматриваться как уравнение поправок с весом $p = \cos^2 \delta$. Здесь также верхние знаки относятся к светилам, наблюдаемым в верхней кульминации, нижние — к нижней кульминации.

Наблюдение прохождения каждого светила выполняется с перекладкой трубы при двух положениях инструмента и с отсчетами подвесного уровня до и после каждого наблюдения. Поэтому влияние коллимации c исключается; наклонность b вычисляется по отсчетам уровня с учетом неравенства диаметров цапф Δr ; для переносного пассажного инструмента: окуляр на востоке:

$$b_E = \Delta r + [{}_0(l + p)_{E(W)} - (l + p)_{0_W(E)}] \frac{r}{4}, \quad (2.199)$$

окуляр на западе: $b_W = -\Delta r$

где обозначения в скобках (W), (E) берутся, когда нуль на ампуле уровня — при ламповой цапфе, без скобок — E , W — нуль при окуляре.

Одновременно подсчитывается нуль-пункт уровня

$$x = \frac{1}{4} ({}_0(l + n)_{E(W)} + (l + n)_{0_W(E)}). \quad (2.200)$$

Поправки за неправильности цапф в азимут Da и наклон Db вводятся по формулам (2.132), (2.133) по результатам исследований.

Таким образом, неизвестными в уравнении вида (2.198) остаются поправки часов u и азимут инструмента a . Азимут инструмента определяется из наблюдений пар северных и южных звезд на больших зенитных расстояниях, поправка часов — из наблюдений северных и южных звезд на малых зенитных расстояниях.

Пусть в (2.198) все поправки введены и коллимация исключена путем перекадки инструмента. Тогда для пары южная (S) звезда — северная (N) звезда можно написать:

$$u = (\alpha_S - T_S) - a \sin z_S \sec \delta_S, \\ u = (\alpha_N - T_N) + a \sin z_N \sec \delta_N, \quad (2.201)$$

откуда

$$a = \frac{(\alpha_N - T_N) - (\alpha_S - T_S)}{\sin z_N \sec \delta_N - \sin z_S \sec \delta_S}. \quad (2.202)$$

Поправка часов может быть определена из наблюдений группы близзенитных звезд. Опять-таки при условии, что все необходимые поправки введены и коллимация исключена, по каждой звезде могут быть составлены уравнения поправок вида

$$u + a \cdot \sin z_j \sec \delta_j + (T_S - \alpha_s)_j = v_j \quad (2.203)$$

с неизвестными u и a , которые решаются по общеизвестным правилам вместе с оценкой точности. Часто объединяют группы близзенитных и экваториальных или близполюсных звезд и уравнения (2.202) и (2.203) решают совместно.

Разности долгот основных пунктов до настоящего времени определялись, в основном, переносными пассажными инструментами на основе описанных принципов с помощью двусторонних определений двумя наблюдателями и двумя инструментами и односторонних определений двумя наблюдателями с двумя инструментами или одним наблюдателем с одним инструментом. Предпочтительнее двусторонние наблюдения, когда наблюдатели работают одновременно с последующей переменной мест; в этом случае все виды погрешностей исключаются наиболее полно. Еще в 40-х годах П. Н. Долгов и М. С. Зверев предложили программу двустороннего определения разностей долгот основных пунктов, которая предусматривает определение двух независимых разностей долгот и совместные определения лично-инструментальных разностей наблюдателей на основном и определяемом пунктах. При этом

наблюдения растягиваются на 1,5—2 месяца; каждый наблюдатель работает по 4 часа не менее 40 вечеров; всего программа предусматривает определение 160 долгот.

Практика показала, что долготы основных пунктов получаются с ошибкой около 0,003.

В настоящее время стоит задача повышения точности долгот основных пунктов. Один из возможных путей — использование для наблюдений больших пассажных инструментов, применяемых на службах времени.

2.4.9. О СПОСОБАХ СОВМЕСТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРОТЫ И ДОЛГОТЫ

Здесь ограничимся самыми общими указаниями. Зенитальные методы совместного определения φ и λ описываются уравнениями (2.15), азимутальные — разностями уравнений для двух звезд вида (2.42) или (2.44). Общий метод решения таких уравнений указан в § 2.2.4.

Вместе с тем методы совместных определений довольно многочисленны, подавляющее большинство их описано в [99]. Однако применяются на практике два основных метода: из зенитальных — способ Мазаева [53], из азимутальных — определение φ и λ по разностям горизонтальных направлений пар звезд в одном альмукантарате [83] (этот метод в основном рекомендуется, а не применяется).

В способе Мазаева наблюдаются с контактным микрометром прохождения звезд по высоте через постоянный альмукантарат 45° или 30° , причем звезды равномерно распределены по азимутам. Эфемеридное обеспечение было издано в 1945 и в 1958 гг. в виде трех выпусков: первый и второй для альмукантарата 45° и широт, соответственно, от $29,5^\circ$ до $45,5^\circ$ и от $45,5^\circ$ до $70,5^\circ$; третий выпуск — для альмукантарата 30° и широт от $14,5^\circ$ до $30,5^\circ$. Методика наблюдений каждой звезды та же, что описана в 2.4.2. Сигналы времени принимаются в том же порядке, что и в способе Цингера. Свободные члены в уравнениях (2.15) исправляются за изменение наклона трубы $i \frac{\tau}{2}$ (таблица 16), ширину контакта и мертвый ход микрометра (2.134) и за ускорение движения звезды по высоте (2.135) и за суточную аберрацию. Далее решение уравнений (2.15) выполняется по общим правилам.

Во втором — азимутальном методе измеряется разность горизонтальных направлений пар светил, находящихся в разных вертикалах и на одной высоте. Наблюдаются прохождения каждой звезды пары по азимуту контактным микрометром, отсчитывается горизонтальный круг, до и после наблюдения каждой звезды отсчитывается наклонный уровень; все наблюдения выполняются при одном круге.

Эфемериды пар звезд целесообразно составить заранее (в МИИГАиК такой опыт был [99]) на ЭВМ под условиями:

$15^\circ < z \text{ пары} < 45^\circ$, азимуты пар должны быть распределены равномерно, разность азимутов звезд в паре — от 90° до 270° . Как указано в [99], метод обеспечен яркими звездами (до третьей величины) для полярных областей в обоих полушариях.

Разности уравнений вида (2.42) или (2.44) типа «первая звезда пары минус вторая» дают уравнение с двумя неизвестными $x = \Delta\varphi$ и $y = \Delta\lambda \cos \varphi$. Свободные члены исправляются поправками за уровень, за ускорение движения звезд по азимуту, суточную аберрацию [83]. Далее уравнения решают по способу наименьших квадратов. Следует заметить, что часто даются некорректные рекомендации, требующие весьма высокой точности приближенных координат для обработки (около $2''$ по обоим координатам). Этого совершенно не нужно, достаточно точности в $1' - 2'$, для решения же уравнений тогда следует применить итерационную процедуру ньютонова типа.

Необходимо иметь в виду что любые методы совместных определений всегда дают результаты с меньшей точностью, чем классические методы раздельных определений (например Талькотта, Цингера и т. д.). Это подтверждается многолетней практикой наблюдений. Причины этого очевидны — вес каждого уравнения «распределяется» между двумя искомыми неизвестными, вместо одного.

Поэтому применять любой из совместных способов целесообразно лишь в тех случаях, когда по каким-либо причинам нельзя применять классические методы раздельных наблюдений.

2.4.10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АСТРОНОМИЧЕСКОГО И ГЕОДЕЗИЧЕСКОГО АЗИМУТОВ НАПРАВЛЕНИЙ НА ЗЕМНОЙ ПРЕДМЕТ

Как указано в § 2.2.7, на основании формулы (2.40) для определения азимута направления на земной предмет достаточно в один и тот же момент знать азимут наблюдаемого светила и угол между направлениями на земной предмет и светило; то же самое следует и из уравнений (2.42), (2.44) при $\Delta\varphi = 0$ и $\Delta\lambda = 0$. На основе этих уравнений возможны различные совместные способы определения широты, долготы и азимута; они описаны в [99]. Однако для точных определений азимута точные значения широты и долготы должны быть определены независимо; во всех случаях будем считать их известными.

Астрономический азимут, отнесенный к направлению отвесной линии в точке стояния инструмента, получается на основе (2.40), (2.41), если при вычислении азимута светила по формуле (2.39) использовались астрономические широта и долгота, найденные из наблюдений светил.

Геодезический азимут, отнесенный к направлению нормали к принятому эллипсоиду в точке стояния инструмента, получается если при вычислении азимута светила по формуле (2.39) исполь-

зуются заданные геодезическая широта и долгота, а для вычисления азимута земного предмета вместе с уклонениями отвеса применяются уравнения вида (2.48), следующие из уравнения светила, или их частные случаи, например, (2.49).

Угол Q между направлениями на земной предмет и светило в обоих случаях находится из наблюдений. В соответствии с (2.51) наивыгоднейшие условия реализуются при наблюдении светила в меридиане или вблизи него, причем при $\delta \rightarrow 90^\circ$ $|\Delta\alpha| \rightarrow \min$.

Сказанное позволяет записать в общем виде алгоритм определения азимута, независимо от конкретного способа наблюдений.

Заданные величины:

φ — астрономическая широта или B — геодезическая широта;

λ — астрономическая долгота или L — геодезическая долгота;

α, δ — видимые прямое восхождение и склонение светила;

R'' — цена оборота окулярного микрометра в секундах дуги;

τ'' — цена деления накладного (или подвесного) уровня;

c — значение коллимации (определяется в обычном порядке по земному предмету в процессе наблюдений);

$\text{Шк}, \text{Мх}$ — ширина контакта и мертвый ход контактного микрометра;

β — коэффициент гнуптия (2.131);

$\Delta\rho_j$ — параметры влияния неправильностей цапф (2.133);

ΔT_A — азимутальная лично-инструментальная разность.

Измеряемые величины:

L_{Δ}, R_{Δ} — средние отсчеты по горизонтальному кругу при круге лево (L) и круге право (R) при наблюдениях земного предмета (Δ) и светила (*);

$m_{\text{ср}\Delta, L(R)}^{\text{об}}$ — средние отсчеты по окулярному микрометру в оборотах винта при наведении подвижной нити на предмет при круге лево и круге право;

$b_{L(R)}^{\Delta}$ — значение наклона горизонтальной оси, определяемое по правилам § 17, при наблюдении земного предмета;

$m_{\text{ср}^*, L(R)}^{\text{об}}$ — средний отсчет по окулярному микрометру при наведении подвижной нити на светило;

$T_{\text{ср}}$ — средний из моментов наведения подвижной нити на светило; если $T_{\text{ср}}$ — среднее из моментов, соответствующих контактам контактного микрометра, то вместо $m_{\text{ср}}^{\text{об}}$ следует использовать

$m_{\text{нп}}^{\text{об}}$ — отсчет микрометра, соответствующий его нуль-пункту;

$b_{L(R)}^*$ — значение наклона горизонтальной оси при наблюдениях светила;

u_1, u_2 — поправки хронометра до и после наблюдений (интервал 4 часа) в моменты по хронометру X_1 и X_2 , вычисленные из приема сигналов времени с астрономической долготой; или u_1^r, u_2^r — те же поправки, но вычисленные с геодезической долготой;

z^Δ , $z^\cdot$ — приближенные — до минут — зенитные расстояния земного предмета и светила (из эфемерид или — по отсчетам вертикального круга $z = L - Mz = Mz - R$).

Вычисление азимута.

Находим направления (формула (2.130)) — на земной предмет:

$$N_{\Delta, L(R)} = L_{\Delta}, (R_{\Delta} \pm 180^\circ) \pm [(m_{\text{сп}\Delta, L(R)}^{06} - 10^{06}) \cdot R'' - c] \operatorname{cosec} z_{L(R)}^\Delta + \\ + b_{L(R)}^\Delta \frac{\tau_n}{2} \operatorname{ctg} z_{L(R)}^\Delta + \Delta N_{L(R)}^\Delta + DN_{L(R)}^\Delta, \\ N_{\Delta} = \frac{1}{2} (N_{\Delta, L} + N_{\Delta, R}); \quad (2.204)$$

— на светило:

$$N_{\cdot, L(R)} = L_{\cdot}, (R_{\cdot} \pm 180^\circ) \pm [(m_{\text{сп}\cdot, L(R)}^{06} - 10^{06}) \cdot R'' - c] \operatorname{cosec} z_{L(R)}^\cdot + \\ + b_{L(R)}^\cdot \frac{\tau_n}{2} \operatorname{ctg} z_{L(R)}^\cdot + \Delta N_{L(R)}^\cdot + DN_{L(R)}^\cdot; \quad (2.205)$$

$$N_{\cdot} = \frac{1}{2} (N_{\cdot, L} + N_{\cdot, R});$$

«+» — при круге лево, «—» — при круге право.

Здесь ΔN и DN — поправки за гнутые трубы и за неправильности цапф — формулы (2.131), (2.132), если этими поправками нельзя пренебречь.

Если зенитное расстояние земного предмета $88^\circ < z^\Delta < 92^\circ$, то в (2.204) поправку за наклон горизонтальной оси можно не вводить, влияние же коллимации при двух кругах исключается.

Находим астрономический или геодезический азимут светила от точки севера:

— поправка хронометра в момент $T_{\text{сп}}$:

$$u = u_1 + (u_2 - u_1) (T_{\text{сп}} - X_1) / (X_2 - X_1), \quad (2.206)$$

или

$$u^r = u_1^r + (u_2^r - u_1^r) (T_{\text{сп}} - X_1) / (X_2 - X_1); \quad (2.207)$$

— часовой угол светила

$$t = T_{\text{сп}} + \Delta T_a + u - \alpha \text{ или } t^r = T_{\text{сп}} + \Delta T_A + u^r - \alpha;$$

— азимут светила с учетом суточной аберрации, ускорения Δq — (2.136) — его движения по азимуту (для Полярной $\Delta q = 0$) и ширины контакта и мертвого хода микрометра

$$a_{\cdot} = \arctg \frac{(\cos \delta \sin t / (\cos \delta \sin \varphi \cos t - \sin \delta \cos \varphi))}{(\cos \delta \sin t^r / (\cos \delta \sin \varphi \cos t^r - \sin \delta \cos \varphi))} - 180^\circ -$$

$$-0.32 \cos \varphi \cos A_{\cdot} \cdot \operatorname{cosec} z^{\cdot} + \Delta q + \frac{R''}{2} (\text{Шк} - \text{Мх}) \operatorname{cosec} z^{\cdot}. \quad (2.208)$$

При наблюдениях Полярной Δq , Шк, Мх не вводятся. Астрономический азимут земного предмета a :

$$a = a. + N_{\Delta} - N. \equiv a. + Q, \quad (2.209)$$

— эту формулу тождественным образом часто записывают через место севера (см. (2.40—2.41)).

Геодезический азимут земного предмета a_r , если светило наблюдалось в меридиане (см. (2.49)), определяется из уравнений вида:

$$a_r + \eta \operatorname{ctg} z^{\cdot} = Q + a_r^{\cdot} \quad (2.210)$$

с неизвестными a_r и η ; если звезды наблюдаются в меридиане попарно, к югу (S) и к северу (N) от зенита, то одна такая пара дает

$$2a_r = (a_{rS}^{\cdot} + a_{rN}^{\cdot}) + \eta (\operatorname{ctg} z_S^{\cdot} - \operatorname{ctg} z_N^{\cdot}) + (Q_S + Q_N). \quad (2.211)$$

При $z_S^{\cdot} = z_N^{\cdot}$ член с составляющей уклонения отвеса в первом вертикале η исчезает. При $z^{\cdot} > 50^{\circ}$, если разности $z_S^{\cdot} - z_N^{\cdot}$ — того же порядка, что и в парах Талькотта и даже несколько больше, то членом с η часто можно пренебречь (за исключением горных районов с уклонениями отвеса больше $10''$).

Неудобство уравнений (2.210) или (2.211) в том, что вообще $|a_r| > |\eta|$. Удобнее искать малую поправку Δa_r к приближенному значению азимута a_0 :

$$a_r = a_0 + \Delta a_r. \quad (2.212)$$

Тогда вместо (2.210) имеем:

$$\Delta a_r + \eta \operatorname{ctg} z^{\cdot} = Q + (a_r^{\cdot} - a_0), \quad (2.213)$$

вместо (2.211) —

$$2\Delta a_r + \eta (\operatorname{ctg} z_N^{\cdot} - \operatorname{ctg} z_S^{\cdot}) = ((Q_S + Q_N) + (a_{rS}^{\cdot} + a_{rN}^{\cdot}) - 2a_0). \quad (2.214)$$

Аналогично можно поступить и с формулами для астрономического азимута, однако при $\Delta\varphi = 0$ и $\Delta\lambda = 0$ в этом нет необходимости.

Если определение как астрономического, так и геодезического азимута выполняется по наблюдениям прохождений звезд в вертикале земного предмета, то угол $Q = N_{\Delta} - N.$ — малая величина, измеряемая в поле зрения микрометра. Тогда в формулах (2.204—205) отсчеты $L_{\Delta}, ., R_{\Delta}, .$ по горизонтальному кругу отсутствуют. В этом случае, в частности, при вводе перечисленных выше данных в компьютер (чтобы не усложнять программу лишними условиями) вместо отсчетов по кругу следует вводить нули, либо одни и те же произвольные числа как для предмета, так и для светила.

2.4.11 ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ОПЕРАЦИЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТОЧНОГО АЗИМУТА НАПРАВЛЕНИЯ НА ЗЕМНОЙ ПРЕДМЕТ В ОСНОВНЫХ СЛУЧАЯХ

Для определения астрономического или геодезического азимутов применяются следующие способы.

1. Определение астрономического азимута по часовому углу Полярной — в северном полушарии для $10^\circ < \varphi < 60^\circ$.

2. Определение астрономического или геодезического азимута по наблюдениям прохождений северных и южных звезд в меридиане или — в основном в высоких широтах — многократных прохождений ярких звезд в близмеридианных вертикалах; азимуты вертикалов — до $\pm 12^\circ$ для южных звезд, до $\pm 8^\circ$ — для северных.

3. Определение астрономического и геодезического азимута по наблюдениям прохождений звезд в вертикале земного предмета — в направлении предмета и в противоположной стороне вертикала.

Полярная наблюдается с применением окулярного микрометра, в остальных случаях прохождения светил наблюдаются контактным микрометром.

При определении геодезического азимута звезды наблюдаются на зенитных расстояниях от 50° до 75° — 80° .

Полная программа состоит из 18 приемов, причем если некоторые приемы уклоняются друг от друга более чем на $2''5$, повторить можно не более четверти всех приемов; в противном случае программа переделяется.

От приема к приему горизонтальный круг переставляется на $10^\circ 05'$.

Вся программа выполняется в течение не менее чем 3—4 вечеров наблюдений, причем если наблюдаются яркие звезды — в том числе и Полярная — примерно половину программы следует выполнять днем.

Все наблюдения при определении азимута следует выполнять с бетонного астрономического столба, хотя на производстве до сих пор практикуются совершенно неудовлетворительные с точки зрения достижения максимально возможной точности наблюдения со столиков триангуляционных знаков.

В настоящее время независимо от способа определения астрономического или геодезического азимута принята следующая последовательность операций [53] при выполнении одного приема наблюдений.

	Круг	Наблюдаемый объект
1) $L(R)$		земной предмет
2)	перевод трубы	через зенит
3) $R(L)$		земной предмет
4)		
5) $R(L)$		светило
6)	перевод трубы	через зенит

Круг	Наблюдаемый объект
7) $L(R)$	светило
8)	
9) $L(R)$	земной предмет
10)	перевод трубы через зенит
11) $R(L)$	земной предмет

Если азимут наблюдался пассажным инструментом по прохождению светил в вертикале предмета, то операцию перевода трубы через зенит заменяет перекладка инструмента в лагерах.

Каждое наблюдение земного предмета содержит следующие операции.

1. Отсчет накладного уровня — только если $z^{\Delta} < 88^{\circ}$ и $z^{\Delta} > 92^{\circ}$, перекладка уровня.

2. Четыре наведения подвижной нити окулярного микрометра на цель и отсчеты микрометра $m_{j\Delta}^{ob}$ $j = 1, 2, 3, 4$.

3. Отсчет горизонтального круга $L_{\Delta}(R_{\Delta})$; если наблюдаются прохождения звезд в вертикале предмета, круг не отсчитывается.

Каждое наблюдение светила заключается в следующем.

1. Установка эфемеридного зенитного расстояния светила z_{ϕ} .

2. Установка азимута светила $A = A_{\phi} - \Delta a$, где a_{ϕ} — эфемеридный азимут, Δa — упреждение (см. ниже); после перевода трубы через зенит при втором наблюдении светила устанавливается $A = A_{\phi} + \Delta a$; упреждение не применяется при наблюдениях Полярной и при наблюдениях прохождений звезд в вертикале предмета.

3. После появления светила в поле зрения — отсчет накладного уровня; перекладка уровня.

4. Наблюдения светила — в соответствии с § 2.4.2 (отдельно — для медленно движущихся светил, и быстро движущихся).

5. Отсчет горизонтального круга.

6. Отсчет накладного уровня.

Эфемеридное обеспечение включает следующие случаи.

1. При наблюдениях Полярной достаточно пользоваться таблицей высот и азимутов Полярной Астрономического Ежегодника.

2. При наблюдениях светил в меридиане $s_{\phi} = \alpha$ (верхняя кульминация), $s_{\phi} = \alpha \pm 12^h$ — (нижняя кульминация), $z_{\phi S} = \varphi - \delta_S$, $A_{\phi S} = 0$; $z_{\phi N} = \delta_N - \varphi$ (верхняя кульминация), $z_{\phi N} = 180^{\circ} - (\delta + \varphi)$ (нижняя кульминация), $A_{\phi N} = 180^{\circ}$.

Упреждение Δa равно:

$$\Delta a' = \left(\frac{DA}{Dt} \right)^{\frac{1}{m}} \Delta t^m = 15' (\sin \varphi + \cos \varphi \cos A \operatorname{ctg} z) \cdot \Delta t^m. \quad (2.215)$$

Моменты s_1 и s_2 , соответствующие $A_{\phi} - \Delta a$ и $A_{\phi} + \Delta a$, равны:

$$s_1 = \alpha - \Delta t, \quad s_2 = \alpha + \Delta t. \quad (2.216)$$

Величину Δt (в минутах времени) целесообразно задавать в пределах $5^m - 8^m$.

Эти же формулы могут быть использованы для вычисления эфемерид прохождения звезд через близмеридианные вертикалы; разность зенитных расстояний светила в соседних вертикалах:

$$\Delta z' = \left(\frac{Dz}{Dt} \right)^{\frac{1}{m}} \cdot \Delta t^m = 15' \cos \varphi \sin A \cdot \Delta t^m. \quad (2.217)$$

3. Наблюдения светила в вертикале с заданным азимутом A (в вертикале предмета). При заданных φ , A , α , δ вычисление эфемерид целесообразно выполнять на персональной ЭВМ типа РС (rocket computer), предварительно определив хотя бы по звездной карте для эпохи наблюдений пределы для α и δ .

Сначала для каждой выбранной в найденных пределах звезды проверяется условие прохождения светилом заданного вертикала: $|\sin A| < \cos \delta \cos \varphi$. (2.218)

Далее, в отличие от [106], для массового автоматического счета удобны формулы:

- 1) $D = \cos \varphi \cos A$; $b = D / (1 + D^2)$; $c = \cos^2 \delta / (1 + D^2)$;
- 2) $z = \arcsin (\pm \sqrt{b^2 + c^2} - b)$ для всех $|\pm \sqrt{b^2 + c^2} - b| \leq 1$;
- 3) $s = \alpha + \operatorname{arctg} (\sin z \sin A / (\cos z \cos \varphi + \sin z \sin \varphi \cos A))$. (2.219)

2.4.12. ОБ ОКОНЧАТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЙ АЗИМУТА И ОЦЕНКЕ ТОЧНОСТИ

1. Прежде всего укажем, что во всех случаях, когда для определения азимута применяются наблюдения прохождений звезд контактным микрометром, возникает азимутальная лично-инструментальная разность, имеющая характер систематической погрешности. Эту величину следовало бы определять из наблюдений звезд тем же методом, что и в поле, на пунктах с известными фундаментальными азимутами — азимутами повышенной точности. Пока таких пунктов практически нет. Поэтому азимутальную лично-инструментальную разность определяют из наблюдений прохождений пар светил либо в общем вертикале, либо в меридиане — в зависимости от способа наблюдений в поле — на основных долготных пунктах. В этом случае азимутальная лично-инструментальная разность является постоянной поправкой ΔT_A в моменты наблюдений светил. Она равна разности направлений между звездами в паре, деленной на разность скоростей движения звезд по азимуту в следующем смысле:

1) $\Delta T_A = (a_N - a_S) / (v_S - v_N)$ — при наблюдениях в общем вертикале;

2) $\Delta T_A = ((a_N - a_S) + (M_S - M_N)) / (v_S - v_N)$ — при наблюдениях в меридиане, где: $a_{N,S}$ — азимуты звезд, вычисленные с точными

координатами φ , λ основного пункта в средние моменты их наблюдений плюс все поправки, указанные в 2.4.10 (за уровень, за ширину контакта и так далее); M_S , M_N — отсчеты по горизонтальному кругу; $v_{S,N} = \sin \varphi + \cos \varphi \cos A_{S,N} \operatorname{ctg} z_{S,N}$ — скорости движения звезд по азимуту.

Наблюдения звезд выполняются тем же инструментом и тем же способом, что и на полевых пунктах; объем наблюдений — не менее чем в полтора раза больше, чем в поле.

Из значений ΔT_A по каждой паре выводится среднее $\Delta T_{A_{cp}}$; находят отклонения ν от среднего, далее: средняя квадратическая ошибка единицы веса должна быть —

$$\mu = \sqrt{\frac{[\nu\nu]}{n-1}} < 0.065 \text{ сек } \varphi, \quad (2.220)$$

средняя квадратическая ошибка определения ΔT_A

$$m_{\Delta T_A} = \mu / \sqrt{n} < 0.010 \text{ сек } \varphi. \quad (2.221)$$

Окончательное значение,

$$\Delta T_A^* = \Delta T_{A_{cp}} + \Delta T_{UT1} - \frac{1}{15} (x_p \sin \lambda + y_p \cos \lambda) \operatorname{tg} \varphi, \quad (2.222)$$

где ΔT_{UT1} — поправка за приведение к шкале всемирного времени UT1 от шкалы всемирного координированного времени; x_p , y_p — координаты мгновенного полюса относительно среднего; ΔT_{UT1} и x_p , y_p выбираются из бюллетеней «Всемирного времени» (серия E).

Азимутальная лично-инструментальная разность определяется дважды — до и после полевого сезона и из двух определений берется среднее значение, которым исправляют средние моменты наблюдений звезд в приемах.

2. Окончательная обработка и оценка точности астрономического азимута по часовому углу Полярной выполняется в обычном порядке: выводят среднее значение азимута из n приемов ($n \geq 18$), далее находятся средние квадратические ошибки единицы веса μ и среднего значения азимута m_A . Должно быть: $m_A \leq 0.5$.

Геодезический азимут.

Если выполнялись наблюдения звезд в различных близмеридианных вертикалах, то следует решать уравнения поправок, вытекающие из (2.48) при $a_r = a_0 + \Delta a_r$:

$$\Delta a_r + \eta \cos a_r^* \operatorname{ctg} z^* - \xi \sin a_r^* \operatorname{ctg} z^* + ((a_0 - a_r^*) - Q) = \nu; \quad (2.223)$$

из соответствующей системы нормальных уравнений находим Δa_r , η , ξ и из ее обратной матрицы по общим правилам — веса неизвестных p_A , p_η , p_ξ ; далее

$$\mu = \sqrt{\frac{[\nu\nu]}{n-3}}, \quad m_A = \mu / \sqrt{p_A}, \quad m_\eta = \mu / \sqrt{p_\eta}, \quad m_\xi = \mu / \sqrt{p_\xi}. \quad (2.224)$$

Заметим, что веса p_η и p_ξ весьма малы по сравнению с p_A и пользоваться найденными таким образом уклонениями отвеса ξ , η нецелесообразно.

Если выполнялись наблюдения звезд в меридиане, то в уравнениях поправок (2.223) член с ξ следует отбросить.

При наблюдениях прохождений звезд в вертикале предмета:

$$\Delta a_r + \sigma \cdot \operatorname{ctg} z' + ((a_0 - a_r^*) - Q) = v, \quad (2.225)$$

где неизвестная $\sigma = \eta \cos a_r^* - \xi \sin a_r^*$ при постоянном a_r^* .

Оценка точности выполняется аналогично предыдущему.

Средняя квадратическая ошибка окончательного значения геодезического азимута содержит три составляющие [00]:

$$m = \sqrt{M_A^2 + m_{\Delta T_A}^2 + (0.3)^2} \leq 0.7, \quad (2.226)$$

где $m_{\Delta T_A}$ — средняя квадратическая ошибка среднего из весеннего и осеннего определения азимутальной лично-инструментальной разности, 0.3 — эмпирическое значение среднего квадратического колебания $m_{\Delta T_A}$.

2.4.13. РЕДУКЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ

1. Приведения к центрам знаков.

Поправка за центрировку:

для широты:

$$\Delta \varphi_{\text{ц}} = M^{-1} \cdot L \cdot \cos a \cdot 206\,265'',$$

для долготы:

$$\Delta \lambda_{\text{ц}} = N^{-1} \cdot L \cdot \sin a \cdot \sec \varphi \cdot 206\,265'', \quad (2.227)$$

для азимута:

$$\Delta a_{\text{ц}} = D^{-1} \cdot L \cdot \sin \vartheta \cdot 206\,265''.$$

Поправка за редукцию (только для азимута):

$$\Delta a_r = D^{-1} \cdot L_1 \sin \vartheta_1. \quad (2.228)$$

Поправка за сближение меридианов:

$$\Delta a_\gamma = N^{-1} \cdot L \cdot \sin a \operatorname{tg} \varphi \cdot 206\,265''. \quad (2.229)$$

Здесь: L , L_1 — линейные элементы центрировки и редукции; D — расстояние между пунктом стояния и наблюдаемым; ϑ — угол (по часовой стрелке) при инструменте между направлениями на центр пункта стояния и наблюдаемый пункт, ϑ_1 — угол при центре фонаря на втором пункте между направлением на его центр и направлением на первый пункт.

M, N — радиусы кривизны меридиана и первого вертикала, которые целесообразно вычислить сразу по общим формулам, не прибегая к различным приближенным «рецептам» для разных широт:

$$M = \frac{a_e (1 - \bar{e}^2)}{(1 - \bar{e}^2 \sin^2 B)^{3/2}}; \quad N = \frac{a_e}{\sqrt{1 - \bar{e}^2 \sin^2 B}}; \quad (2.230)$$

где a_e — большая полуось, $\bar{e}$ — эксцентриситет меридианного эллипса принятого эллипсоида. Без потери точности геодезическая широта B в данном случае может быть заменена на астрономическую.

2. Приведение широты к уровню моря:

$$\Delta\varphi_M = -0''.171 \cdot H_M \sin 2\varphi, \quad (2.231)$$

H_M — высота пункта над уровнем моря (в метрах).

3. Приведение азимута к поверхности принятого эллипсоида:

$$\Delta a_s = 0.108 (H_s + H) \cos^2 \varphi \sin 2a, \quad (2.232)$$

H_s — высота пункта над эллипсоидом, H — высота над землей визирной цели наблюдаемого пункта.

4. Приведение к среднему полюсу:

пусть x_p, y_p — координаты мгновенного полюса из бюллетеня «Всемирное время» (бюллетень E), тогда:
поправка в широту —

$$\Delta\varphi_p = y_p \sin \lambda - x_p \cos \lambda,$$

поправка в долготу —

$$\Delta\lambda_p = -\frac{1}{15} (x_p \sin \lambda + y_p \cos \lambda) \cdot \operatorname{tg} \varphi, \quad (2.233)$$

поправка в азимут —

$$\Delta a_p = - (x_p \sin \lambda + y_p \cos \lambda) \sec \varphi;$$

астрономический и геодезический азимут здесь можно не различать.

Так что окончательно:

$$\varphi = \varphi_{\text{набл}} + \Delta\varphi_{\text{ц}} + \Delta\varphi_M + \Delta\varphi_p,$$

$$\lambda = \lambda_{\text{набл}} + \Delta\lambda_{\text{ц}} + \Delta\lambda_p, \quad (2.234)$$

$$a = a_{\text{набл}} + \Delta a_{\text{ц}} + \Delta a_r + \Delta a_\gamma + \Delta a_s + \Delta a_p,$$

«набл» — полученные из наблюдений и полностью обработанные значения.

2.5. ОСНОВНЫЕ СПОСОБЫ ПРИБЛИЖЕННЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ

2.5.1. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРОТЫ

1. Определения широты по зенитным расстояниям Полярной.

Наблюдения могут выполняться любым оптическим теодолитом; если используется имеющийся в наличии высокоточный астрономический инструмент, окулярный микрометр устанавливается в нуль-пункт и для наведений не применяется; все наведения осуществляются азимутальным и зенитальным наводящими винтами.

В этих случаях из нескольких приемов может быть получена точность порядка 2".

Если применяется теодолит низкой точности — типа ТТ-50, то из нескольких приемов может быть получена точность порядка 0,1—0,2.

Поправку хронометра (или часов) и достаточно знать из приема сигналов не точнее, чем до 0,1.

Перед наблюдениями инструмент должен быть поверен и исправлен в обычном порядке. Место зенита M_z должно быть заранее определено.

Сказанное относится не только к определениям приближенной широты, но и ко всем приближенным астроопределениям.

Один прием определения широты по Полярной состоит из двух наблюдений Полярной при одном круге и двух наблюдений при другом круге. Каждое наблюдение состоит из наведения на Полярную по высоте под удар хронометра (или отсчета часов в момент наведения не грубее, чем до 1') и отсчета вертикального круга. Современные инструменты не предусматривают отсчета по уровню при вертикальном круге (уровень просто приводится в середину). Таким образом, имеем:

круг лево (право)		
1	T_1	$L_{z1} (R_{z1})$
2	T_2	$L_{z2} (R_{z2})$
круг право (лево)		
3	T_3	$R_{z3} (L_{z3})$
4	T_4	$R_{z4} (L_{z4})$

Тогда для каждого наблюдения зенитное расстояние Полярной

$$z = L_z - M_z + \rho_0 = M_z - R_z + \rho_0 \quad (2.235)$$

в момент $s = T + u$; ρ_0 — средняя рефракция (учет истинной рефракции необязателен), u — поправка часов относительно местного звездного времени.

Широту для каждого наблюдения можно вычислить по формул:

$$\varphi = (90^\circ - z) + I + II + III, \quad (2.236)$$

где поправки I, II, III выбираются из таблицы «Широта по наблюдениям Полярной» Астрономического Ежегодника.

При вычислениях на микро-ЭВМ и даже на обычном калькуляторе гораздо удобнее итеративная процедура, следующая из теоремы косинусов при $\delta \rightarrow 90^\circ$:

исходное приближение: $\varphi_0 = 90^\circ - z$ или

$$\varphi_0 = \arcsin(\cos z \operatorname{cosec} \delta),$$

далее:

$$\varphi_{k+1} = \arcsin(\sin \varphi_0 - \cos \varphi_k \operatorname{ctg} \delta \cos(T + u - \alpha)), \quad (2.237)$$

$k = 0, 1, 2, 3, \dots$ — номер итерации; α, δ — видимые координаты Полярной.

Из четырех значений широты в каждом приеме выводится среднее $\varphi_{\text{ср}}$. Обычно достаточно сделать 3—4 приема.

2. Определение широты по зенитным расстояниям Солнца.

Наблюдения выполняются вблизи меридиана на удалении от него до 30° (истинный полдень ± 2 часа). Каждый прием включает четыре наблюдения Солнца — по два в каждом полуприеме.

Первое наблюдение в полуприеме:

наведение горизонтальной нитью на верхний (нижний) край Солнца с отсчетом хронометра (часов), отсчет вертикального круга;

второе наблюдение в полуприеме:

наведение горизонтальной нитью на нижний (верхний) край Солнца с отсчетом хронометра, отсчет вертикального круга. Во втором полуприеме действия аналогичны.

Из двух наблюдений в каждом полуприеме выводятся средние значения:

1) круг лево (право): $T_{L(R)}, L_z(R_z)$,

2) круг право (лево): $T_{R(L)}, R_z(L_z)$;

далее из полуприемов находим

$$1) z_1 = L_z - M_z + \rho_0, \text{ (или } z_1 = M_z - R_z + \rho_0),$$

$$2) z_2 = M_z - R_z + \rho_0, \text{ (или } z_2 = L_z - M_z + \rho_0). \quad (2.238)$$

Среднее из двух полуприемов:

$$z = \frac{1}{2}(z_1 + z_2), \quad T = \frac{1}{2}(T_{L(R)} + T_{R(L)}).$$

Из приемов сигналов времени в целях упрощения вычислений следует вычислить с приближенной долготой два вида поправок хронометра: u — относительно местного звездного времени и $u_{\text{ДГ}}$ — относительно земного динамического времени на Гринвиче.

Координаты Солнца (из Астрономического Ежегодника):

$$\begin{aligned} \delta_\odot &= \delta_0 + v_\delta \cdot (T + u_{\text{ДГ}})^H \\ \alpha_\odot &= \alpha_0 + v_\alpha \cdot (T + u_{\text{ДГ}})^H, \end{aligned} \quad (2.239)$$

где α_0 , δ_0 — табличные значения, v_δ , v_a — часовые изменения δ_0 и α_0 , причем

$$v_a = 9,856s/h - v_E, \quad (2.240)$$

v_E — часовое изменение уравнения времени (в Астрономическом Ежегоднике даются v_δ и v_E).

Применяемые до сих пор формулы для обработки наблюдений Солнца крайне громоздки и неудобны, так как ведут свое происхождение еще с давней эпохи логарифмических вычислений; ввиду их архаичности мы их не приводим. Для современной карманной вычислительной техники удобна следующая итеративная процедура, вытекающая из теоремы косинусов для z при $\cos t \rightarrow 1$: исходное приближение:

$$\varphi = z + \delta; \quad (2.241)$$

далее:

$$\varphi_{k+1} = \arccos \left(\cos z + 2 \cos \varphi_k \cos \delta_\odot \sin^2 \frac{(T + u - \alpha_\odot)}{2} \right), \quad (2.242)$$

$k = 0, 1, 2, 3, \dots$ — номер итерации.

Сходимость процесса обеспечивается в пространстве переменных $0^\circ < \varphi < 90^\circ$, $-23^\circ 45' < \delta_\odot < +23^\circ 45'$, $-30^\circ < t_\odot < +30^\circ$.

Замечание: эта методика применима для определения приближенной широты по наблюдениям любых светил вблизи меридиана. Для звезд видимые α и δ выбираются по дате из Астрономического Ежегодника; поправку u_{TDT} тогда вычислять не нужно, так как формулы вида (2.239), (2.240) не нужны.

2.5.2. ПРИБЛИЖЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛГОТЫ

Приближенные определения долготы выполняются по измерениям зенитных расстояний светил вблизи первого вертикала на удалениях от него до 20 — 22° . При наблюдениях Солнца порядок действий тот же, что и в предыдущем случае; видимые координаты Солнца вычисляются аналогичным образом. При наблюдениях звезд в каждом полуприеме звезда наблюдается дважды и из двух наблюдений в полуприеме выводится среднее: $T_{L(R)}$, $z_{L(R)} = Lz_{cp} - Mz + \rho_0 = Mz - Rz_{cp} + \rho_0$. Сигналы времени принимаются до и после наблюдений до ± 1 . Видимые координаты звезды выписываются на дату из Астрономического Ежегодника.

Независимо от того, какого рода светило наблюдалось, долгота получается по формуле, следующей из теоремы косинусов:

$$\lambda_{L(R)} = \arccos (\cos z_{L(R)} \sec \varphi \sec \delta - \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta) - (T_{L(R)cp} + U - \alpha), \quad (2.243)$$

где

$$U = U_1 + \frac{U_2 - U_1}{X_2 - X_1} (T - X_1)$$

— поправка хронометра (часов) относительно Гринвичского звездного времени в средний момент T наблюдений приема; U_1 , U_2 и X_1 , X_2 — те же поправки и средние показания хронометра (часов) в 1^я и 2^я моменты приема сигналов

$$U_{1,2} = S_0 + UT_{1,2} (1 + 0,002737909256) - X_{1,2}.$$

Среднее значение долготы из двух полуприемов:

$$\lambda = \frac{1}{2} (\lambda_L + \lambda_R).$$

Из трех-четырех приемов долгота получается с точностью до нескольких секунд времени, особенно по наблюдениям Солнца. Более точные результаты — до 1^с — получаются, если звезды наблюдаются попарно (к востоку и западу) и для обработки применяются формулы вида (2.23) и (2.25), дающие поправку u относительно местного звездного времени; тогда $\lambda = u - U$, где U вычисляется указанным выше образом. При наблюдениях звезд наблюдатель должен достаточно хорошо знать небо.

2.5.3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АЗИМУТА НАПРАВЛЕНИЯ НА ЗЕМНОЙ ПРЕДМЕТ

Во всех случаях азимут земного предмета a , отсчитываемый от точки севера, находится по формуле:

$$a = (A + 180^\circ) + Q,$$

где A — астрономический азимут светила от точки юга, Q — угол между светилом и земным предметом. Приближенные широта и долгота с указанной выше точностью должны быть известны. До и после наблюдений принимаются сигналы времени и вычисляется до 0,1 поправка хронометра (часов) u относительно местного звездного времени. Коллимация инструмента — не более 0,5.

1. Определение азимута по часовому углу Полярной.

Порядок наблюдений: 1) наведение на земной предмет, отсчет горизонтального круга; 2) наведение на Полярную, отсчет хронометра (часов) и горизонтального круга; перевод трубы через зенит, 3) наблюдения Полярной в том же порядке, 4) наблюдения земного предмета.

Пусть:

N_Δ — среднее направление на земной предмет из двух полуприемов, N — среднее направление на Полярную, так что $Q = N_\Delta - N$; T — средний момент ее наблюдений. Видимые координаты Полярной выписываются на дату наблюдений из Астрономического ежегодника.

Тогда:

1) зенитное расстояние Полярной

$$z = 90^\circ - \varphi + I + II + III = \arccos (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos (T + u - \alpha)), \quad (2.244)$$

где

$$u = u_1 + (u_2 - u_1) \cdot (T - X_1) / (X_2 - X_1); \quad (2.245)$$

2) ее азимут:

$$A = \arctg \frac{\cos \delta \sin (T + u - \alpha)}{\sin \varphi \cos \delta \cos (T + u - \alpha) - \cos \varphi \cos \delta}; \quad (2.246)$$

3) азимут земного предмета

$$a = (A + 180^\circ) + (N_\Delta - N_*). \quad (2.247)$$

2. Определение азимута по наблюдениям светил вблизи первого вертикала.

Порядок наблюдений:

1) земной предмет, отсчет горизонтального круга;

2) светило, отсчет времени (до 1'), отсчет вертикального и горизонтального круга;

3) светило — второе наблюдение светила.

Перевод трубы через зенит.

4) 1^е наблюдение светила;

5) 2^е наблюдение светила;

6) наблюдение земного предмета.

Если наблюдается Солнце, то первое и второе наблюдения в полуприеме выполняются как указано на рис. 87.

Первое и второе наблюдения в полуприеме, как Солнца, так и звезд, осредняются.

В итоге уже известным образом в каждом полуприеме получаем: круг лево (право): земной предмет — $N_{\Delta L(R)}$, светило —

$$- T_{L(R) \text{ ср.}}, z_{L(R) \text{ ср.}}, N_{L(R) \text{ ср.}};$$

круг право (лево): земной предмет — $N_{\Delta R(L)}$, светило —

$$- T_{R(L) \text{ ср.}}, z_{R(L) \text{ ср.}}, N_{R(L) \text{ ср.}}.$$

Средние из двух полуприемов:

земной предмет — N_Δ ; светило — T, z, N_* .

Если определяется только азимут, то время T может вообще не отсчитываться и сигналы времени можно не принимать, так как:

1) часовой угол светила:

$$\cos t = \cos z \sec \varphi \sec \delta - \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta,$$

причем, а) светило на западе — $t = \operatorname{abs}(t)$,

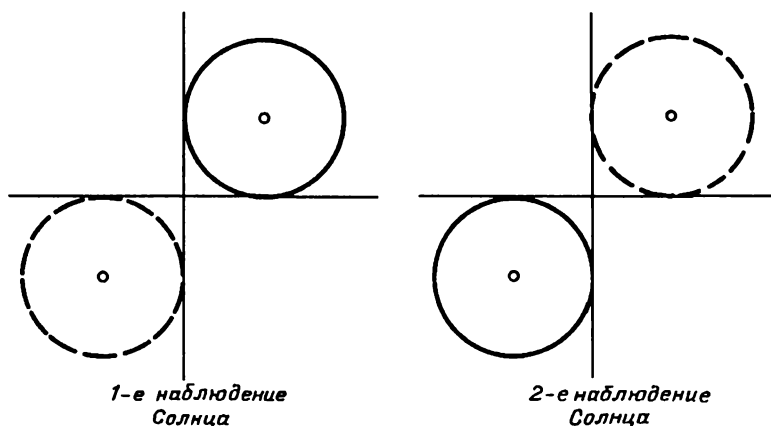


Рис. 87. Порядок наведений при наблюдениях Солнца

б) светило на востоке — $t = 24^h - abs(t)$;

2) азимут светила A вычисляется по формуле (2.250) (через часовой угол);

3) азимут предмета — по формуле (2.251) при $Q = N_{\Delta} - N_{\cdot}$.

Время обычно отсчитывают для параллельного определения поправки хронометра: $u = t + \alpha - T$. Если время отсчитывали, а поправка хронометра определялась из приема сигналов времени с известной приближенной долготой, то для определения азимута достаточно ограничиться формулами (2.244)—(2.247).

Для определения азимута с точностью до 0'1 достаточно выполнить 3—4 приема.

3. Определение азимута по наблюдениям свистил вблизи меридиана.

Порядок наблюдений тот же, что и при определении точного азимута (§ 2.4.11), однако отсчитывается только горизонтальный круг; момент прохождения звезды через постоянные нити микрометра, устанавливаемые вертикально, отсчитывается методом «глаз—ухо»; наведение на земной предмет выполняется центральной постоянной нитью.

При известных приближенных φ и λ и поправках хронометра u_1 и u_2 , определенных из приема сигналов до и после наблюдений, а также определив по каждому приему средние N_{Δ} , T , $N_{\cdot}$, по формуле (2.246) находим азимут светила A , а по формуле (2.247) — азимут земного предмета a .

2.5.4. О СОВМЕСТНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПРИБЛИЖЕННОЙ ШИРОТЫ И ДОЛГОТЫ СПОСОБОМ СОМНЕРА

Выполняются измерения зенитных расстояний 5—6 звезд, равномерно распределенных по азимуту. Наблюдения выполняются при одном круге; для удобства горизонтальный круг инструмента

ориентируется (до $1'$) в меридианс. Для каждой звезды получают: T — средний момент прохождения ее по высоте через постоянные нити; Lz — отсчет по вертикальному кругу, $Ni \approx A$ — отсчет (до $1'$) по горизонтальному кругу. Место зенита не должно превышать нескольких секунд дуги (в противном случае даже приближенные φ и λ будут слишком грубы); полагаем $z_{\text{наблюд}} = Lz - Mz + \rho_0$.

Обработка выполняется на основе формул (2.14), (2.15), (2.16), (2.17), для чего следует задать некоторые исходные φ_0 , λ_0 .

2.6. ВОПРОСЫ ОРГАНИЗАЦИИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ

2.6.1. СОСТАВ ПОЛЕВОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ПАРТИИ И ОСНОВНОГО ОБОРУДОВАНИЯ

Независимо от существующих нормативных документов (они устарели) оптимальный состав астрономической партии (или бригады), определяемый практикой, таков: астроном-наблюдатель, помощник наблюдателя (иногда возникает необходимость во втором помощнике), радист, два-три рабочих — находятся на основном пункте, два рабочих — гелиотрописта — находятся на втором пункте, наблюдаемом с основного. Связь между наблюдателем и гелиотропистами осуществляется системой сигналов, подаваемых гелиотропом (днем) или фонарем (ночью), а также — в необходимых случаях двумя рабочим, находящимися на основном пункте.

Основное оборудование. Астрономический универсальный инструмент одного из существующих сейчас типов (§ 2.1.2) с контактным микрометром, либо с фотоэлектрическим оборудованием (§ 2.1.7); обычный теодолит любого типа малой или средней точности; основной хронометр или кварцевые часы; радиоприемник для приема сигналов времени; хронограф; прибор для расшифровки хронографических лент; радиостанция; запас сухих элементов для питания аппаратуры. К радиоприемнику и радиостанции должны быть ЗИПы.

Обязательным должно быть обеспечение современной вычислительной техникой: как минимум — обычными электронными калькуляторами для научных и инженерных расчетов, вообще же говоря, следует ориентироваться на обеспечение персональными ЭВМ типа Pocket computer.

Обязательная литература: Астрономический ежегодник на текущий год, а также эфемеридное обеспечение, указанное в [78—81], [82], [40], [101—108], [83].

Обычное экспедиционное оборудование общеизвестно.

2.6.2. ОСНОВНЫЕ МОМЕНТЫ ОРГАНИЗАЦИИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ

Необходимо отметить, что основные положения организации астрономических работ указаны в «Руководстве» [83]. В связи с этим мы дадим лишь необходимые комментарии.

Прежде всего нужно иметь в виду, что при составлении проекта астрономических определений в целях дальнейшего прогресса точности следует ориентироваться на наблюдения только с астростолбов, устанавливаемых рядом с триангуляционным знаком в створе с наблюдаемым направлением и притом так, чтобы визирный луч проходил над препятствиями на высоте не менее шести метров. От рекомендуемых до сих пор определений азимутов со столиков знаков следует отказаться, как от неудовлетворительных, хотя составление проектов под указанным условием сложнее.

Требование расположения астростолба — не далее 80 м от центра знака [83] — вытекает из соображений точности элементов приведения, не ближе высоты знака — из соображений техники безопасности.

Вся вспомогательная аппаратура (приемник, хронограф и т. д.) и помощник (во время наблюдений) должны находиться в отдельной палатке, расположенной от астростолба на расстоянии, позволяющем осуществить беспрепятственную связь между инструментом, а также — наблюдателем и помощником.

Основной инструмент на астростолбе устанавливается стационарно; вокруг столба в целях защиты инструмента развешивается палатка с открытым верхом.

В случае необходимости на пункте предварительно определяются приближенные широта, долгота и азимут.

Последовательность выполнения точных астроопределений может отличаться от теоретической — сначала широта, затем — долгота и, наконец, азимут. Однако последовательность наблюдений должна быть такой, чтобы наблюдатель своевременно сделал предварительную обработку не менее 30—40 % выполненных наблюдений и убедился в их качестве.

Вместе с тем не следует стремиться убыстрять процесс наблюдений во избежание накопления неявных систематических погрешностей.

Рекомендуется [83] на расстояниях не менее полукилометра от пункта в целях ориентировки инструмента в меридиане устанавливать миру, приближенный азимут которой определяется одним из описанных способов.

Вся аппаратура, потребляющая ток, должна быть тщательно заземлена.

Основные организационные вопросы при определении лично-инструментальной разности на основных пунктах принципиально не отличаются от организации работ на полевых пунктах. Следует только учитывать, что объем наблюдений на таких пунктах не менее чем в полтора раза больше, чем на полевых.

Вместо рекомендуемых в [83] способов определения астрономического или геодезического азимутов с точностью до 2" для задач ориентирования полигонометрических ходов может быть также использована одна из стандартных методик определения точного азимута с числом приемов, уменьшенным примерно вчетверо против полной программы.

В заключение укажем основные параметры астрономических столбов; строительные подробности описаны в [83]. Глубина закладки столба — на 1 метр ниже глубины промерзания. На этой глубине устанавливаются бетонная подушка столба 2 м × 2 м × 0.2 м; на ней строится бетонное основание столба поперечником 1 м × 1 м, возвышающееся над почвой на полметра. На верхней площадке основания устанавливается непосредственно сама стростолб размерами 1,2 м × 0,5 м × 0,5 м бетонный или кирпичный, в центр верхней площадки которого закладывается стандартная марка. Вокруг столба устанавливается не соприкасающийся с ним деревянный помост.

2.7. АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НА ЛУНЕ И ПЛАНЕТАХ

2.7.1. ЗАДАЧИ И ОСОБЕННОСТИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ НА ЛУНЕ И ПЛАНЕТАХ

Почти сорок лет отделяют нас от запуска 4 октября 1957 г. в Советском Союзе первого искусственного спутника Земли. Тридцать пять лет прошло со времени полета первого космонавта Земли, гражданина СССР Юрия Гагарина, который от совершил 12 апреля 1961 г. Мы живем в период активного развития космических исследований. Автоматические космические аппараты исследуют Землю, планеты Солнечной системы, их спутники, Луну, кометы. Стали уже историей полеты американских астронавтов на Луну. Учеными разных стран ведется разработка проектов создания научной базы на Луне [111]. Прорабатывается проект пилотируемого полета к Марсу. Весь ход развития космических исследований свидетельствует о том, что изучению тел Солнечной системы будем уделять все большее внимание. Соответственно будет увеличиваться необходимость (и возможности) проведения на Луне и планетах астрономических наблюдений. При этом речь идет об использовании, в первую очередь, автоматических средств наблюдений. Одновременно должна создаваться техника, требующая участия астронома-наблюдателя, особенно если речь идет о работе на долговременной научной базе, например, лунной.

Исходя из реальных условий, задачу, видимо, следует сузить, ведя речь о Луне и Марсе, поскольку трудно представить выполнение астрономических наблюдений с поверхности какого-либо другого естественного небесного тела. Что касается астрономических на-

блюдений с борта космического аппарата для обеспечения космической навигации, то это предмет особого разговора, который выходит за рамки настоящего руководства.

Астрономические наблюдения на Луне и планетах могут выполняться для определения астрономических (планетографических) координат пунктов и азимутов направлений на какие-либо естественные или искусственные объекты (цели). Планетографические широта и долгота являются аналогами соответствующих географических координат. Как и в земных условиях, определения планетографических широт и долгот выполняются для определения местоположения, а азимутов — для ориентирования. Целью таких определений может быть обеспечение навигации на планете автоматических или управляемых человеком транспортных средств. Они могут служить в качестве основы для создания на поверхности небесного тела планетодезических сетей, использоваться для определения формы и размеров, картографирования планеты.

Целью астрономических наблюдений может быть уточнение элементов орбиты планеты [24], определение поправок к параметрам орбит спутников планеты, определение планетоцентрических координат звезд или других небесных объектов. Указанные задачи можно наиболее эффективно решать на основе наблюдений, выполняемых по специальной программе с долговременной научной станции.

Фундаментальное значение имеют программы, целью которых является определение параметров вращения планеты, получение данных, необходимых для выводов о внутреннем строении планеты.

В перспективе может идти речь об использовании новых методов и средств, относящихся уже к космической геодезии и космической астрометрии. Здесь в первую очередь следует назвать доплеровские наблюдения с использованием искусственных спутников планет; лазерные измерения дальностей от пункта на Луне до отражателей установленных на Земле, ИСЗ, ИСЛ; создание космических радиоинтерферометров с базой планета—Земля.

Особенности астрономических определений на Луне и планетах связаны в первую очередь с особенностями физических условий на них, с их планетарными характеристиками, параметрами орбит этих небесных тел.

К числу таковых следует отнести:

- отсутствие атмосферы на Луне и крайне разреженную атмосферу на Марсе,

- малую скорость вращения Луны вокруг своей оси (один оборот за 27,322 суток),

- существенно меньшее значение силы тяжести ($g_{\text{л}} = 0,16 g_{\text{з}}$ и $g_{\text{м}} = 0,38 g_{\text{з}}$),

- отсутствие водных поверхностей,

- отсутствие (на Луне) или крайне слабое (на Марсе) магнитное поле,

- большие перепады температур в разное время суток и сезонные перепады.

Отсутствие атмосферы (на Луне) и крайне разреженная атмосфера (на Марсе), другими словами специфика атмосферных условий на указанных небесных телах позволяет наблюдать звезды и другие светила на любых зенитных расстояниях, в том числе и вблизи горизонта. Отсутствие атмосферы позволяет выполнять наблюдения в любое время суток, если (при наблюдениях с Луны) светило находится на лунной небесной сфере не слишком близко к Солнцу или Земле. При малом угловом расстоянии наблюдаемое светило— Солнце (Земля) в случае использования, например, фотоэлектрических следящих систем наблюдения будут затруднены или вообще невозможны.

Организация наблюдений на Марсе будет осложняться пыльными бурями, характерными для определенных периодов времени на этой планете.

Практически полный вакуум на Луне предопределяет трудности при использовании приборов с вращающимися узлами.

Повышенные требования к работе аппаратуры, особенно электронной, будут возникать в связи с резкими перепадами температур.

Работа оптических и оптико-электронных приборов будет нарушаться, они могут выходить из строя из-за бомбардировки поверхности микрометеоритами. Следствием этого может быть, в частности, микрометеорная эрозия поверхностей оптических деталей.

Малая сила тяжести на Луне будет затруднять фиксирование положения отвесной линии (горизонтирование приборов).

Из-за малой скорости вращения Луны вокруг своей оси и малой силы тяжести будут возникать трудности в использовании инерциальных средств навигации.

Практическое отсутствие на Луне магнитного поля не позволит применять магнитные компасы.

Отсутствие морей и океанов осложняет решение вопроса об установлении исходной поверхности, необходимой для счета высот.

На Луне и Марсе нет ионосферы, поэтому радиосвязь возможна лишь в пределах прямой видимости между пунктами.

Некоторые из перечисленных выше проблем будут устранены, если выполнять наблюдения из специальных закрытых помещений стационарной исследовательской базы. Там будут возникать свои проблемы, связанные, например, с необходимостью учета влияния на результаты наблюдений «астрокупола».

В целом можно сделать вывод, что применение «земных» методов астрометрии и геодезической астрономии с незначительными коррективами возможно лишь из закрытых помещений специальных баз или транспортных средств.

Во всех остальных случаях требуется существенная модификация «земных» или разработка новых методов, которые должны отличаться высоким уровнем автоматизации. Поскольку азимутальная ориентировка в условиях Луны и Марса является делом весьма сложным, то наиболее пригодными для реализации являются зенитальные способы астрономических определений.

2.7.2. СИСТЕМЫ ПЛАНЕТОЦЕНТРИЧЕСКИХ И ПЛАНЕТОГРАФИЧЕСКИХ КООРДИНАТ

При изучении Луны и планет используются разные системы координат. Одни из них целесообразно использовать для определения положения небесных объектов, другие — для представления положения пунктов на поверхности планеты, третьи — удобны при изучении движения спутников Луны и планет.

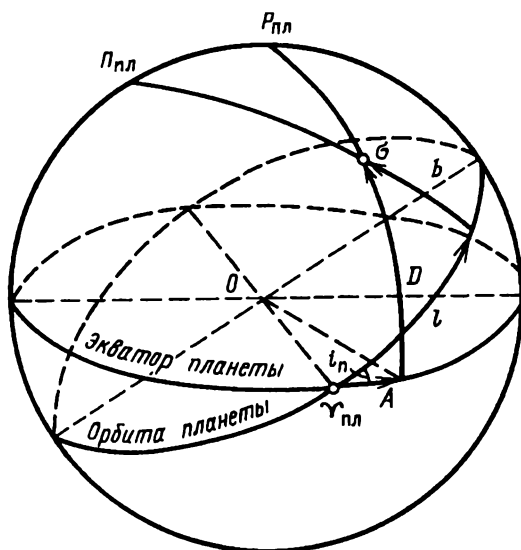
Для определения положения небесных объектов используются координатные системы, которые являются аналогом экваториальных и эклиптических координат, которыми мы пользуемся в земных условиях. Первая (I) из таких систем координат (планетоцентрических) представлена на рис. 88. Начало системы находится в центре масс планеты, основная координатная плоскость совпадает с экватором планеты, вторая координатная плоскость содержит ось вращения планеты и проходит через точку пересечения на небесной сфере больших кругов, изображающих экватор планеты и ее орбиту. В качестве начальной точки для счета одной из координат принимают восходящий узел орбиты планеты на ее экваторе. Эту точку называют точкой весеннего равноденствия планеты по аналогии с точкой весеннего равноденствия Υ и обозначают $\Upsilon_{пл}$. Координатами светила в этой системе координат, как следует из рис. 88, являются A и D . Сферическая координата D (аналог склонения) равна угловому расстоянию светила от плоскости экватора планеты. Координата A (аналог прямого восхождения) измеряется дугой экватора планеты от точки $\Upsilon_{пл}$ до основного круга, по которому отсчитывается D . Направление счета координаты A против хода часовой стрелки, если смотреть со стороны северного полюса вращения планеты.

На том же рис. 88 изображена другая (II) планетоцентрическая система координат, являющаяся аналогом эклиптической системы. Основная координатная плоскость этой координатной системы совпадает с плоскостью орбиты планеты. Вторая координатная плоскость, перпендикулярная к плоскости орбиты, проходит через точку $\Upsilon_{пл}$. Координатами являются b и l (см. рис. 88). Сферическая координата b (аналог эклиптической широты) равна угловому расстоянию светила от плоскости орбиты планеты. Координата l является аналогом эклиптической долготы и измеряется против хода часовой стрелки дугой изображения орбиты планеты от точки $\Upsilon_{пл}$ до основания большого круга на небесной сфере, по которому отсчитывается координата b .

В случае необходимости с помощью формул аналитической геометрии сферические координаты D , A и b , l могут быть преобразованы в прямоугольные координаты $(x_1, y_1, z_1; x_{II}, y_{II}, z_{II})$.

Связь между I и II системами координат устанавливается формулами

Рис. 88. Планетоцентрические системы координат



$$\begin{pmatrix} x_{II} \\ y_{II} \\ z_{II} \end{pmatrix} = \overline{\Pi}_{i_n} \begin{pmatrix} x_I \\ y_I \\ z_I \end{pmatrix}, \quad (2.248)$$

$$\begin{pmatrix} x_I \\ y_I \\ z_I \end{pmatrix} = \overline{\Pi}_{i_n}^T \begin{pmatrix} x_{II} \\ y_{II} \\ z_{II} \end{pmatrix}, \quad (2.249)$$

где элементами матрицы вращения $\overline{\Pi}_{i_n}$ являются тригонометрические функции угла i_n между экватором планеты и ее орбитой (см. рис. 88)

$$\overline{\Pi}_{i_n} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos i_n & \sin i_n \\ 0 & -\sin i_n & \cos i_n \end{pmatrix}. \quad (2.250)$$

Для определения координат небесных объектов в ходе изучения планет или их спутников используют также геоэкваториальную систему координат. Геоэкваториальная система координат получается из геоцентрической второй экваториальной системы на некоторую эпоху, например, эпоху каталога, путем параллельного переноса начала в центр масс планеты или спутника планеты.

Для определения положения точек на поверхности планеты (спутника планеты) надо располагать системой координат, жестко связанной с телом небесного объекта. Это могут быть планетографические координаты (аналог географических на Земле), планетодезические (аналог геодезических) и планетоцентрические, соответствующие геоцентрическим координатам (см. 1.1).

Если основная координатная плоскость должна совпадать или быть параллельной плоскости экватора планеты (или спутника), то для ее задания используются экваториальные координаты α_0 и δ_0 северного полюса вращения планеты (или спутника планеты), относящиеся к стандартной эпохе.

Северный полюс вращения планеты располагается к северу от так называемой плоскости Лапласа Солнечной системы, которая перпендикулярна вектору момента количества движения всей Солнечной системы. Направление нормали к плоскости Лапласа, являющейся неизменяемой плоскостью Солнечной системы, характеризуется экваториальными координатами $\alpha_{\text{Л}} \approx 273,85^\circ$ и $\delta_{\text{Л}} \approx 66,99^\circ$.

Если направление вращения планеты такое же, как у Земли, то северное полушарие планеты соответствует земному северному полушарию. При обратном направлении осевого вращения (Венера) расположение северного (южного) полушария планеты противоположно соответствующим полушариям для Земли.

Для вычисления координат северного полюса планеты на заданный момент времени t , строго говоря, должны использоваться выражения, имеющие следующую структуру

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 + a_1 T + a_2 \sin(a_3 + a_4 T) + \dots \\ \delta &= \delta_0 + b_1 T + b_2 \cos(b_3 + b_4 T) + \dots \end{aligned} \right\}, \quad (2.251)$$

где α_0, δ_0 — координаты полюса на стандартную эпоху (сейчас в качестве таковой принимают $t_0 = J2000,0$);

$$T = \frac{JD(t) - JD(t_0)}{36\,525,0} \quad (2.252)$$

промежуток времени, выраженный в юлианских столетиях, причем $JD(t_0) = 2\,451\,545,0$; $a_1, a_2, \dots, a_4; b_1, b_2, \dots, b_4$ — коэффициенты для соответствующей планеты.

Уровень точности, с которой известны в настоящее время элементы вращения планет, и возможности измерительной аппаратуры при планетных исследованиях таковы, что вместо выражений (2.251) достаточно использовать представления величин α и δ в линейной форме. По этой же причине моменты времени в (2.251) можно выражать не в барицентрическом динамическом времени (TDB), а в земном динамическом времени (TDT).

В табл. 18 приведены значения координат полюсов вращения некоторых планет на эпоху $J2000,0$ и коэффициентов a_1 и b_1 для перехода к соответствующим параметрам на другие моменты времени.

Специальной проблемой в установлении системы планетографических или планетодезических координат является задание нулевого меридиана. Положение нулевого меридиана на планете, имеющей твердую поверхность, обычно связывают с какой-либо характерной точкой ее поверхности. На Меркурии нулевой меридиан

Параметры вращения некоторых планет вокруг своих осей на эпоху
J 2000,0 [97]

Планета	Координаты северного полюса		W
	α	δ	
Меркурий	281,01°—0,033°T	61,45°—0,005°T	329,71° + 6,1385025d
Венера	272,78	67,21	159,91° — 1,4814205d
Земля	0,00—0,641°T	90,00—0,557°T	100,21 + 360,9856123d
Марс	317,681—0,108°T	52,886—0,061°T	176,646 + 350,8919830d
Юпитер	268,05—0,009°T	64,49—0,003°T	284,95 + 870,5360000d

связывают с кратером Хун Кал, диаметром 1,5 км ($\varphi_{\text{пл.}} = 0,36^\circ$; $\lambda_{\text{пл.}} = 20,0^\circ$). На Марсе положение нулевого меридиана связывают с кратером Эри-О, диаметром 0,5 км ($\varphi_{\text{пл.}} = -5,142^\circ$; $\lambda_{\text{пл.}} = 0,0^\circ$). Кратер Эри-О находится внутри кратера Эри. На Венере в качестве нулевого принимают меридиан, проходящий через пик горы кратера Ариадна.

На Луне положение нулевого меридиана связывают с осью эллипсоида инерции Луны, направленной к Земле в эпоху, когда средняя эклиптическая долгота Луны равна долготе восходящего узла лунной орбиты на эклиптике.

Характерными точками рельефных образований закреплены нулевые меридианы на спутниках Марса, на некоторых спутниках Юпитера (Ганимед, Европа, Каллисто) и Сатурна (Диона, Мимас, Рея, Тетия, Энцелад, Япет). Для других спутников планет (кроме Луны) нулевой меридиан совмещают с линией пересечения плоскости экватора спутника с плоскостью, проходящей через центры спутника планеты и Солнца в момент первого верхнего гелиоцентрического соединения спутника и планеты*, следующего после стандартной эпохи B1950, которой соответствует $JD(t) = 2\,433\,282,5$.

Для того чтобы можно было представить ориентировку начального меридиана в инерциальной системе координат, для планет вводится еще центральный меридиан. Плоскость центрального меридиана проходит на планетоцентрической небесной сфере через центр Земли. Его долгота относительно начального меридиана определена для некоторого фиксированного момента времени.

Направление нулевого меридиана планеты (спутника планеты) определяется дугой W (рис. 89), которая отсчитывается от точки Q — восходящего узла экватора планеты на геоэкваторе. Плоскость меридиана P_nQ содержит линию пересечения плоскостей экватора планеты (спутника) и экватора Земли. Если положение восходящего узла Q соответствует стандартной эпохе, то расстояние по дуге

* В момент верхнего гелиоцентрического соединения спутник, планета и Солнце находятся на одной линии, причем планета расположена к Солнцу ближе, чем спутник.

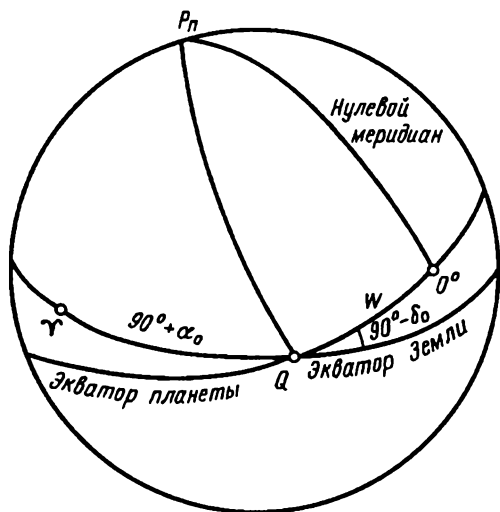


Рис. 89. Координаты α_0 и δ_0 северного полюса планеты и положение нулевого меридиана

экватора планеты от точки Q до нулевого меридиана обозначим W_0 . Для получения соответствующей величины в заданный момент времени t может быть использовано выражение вида (2.251)

$$W = W_0 + \dot{W}d + c_2 \sin(c_3 + c_4 T) + \dots, \quad (2.253)$$

где $\dot{W}$ — угловая скорость вращения планеты (спутника), $d = JD(t) - JD(t_0)$ — интервал времени, выраженный в сутках (система TDT), T — вычисляется по формуле (2.252), c_2, c_3, c_4 — коэффициенты для соответствующей планеты.

Для практических целей в современных условиях зависимость величины W от времени достаточно представить в линейной форме, используя вместо (2.253) формулу (см. табл. 18)

$$W = W_0 + \dot{W}d. \quad (2.254)$$

Заметим, что нулевые меридианы на Юпитере и Сатурне определяются по характеристикам магнитных полей этих планет. На Юпитере также используются положения атмосферных образований. Поскольку эти образования перемещаются, то при решении вопроса о нулевом меридиане возникает некоторая неопределенность.

В случае Урана, Нептуна и Плутона нулевые и центральные меридианы совмещены, поскольку на них не выделяются какие-либо образования.

В настоящее время при решении планетодезических задач, в частности при картографировании планет и их спутников, принято поверхности Меркурия, Венеры, Луны аппроксимировать сферами. Такая рекомендация принята Рабочей группой Международного астрономического союза (МАС) по картографическим координатам и элементам вращения планет. Радиусы этих небесных объектов

принимают соответственно равными $R_1 = 2439$ км, $R_2 = 6051$ км, $R_3 = 1738$ км.

Для Марса и Юпитера в качестве поверхности относимости принимают эллипсоид вращения. Экваториальный радиус Марса равен 3393,4 км, а Юпитера — 71 398 км, полярные сжатия соответственно равны 0,0051865 и 0,0648088.

Спутники Марса, спутник Юпитера Амальтея и некоторые спутники Сатурна имеют «неправильную» форму. Их поверхности аппроксимируют трехосными эллипсоидами. Так, например для Фобоса имеем следующие значения полуосей $a = 13,6$ км, $b = 10,7$ км, $c = 9,6$ км; для Деймоса — $a = 7,5$ км, $b = 6,0$ км, $c = 5,5$ км.

Таким образом для Марса и его спутников, Юпитера и Амальтеи, Сатурна и некоторых спутников наряду с планетографическими координатами могут использоваться, по аналогии с геодезическими координатами для Земли, планетодезические координаты.

В связи с отсутствием на планетах, и их спутниках воды специфический характер приобретает вопрос об установлении для этих небесных тел системы счета высот.

Официальная рекомендация Рабочей группы МАС по элементам вращения планет и спутников сводится к использованию при установлении системы счета высот тех поверхностей относимости, о которых шла речь выше. Вместе с тем применялись и другие подходы.

На Луне счет высот обычно велся от поверхности сферы радиуса 1730,000 км. При таком радиусе на Луне нет точек с отрицательными отметками.

В ряде случаев в качестве исходной поверхности для счета высот использовался селеноид, близкий к трехосному эллипсоиду с осями ($a = 1738,299$ км, $b = 1738,182$ км, $c = 1737,649$ км).

На Марсе счет высот ведется от ареоида, представляющего изобарическую поверхность 610 Па. При расчете ареоида были учтены особенности гравитационного поля Марса. Ареоид аппроксимируется трехосным эллипсоидом ($a = 3394,6$ км, $b = 3393,3$ км, $c = 3376,3$ км).

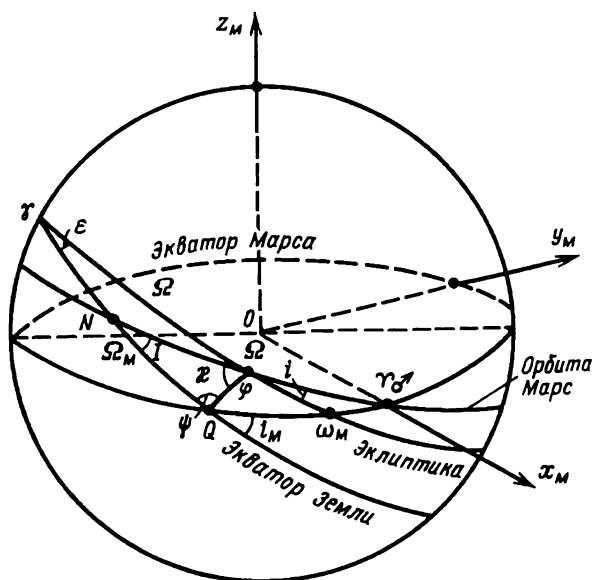
2.7.3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПЛАНЕТОЦЕНТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ КООРДИНАТ

Рассмотрим вопрос о преобразовании геоцентрических экваториальных координат $\vec{r} = (x, y, z)^T$ в марсоцентрические, относящиеся к экватору Марса, координаты $\vec{r}_M = (x_M, y_M, z_M)^T$ [112] для момента времени t . Ось x геоцентрической системы направлена в точку Y , ось x_M марсоцентрической системы — в точку Y_r (рис. 90).

Основываясь на рис. 90, будем придерживаться последовательности действий, предложенной в [112].

Вычислим координаты северного полюса Марса

Рис. 90. К установлению зависимости между геоцентрическими и марсоцентрическими координатами



$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= 317,681^\circ - 0,108 T \\ \delta_0 &= 52,886^\circ - 0,061 T \end{aligned} \right\}, \quad (2.255)$$

где T интервал времени, выраженный в юлианских столетиях от 2000, янв. 1,5 земного динамического времени ($JD = 2\,451\,545,0$):

$$T = \frac{JD(t) - 2\,451\,545,0}{36\,525,0}. \quad (2.256)$$

Находим элементы орбиты Марса

$$\left. \begin{aligned} \Omega &= 49,55809333^\circ + 0,77209556^\circ T + 0,16055555 \times 10^{-4} T^2 \\ i &= 1,84972639^\circ - 0,60111111 \cdot 10^{-3} T + 0,12750000 \times 10^{-4} T^2 \end{aligned} \right\}, \quad (2.257)$$

T вычисляем по формуле (2.256).

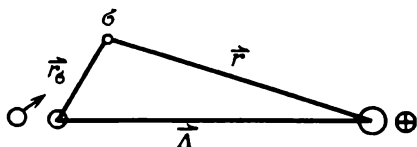
Определяем наклон I орбиты Марса к экватору планеты:

$$\left. \begin{aligned} \cos I &= \cos(\chi - i) \sin(\psi - \delta_0) + \sin(\chi - i) \cos(\psi - \delta_0) \cos \varphi \\ \sin I &= \sqrt{1 - \cos^2 I} \end{aligned} \right\}, \quad (2.258)$$

причем вспомогательные углы χ , ψ , φ , представленные на рис. 90, вычисляются по формулам

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi \cos \chi &= -\cos \Omega \cos \alpha_0 \cos \varepsilon - \sin \Omega \sin \alpha_0 \\ \sin \varphi \sin \chi &= \sin \varepsilon \cos \alpha_0 \\ \cos \varphi &= \sin \Omega \cos \alpha_0 \cos \varepsilon - \cos \Omega \sin \alpha_0 \\ \sin \varphi \cos \psi &= \sin \Omega \sin \alpha_0 \cos \varepsilon + \cos \Omega \cos \alpha_0 \\ \sin \varphi \sin \psi &= \sin \Omega \sin \varepsilon \end{aligned} \right\}, \quad (2.259)$$

Рис. 91. Положение объекта σ относительно Земли и Марса



где наклон эклиптики к экватору

$$\varepsilon = 23,43929111^\circ - 0,01300417^\circ T - 0,16388888 \cdot 10^{-6} T^2 + 0,50361111 \cdot 10^{-6} T^3. \quad (2.260)$$

Далее находим дуги $\omega_M = \tilde{Q}\tilde{Y}$ и $\Omega_M = \tilde{Y}\tilde{Q}$ и угол i_M , что позволит перейти от экватора Земли к экватору Марса и ось x переместить в положение x_M . Для вычисления дуги ω_M используем формулы

$$\left. \begin{aligned} \sin \omega_M \sin I &= \sin \varphi \sin (\chi - i) \\ \cos \omega_M \sin I &= \sin (\chi - i) \sin (\psi - \delta_0) \cos \varphi \\ &- \cos (\chi - i) \cos (\psi - \delta_0) \end{aligned} \right\}. \quad (2.261)$$

Имея координаты α_0 и δ_0 северного полюса Марса находим

$$\left. \begin{aligned} \Omega_M &= \alpha_0 + 90^\circ \\ i_M &= 90^\circ - \delta_0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.262)$$

Параметры ω_M , Ω_M и i_M необходимы для вычисления элементов матрицы $\bar{K}$

$$\left. \begin{aligned} K_{1x} &= \cos \omega_M \cos \Omega_M - \sin \omega_M \sin \Omega_M \cos i_M \\ K_{1y} &= \cos \omega_M \sin \Omega_M + \sin \omega_M \cos \Omega_M \cos i_M \\ K_{1z} &= \sin \omega_M \sin i_M \\ K_{2x} &= -\sin \omega_M \cos \Omega_M - \cos \omega_M \sin \Omega_M \cos i_M \\ K_{2y} &= -\sin \omega_M \sin \Omega_M + \cos \omega_M \cos \Omega_M \cos i_M \\ K_{2z} &= \cos \omega_M \sin i_M \\ K_{3x} &= \sin \Omega_M \sin i_M \\ K_{3y} &= -\cos \Omega_M \sin i_M \\ K_{3z} &= \cos i_M \end{aligned} \right\}. \quad (2.263)$$

Однако, прежде чем воспользоваться этой матрицей

$$\bar{K} = \begin{pmatrix} K_{1x} & K_{1y} & K_{1z} \\ K_{2x} & K_{2y} & K_{2z} \\ K_{3x} & K_{3y} & K_{3z} \end{pmatrix}, \quad (2.264)$$

найдем вектор $\vec{r}_\sigma$ (рис. 91)

$$\vec{r}_\sigma = \vec{r} - \vec{\Delta}, \quad (2.265)$$

* T — вычисляем по формуле (2.256).

где $\vec{\Delta}$ — геоцентрический радиус-вектор Марса.

Теперь можем записать

$$\begin{pmatrix} x_M \\ y_M \\ z_M \end{pmatrix} = \bar{K} \begin{pmatrix} x_o \\ y_o \\ z_o \end{pmatrix}. \quad (2.266)$$

2.7.4. УСТАНОВЛЕНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ГЕОЦЕНТРИЧЕСКИМИ И СЕЛЕНОЦЕНТРИЧЕСКИМИ КООРДИНАТАМИ

Положение небесных объектов для наблюдений с поверхности Луны или из окололунного пространства может быть представлено в системе координат x_L, y_L, z_L , жестко связанной с Луной. Селеноэкваториальная луноцентрическая система координат изображена на рис. 92. Ось x_L этой системы соответствует направлению первого радиуса. Под первым радиусом понимают направленный в сторону Земли радиус Луны, находящийся в плоскости лунного меридиана, проходящего через центр масс Земли в момент времени, когда соблюдается равенство между средней долготой φ и средней долготой ω восходящего узла Ω .

Если от луноцентрической вспомогательной небесной сферы перейти к шаровой поверхности Луны, то система координат x_L, y_L, z_L называется селенографической.

Сферическими координатами в указанных системах будут селенографическая широта β и селенографическая долгота λ . Селенографическая широта β — угол между плоскостью лунного экватора и луноцентрическим радиусом-вектором объекта. К северу от экватора $\beta > 0$, к югу — $\beta < 0$. Селенографическая долгота λ определяется двугранным углом между плоскостью меридиана (нулевого), содержащего первый радиус, и плоскостью меридиана,

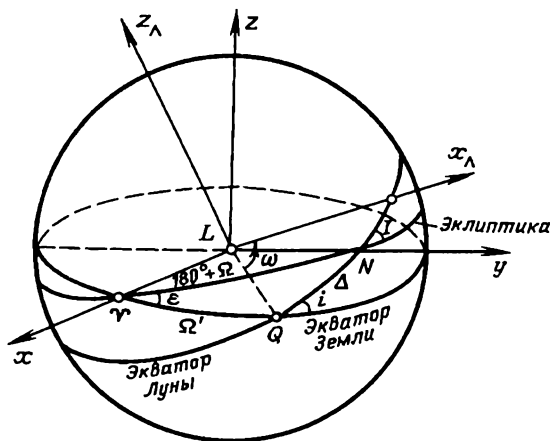


Рис. 92. К выводу формул, связывающих геоцентрические и селеноцентрические координаты

проходящего через объект. Счет долгот ведется к востоку от нулевого селенографического меридиана.

Определение селенографических координат пунктов лунной поверхности удобно осуществлять путем микрометрической привязки к лунному кратеру Mösting A, эфемерида которого приводится с 1960 г. в Астрономическом ежегоднике. Для вычисления эфемериды кратера Mösting A используются постоянные Козела

$$\left. \begin{aligned} \lambda_0 &= -5^{\circ}09'50'', \quad h = 15^{\circ}32'98, \\ \beta_0 &= 3^{\circ}10'47'', \quad I = 1^{\circ}32'01'', \\ f &= 0,633 \end{aligned} \right\}, \quad (2.267)$$

где λ_0, β_0 — селенографические координаты кратера, h — радиус-вектор кратера, соответствующий среднему параллаксу; I — средний наклон лунного экватора к эклиптике; $f = \frac{B(C-B)}{A(C-A)}$ — постоянная физической либрации Луны, причем $A < B < C$ — главные моменты инерции Луны относительно центра масс.

Рассмотрим теперь последовательность действий при переходе от геоцентрических экваториальных координат объекта в момент t к селенографической системе координат, в которой радиус-вектор объекта будет $\vec{r}_L = (x_L, y_L, z_L)^T$.

Вычисляют некоторые элементы орбиты Солнца и Луны, что необходимо для определения аргументов физической либрации Луны. Используя разложения, приведенные в [7], находим среднюю долготу перигея Солнца

$$\Gamma = 282,93834610^{\circ} + 1,71945722^{\circ} T - 0,46277777^{\circ} \times 10^{-3} T^2 + 0,33333333^{\circ} \cdot 10^{-5} T^3; \quad (2.268)$$

среднюю долготу Солнца

$$L = 280,46606940^{\circ} + 36\,000,7698 T + 0,3025000^{\circ} \cdot 10^{-3} T^2; \quad (2.269)$$

среднюю долготу восходящего узла орбиты Луны (является фундаментальным аргументом)

$$\Omega = 125,04452220^{\circ} - 1934,136261^{\circ} T + 0,20708333^{\circ} \cdot 10^{-2} T^2 + 0,22222222^{\circ} \cdot 10^{-5} T^3; \quad (2.270)$$

среднюю геоцентрическую долготу Луны

$$\zeta = 218,31643250^{\circ} + 481\,267,8813^{\circ} T - 0,16116666^{\circ} T^2 + 0,52777777^{\circ} \cdot 10^{-5} T^3; \quad (2.271)$$

среднюю долготу перигея орбиты Луны

$$\Gamma' = 83,35345111^{\circ} + 4069,013879 T - 0,10308888^{\circ} \cdot 10^{-1} T^2 - 0,1250000^{\circ} \cdot 10^{-4} T^3. \quad (2.272)$$

В формулах (2.268)—(2.272) T отсчитывается от стандартной эпохи J2000,0 в юлианских столетиях по 36 525 суток.

Теперь вычисляем аргументы физической либрации:

среднюю аномалию Солнца $l' = L - \Gamma$;

среднюю аномалию Луны $l = \mathfrak{C} - \Gamma'$;

средний аргумент широты Луны $F = \mathfrak{C} - \Omega$;

среднюю элонгацию (разность средних долгот) Луны и Солнца

$$D = \mathfrak{C} - L.$$

Для отыскания компонент физической либрации Луны используем выражения, приведенные в [7]:

$$\left. \begin{aligned} \tau &= 1,7'' \sin (2F - 2D) + 91,6'' \sin l' - \\ &1,4'' \sin (l - l' - D) + 4,2'' \sin (l - 2D) - \\ &- 3,5'' \sin (l - D) - 16,9'' \sin l + 1,0'' \sin (2l - l' - 2D) + \\ &+ 15,3'' \sin (2l - 2F) + 10,0'' \sin (2l - 2D) + 7,6'' \sin \Omega, \\ \rho &= -3,1'' \cos (2F - 2D) - 10,8'' \cos 2F + \\ &+ 23,8'' \cos (l - 2F) - 1,9'' \cos (l - 2D) - 98,4'' \cos l, \\ I\sigma &= -3,0'' \sin (2F - 2D) - 10,6'' \sin 2F - \\ &- 23,8'' \sin (l - 2F) + 2,5'' \sin (l - 2D) - 100,6'' \sin l. \end{aligned} \right\} \quad (2.273)$$

В приведенных формулах τ — физическая либрация в долготе, ρ — в наклонности, σ — в узле.

В соответствии с рис. 93 вычисляем дуги $\Omega' = \check{Y}\check{Q}$ и $\Delta = \check{Q}\check{N}$ и угол i , необходимые для преобразования координат, применяя формулы [89]

$$\left. \begin{aligned} \sin i \cos \Omega' &= \cos u \sin v - \sin u \cos v \cos w \\ \sin i \sin \Omega' &= -\sin u \sin w \\ \cos i &= \cos u \cos v + \sin u \sin v \cos w \\ \sin i \cos \Delta &= \sin u \cos v - \cos u \sin v \cos w \\ \sin i \sin \Delta &= -\sin v \sin w \end{aligned} \right\}. \quad (2.274)$$

Если система координат x, y, z отнесена к среднему экватору Земли, а x_L, y_L, z_L — к среднему экватору Луны, то

$$u = I, \quad v = \varepsilon, \quad w = \Omega. \quad (2.275)$$

Средний наклон эклиптики к экватору Земли находим по формуле (2.260).

Если надо перейти от среднего экватора Земли к истинному экватору Луны, то в величины u и w вводятся поправки за физическую либрацию

$$u = I + \rho; \quad v = \varepsilon; \quad w = \Omega + \sigma. \quad (2.276)$$

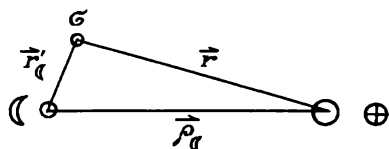
При использовании истинного экватора Земли следует учесть влияние нутации $\Delta\psi$ на долготу восходящего узла орбиты Луны Ω .

Остается теперь вычислить угол ψ , который при переходе к среднему экватору Луны будет равен

$$\psi = \Delta + F = \Delta + \mathfrak{C} - \Omega. \quad (2.277)$$

Если хотим осуществить переход к истинному экватору Луны, то

Рис. 93. Положение объекта σ относительно Земли и Луны



$$\psi = \Delta + F + (\tau - \sigma) = \Delta + (\zeta + \tau) - (\Omega + \sigma). \quad (2.278)$$

Углы Ω' , ψ и i позволяют образовать матрицу $\bar{T}$ с элементами [89]

$$\left. \begin{aligned} T_{11} &= \cos \Omega' \cos \psi - \sin \Omega' \sin \psi \cos i \\ T_{12} &= \sin \Omega' \cos \psi + \cos \Omega' \sin \psi \cos i \\ T_{13} &= \sin \psi \sin i \\ T_{21} &= -\cos \Omega' \sin \psi - \sin \Omega' \cos \psi \cos i \\ T_{22} &= -\sin \Omega' \sin \psi + \cos \Omega' \cos \psi \cos i \\ T_{23} &= \cos \psi \sin i \\ T_{31} &= \sin \Omega' \sin i \\ T_{32} &= -\cos \Omega' \sin i \\ T_{33} &= \cos i \end{aligned} \right\}. \quad (2.279)$$

Итак, имеем геоцентрические экваториальные координаты объекта x , y , z ; пусть x_{ϵ} , y_{ϵ} , z_{ϵ} — геоцентрические экваториальные координаты Луны, находим составляющие селеноцентрического вектора $\vec{r}_{\epsilon}' = \vec{r} - \vec{\rho}_{\epsilon}$ (рис. 93)

$$\left. \begin{aligned} x_{\epsilon}' &= x - x_{\epsilon} \\ y_{\epsilon}' &= y - y_{\epsilon} \\ z_{\epsilon}' &= z - z_{\epsilon} \end{aligned} \right\}. \quad (2.280)$$

Искомые селеноцентрические экваториальные координаты объекта равны

$$\begin{pmatrix} x_{\epsilon}' \\ y_{\epsilon}' \\ z_{\epsilon}' \end{pmatrix} = \bar{T} \begin{pmatrix} x_{\epsilon}' \\ y_{\epsilon}' \\ z_{\epsilon}' \end{pmatrix}, \quad (2.281)$$

где

$$\bar{T} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix}. \quad (2.282)$$

2.7.5. МЕТОДЫ И ПРИБОРЫ ДЛЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ НА ЛУНЕ И ПЛАНЕТАХ

При разработке методов астрономических определений на Луне и планетах должен, с одной стороны, использоваться опыт, накопленный в геодезической астрономии, с другой, — подходы,

применяемые при астрономической навигации самолетов и космических аппаратов.

Необходимость обращения к приближенным методам астрономических определений связана с неточным знанием элементов вращения планет и, как следствие, большими ошибками планетоцентрических координат звезд.

Дальнейшее использование результатов астрономических определений потребует, в частности, установления зависимости между планетографическими и планетодезическими координатами, что предполагает наличие информации об отклонениях отвеса в пунктах наблюдений.

Точные методы астрономических определений предполагают применение соответствующих приборов и получение значительного объема измерительной информации. Такие определения целесообразно производить из помещений планетной базы, снабженных прозрачными куполами.

Вопросы планирования и проведения астрономических определений на Луне и планетах, разработки необходимых инструментов и приборов, их поверок и юстировок, способов получения, обработки информации и передачи ее на Землю образуют одно из направлений развития астрономии вообще и геодезической астрономии в частности.

Вопрос о получении селеноцентрических координат звезд и других светил, о влиянии на них разных факторов и способах учета этих влияний подробно рассмотрен в монографиях Куликова К. А. и Гуревича В. Б. [55] и *B. Kolaczek* [132].

Практически все исследователи сходятся в том, что в настоящее время для астрономических определений на Луне целесообразно применять зенитальные методы, которые не требуют точной азимутальной ориентировки астрономического прибора. Это обосновывается, в частности, в статьях Гурштейна А. А. [25] и Хабибуллина Ш. Т. и Сановича А. Н. [105], которые считают оптимальным способ равных высот.

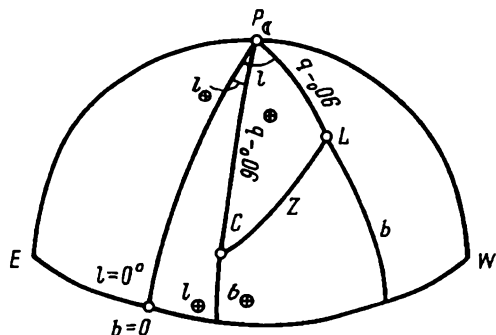
В работах *Mietelski J.* [136], [137] в качестве простого способа навигации на поверхности Луны предлагается методика, основанная на измерении высот двух звезд, которые целесообразно наблюдать в двух взаимно перпендикулярных вертикалах. При этом показано, что для определения положения на поверхности Луны с ошибкой 0,5 км измерения высот звезд должны выполняться с ошибкой порядка $0,01^\circ$, а время надо знать с ошибкой ~ 1 мин.

Приведенные соображения можно распространить на случай астрономических наблюдений с Марса или со спутника какой-либо планеты.

Приборное обеспечение таких наблюдений видится в использовании фотоэлектрических или фотографических инструментов типа автоматической зенитной трубы [150], камеры *Tsubokawa* [144].

Для автоматического определения астрономического азимута возможна разработка прибора по типу астродатчика [57]. В этом приборе применяется широкоугольная оптическая система (поле

Рис. 94. К использованию Земли в качестве объекта для астрономических наблюдений с Луны



16°) с радиальным растром, расположенным в фокальной плоскости. Применяется фотоэлектрический метод регистрации. Оптическая система астродатчика направлена в зенит места наблюдения. Точность определения азимута обусловлена, в частности, точностью, с которой известны координаты пункта наблюдений.

Особенностью астрономических определений с поверхности Луны, обращенной к Земле, является возможность наблюдений Земли. В качестве второго небесного объекта, который удобно наблюдать с Луны, может использоваться близполюсная звезда. Как показано в [55], из наблюдений Земли и близполюсной звезды можно определить селенографические координаты пункта, расположенного на видимой стороне Луны. При этом широта получается по измеренным зенитным расстояниям близполюсной звезды, а долгота — по измеренному зенитному расстоянию Земли. Аналитические выражения, используемые для определения широты по измеренным зенитным расстояниям близполюсной звезды с Луны, не отличаются, в принципе, от формул, полученных для наблюдений с Земли. Что касается определения долготы, обратимся к рис. 94, на котором $C (b_{\oplus}, l_{\oplus})$ — центр лунного диска, видимый с Земли, $L (b, l)$ — пункт наблюдений на поверхности Луны, $P_{\odot}$ — положение северного полюса Луны; $b, l, b_{\oplus}, l_{\oplus}$ — соответствующие селенографические координаты. Из сферического треугольника $P_{\odot} LC$ следует

$$\cos z = \sin b_{\oplus} \sin b + \cos b_{\oplus} \cos b \cos (l - l_{\oplus}), \quad (2.283)$$

где широта b получена по наблюдениям близполюсной звезды. Если $b_{\oplus}$ и $l_{\oplus}$ известны*, то можем записать выражение для селенографической долготы пункта [55]

$$l = l_{\oplus} + \arccos \frac{\cos z - \sin b_{\oplus} \sin b}{\cos b_{\oplus} \cos b}. \quad (2.284)$$

* Можно извлечь из таблицы «Эфемериды для физических наблюдений Луны» Астрономического ежегодника.

Рассмотренный метод определения долготы применим для наблюдений с пунктов, расположенных в средних широтах и при достаточном удалении от меридиана $l_{\oplus}$ (лучше всего при $l - l_{\oplus} = 90^\circ$).

Из сферического треугольника P, LC следует формула для вычисления азимута Земли [55]

$$\cos A_{\oplus} = \frac{\sin b_{\oplus} - \sin b \cos z}{\cos b \sin z}. \quad (2.285)$$

Если измерить угол между направлениями на Землю и какой-либо местный предмет на Луне, то можно получить азимут последнего.

В качестве примера практического выполнения астрономических наблюдений с поверхности Луны можно сослаться на результаты, полученные в процессе функционирования на спутнике нашей планеты передвижной лаборатории «Луноход-1», доставленной на Луну АМС «Луна-17», и приведенные в [54].

В качестве астрономического прибора на «Луноходе-1» использовалась панорамная телевизионная камера (телефотометр), обладающая высокой разрешающей способностью и большим углом обзора (до 30°). Для установки телефотометра относительно отвесной линии использовалась скрепленная с ним оптическая вертикаль места (ОВМ), разработанная в МИИГАиК. ОВМ представляет круглый уровень, в котором по вогнутой поверхности стеклянной сферы свободно перемещается металлический шарик. На поверхности сферы нанесена сетка в виде концентрических окружностей и радиальных линий. Изображение положения шарика относительно сетки регистрировалось телефотометром. ОВМ рассчитана на измерение углов наклона до 10° со средней квадратической ошибкой $2'-4'$.

На основе специальных исследований, проведенных при подготовке к доставке лунохода на Луну, были определены случайные ошибки панорамной камеры. Они составили по строке $2'-3'$, по кадру $4'-5'$ [54]. Были также проведены исследования ОВМ и определено взаимное положение ОВМ и телефотометра.

Астрономические наблюдения на поверхности Луны были проведены в период с 17.11.1970 г. по 7.02.1971 г. За 4 лунных дня было получено 12 панорам с изображениями Земли или Солнца. Использовался метод совместного определения селенографической широты (b) и долготы (l) по измеренным зенитным расстояниям упомянутых светил.

При обработке использовались только 10 панорам. Счисляемые значения b_0 и l_0 были получены из траекторных измерений и составляли

$$b_0 = 38^\circ 17' \text{ с. ш.}, \quad l_0 = 35^\circ 00' \text{ з. д.}$$

В результате обработки наблюдений получили селенографические координаты «Лунохода-1»

$b = 38^{\circ}17,8'$ с. ш., $l = 35^{\circ}04,5'$ з. д.

При этом ошибка единицы веса составила $3,4'$, а параметры эллипса ошибок оказались равными $a_L = 1,7'$ и $b_L = 1,4'$. Таким образом, точность результатов оказалась выше ожидаемой, которая оценивалась в $5'—6'$ [54]. Сказанное выше свидетельствует об успешной практической проверке астрономического метода определения селенографических координат лунохода.

Следует отметить, что получение изображений Земли и Солнца на одной панораме позволяет решить задачу определения b и l по одному наблюдению.

В настоящее время вновь возродился интерес к исследованиям Луны. Прорабатывается вопрос о создании в начале XXI века многоцелевой лунной базы [111]. Складываются предпосылки для развития международного сотрудничества в организации экспедиций на Луну и Марс.

В проектах программ научных исследований на лунной базе значительное место отводится астрономическим вопросам, поскольку Луна представляет весьма удобное место для организации астрономических наблюдений.

Подготовку к пилотируемой экспедиции на Марс можно рассматривать в качестве первого шага к последующим исследованиям относительно создания базы на Марсе.

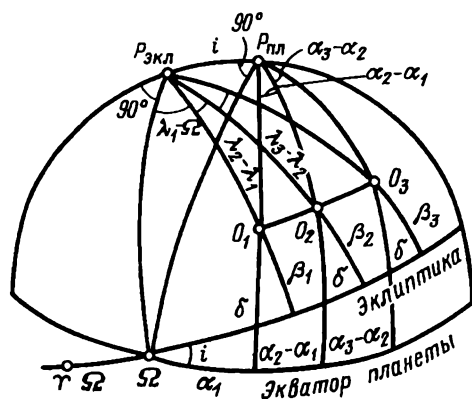
Реализация проектов создания баз на Луне и Марсе требует теоретической и практической проработки вопросов организации и проведения картографических, планетодезических и астрономических работ. Это, в частности, касается исследований по разработке методов и приборов для астрономических определений координат пунктов на поверхности Луны и Марса и азимутов направлений на местные предметы.

2.7.6. О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ВРАЩЕНИЯ ЛУНЫ И ПЛАНЕТ С ПОМОЩЬЮ ФОТОТЕЛЕВИЗИОННОЙ АППАРАТУРЫ, УСТАНОВЛЕННОЙ НА АВТОМАТИЧЕСКИХ МЕЖПЛАНЕТНЫХ СТАНЦИЯХ

Как показано в работе [24], наличие на борту АМС, совершившей посадку на поверхность планеты с прозрачной атмосферой, фототелевизионной аппаратуры позволяет определить элементы вращения планеты: наклон экватора к эклиптике i , долготу восходящего узла эклиптики на экваторе Ω и угловую скорость вращения планеты $\omega_{пл}$.

Для того, чтобы решить такую задачу, необходимо получить с неподвижной АМС не менее трех фототелевизионных изображений участков звездного неба. Координаты центров изображений можно вычислить методами фотографической астрономии, используя эклиптические координаты опорных звезд. Протяженность на небесной сфере дуги, на которой располагаются изображения центров, не должна быть менее 90° .

Рис. 95. Определение элементов вращения планеты



Пусть на рис. 95 точки O_j ($j = 1, 2, 3$) соответствуют положениям центров фототелевизионных изображений в моменты времени t_j ($j = 1, 2, 3$). Перемещение O_1 и в положение O_2 и далее — O_3 является следствием вращения планеты вокруг своей оси. Обозначим эклиптические координаты точек O_j на небесной сфере через β_j и λ_j (см. рис. 95). При неизменном положении оптической оси фототелевизионного устройства планетоэкваториальные склонения δ_j точек O_j будут равны (обозначим их δ).

Из сферических треугольников $P_{\text{экл}} P_{\text{пл}} O_j$ в соответствии с рис. 95 можно записать

$$\sin \delta = \cos i \sin \beta_j + \sin i \cos \beta_j \sin (\lambda_j - \Omega). \quad (2.286)$$

Если приравнять правые части выражений (2.286) для случая, когда $j = 1$ и $j = 2$, а также для случая когда $j = 2$ и $j = 3$, то получим

$$\operatorname{tg} i = \frac{\sin \beta_j - \sin \beta_{j+1}}{\cos \beta_{j+1} \sin (\lambda_{j+1} - \Omega) - \cos \beta_j \sin (\lambda_j - \Omega)}, \quad (2.287)$$

где $j = 1, 2$.

Введем обозначения [24]

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta_j - \sin \beta_{j+1} &= A_j \\ \cos \beta_{j+1} \sin \lambda_{j+1} - \cos \beta_j \sin \lambda_j &= B_j \\ \cos \beta_{j+1} \cos \lambda_{j+1} - \cos \beta_j \cos \lambda_j &= C_j \end{aligned} \right\}. \quad (2.288)$$

С этими обозначениями после несложных преобразований из (2.287) получим

$$\operatorname{tg} i = \frac{A_j}{B_j \cos \Omega - C_j \sin \Omega}, \quad (2.289)$$

где $j = 1, 2$.

Далее из двух соотношений (2.289) приходим к формуле

$$\operatorname{tg} \Omega = \frac{A_1 B_2 - A_2 B_1}{A_1 C_2 - A_2 C_1}, \quad (2.290)$$

которая позволяет вычислить долготу восходящего узла эклиптики на экваторе. Теперь по одной из формул (2.289) вычисляем i , а по одной из формул (2.286) — δ . Неоднозначность решения устраняется введением условия $\operatorname{tg} i > 0$.

Если $j > 3$, то решение задачи следует выполнять по методу наименьших квадратов. В качестве неизвестных при этом выступают поправки Δi , $\Delta \Omega$ и $\Delta \delta$ к счислимым значениям i_0 , Ω_0 элементов вращения планеты и величины δ_0 .

Остается определить скорость вращения планеты $\omega_{\text{пл}}$. Если на рис. 95 положения точек O_j и O_{j+1} соответствуют моментам времени t_j и t_{j+1} , то

$$\omega_{\text{пл}, j} = \frac{\alpha_{j+1} - \alpha_j}{t_{j+1} - t_j}, \quad (2.291)$$

где $j = 1, 2 \dots, n - 1$.

Угловой поворот планеты $\alpha_{j+1} - \alpha_j$, который она совершит за время $t_{j+1} - t_j$, можно найти из решения равнобедренного сферического треугольника $O_j P_{\text{пл}} O_{j+1}$:

$$\sin \frac{\alpha_{j+1} - \alpha_j}{2} = \sec \delta \sin \frac{O_j O_{j+1}}{2}, \quad (2.292)$$

причем для вычисления $O_j O_{j+1}$ следует использовать формулу, вытекающую из сферического треугольника $O_j P_{\text{экл}} O_{j+1}$,

$$\cos O_j O_{j+1} = \sin \beta_j \sin \beta_{j+1} + \cos \beta_j \cos \beta_{j+1} \cos (\lambda_j - \lambda_{j+1}), \quad (2.293)$$

где $j = 1, 2 \dots, n - 1$.

Если задачу требуется решить с максимально возможной точностью, то эклиптические координаты звезд, которые используются для вычисления положений центров фототелевизионных изображений, необходимо исправлять поправками за параллакс и абerrацию. По мере углубления наших знаний о закономерностях вращения планеты, возможно, возникнет необходимость и появится возможность учета прецессии и нутации оси вращения планеты.

Анализ приведенных формул свидетельствует о том, что точность определения элементов вращения планеты будет возрастать по мере удаления центров фототелевизионных изображений от полюса мира.

Если оптическую ось фототелевизионного устройства направить в зенит, что обеспечивается его свободной подвеской в корпусе АМС, то формула (2.286) приводит к планетографической широте, так как в этом случае $b = \delta$. Возможно также определение местного звездного времени в момент t_j , т. е. $s = \alpha_j$. Для этого используются соотношения, которые следуют из рис. 95 [24]:

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_j \cos \delta &= \cos \beta_j \cos (\lambda_j - \Omega) \\ \sin \alpha_j \cos \delta &= -\sin \beta_j \sin i + \cos \beta_j \cos i \sin (\lambda_j - \Omega) \end{aligned} \right\}. \quad (2.294)$$

Уточнение элементов вращения Луны потребует изменения методики наблюдений из-за медленного вращения Луны вокруг своей оси и выполнения более точных наблюдений, а также учета влияния вынужденной физической либрации [55].

2.7.7. КАТАЛОГИ КООРДИНАТ ТОЧЕК НА ПОВЕРХНОСТИ ЛУНЫ И ПЛАНЕТ

Изучение Луны, планет и их спутников требует построения на их поверхностях опорных сетей. Такие сети опорных точек необходимы для проведения картографирования этих небесных объектов, выполнения астрофизических исследований, изучения гравитационных полей и осуществления космических экспедиций как с помощью пилотируемых космических кораблей и спускаемых аппаратов (например, полеты по программе «Аполлон» на Луну), так и автоматической космической техники (работы на поверхности Луны «Лунохода-1» и «Лунохода-2»).

В доспутниковый период координаты опорных точек на Луне определялись на основании наземных наблюдений. Весьма подробный обзор каталогов, составленных на основе наземных наблюдений, содержится в [87].

Ясно, что во всех этих каталогах приводятся координаты точек, находящихся на видимой стороне лунного диска. Точность каталогов, построенных на основе наземных наблюдений, не высока. Так, например, в Каталоге селеноцентрических положений 500 базисных точек на поверхности Луны (И. В. Гаврилов, А. С. Дума, В. С. Кислюк) средние квадратические ошибки плановых положений точек составляют $\pm 0,15 \div 3,00$ км, а высот $\pm 0,40 \div 2,50$ км [18].

В настоящее время опорные сети на Луне, планетах и их спутниках создаются по космическим снимкам, полученным при фотографировании этих небесных тел автоматическими станциями.

Таковыми построениями обеспечены значительные территории на Луне, Меркурии, Марсе и его спутнике Фобосе, спутниках Юпитера (Ио, Европа, Ганимед, Каллисто), спутниках Сатурна (Мимас, Энцелад, Тетис, Диона, Рея, Япет). Уже получены с помощью космического корабля «Вояджер-2» фотографии самого крупного естественного спутника Нептуна-Тритона, что позволит также создать на нем опорные сети.

Если планета или ее спутник окружены плотной атмосферой, то применяется радиолокационная съемка. Таким образом создавались опорные сети на Венере, на спутнике Сатурна Титане.

Уточнение координат пунктов на поверхности Луны можно осуществить с помощью лазерной локации. Правда, для этого на лунной поверхности необходимо иметь уголкового отражатели.

Чтобы по результатам космической съемки получить координаты опорных точек, используют методы фотограмметрии [97]. Кроме перекрывающихся, как правило, кадровых снимков для решения задачи необходимы координаты центров проектирования съемочных камер, элементы внешнего ориентирования снимков. Эти данные могут быть получены соответственно из теории движения космического корабля, на котором установлена съемочная аппаратура, и по фотографиям звездного неба, т. е. в результате использования координат звезд, заданных звездным каталогом. Определение элементов внешнего ориентирования требует также информации о взаимном положении съемочной (топографической) и звездной камер.

В случае радиолокационной съемки источником внешней информации являются расстояния от автоматической межпланетной станции до точек на планете.

Технология обработки космических снимков с целью создания опорных сетей представлена в монографии [97] и учебнике [101].

Космические селенодезические построения на Луне создавались на основе съемок, выполненных советскими автоматическими станциями «Луна-3» (1959 г.), «Зонд-3» (1965 г.), «Зонд-6» (1968 г.), «Зонд-8» (1970 г.), «Луна-22» (1974 г.), а также американскими космическими кораблями — «Аполлон-15» (1971 г.), «Аполлон-16» (1972 г.), «Аполлон-17» (1972 г.). Следует при этом подчеркнуть, что автоматическая станция «Луна-3» впервые сфотографировала обратную сторону Луны, что положило начало картографированию невидимого полушария спутника Земли.

На основе космических снимков, полученных фототелевизионной системой, установленной на автоматической станции «Зонд-3», был составлен каталог, содержащий координаты 3374 объектов на поверхности Луны, и построена первая полная карта Луны масштаба 1 : 5 000 000.

Опорные сети по материалам съемок Луны автоматическими станциями «Зонд-6» и «Зонд-8» создавались в МИИГАиК (соответственно 377 и 387 точек), в Институте космических исследований (ИКИ) РАН (131 точка), в Государственном астрономическом институте им. Штернберга П. К. (ГАИШ) (300 точек). Каталог точек лунной поверхности построен по данным автоматической станции «Луна-22» в ЦНИИГАиК [97].

Материалы съемок, полученные с помощью американских АС «Аполлон-15, 16, 17», послужили основой для создания опорной сети (система *Apollo*) из 12 500 точек [2].

Полученные на основе съемок, выполненных с «Аполлон-15, 16, 17», опорные сети являются наиболее точными селенодезическими построениями. Случайные ошибки координат точек, содержащиеся в упомянутом каталоге, в 2—3 меньше, чем соответствующие ошибки в каталогах, составленных на основе наземных наблюдений [70] (каталоги *ACIC*, *Arthur*, *Mouts*).

Среди отечественных работ, появившихся в последнее время, принципиальное значение имеет создание селеноцентрической си-

системы координат «Зонд-8» [3]. При создании этой системы одновременно с определением координат пунктов, уточнялись элементы орбитального движения космического аппарата, селеноцентрическая гравитационная постоянная, установлено положение и ориентация системы «Зонд-8» относительно системы «Аполлон». В полученном каталоге содержатся координаты 881 точки.

Обширные опорные сети построены с помощью АМС на поверхности Марса.

Уже в 1974 г. съемку Марса произвели АМС «Марс-4» и «Марс-5», что позволило построить опорную сеть из 184 пунктов.

В результате съемки, выполненной «Маринер-9», была реализована опорная сеть, состоящая из 3037 точек, в качестве которых использовались небольшие кратеры. Точность определения координат опорных точек характеризовалась средней квадратической ошибкой около 5 км.

«Маринер-9» выполнил также съемку спутника Марса Фобоса, что позволило построить опорную сеть из 260 точек на этом небесном теле.

Уточнение космических геодезических построений на Марсе было осуществлено с помощью снимков, полученных в 1982 году АМС «Викинг-1» и «Викинг-2».

Имеется сеть опорных точек на Меркурии, занимающая около 50 % площади планеты. Для ее построения послужили материалы съемки, произведенной в 1974—1975 гг. «Маринер-10». Полученный при этом каталог содержит координаты 2378 точек. Средняя квадратическая ошибка координат точек составляет для разных районов 10÷25 км.

Сети опорных точек построены на спутниках Юпитера и Сатурна по результатам съемок, выполненных АМС «Вояджер-1» и «Вояджер-2» (табл. 19 и 20).

В тех случаях, когда планеты или их спутники имеют плотную атмосферу, применяется радиолокационный метод съемки. Таким образом осуществлялось картографирование Венеры с помощью АМС «Венера-15» и «Венера-16». Полученные ими радиолокационные панорамы и радиопрофили послужили основой для построения опорных сетей на Венере.

Таблица 19

Данные об опорных сетях на спутниках Юпитера [26]

Название спутника Параметр	Ио	Европа	Ганимед	Каллисто
Число точек	640	181	1669	624
Число снимков, полученных				
«Вояджер-1»	203	53	145	150
«Вояджер-2»	43	67	150	96
Средний радиус спутника, км	1815±3	1569±8	2631±8	2400±8

Таблица 20

Данные об опорных сетях на спутниках Сатурна [26]

Название спутника Параметр	Мимас	Энцелад	Тетия	Диона	Рей	Япет
Число точек	110	71	110	126	352	62
Число снимков, полученных «Вояджер-1»	32	0	6	27	81	14
«Вояджер-2»	0	22	21	1	3	66
Средний радиус спутника, км	197±3	251±5	524±5	559±5	764±4	718±8

В заключение раздела, посвященного геодезической астрономии, заметим, что сведения об астрономических определениях на пунктах Государственной геодезической сети б. СССР приведены в одной из статей журнала «Геодезия и картография» (№ 8, 1995, сс. 22—27)*. В ней также указаны перспективы дальнейшего развития геодезической астрономии.

* И. И. Краснорылов, В. Г. Львов, Г. Д. Сафонов. «Об астрономических определениях в АГС СССР и задачах геодезической астрономии».

3. ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ АСТРОМЕТРИЯ

3.1. ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ АСТРОМЕТРИИ

3.1.1. ВВЕДЕНИЕ

Конечной целью фундаментальной астрометрии является установление на небесной сфере инерциальной системы небесных координат, которая не должна обладать никаким другим движением, кроме прямолинейного и равномерного. Это связано с тем, что в основе описания движений любых небесных тел лежит ньютонова механика.

Для достижения этой цели фундаментальная астрометрия решает следующие задачи: 1) определение координат звезд — их прямых восхождений α и склонений δ ; 2) определение фундаментальных астрономических постоянных — величин, позволяющих учитывать изменения найденных из наблюдений координат α и δ с течением времени. Так как наблюдения звезд выполняются с поверхности Земли, имеющей орбитальное движение вокруг Солнца и вращательное — вокруг собственного центра масс, то необходимо знать параметры этих движений. Для вращательного — это, кроме средней угловой скорости вращения и неравномерностей вращения, ориентацию в пространстве средней оси вращения и параметры, определяющие изменение этой ориентации с течением времени — параметры прецессии, нутации и наклона эклиптики.

Для орбитального движения — ориентацию орбиты в пространстве, ее форму и размеры и закон движения по орбите, а также — законы изменения этих параметров с течением времени вследствие возмущений со стороны планет. В частности, эти данные позволяют найти постоянную годичной абберрации и тем самым исключить ее влияние на результаты наблюдений.

Если известны годовые параллаксы звезд, то их найденные с Земли координаты могут быть редуцированы к центру Солнца.

Таким образом, если $\alpha_{\oplus}^{\cdot}$, $\delta_{\oplus}^{\cdot}$ — координаты звезды, найденные из наблюдений в момент t , то выбрав для всех звезд, наблюдавшихся в разное время, один и тот же момент t_0 (фундаментальную эпоху), исключив из наблюдений влияние суточной абберрации и редуцировав от каждого из текущих моментов найденные $\alpha_{\oplus}^{\cdot}$, $\delta_{\oplus}^{\cdot}$ к моменту t_0 за счет прецессии, нутации и годичной абберрации, получим координаты $\alpha_0^{\cdot}$, $\delta_0^{\cdot}$, отнесенные к неподвижной точке весеннего равноденствия, соответствующей моменту t_0 . Это будут геоцентрические координаты. Если теперь координаты $\alpha_0^{\cdot}$,

δ_0° редуцировать за счет годовых параллакс звезд к центру масс Солнца, то получим α_0° , δ_0° — гелиоцентрические координаты звезд. Такие координаты были бы инерциальными, если бы как Солнце, так и звезды были в пространстве неподвижны и, кроме того, все наши наблюдения были безошибочны. В действительности и Солнце, и звезды движутся в пространстве по некоторым, заведомо сложным траекториям вокруг центра масс Галактики.

Наблюдаемые с Земли собственные движения звезд содержат две составляющие — движение самой звезды в пространстве и движение Солнечной системы. Тем самым наблюдаемые собственные движения звезд — это движения относительно Солнца.

Если редуцировать гелиоцентрические координаты звезд α_0° , δ_0° за влияние наблюдаемых собственных движений к моменту t_0 , то мы получим приближение к инерциальным координатам с точностью до движения Солнца и до погрешностей как в результатах наблюдений, так и в принятых значениях фундаментальных постоянных. В данном случае возникает задача разделения движений Солнца и звезд.

В то же время значения фундаментальных постоянных также определяются из наблюдений звезд, в частности — постоянная прецессии. Истинные значения собственных движений звезд зависят от точности, с которой известна постоянная прецессии — они обнаруживают систематический ход из-за погрешности в значении как в постоянной прецессии, так и вследствие движения Солнца и вращения Галактики. Тем самым полученная по указанной выше схеме гелиоцентрическая система небесных координат не будет инерциальной: хотя и крайне медленно, она будет вращаться и иметь неравномерное поступательное движение.

Учет влияния движения Солнца и вращения Галактики может быть выполнен методами звездной статистики на основе анализа собственных движений звезд и их лучевых скоростей. В этом случае, конечно, с некоторой погрешностью, система координат может быть отнесена к галактическому центру.

Следующий шаг приближения системы координат к инерциальной — ее привязка к внегалактическим объектам, не участвующим в галактическом вращении и практически не имеющим наблюдаемых собственных движений. Такими объектами являются звездобразные внегалактические туманности и квазизвездные источники космического радиоизлучения — квазары, находящиеся на космологических расстояниях. Их можно считать неподвижными в течение нескольких сот, а возможно, и тысяч лет.

Таким образом, инерциальная система координат с точностью до ошибок наблюдений может быть реализована, если с соответствующей точностью для некоторой фундаментальной эпохи t_0 известны: гелиоцентрические прямые восхождения и склонения звезд, привязанные к внегалактическим объектам, значения фундаментальных постоянных, определяющих поступательное и вра-

щательное движения Земли, истинные значения параметров собственных движений звезд и Солнца.

Если такая система координат задана на эпоху t_0 , то редуцировав ее к другой эпохе с учетом прецессии и истинных собственных движений, мы должны получить аналогичную систему, неподвижную, либо движущуюся прямолинейно и равномерно без всякого вращения.

Решение такой задачи еще далеко от завершения. На практике приходится пользоваться фундаментальной системой небесных координат — системой, наиболее близкой к инерциальной по точности, которая определяется текущими возможностями астрономических наблюдений.

Фундаментальную систему координат закрепляют на небесной сфере в виде фундаментального звездного каталога, содержащего в настоящее время 3500 звезд, достаточно равномерно распределенных по небесной сфере. Для каждой звезды в фундаментальном каталоге задаются на некоторую одну и ту же фундаментальную эпоху гелиоцентрические прямые восхождения α и склонения δ , собственные движения μ_α — по α и μ_δ — по δ , а также — прецессионные величины, позволяющие преобразовывать заданные в каталоге α и δ к любой другой эпохе. Заданные в каталоге α и δ , а также координаты, преобразованные к любой другой эпохе с учетом прецессии и собственных движений, называются средними координатами или средними местами. Для вычисления видимых мест на текущую эпоху t необходимо за интервал $t - t_0$ дополнительно учесть влияние годичного параллакса (для перехода к геоцентрическим координатам), влияние нутации и годичной аберрации. С 1986 года с учетом перспективы повышения точности наблюдений принято также учитывать искривление лучей света в гравитационном поле Солнца.

3.1.2. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ НЕБЕСНЫХ КООРДИНАТ

Построение фундаментальной системы небесных координат состоит из следующих двух основных этапов:

1. Построение целого ряда исходных звездных каталогов. Каждый исходный звездный каталог получают определяя координаты звезд путем наблюдений на отдельном инструменте за относительно небольшой интервал времени. Видимые координаты каждой звезды, найденные из наблюдений в текущий момент, редуцируются с учетом прецессии, нутации, годичной аберрации и годичного параллакса к одному и тому же избранному положению точки весеннего равноденствия; если известны собственные движения, то учитывают и их. Обычно принимают положение точки весеннего равноденствия, соответствующее началу какого-либо бесселева года. Тем самым каждый исходный каталог имеет свою эпоху.

Поскольку каждая звезда, входящая в список каталога, в целях компенсации случайных и систематических ошибок наблю-

дается несколько раз в разное время при разных положениях инструмента и разными наблюдателями, то в качестве окончательных значений координат звезды на эпоху заданного бесселева года принимают их средние весовые значения.

Существует два типа исходных каталогов: **абсолютные** и **относительные**. Абсолютные каталоги основаны на **абсолютных** определениях **прямых восхождений** α и **склонений** δ звезд по наблюдениям прохождений звезд в меридиане (§ 3.2.3, 3.2.4). В этом случае выполняются независимые определения α и δ звезд. Такие каталоги обычно содержат не слишком много звезд — около тысячи с небольшим. При составлении относительных каталогов из наблюдений ищутся разности между координатами определяемой звезды и звезды из абсолютного каталога — выполняется привязка дополнительных звезд к абсолютному каталогу. Визуальные относительные каталоги основаны, главным образом, на наблюдениях последовательных прохождений определяемых звезд и звезд абсолютного каталога. Фотографические относительные каталоги основаны на методах фотографической астрометрии — см. 3.3.

Точность современных наблюдений в случайном отношении, определяемая по внутренней сходимости при многократных наблюдениях каждой звезды, составляет по прямому восхождению $m_\alpha \cos \delta \approx 0^{\circ}005\text{—}0^{\circ}008$, по склонению $m_\delta \approx 0^{\circ}10\text{—}0^{\circ}15$.

Разности координат одних и тех же звезд из двух разных каталогов характеризуют точность этих каталогов в систематическом отношении.

Такие разности $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ являются функциями α , δ , яркости звезд (m) и спектрального класса (sp) — если наблюдения выполнялись фотографическим или фотоэлектрическим методами. Обычно разности координат одной и той же звезды между каталогом № 1 и каталогом № 2 представляют в следующей форме:

$$\begin{aligned}\Delta\alpha_{1-2} &= (\Delta\alpha_a + \Delta\alpha_\delta + \Delta\alpha_m + \Delta\alpha_{sp})_{1-2}; \\ \Delta\delta_{1-2} &= (\Delta\delta_a + \Delta\delta_\delta + \Delta\delta_m + \Delta\delta_{sp})_{1-2}.\end{aligned}\quad (3.1)$$

Поправки координат звезд в любом конкретном каталоге представляются в виде:

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha_0 + \Delta\alpha_a + \Delta\alpha_\delta + \Delta\alpha_m + \Delta\alpha_{sp}, \quad (3.2)$$

$$\Delta\delta = \Delta\delta_0 + \Delta\delta_a + \Delta\delta_\delta + \Delta\delta_m + \Delta\delta_{sp}, \quad (3.3)$$

где $\Delta\alpha_0$, $\Delta\delta_0$ — поправки равноденствия и экватора данного каталога. Разности $\Delta\alpha_{1-2}$, $\Delta\delta_{1-2}$ могут быть непосредственно вычислены. Поправки же $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ могут быть получены, если пользоваться геодезической терминологией, после «уравнивания» данных из различных исходных каталогов при создании фундаментальной системы.

2. Построение **фундаментального звездного каталога**, задающего фундаментальную систему координат на небесной сфере,

выполняется на основе исходных звездных каталогов. Одновременно решается задача уточнения системы собственных движений звезд. Схема построения фундаментального каталога заключается в следующем [76].

Обычно решается задача уточнения некоторого заданного фундаментального каталога, эпоху равноденствия которого обозначим через T_0 . Пусть теперь нам даны n исходных каталогов, из которых k являются абсолютными, а $n-k$ — относительными. Пусть также $T_1, T_2, \dots, T_k, \dots, T_n$ — эпохи равноденствий этих каталогов, а $t_1, t_2, \dots, t_k, \dots, t_n$ — эпохи их наблюдений. Обозначим через q — любую из координат звезды. Параметры прецессии и система собственных движений принимаются те, которые соответствуют системе улучшаемого звездного каталога.

Первый шаг. Координаты каждой звезды во всех исходных каталогах редуцируются к эпохе T_0 с учетом прецессии и собственного движения

$$q_j^0 = q_j + Praec_{(T_0-T_j)}^q + \mu_q (T_0 - t_j), \quad (3.4)$$

$$j = 1, 2, 3, \dots, n$$

где $Praec_{T_0-T_j}^q$ — поправки за прецессию, μ_q — собственное движение, j — номер текущего каталога.

Второй шаг. Для общих звезд в улучшаемом каталоге и каждом исходном составляются разности вида

$$\Delta q_j = q_j^0 - q_0, \quad (3.5)$$

где q_0 — координата звезды в улучшаемом каталоге.

Третий шаг. Осреднение разностей Δq_j . По склонению: осреднение $\Delta \delta_j$ по узким (обычно 5° -м) зонам вдоль δ дает разности вида $\Delta \delta_\delta$; затем вычисляют разности $\Delta \delta_j - \Delta \delta_\delta$, осредняют их внутри каждой зоны по α и принимают полученные средние значения за $\Delta \delta_\alpha$. По прямому восхождению: осреднение по зонам вдоль α дает величины $\Delta \alpha_\alpha$; вычисление разностей $\Delta \alpha_j - \Delta \alpha_\alpha$ и их осреднение по зонам вдоль δ дает величины $\Delta \alpha_\delta$.

Четвертый шаг. Улучшение принятого фундаментального каталога в случайном отношении. Для этого для всех общих звезд в фундаментальном и всех исходных каталогах составляют уравнения поправок вида

$$\Delta q_0 + \Delta \mu_q (t_j - T_0) = \Delta q_j, \quad (3.6)$$

где Δq_j — свободные члены, Δq_0 и $\Delta \mu_q$ — искомые поправки к координатам и собственным движениям улучшаемого каталога. Эти уравнения решаются в обычном порядке по способу наименьших квадратов с учетом весов (для этого уравнения решают дважды). Невязки уравнений (3.6) принимаются за поправки исходных

каталогов. Координаты звезд во всех каталогах исправляют полученными поправками.

Пятый шаг. Вывод новой фундаментальной системы. Для этой цели используются лишь абсолютные исходные каталоги. Прежде всего полученные ранее осредненные разности $\bar{\Delta q}_j$ для абсолютных каталогов исправляют поправками, полученными в предыдущем шаге, для чего эти поправки осредняют в том же порядке, что и величины $\bar{\Delta q}_j$. Распространенный прием (работы Ньюкома, Босса, Ауверса) — считать систематические поправки заданного множества абсолютных исходных звездных каталогов как случайные. Тогда для каждой составляющей в $\bar{\Delta q}_j - \Delta\alpha_a, \Delta\alpha_\delta, \Delta\delta_a, \Delta\delta_\delta$ — по аналогии с (3.6) можно написать уравнения поправок вида:

$$\bar{\Delta q}_j = \bar{\Delta q}_j + (\Delta\mu_q) \cdot (t_j - T_0), \quad (3.7)$$

где $\bar{\Delta q}_0$ и $(\Delta\mu_q)$ — систематические поправки соответствующего вида ($\Delta\alpha_a, \Delta\alpha_\delta$ и т. д.) в систему положений и систему собственных движений улучшаемого фундаментального каталога, определяемые из решения уравнений (3.7) по способу наименьших квадратов с учетом весов. Поправки исходных каталогов опять-таки рассматриваются как невязки уравнений (3.7).

Тем самым в итоге для каждой зоны по α и δ определяются суммарные поправки по каждой координате:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \Delta\alpha_a + \Delta\alpha_\delta + \Delta\alpha_\alpha; & \Delta\mu_\alpha &= (\Delta\mu_\alpha)_a + (\Delta\mu_\alpha)_\delta; \\ \Delta\delta &= \Delta\delta_a + \Delta\delta_\delta; & \Delta\mu_\delta &= (\Delta\mu_\delta)_a + (\Delta\mu_\delta)_\delta; \end{aligned} \quad (3.8)$$

улучшающие систему положений фундаментального каталога и систему его собственных движений. Здесь $\Delta\alpha_m$ — уравнение яркости, имеющее вид

$$\Delta\alpha_m = k \cdot (m - 3.5), \quad (3.9)$$

где m — яркость звезды в звездных величинах, а коэффициент k для визуальных наблюдений по данным исследований старых каталогов может колебаться в пределах от $-0^{\circ}003$ до $-0^{\circ}013$; при наблюдениях же с контактным микрометром $k \approx -0^{\circ}0014$. Для фотоэлектрических наблюдений прохождений звезд это уравнение содержит две неизвестные: $\Delta\alpha_m = x(m - y)$. Для уменьшения влияния $\Delta\alpha_m$ перед объективом инструмента применяются уравнивающие яркости звезд сетки и фильтры. Поскольку перечисленные поправки определяются обычно с заданным шагом по α и δ , то это позволяет представлять их теми или иными интерполяционными или аппроксимирующими многочленами и тем самым вычислять их значения для каждой конкретной звезды улучшаемого фундаментального каталога. Величины систематических поправок обычно составляют в среднем несколько сотых секунды дуги, но в отдельных зонах могут доходить и до $0^{\circ}1$.

Все сказанное — наиболее общая схема построения фундаментальной системы; в конкретных случаях детали могут быть различными — см. [35—36], [76]. В частности, задачи улучшения системы собственных движений и системы положений могут быть разделены: первая задача может решаться на основе самых старых и новых исходных каталогов, разделенных большими промежутками времени; вторая же задача — только на основе самых новых, наиболее точных каталогов.

Фундаментальные каталоги имеют обозначение FKN , где N — порядковый номер: $FK3$, $FK4$, $FK5$. В настоящее время осуществлен переход на фундаментальную систему координат, заданную каталогом $FK5$ (см. § 3.4.2).

3.1.3. ПОПРАВКА РАВНОДЕНСТВИЯ И ПОПРАВКА ЭКВАТОРА ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Так как положения каждой из звезд, образующих фундаментальную систему, содержат остаточные систематические погрешности, то тем самым каждой звезде соответствует свое положение точки весеннего равноденствия и свое положение экватора. Возникает задача независимого определения так называемой поправки равноденствия ΔA и поправки экватора ΔD , общих для всех звезд фундаментальной системы. Определение этих величин закрепляет ориентировку фундаментальной системы; сюда следует еще добавить поправку наклона эклиптики $\Delta \epsilon$ и поправку чистого вращения эклиптики Δl , однако эти величины малы по сравнению с ΔA и ΔD и при современной точности наблюдений определяются неуверенно.

Для независимого определения величин ΔA и ΔD используются дифференциальные наблюдения тел Солнечной системы, основанные на последовательных наблюдениях звезд каталога и тел Солнечной системы. Наблюдаются: Солнце (предложил его наблюдать еще Тихо Браге), большие планеты, малые планеты. Солнце и внутренние планеты — Меркурий и Венера — наблюдаются визуально в меридиане днем; в качестве опорных звезд наблюдаются 36 наиболее ярких звезд эклиптической зоны с наиболее точными координатами и входящие во все фундаментальные каталоги — так называемые звезды Маскелайна. Остальные планеты наблюдаются фотографическими методами, причем существенное преимущество здесь имеют малые планеты вследствие отсутствия у них видимого диска и яркости, соизмеримой с яркостью опорных звезд (методы наблюдений указаны в §§ 3.2.3, 3.2.4, а также — 3.3).

Если обозначить: α_n, δ_n — координаты планеты в системе каталога, полученные из наблюдений, α_n, δ_n — те же координаты, но вычисленные на момент наблюдений по теории движения планеты, отнесенные к эпохе каталога, $\mathcal{E}_0$ — любой из начальных элементов орбиты планеты, а $\mathcal{E}_0^{\text{З}}$ — любой из начальных элементов орбиты Земли, то разности вида $\alpha_n - \alpha_n, \delta_n - \delta_n$ будут аддитивными функциями, соответственно ΔA и ΔD , а также — функциями поправок в элементы орбиты планеты и Земли.

В итоге возникают уравнения поправок вида

$$\begin{aligned}\alpha_n - \alpha_b &= \Delta A + \sum_{k=1}^6 \frac{\partial \alpha}{\partial \varepsilon_{0k}} \Delta \varepsilon_{0k} + \sum_{j=1}^4 \frac{\partial \alpha}{\partial \varepsilon_{0j}^{\oplus}} \Delta \varepsilon_{0j}^{\oplus}, \\ \delta_n - \delta_b &= \Delta D + \sum_{k=1}^6 \frac{\partial \delta}{\partial \varepsilon_{0k}} \Delta \varepsilon_{0k} + \sum_{j=1}^4 \frac{\partial \delta}{\partial \varepsilon_{0j}^{\oplus}} \Delta \varepsilon_{0j}^{\oplus}.\end{aligned}\quad (3.10)$$

Эти уравнения аналогичны уравнениям орбитального метода космической геодезии, подробно описанным нами в [9]. Заметим, что в учебнике [75] ошибочно указано 5 элементов орбиты Земли вместо 4-х.

За начальный момент, к которому отнесены начальные элементы ε_0 и $\varepsilon_0^{\oplus}$, в уравнениях (3.10) следует принимать эпоху каталога. Коэффициенты при $\Delta \varepsilon_0$, $\Delta \varepsilon_0^{\oplus}$ вычисляются по теории движения аналогично тому, как это описано в [9].

При наблюдениях Солнца члены с $\Delta \varepsilon_0$ в уравнениях (3.10) исчезают. В уравнениях по α из «земных» членов остается лишь член с $\Delta \lambda_{\odot} = -\Delta \lambda_{\oplus}$ — поправка в истинную эклиптическую долготу Солнца. В этом случае для истинного прямого восхождения Солнца мы должны написать:

$$\alpha_{\odot} = \alpha_n + \Delta A = \alpha_b + \Delta \alpha_b, \quad (3.11)$$

откуда

$$\Delta A = \Delta \alpha_b - (\alpha_n - \alpha_b). \quad (3.12)$$

Поправка в вычисленное значение прямого восхождения $\Delta \alpha_b$ находится независимым путем из наблюдений склонений Солнца.

Из сферического треугольника «точка весны — Солнце — проекция Солнца на эклиптику» следует

$$\operatorname{tg} \alpha_{\odot} = \cos \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \lambda_{\odot}, \quad (3.13)$$

ε — наклон эклиптики, $\lambda_{\odot}$ — долгота Солнца; отсюда находим:

$$\Delta \alpha_{\odot} = \Delta \lambda_{\odot} \cos \varepsilon \sec^2 \delta_{\odot} - \Delta \varepsilon \cdot \cos \alpha_{\odot} \operatorname{tg} \delta_{\odot}. \quad (3.14)$$

При осреднении наблюдений за год второй член обращается в ноль, а коэффициент $\cos \varepsilon \sec^2 \delta_{\odot} = \sin 2\alpha_{\odot} \cdot \operatorname{cosec} 2\lambda_{\odot}$ становится равным единице.

Тогда

$$\Delta \alpha_{\odot} = \Delta \alpha_b = \Delta \lambda_{\odot} \quad (3.15)$$

и

$$\Delta A = \Delta \lambda_{\odot} - (\alpha_n - \alpha_b). \quad (3.16)$$

Определение $\Delta \lambda_{\odot}$: из того же сферического треугольника:

$$\sin \delta_{\odot} = \sin \varepsilon \sin \lambda_{\odot}, \quad (3.17)$$

откуда

$$\Delta \lambda_{\odot} \sin \varepsilon \cos \alpha_{\odot} + \Delta \varepsilon \sin \alpha_{\odot} + \Delta \delta_0 = (\delta_n - \delta_v). \quad (3.18)$$

Здесь постоянная поправка $\Delta \delta_0 \equiv \Delta D$ интерпретируется как поправка экватора каталога. Из осреднения наблюдений в течение года по месяцам получается 12 уравнений поправок вида (3.18), решение которых по способу наименьших квадратов дает неизвестные $\Delta \delta_0 = \Delta D$, $\Delta \lambda_{\odot}$ и $\Delta \varepsilon$. После этого, зная $\Delta \lambda_{\odot}$ и $\alpha_n - \alpha_v$, может быть получено ΔA .

Следует заметить, что поправка системы склонений ΔD вводится лишь в склонения звезд экваториальной зоны шириной не более $\pm 30^\circ$ от экватора. Эта поправка по мере удаления от экватора монотонно уменьшается и вне указанной зоны ее можно не принимать во внимание, т. к. положение полюса из наблюдений звезд в верхней и нижней кульминации определяется весьма уверенно и систему склонений ближе к полюсу можно считать безошибочной.

Другой способ определения поправки системы склонений ΔD экваториальной зоны по наблюдениям Солнца заключается в следующем. Наблюдаемое склонение Солнца δ_n равно

$$\delta_n = \delta_{\odot} - \Delta \delta_0, \quad (3.19)$$

где $\delta_{\odot}$ — его истинное склонение. Пусть N — число наблюдений за год; осредняя все равенства вида (3.18) за один тропический год (между двумя последовательными прохождениями Солнца точки весеннего равноденствия) по определению имеем $\frac{1}{N} \sum \delta_{\odot} = 0$; тогда

$$-\Delta \delta_0 = \Delta D = \frac{1}{N} \sum \delta_n. \quad (3.20)$$

Поправка ΔD не превышает $0^{\circ}015 - 0^{\circ}020$.

Если поправка системы склонений имеет локальное значение — лишь для экваториального пояса, то поправка равноденствия ΔA определяет собой общий поворот координатной системы по α . До 1935 года большинство звездных каталогов было основано на положении точки весеннего равноденствия, выведенном Ньюкомом в 1870 году и проверенном в конце прошлого века на основе 62 200 наблюдений Солнца и планет, выполненных методом «глаз—ухо» за период с 1750 по 1892 годы. В 30-е годы возникла необходимость уточнения фундаментальных систем координат. По результатам наблюдений с 1894 по 1930 годы — более 20 000 наблюдений Солнца, Луны, Меркурия и Венеры — была определена уточненная поправка равноденствия Ньюкома $\Delta A = -0^{\circ}035$. При-соединение же к обработке этих данных наблюдений с 1750 года позволило Моргану выявить вековой ход поправки равноденствия:

$$\Delta A = -0^{\circ}038 - 0^{\circ}007 \quad (T - 1900), \quad (3.21)$$

наблюдения с 1750 по 1945 г. соответственно дали:

$$\Delta A = -0^{\circ}034 + 0^{\circ}016 \quad (T - 1936). \quad (3.22)$$

Современное значение:

$$\Delta A = -0^{\circ}035 - 0^{\circ}085 \quad (T - 1950) \quad (3.23)$$

— установлено Фрикке для перехода от фундаментального каталога *FK4*, применявшегося до последнего времени, к новому каталогу *FK5*. Величина $(T - 19...)$ в (3.21)—(3.23) выражается в столетиях.

Причины векового хода ΔA пока не вполне ясны, причем с ошибками прецессионных величин это не связано [76].

Наиболее обширные последние обработки наблюдений Солнца (8500 наблюдений), меридианных наблюдений планет (более 18 тысяч наблюдений), и фотографических наблюдений малых планет (более 54 тысяч наблюдений) дают в среднем для системы *FK4* $\Delta A = -0^{\circ}033$, $\Delta D = 0^{\circ}027$. Наблюдения Луны не использовались из-за трудностей учета краевой зоны; обработка наблюдений малых планет встречает трудности из-за недостатка слабых опорных звезд с достаточно точными координатами.

3.1.4. ОБ УТОЧНЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ПРЕЦЕССИИ

Общая прецессия, как известно, состоит из двух составляющих: лунно-солнечной прецессии, приводящей к постоянному движению точки весны по эклиптике, и прецессии от планет, приводящей к вращению эклиптики, вследствие чего точка весны получает дополнительное смещение. Погрешности в принятых значениях параметров, определяющих обе составляющие прецессии, приводят к тому, что при отнесении фундаментальной системы координат к той или иной эпохе эта система начинает медленно вращаться, вследствие чего ее нельзя считать инерциальной.

Погрешности в принятых значениях параметров прецессии приводят к погрешностям в определении составляющих по α и δ собственных движений звезд. Вследствие этого при преобразовании фундаментальной системы от заданной эпохи к какой-либо другой достаточно удаленной эпохе возникают рассогласования по прямому восхождению и склонению каталожных положений звезд и их наблюдаемых положений, отнесенных к одной и той же новой эпохе.

Общая годовичная прецессия по прямому восхождению m и по склонению n :

$$m = p_1 \cos \varepsilon_0 - q_1; \quad n = p_1 \sin \varepsilon_0; \quad (3.24)$$

общая годовичная прецессия в эклиптике

$$p = p_1 - q_1 \cos \varepsilon_0. \quad (3.25)$$

Здесь p_1 — постоянная лунно-солнечной прецессии в долготу — постоянная прецессии Ньюкома, ε_0 — наклон эклиптики к экватору в начальную эпоху, q_1 — постоянная прецессии от планет, которая выражается так:

$$q_1 = \pi \sin \Pi \operatorname{cosec} \varepsilon_0, \quad (3.26)$$

где π и Π — элементы вращения эклиптики — скорость вращения и долгота мгновенной оси вращения от начального положения точки весны.

Из формул для годичной прецессии по α и δ

$$\Delta\alpha_{pr} = m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta_1, \quad \Delta\delta_{pr} = n \cos \alpha \quad (3.27)$$

с учетом формул (3.24) — (3.25) следует, что погрешности собственных движений $\Delta\mu_\alpha$ и $\Delta\mu_\delta$ вследствие погрешностей Δp_1 и Δq_1 выражаются формулами:

$$\begin{aligned} \Delta\mu_\alpha \cos \delta &= \Delta p_1 (\cos \varepsilon_0 \cos \delta + \sin \varepsilon_0 \sin \alpha \sin \delta) - \Delta q_1 \cos \delta, \\ \Delta\mu_\delta &= \Delta p_1 \sin \varepsilon_0 \cos \alpha. \end{aligned} \quad (3.28)$$

К этим погрешностям следует добавить влияние движения Солнца. В настоящее время принято, что средняя скорость движения Солнца в пространстве $V_\odot = 19.7$ км/сек, координаты апекса: прямое восхождение $A_\odot = 271^\circ$, склонение $D_\odot = 30^\circ$. Составляющие скорости движения Солнца по осям экваториальной гелиоцентрической системы координат равны:

$$\begin{aligned} \dot{X}_\odot &= V_\odot \cos D_\odot \cos A_\odot, \quad \dot{Y}_\odot = V_\odot \cos D_\odot \sin A_\odot, \\ \dot{Z}_\odot &= V_\odot \sin D_\odot, \end{aligned} \quad (3.29)$$

а влияние этих составляющих на значения собственных движений звезд выражаются формулами

$$\begin{aligned} D\mu_\alpha \cos \delta &= \pi^* \dot{X}_\odot \sin \alpha - \pi^* \dot{Y}_\odot \cos \alpha, \\ d\mu_\delta &= \pi^* \dot{X}_\odot \sin \delta \cos \alpha + \pi^* \dot{Y}_\odot \sin \delta \sin \alpha - \pi^* \dot{Z}_\odot \cos \delta, \end{aligned} \quad (3.30)$$

где π^* — годичный параллакс звезды.

Обычно полагают, что «солнечная» часть общей погрешности в собственных движениях является систематической, а влияние истинных движений многих звезд имеет случайный характер. Тогда их можно рассматривать как невязки уравнений поправок вида:

$$\begin{aligned} (\mu\alpha_n - \mu\alpha_v) \cos \delta &= \Delta\mu_\alpha \cos \delta + D\mu_\alpha \cos \delta, \\ (\mu\delta_n - \mu\delta_v) &= \Delta\mu_\delta + D\mu_\delta, \end{aligned} \quad (3.31)$$

где, как и раньше, индекс «н» означает «наблюдаемое», «в» — «вычисленное».

Многочисленными исследованиями было установлено, что в первое уравнение следует включать некоторую неизвестную ΔE ; иначе поправки Δp_1 при независимых решениях уравнений (3.28) по α и по δ между собой не согласуются. При согласовании значений Δp_1 неизвестная ΔE получается порядка 0,01", в то время как теоретическое значение ожидаемой поправки в Δq_1 (из-за ошибок в массах планет) — заведомо меньше 0,001. Поэтому величину ΔE можно рассматривать как сумму $\Delta E = \Delta q_1 + \Delta e$, где Δe — величина, смысл которой пока неясен.

Заметим также, что попытки учета в (3.28) вращения Галактики при современной точности результатов не улучшают. Таким образом, уравнения поправок (3.31) видоизменяют так:

$$\begin{aligned}(\mu_{\alpha n} - \mu_{\alpha v}) &= \Delta\mu_{\alpha} \cos \delta + D\mu_{\alpha} \cos \delta - \Delta E \cos \delta, \\(\mu_{\delta n} - \mu_{\delta v}) &= \Delta\mu_{\delta} + D\mu_{\delta},\end{aligned}\tag{3.32}$$

где величины $\Delta\mu$ и $D\mu$ определяются формулами (3.31), с неизвестными Δp_1 , $\dot{X}_{\odot}$, $\dot{Y}_{\odot}$, $\dot{Z}_{\odot}$, ΔE .

Наиболее надежными значениями, полученными на основе лучших фундаментальных каталогов, в настоящее время являются $\Delta p_1 \cdot 100 \text{ лет} = +1,10$ и $\Delta E \cdot 100 \text{ лет} = +1,20$. В частности, в применяемой сейчас системе фундаментальных постоянных МАС (1976, 1979), отнесенных к эпохе J2000.0 ($JD = 2\,451\,545.0$), общая прецессия по долготе за 100 лет принята равной 5029,0966 с учетом указанной поправки.

В настоящее время стоит задача уточнения как собственных движений звезд, так и параметров прецессии по наблюдениям внегалактических объектов. Так как визуальные позиционные наблюдения таких объектов почти невозможны, здесь преимущество получают методы фотографической астрометрии (см. 3.3) и методы радиоастрометрии (см. 3.6). В частности, некоторые работы [76] (фотографические) дают такие предварительные средние результаты: $\Delta p_1 \cdot 100 \text{ лет} = +0,895$, $\Delta E \cdot 100 \text{ лет} = +0,34$.

3.1.5. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Фундаментальные астрономические постоянные делятся на три класса: 1) определяющие постоянные — постоянные, выбираемые произвольно (всего одна такая постоянная; смысл «произвольности» ее выбора пояснен ниже); 2) основные постоянные — постоянные, определяемые независимо на основе наблюдений; 3) производные (или выводимые) постоянные — постоянные, связанные математическими соотношениями с определяющей и основными постоянными; поэтому в целях согласования всей системы постоянных производные постоянные могут быть просто вычислены. К фундаментальным астрономическим постоянным относится также система масс планет.

В качестве системы единиц применяются астрономические единицы времени, массы и длины, однозначно выражаемые через единицы Международной системы *SI* (секунда, килограмм, метр); система *SI* в астрономии не применяется вследствие ее неудобства.

Астрономическая единица времени — интервал времени в одни сутки (*D*), содержащий 86 400 средних секунд в шкале Международного атомного времени; интервал времени в 36 525 суток — одно юлианское столетие.

Астрономическая единица массы — масса Солнца (*S*).

Астрономическая единица длины («астрономическая единица» — а. е.) — расстояние (*A*), для которого гауссова гравитационная постоянная $k = \sqrt{GS}$, где *G* — гравитационная постоянная, $S \equiv M_{\odot}$ — масса Солнца, принимает значение, равное **0.01720209895**, когда за единицы измерения выбраны астрономические единицы времени, массы и длины. При этом размерность k^2 совпадает с размерностью *G*.

Дадим сначала необходимые комментарии, касающиеся произвольности выбора *k* и современной концепции задания масштаба.

Значение $k = 0,01720209895$ по третьему закону Кеплера было получено Гауссом в 1809 году при тогдашних значениях периода *T* обращения центра масс системы Земля—Луна в средних сутках, суммы масс Земли и Луны в единицах массы Солнца и большой полуоси орбиты центра масс системы Земля—Луна, принимаемой за единицу. Это значение приведено в трактате Гаусса *Theoria motus corporum coelestium in sectionibus conicis solem ambientium* и применялось в течение всего XIX столетия во всех вычислениях, теориях и таблицах движения небесных тел. После уточнения значений упомянутого периода обращения и масс Земли и Луны оказалось, что большая полуось орбиты центра масс системы Земля—Луна при гауссовом значении *k* уже не будет равняться единице. Тогда было принято решение (Международный Астрономический Союз, 1938 г.) зафиксировать гауссово значение *k* и оставить его впредь без изменений; большую же полуось орбиты центра масс системы Земля—Луна тогда можно вычислить по третьему закону Кеплера при фиксированном значении *k*:

$$a = \left(\frac{1}{2\pi} \cdot kT \sqrt{1 + M_{\oplus} + M_{\text{c}}} \right)^{2/3}. \quad (3.33)$$

Понятно, что по мере уточнения *T*, $M_{\oplus}$, M_{c} значение *a* также будет меняться и за астрономическую единицу это значение уже принять нельзя. В этом и заключается смысл «произвольности» задания определяющей постоянной.

Единичное расстояние *A* — астрономическая единица (а. е.) — раньше определялась через экваториальный горизонтальный параллакс Солнца, находимый из наблюдений. Затем (с начала 20 века) с целью повышения точности это расстояние определяли по наблюдениям малых планет как тригонометрическим методом, так и динамическим, основанным на равенстве центростремительной

силы, приложенной к центру масс системы Земля—Луна и силе притяжения, приложенной к той же точке. С конца 50-х—начала 60-х годов астрономическую единицу стали определять с помощью радиолокации внутренних планет, в результате чего точность определений заметно повысилась.

Сущность метода в следующем: если r_n — наблюдаемое расстояние, а r_b — вычисленное по теории движения планеты, то после редукции r_n к центрам масс Земли и планеты, как и в 3.1.3, можно составить уравнения поправок, аналогичные уравнениям орбитального метода космической геодезии вида:

$$r_n - r_b = \sum \frac{\partial r}{\partial \varepsilon_\oplus} D\varepsilon_\oplus + \sum \frac{\partial r}{\partial \varepsilon} D\varepsilon, \quad (3.34)$$

где $D\varepsilon_\oplus$ — поправки к элементам орбиты $\varepsilon_\oplus$ Земли, $D\varepsilon$ — планеты. Одной из искоемых поправок после решения этих уравнений для множества измерений по способу наименьших квадратов будет $Da_\oplus$ — поправка в большую полуось орбиты Земли. Но мы видели, что в силу (3.33) $a_\oplus$ нельзя принимать за а. е.

При радиолокационных измерениях, когда определяется запаздывание сигнала (либо доплеровское смещение частоты), масштаб определяется принятым значением скорости света c , определяемой независимо физическими методами и являющейся одной из основных фундаментальных постоянных.

С другой стороны скорость света определяет постоянную абerrации, значение которой, определяемой из астрономических наблюдений, по точности давно астрономов не удовлетворяет.

Поэтому в настоящее время за основную фундаментальную постоянную, определяющую масштаб при заданном значении скорости света c , принимается так называемый световой промежуток τ_A для единичного расстояния A (абerrационное время), такой, что

$$A = c \cdot \tau_A, \quad (3.35)$$

причем единичное расстояние A (а. е.) — радиус круговой гауссовой орбиты, по которой движется «нулевая» масса. За постоянную абerrации принимается отношение орбитальной скорости V_0 этой массы к скорости света. Единичное расстояние A тем самым относится к производным постоянным.

Если в уравнениях вида (3.34) расстояния заменить на измеренные и предвычисленные доплеровские смещения частоты, то в качестве одной из неизвестных удобно ввести поправку $D\tau_A$. Это можно сделать из следующих соображений. Орбитальную скорость V Земли, определяемую интегралом энергии, можно представить как

$V = V_0 + \delta V$, где $V_0 = \sqrt{\frac{GS}{A}}$ — круговая скорость нулевой массы, δV — разложение V по степеням эксцентриситета земной орбиты

$e_{\oplus}$ и величинам $\Delta a = a_{\oplus} - A$ (δV — величина малая). Так как лучевая скорость, определяемая доплеровским смещением, есть проекция V на r , то разность наблюдаемого и вычисленного доплеровских смещений будет функцией, в частности, $DV = DV_0 + D\delta V$. Если отбросить в первом приближении второй член, который мал по сравнению с первым, то останется в качестве одной из неизвестных $DV_0 = \frac{1}{2} V_0 \frac{c}{A} D\tau_A$. Заметим, что это не единственный способ представления уравнений поправок вида (3.34).

Так как в астрономической системе единиц $GS = k^2$, то при единичном расстоянии A постоянная абберация x_0 для указанной выше нулевой массы тогда равна

$$x_0 = \rho'' \frac{kA}{86\,400 \cdot c} = \rho'' \frac{k\tau_A}{86\,400}, \quad (3.36)$$

если за единицу времени взять сутки. Для Земли постоянная абберации

$$x = \frac{V}{V_0} x_0 = \frac{n_{\oplus} a_{\oplus}}{k'' \sqrt{1 - e_{\oplus}^2}} \cdot x_0, \quad (3.37)$$

где $n_{\oplus}$, $a_{\oplus}$, $e_{\oplus}$ — возмущенное среднее движение, большая полуось и эксцентриситет орбиты Земли, k'' — гауссова постоянная, отнесенная к секунде времени. Вследствие возмущений постоянная абберации для Земли с течением времени медленно меняется и возникает задача отнесения ее к той или иной заданной эпохе.

Приведем теперь все значения фундаментальных постоянных, дополнив их необходимыми пояснениями (МАС, 1976, 1979).

1. Определяющая постоянная — гауссова гравитационная постоянная (пояснения см. выше):

$$k = 0,01720209895.$$

II. Основные постоянные.

1. Скорость света (определяет масштаб) — $c = 299\,792\,458$ м/с.

2. Световой промежуток для единичного расстояния (пояснения см. выше) — $\tau_A = 499,004782$ с.

Следующие три постоянные определяются методами космической геодезии [9].

3. Экваториальный радиус Земли — $a_e = 6\,378\,140$ м; по решению XVII Генеральной ассамблеи Международного геодезического и геофизического союза (Канберра, 1979) с 1980 г. принято значение $a_e = 6\,378\,137$ м.

4. Коэффициент второй зональной гармоник геопотенциала — $J_2 = 0,00108263$.

5. Геоцентрическая гравитационная постоянная — $\mu_{\oplus} \equiv GE = 3,986005 \cdot 10^{14}$ м³/с².

6. Гравитационная постоянная Кэвендиша (определяется физическими методами, в основе которых лежат эксперименты с крутильными весами) — $f \equiv G = 6.672 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{кг} \cdot \text{сек}^2$.

Следующие три постоянные определяются астрономическими методами.

8. Отношение массы Луны к массе Земли: $\mu = 0.01230002$. Эта величина определяется на основе методов небесной механики. Из наблюдений Солнца или близко проходящих к Земле малых планет может быть определен наиболее крупный коэффициент L_{π} в разложении возмущений долготы наблюдаемого тела $L_{\pi} \sin(\lambda_{\epsilon} - \lambda_{\pi}) + \dots$, который по теории движения Луны связан с постоянной L главного лунного неравенства соотношением $L_{\pi} = 1,00450 \cdot L$.

Из наблюдений Луны — точнее всего из наблюдений покрытий звезд Луной — определяется коэффициент P_{ϵ} параллактического неравенства в движении долготы Луны $\Delta\lambda_{\epsilon} = -P_{\epsilon} \sin(\lambda_{\epsilon} - \lambda_{\odot})$. Зная L и P_{ϵ} , величина μ может быть определена по соотношению, следующему из теории движения Луны:

$\frac{1}{\mu} = 4,13744 \frac{P_{\epsilon}}{L} + 1$. Дальнейшие уточнения μ следует выполнять по определению из наблюдений лунных возмущений в движении далеких ИСЗ, в частности — полусуточных, для которых эти возмущения весьма значительны и прямо пропорциональны величине μ .

9. Общая прецессия по долготе за юлианское столетие в стандартную эпоху $J2000.0$ ($JD = 2\,451\,545.0$) — $p = 5029^{\circ}0966$. Проблема уточнения постоянной прецессии изложена в 3.1.4.

10. Наклон эклиптики в стандартную эпоху $J2000.0$ ($JD = 2\,451\,545.0$) $\epsilon = 23^{\circ}26'21''.448$.

Изменение величины ϵ происходит вследствие вращения эклиптики из-за планетных возмущений и вследствие нутации. Величина ϵ наиболее надежно получается из меридианных определений склонений Солнца — см. 3.1.3, формула (3.18). Для среднего наклона эклиптики ϵ_0 (без учета нутации) сейчас принято выражение:

$$\epsilon_0 = 23^{\circ}26'21''.448 - 46''.8150 T - 0''.00059 T^2 + 0''.001813 T^3, \quad (3.38)$$

где T отсчитывается от эпохи $J2000.0$ ($JD = 2\,451\,545.0$) в юлианских столетиях по 36 525 суток.

III. Производные (выводимые) постоянные.

11. Постоянная нутации в эпоху $J2000.0$ ($JD = 2\,451\,545.0$) — $N = 9''.2025$.

Эта постоянная — большая полуось нутационного эллипса, по которой движется истинный полюс с периодом около 18,6 лет (если не учитывать остальные периодические члены нутации). До недавнего времени постоянная нутации относилась к основным постоянным. Она определялась по смещениям звезд за длительные интервалы времени на основе позиционных и широтных наблюдений. До 1976 года принималось значение N , выведенное еще Ньюкомом на основании наблюдений, выполненных до 1895 г. В начале 60-х годов нашего столетия значение постоянной нутации Ньюкома было исправлено за обнаруженный в ней вековой член на основе теории вращения абсолютно твердой Земли Вуларда. В дальнейшем в связи с повышением точности оказалось необходимым эту теорию переработать и согласовать значение N с другими постоянными. Указанное выше значение, отнесенное к эпохе J2000.0, принято в Теории нутации МАС (1980 г.) [7].

12. Единичное расстояние A вычисляется по формуле

$$A = c \cdot \tau_A = 1,49597870 \cdot 10^{11} \text{ м.} \quad (3.39)$$

13. Параллакс Солнца $\pi_\odot$ вычисляется по формуле

$$\pi_\odot = \arcsin\left(\frac{a_e}{A}\right) = 8",794148. \quad (3.40)$$

14. Постоянная аберрации x_0 вычисляется по формуле (3.36)

$$x_0 = 20",49552.$$

15. Полярное сжатие α_e Земли вычисляется на основе формулы

$$\alpha_e = \frac{1}{2} \left[3J_2 + \frac{\omega_\oplus^2 a_e^2}{GE} (1 - \alpha_e) \right] \left[1 + \frac{3}{4} J_2 + \frac{3}{8} \frac{\omega_\oplus^2 a_e^2}{GE} (1 - \alpha_e) \right], \quad (3.41)$$

$$\alpha_e = 1/298,257,$$

где $\omega_\oplus = 7,292115 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{сек}}$ — средняя угловая скорость вращения Земли.

16. Гелиоцентрическая гравитационная постоянная $\mu_\odot = GS$ вычисляется по формуле

$$GS = \frac{k^2 A^3}{D^2} = 1,32712438 \cdot 10^{20} \frac{\text{м}^3}{\text{сек}^2}. \quad (3.42)$$

17. Отношение S/E массы Солнца к массе Земли — формула:

$$S/E = (GS)/(GE) = 332\,946,0. \quad (3.43)$$

18. Отношение массы Солнца к массе системы Земля+Луна:

$$(S/E) (1 + \mu) = 328\,900,5. \quad (3.44)$$

19. Масса Солнца в килограммах

$$S = (GS)/G = 1,9891 \cdot 10^{30} \text{ кг.} \quad (3.45)$$

20. Отношение массы Солнца к массам планет: Меркурий — 6 023 600, Венера — 408 523,5, Земля+Луна — 328 900,5; Марс — 3 098 710, Юпитер — 1047,355; Сатурн — 3498,5; Уран — 22 869, Нептун — 193,4, Плутон — 3 000 000.

На перечисленных постоянных основаны все вычисления в Астрономическом Ежегоднике, в котором значения этих постоянных приводятся. Существует еще ряд производных постоянных, имеющих частное значение — они приводятся, например, в [75].

Изложение подробностей методики получения каждой из фундаментальных постоянных выходит за рамки данного руководства; этому вопросу должна быть посвящена отдельная книга. Некоторые подробности, в частности, можно найти в [75].

Заметим, что производная постоянная α_e зависит от одного из важнейших параметров вращения Земли — ее средней угловой скорости вращения $\omega_\oplus$. Определению параметров вращения Земли посвящен раздел 3.5.

3.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЯМЫХ ВОСХОЖДЕНИЙ И СКЛОНЕНИЙ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ ПОЗИЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ

3.2.1. О МЕТОДАХ НАБЛЮДЕНИЙ

Прямые восхождения α и склонения δ небесных тел в фундаментальной астрономии определяются из наблюдений их прохождений через меридиан и из измерений их меридианных зенитных расстояний. Для наблюдений используются меридианные круги, вертикальные круги и пассажные инструменты (см. 2.1.3, 2.1.4).

Методика наблюдения прохождений и измерения зенитных расстояний светил принципиально не отличается от ранее описанной (2.4.2) методики наблюдений в геодезической астрономии, поскольку последняя в основной своей части происходит из фундаментальной астрометрии. Отличия в методике имеются лишь в некоторых деталях.

Так же, как и в геодезической астрономии, измеряемыми величинами в фундаментальной астрометрии являются моменты прохождения светил через меридиан инструмента и зенитные расстояния светил в меридиане инструмента с обязательной регистрацией моментов этих измерений. Отличие от геодезической астрономии в том, что не измеряются горизонтальные углы.

Заданными величинами являются: подлежащие уточнению экваториальные координаты наблюдаемых светил, значения широты и долготы инструмента (уточняются в процессе наблюдений, либо исключаются специальной методикой наблюдений), система фундаментальных астрономических постоянных, атомная шкала времени в средних единицах.

К заданным величинам относятся также параметры инструмента: цены делений уровней, поправки за неправильности цапф, параметры

гнутия, поправки в отсчеты вертикальных кругов (у меридианного круга и вертикального круга), поправки за ходовые и периодические ошибки микрометров, цены их оборотов. Для надежного учета этих параметров позиционные инструменты периодически исследуются — см. [75], [35], [36].

Вместо перевода трубы через зенит у позиционных инструментов предусмотрена перекладка трубы в лагерах. Наблюдения прохождения светил выполняются либо контактными микрометром, либо путем фотоэлектрической регистрации так, как это делается в азимутальных методах астроопределений. При этом функциональная схема аппаратуры соответствует рис. 72 и 73.

При измерениях зенитных расстояний общий отсчет складывается из среднего отсчета круга по четырем микроскопам, поправки за средний рэн микроскопов, поправки за среднюю ошибку делений круга, поправки за окулярный микрометр, поправки за кривизну параллели, за наклон нити и за гнутие.

Соответствующие формулы принимают следующий вид. Для наблюдений прохождений: если $T_{\text{набл}}$ — средний момент прохождения светила через близмеридианный вертикал инструмента, то

$$T_{\text{набл}} + \frac{(\text{Ш}_\kappa - \text{М}_\kappa) \frac{R}{2} \sec \delta}{(-\Delta T_{\text{запзд.}})} + a \sin z \sec \delta + b \cos z \sec \delta \pm c \sec \delta + \\ + u - \alpha \mp 0^{\circ}021 \cos \varphi \sec \delta - nut_a = 0, \quad (3.46)$$

причем $b = b_{E(w)} + Db$, $a = a' + Da$, где Db , Da — поправки в наклон горизонтальной оси и азимут инструмента за неправильности цапф по формулам (2.132), (2.133) по результатам исследований; наклон горизонтальной оси $b_{E(w)}$ вычисляется по формуле (2.199) с учетом неравенства диаметров цапф; верхний второй член соответствует наблюдениям с контактным микрометром, нижний — фотоэлектрической регистрации. Коллимация с исключается путем перекладки инструмента.

Для измерения зенитных расстояний:
истинное зенитное расстояние

$$z = z' + \rho, \quad (3.47)$$

где ρ — истинная рефракция, z' — измеренное зенитное расстояние, которое равно

$$z' = |M - M_z| = |M - M_N + 180^\circ|, \quad (3.48)$$

где M_z — место зенита, определяемое через измеренную с помощью ртутного горизонта точку надира M_N ; M — исправленный всеми поправками средний отсчет $M_{\text{ср}}$ вертикального круга:

$$M = M_{\text{ср}} + \Delta M_r + \Delta M_\varepsilon + R'_\delta (m - m_0) + \\ + \Delta m_k + [\Delta m_{\text{нн}}] + \Delta m_{\text{гн}}. \quad (3.49)$$

Здесь: $\Delta M_r + \Delta M_e$ — сумма поправок в средний отсчет за рэн (ΔM_r) микроскопов и ошибки делений (ΔM_e) круга, определяемые из исследований, R_δ'' — как обычно, цена оборота окулярного микрометра по δ , m — средний отсчет по микрометру на звезду, m_0 — нуль-пункт микрометра, Δm_k — поправка за кривизну параллели $\Delta m_k = \frac{1}{4} l^2 \sin 2\delta$, $\Delta m_{\text{нн}}$ — поправка за наклон нити $\Delta m_{\text{нн}} = f \cdot \operatorname{tg} j$, где f — расстояние текущей боковой нити от средней, а j — угол наклона нити, определяемый по наблюдениям экваториальной звезды по формуле $j = \operatorname{arctg} \frac{(m_{\delta 2} - m_{\delta 1}) \cdot R_\delta}{(m_{a 2} - m_a) \cdot R_a}$, $m_{\delta 2, 1}$ — отсчеты винта по склонению на звезду, $m_{a 2, 1}$ — отсчеты винта по прямому восхождению на звезду, R_δ, R_a — цены оборотов винтов; $\Delta m_{\text{гн}}$ — поправка за гнутие, определяемая из исследований — $\Delta m_{\text{гн}} = a_1 \cos z + b_1 \sin z + a_2 \cos 2z + b_2 \sin 2z + \dots$ (см. также 2.3.4).

Наблюдения небесных тел, имеющих видимый диск — Солнце, планеты — выполняются путем наведений на левый и правый края диска (при наблюдении прохождений для определений α) или — верхний и нижний края (при измерении зенитных расстояний для определения δ).

Особенностью позиционных наблюдений является также применение перед объективами инструментов решеток и фильтров для уравнивания блеска наблюдаемых светил с целью уменьшения влияния погрешностей, возникающих вследствие различной яркости светил (уравнение блеска).

3.2.2. О ФОРМУЛАХ ПАССАЖНОГО ИНСТРУМЕНТА

В 2.4.8 была приведена формула Майера, которая была нами использована и в предыдущем параграфе

$$\alpha = T + u + a \sin z \sec \delta + b \cos z \sec \delta + c \sec \delta. \quad (3.50)$$

Эта формула справедлива «в малом» — когда азимут инструмента a , наклон горизонтальной оси b и коллимация c — величины малые. При наблюдениях в меридиане или вблизи него этого достаточно. В некоторых случаях неудобство может доставить наличие в формуле зенитного расстояния z — происходит смешение двух систем координат — горизонтальной и экваториальной. Поэтому в ряде случаев пользуются аналогом формулы Майера — формулой Бесселя, задаваемой только в экваториальной системе. Для этого в формуле Майера переходят от горизонтальных координат западного конца оси инструмента b и a к экваториальным координатам 90° — m и n (m и n — также величины малые) по соотношениям $b = m \cos \varphi + n \sin \varphi$; $a = m \sin \varphi - n \cos \varphi$.

Подставив эти выражения в (3.49), получаем формулу Бесселя:

$$\alpha = T + u + m + n \operatorname{tg} \delta + c \cdot \sec \delta. \quad (3.51)$$

Иногда применяют формулу Ганзена:

$$\alpha = T + u + b \cdot \sec \varphi + n (\operatorname{tg} \delta - \operatorname{tg} \varphi) + c \cdot \sec \delta. \quad (3.52)$$

3.2.3. АБСОЛЮТНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРЯМЫХ ВОСХОЖДЕНИЙ

Эти определения производятся классическим методом — путем наблюдений прохождений звезд через меридиан пассажным инструментом или меридианным кругом. Будем считать, что средние моменты прохождений T исправлены всеми поправками, которые заранее известны в соответствии с формулой Майера. Тем не менее уточнению подлежит азимут инструмента и остаточное влияние гнута, действующее подобно наклонности.

В проблеме определения абсолютных прямых восхождений основными являются три следующих процесса [35], [36]: 1) определение абсолютного азимута; 2) выравнивание прямых восхождений внутри системы; 3) определение начала координат системы.

Абсолютный азимут определяется путем регулярных наблюдений прохождений Полярной в верхней и нижней кульминациях, с параллельными отсчетами мир и наблюдениями прохождений южных звезд для определения поправки часов.

Обозначив в формуле Майера $A = \sin z \sec \delta$ и $B = \cos z \sec \delta$ для моментов прохождения Полярной T_1 — в верхней (в) кульминации и T_2 — в нижней (н), можно написать

$$\begin{aligned} \alpha_1 + \Delta\alpha &= T_1 + u_1 + A_v (a_1 + \Delta a) + B_v \Delta b \\ \alpha_2 + \Delta\alpha &= T_2 + u_2 + A_n (a_2 + \Delta a) + B_n \Delta b, \end{aligned} \quad (3.53)$$

где $\Delta\alpha$ — поправка к прямым восхождениям Полярной α_1, α_2 ; a_1, a_2 — азимуты инструмента, отсчитанные по мирам, Δa — азимут средней линии мир, Δb — действующее как наклонность боковое гнутие. Напомним, что моменты T_1, T_2 считаются исправленными за все инструментальные влияния.

Аналогичные уравнения можно написать и для наблюдений после перекладки инструмента. Обозначив через L известные величины: $L = \alpha - T - u - Aa$, где поправка часов u определена по наблюдениям южных звезд, получим уравнения поправок: До перекладки (W):

$$\begin{aligned} A_v \Delta a + B_v \Delta b - \Delta\alpha &= L_1, \\ A_n \Delta a + B_n \Delta b - \Delta\alpha &= L_2. \end{aligned} \quad (3.54)$$

После перекладки (E):

$$\begin{aligned} A_v \Delta a - B_v \Delta b - \Delta\alpha &= L_3, \\ A_n \Delta a - B_n \Delta b - \Delta\alpha &= L_4. \end{aligned} \quad (3.55)$$

В Пулкове такие уравнения составлялись для групп наблюдений Полярной за 15—20 суток, в течение которых можно пренебречь сезонными изменениями азимутов мир и изменениями азимутов из-за движения полюса.

Решения таких уравнений по способу наименьших квадратов давало практически независимые от $\Delta\alpha$ значения Δa и Δb , применявшиеся для обработки наблюдений остальных звезд, прямые восхождения которых требовалось определить или уточнить.

Более удобный метод обработки (Немиро, 1948 г.) заключается в применении формулы Бесселя [35], [36]. Тогда аналогично предыдущему для верхней и нижней кульминации будем иметь:

$$\begin{aligned}\alpha_1 + \Delta\alpha &= T_1 + u_1 + \Delta m + \Delta n \operatorname{tg} \delta, \\ \alpha_2 + \Delta\alpha &= T_2 + u_2 + \Delta m - \Delta n \operatorname{tg} \delta.\end{aligned}\quad (3.56)$$

Такие же формулы можно написать и для группы южных — «часовых» звезд. Вычитая эти формулы из (3.55), исключаем тем самым u и Δm , пренебрегая малыми поправками $\Delta\alpha$ часовых звезд, для двух положений инструмента получим: до перекладки (W):

$$\begin{aligned}(\operatorname{tg} \delta - (\operatorname{tg} \delta_1)_{\text{cp}}) \Delta n_w - \Delta\alpha &= L_1, \\ -(\operatorname{tg} \delta + (\operatorname{tg} \delta_2)_{\text{cp}}) \Delta n_w - \Delta\alpha &= L_2,\end{aligned}\quad (3.57)$$

после перекладки (E):

$$\begin{aligned}(\operatorname{tg} \delta - (\operatorname{tg} \delta_3)_{\text{cp}}) \Delta n_E - \Delta\alpha &= L_3, \\ -(\operatorname{tg} \delta + (\operatorname{tg} \delta_4)_{\text{cp}}) \Delta n_E - \Delta\alpha &= L_4.\end{aligned}\quad (3.58)$$

где L — совокупность известных величин, $(\operatorname{tg} \delta)_{\text{cp}}$ — среднее из тангенсов склонений южных звезд. Первые два уравнения дают Δn_w , $\Delta\alpha$, вторые два — Δn_E , $\Delta\alpha$. Тогда Δa и Δb найдутся из формул:

$$\Delta a = -\frac{1}{2} (\Delta n_E + \Delta n_w) \sec \varphi; \quad \Delta b = \frac{1}{2} (\Delta n_E - \Delta n_w) \operatorname{cosec} \varphi. \quad (3.59)$$

Наблюдения одной лишь Полярной для определения азимута не слишком выгодны, так как здесь может проявиться остаточное влияние неравенства цапф. Поэтому целесообразно использовать наблюдения различных близполюсных звезд. В частности, для Пулкова это будут звезды с $\delta > 50^\circ$; наиболее удобной является β UMi ($\delta \approx 75^\circ$).

Немиро [36] развил свой предыдущий метод, применив циклическое выравнивание наблюдений близполюсных звезд в двух кульминациях, что позволяет определять Δn только по ночным наблюдениям. Для этого в (3.57)—(3.58) пренебрегается малым членом с $(\operatorname{tg} \delta)_{\text{cp}}$. Далее, если умножить каждое уравнение (3.57)—(3.58) на $\operatorname{ctg} \delta$ и обозначить $\Delta\alpha \cdot \operatorname{ctg} \delta = (\Delta\alpha)$, $L \operatorname{ctg} \delta = P$, то (3.57)—

(3.58) можно для верхней «в.» и нижней «н.» кульминаций каждой близполюсной звезды при любом положении инструмента — W или E — переписать так:

$$\Delta n_{\text{в.}} - (\Delta \alpha_i)_{\text{в.}} = P_i \quad (3.60)$$

$$-\Delta n_{\text{н.}} - (\Delta \alpha_k)_{\text{н.}} = P_k, \quad (3.61)$$

где $\Delta n_{\text{в.}}$ и $\Delta n_{\text{н.}}$ меняются от ночи к ночи, а $(\Delta \alpha)$ можно считать постоянными для одной и той же звезды. Поэтому сначала определяют $(\Delta \alpha)$, исключая из (3.60)–(3.61) Δn путем последовательного вычитания друг из друга уравнений для одной ночи. Тогда для разных ночей получим уравнения

$$(\Delta \alpha_i) - (\Delta \alpha_{i-1}) = P_i - P_{i-1} \quad (3.62)$$

которые могут быть решены под условием

$$\Sigma (\Delta \alpha_i) = 0; \quad (3.63)$$

и осредняя все наблюдения по всем α —

$$\Sigma [(\Delta \alpha_i) - (\Delta \alpha_{i-1})] = 0. \quad (3.64)$$

Определив значения $\Delta \alpha_i$ по уравнениям (3.62), могут быть определены значения Δn .

Выравнивание прямых восхождений внутри системы.

После учета всех погрешностей для наблюдений одной звезды имеем

$$\alpha = T + u = T + u_0 + \Delta u, \quad (3.65)$$

где Δu — поправка за ход часов, которая всегда известна. Так как $\alpha = \alpha_0 + \Delta \alpha$, где α_0 — приближенное значение из исходного каталога, $\Delta \alpha$ — поправка к нему, то $u' = \alpha_0 - T$ — поправка часов относительно исходного каталога, исправленная за ход часов. Поэтому

$$\Delta \alpha = u_0 - u', \quad (3.66)$$

причем на $\Delta \alpha$ накладывается условие — для всех звезд каталога —

$$\Sigma \Delta \alpha = 0 \quad (3.67)$$

Существует три основных метода выравнивания — гринвичский, капский и пулковский [35; 36]. В гринвичском методе формально используется условие (3.67), откуда сразу можно найти $u_0 = \frac{1}{n} \Sigma u'$, и затем — все значения $\Delta \alpha$. Недостаток: обнаруживается синусоидальный ход ошибок типа $\Delta \alpha_a$. В капском методе $\Delta \alpha_a$ представляется тригонометрическим многочленом второго порядка с неизвестными коэффициентами. В формулах (3.66) $\Delta \alpha$ заменяется на $\Delta \alpha_a$ и берутся разности между дневной звездой «д» и осредненной группой ночных «н» звезд; тогда:

$$u'_d - u'_n = k + A (\cos \alpha_n - \cos \alpha_d) + B (\sin \alpha_n - \sin \alpha_d) + C (\cos 2\alpha_n - \cos 2\alpha_d) + D (\sin 2\alpha_n - \sin 2\alpha_d).$$

Наблюдения на полусуточном интервале позволяют определить коэффициенты A и B , на интервале 6 или 18 часов — C и D . Недостаток: недостаточно обоснованное представление $\Delta\alpha_d$, использование в каждом уравнении только одной дневной звезды, что влияет на точность.

В пулковском методе выравниваются координаты звезд Маскелайна (около 30 звезд с $\delta < 40^\circ$, § 3.1.3) — так называемых главных звезд, остальные звезды привязываются к звездам Маскелайна дифференциальным методом.

Исходное уравнение пулковского метода — разность выражений (3.66) для двух соседних главных звезд:

$$\Delta\alpha_2 - \Delta\alpha_1 = u'_1 - u'_2. \quad (3.68)$$

Такие уравнения могут быть объединены в средние и решены по способу наименьших квадратов вместе с условием $\Sigma\Delta\alpha = 0$.

Модификация этого метода М. С. Зверевым [35; 36] заключается в следующем. Обозначим в основном уравнении (3.66)

$$u_0 = \frac{1}{n} \Sigma u' + \Delta u_0 \quad (3.69)$$

и обозначим $\frac{1}{n} \Sigma u' - u' = M$. Тогда (3.68) примет вид:

$$\Delta\alpha = M + \Delta u_0. \quad (3.70)$$

Пусть вес этого уравнения 1 для одной звезды в данный вечер. Далее для общих звезд в разные вечера образуются разности величин M и осредняя их получаем редукции одних вечеров к другим. Затем образуются средние из редуцированных значений M для каждой звезды из n вечеров, в результате чего получаются осредненные уравнения для каждой звезды:

$$\Delta\alpha = \overline{M} + \overline{\Delta u_0}, \quad (3.71)$$

которому можно приписать вес n ; $\overline{M}$ и $\overline{\Delta u_0}$ — здесь средние по n вечерам, причем $\overline{\Delta u_0}$ постоянно для всех звезд двухчасовой группы при одном положении инструмента.

Образуя теперь средние из уравнений вида (3.71) по всем звездам каждой двухчасовой группы, получаем формулы для поправки $\overline{\Delta\alpha}$ некоторых средних фиктивных звезд:

$$\overline{\Delta\alpha}_1 = \overline{M}_1 + \overline{\Delta u_0} \text{ — первая 2-часовая группа,}$$

$$\overline{\Delta\alpha}_2 = \overline{M}_2 + \overline{\Delta u_0} \text{ — вторая 2-часовая группа.}$$

Разность таких уравнений дает

$$\overline{\Delta\alpha}_2 - \overline{\Delta\alpha}_1 = \overline{M}_2 - \overline{M}_1. \quad (3.73)$$

Обозначив $\overline{M}_i - \overline{M}_j = M_{ij}$ для k групп можно написать:

$$\overline{\Delta\alpha}_2 = \overline{\Delta\alpha}_1 + M_{21}, \quad (3.74)$$

$$\overline{\Delta\alpha}_3 = \overline{\Delta\alpha}_1 + M_{21} + M_{32},$$

$$\overline{\Delta\alpha}_k = \overline{\Delta\alpha}_1 + M_{21} + M_{32} + \dots + M_{k,k-1},$$

куда следует присоединить:

$$\overline{\Delta\alpha}_1 = \overline{\Delta\alpha}_1 + M_{21} + \dots + M_{k,k-1} + M_{1k}. \quad (3.75)$$

Сложив все эти уравнения и наложив условие $\Sigma \Delta\alpha = 0$, определяем $\overline{\Delta\alpha}_1$, а затем и все остальные $\overline{\Delta\alpha}$. Зная поправки $\overline{\Delta\alpha}$ для средних фиктивных звезд, из (3.71) получаем $\overline{\Delta\alpha}_0$, а затем по (3.70) — поправки $\Delta\alpha$ для реальных звезд. Все это — так называемый цепной метод.

Определение начала координат системы прямых восхождений, т. е. положение точки весеннего равноденствия, указано выше в 3.1.3.

3.2.4. АБСОЛЮТНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКЛОНЕНИЙ

Эти определения выполняются классическим методом по измерениям зенитных расстояний светил в меридиане с помощью меридианного круга или вертикального круга. Очевидно, что, например, измеренное зенитное расстояние z светила в верхней кульминации при условии полного учета всех погрешностей, как инструментальных, так и рефракционных, дает элементарное соотношение

$$\delta = \varphi \mp z, \quad (3.76)$$

где «—» соответствует верхней кульминации к югу от зенита, «+» — к северу. Аналогично для нижней кульминации

$$\delta = 180^\circ - \varphi - z. \quad (3.77)$$

Таким образом, если известны широта φ и исправленное всеми поправками зенитное расстояние z , то склонение δ легко определяется. Поэтому главной проблемой здесь является независимое определение широты места. Обычно ее совмещают с определением поправки постоянной рефракции.

Решают такую задачу по измерениям зенитных расстояний множества звезд в верхней «в» и нижней «н» кульминациях. Для каждой звезды, наблюдавшейся в двух кульминациях, можно написать [36]:

$$\delta_n - \delta_v = 180^\circ - 2\varphi - (z_n \pm z_v) = 2\Delta\varphi + (\rho_n \pm \rho_v) \frac{\Delta k}{k}, \quad (3.78)$$

где δ_n , δ_v — склонения одной и той же звезды, вычисленные по наблюдаемым z_n , z_v с принятым значением широты φ ; $\Delta\varphi$ —

поправка в принятое значение φ , ρ_n , ρ_k — поправки за рефракцию, Δk — поправка постоянной рефракции k .

При наблюдениях точка надира в течение ночи определяется не менее 3 раз, сами же наблюдения состоят из операций, реализующих формулы (3.48) — (3.49).

Если наблюдения выполняются на меридианном круге, то при каждом положении инструмента (до и после перекладки) наблюдатель выполняет серию отсчетов на звезду окулярным микрометром по δ , затем — отсчеты по четырем микроскопам каждого из кругов — левого и правого; точка зенита вычисляется через периодически определяемую точку надира.

При использовании вертикального круга, аналогично тому, как это делается в геодезической астрономии при измерении зенитных расстояний, наблюдения выполняются при двух положениях инструмента L и R путем перевода трубы через зенит. В этом случае измеренное зенитное расстояние, не исправленное всеми видами поправок, равно

$$z'_{cp} = \frac{1}{2} (M_{Lcp} - M_{Rcp} - \frac{\tau}{2} (l + n)_L - (l + n)_R), \quad (3.79)$$

где τ — цена деления уровня на раме микроскопов, l , n — отсчеты по концам пузырька; как обычно, знак поправки за уровень определяется направлением оцифровки разделенного круга и уровня, а также последовательностью положений инструмента при наблюдениях. Здесь ртутный горизонт не нужен.

Раньше отсчеты круга выполнялись лишь визуально, сейчас применяются либо фотографические, либо фотоэлектрические системы отсчета.

Точность единичного определения зенитного расстояния вертикальным кругом в случайном отношении обычно несколько выше, чем меридианным кругом: $0''35$ против $0''45$ (в среднем).

Уравнения вида (3.78), составляемые по наблюдениям близполюсных звезд, рассматриваются как уравнения поправок и служат для определения поправок к принятому значению широты $\Delta\varphi$ и постоянной рефракции Δk . Однако уже давно было замечено, что определяемая таким способом поправка имеет гораздо меньшую точность, чем постоянная рефракции k в Пулковских таблицах, точность которой в свое время определена была независимо, ибо является физической константой. Наиболее вероятная причина этого — остаточное влияние гнутя. Если взять первый член разложения гнутя $b \cdot \sin z$ и ввести его в (3.78) вместо члена Δk , то решение получающихся тогда уравнений вида

$$\delta_n - \delta_b = 2\Delta\varphi + (\sin z_n - \sin z_b) \cdot \Delta b \quad (3.80)$$

показывает, что неизвестные $\Delta\varphi$ и Δb друг от друга почти не отделяются. Это дает основания считать, что всякие изменения величин $\Delta\varphi$ и Δk зависят от гнутя. Попытки усложнения уравнений вида (3.78) положительных результатов не дали. Поэтому процедура выравнивания зенитных расстояний или склонений близполюсных

звезд на основе уравнений вида (3.78) является приемом чисто формальным.

До сих пор нет удовлетворительного метода, позволяющего повысить точность независимого определения $\Delta\varphi$ и Δk вследствие влияния на наблюдения неисключенной части гнутаия. Это, видимо, можно будет сделать при использовании принципиально новых инструментов и методов наблюдений.

Так или иначе, за неимением лучшего, после определения $\Delta\varphi$ и Δk измеренные зенитные расстояния всех других звезд исправляются всеми видами поправок (формула (3.49)), причем поправки за рефракцию ρ исправляются за счет Δk , широта исправляется поправкой $\Delta\varphi$, после чего склонения «определяемых» звезд выводятся на основе формул (3.76), (3.77). Затем полученные склонения редуцируются на начало ближайшего бесселева года и далее — с учетом прецессии — на принятую эпоху равноденствия каталога. Различные значения склонений каждой звезды осредняются и выводятся средние эпохи наблюдений. Эти и дальнейшие действия выполняются в соответствии с тем, что описано в 3.1.2, причем поправка экватора определяется по наблюдениям Солнца или планет (3.1.3).

3.2.5. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРЯМЫХ ВОСХОЖДЕНИЙ И СКЛОНЕНИЙ

Относительные или дифференциальные определения экваториальных координат светил позиционными методами выполняются путем наблюдений на меридианном круге последовательных прохождений звезд фундаментального каталога и звезд, положения которых относительно фундаментальной системы требуется определить. Первые назовем для краткости «опорные звезды», вторые — «определяемые звезды». При наблюдениях тех и других звезд регистрируются моменты их прохождений и измеряются их зенитные расстояния. Тогда при отсутствии погрешностей всех типов разность моментов прохождений опорной и определяемой звезд есть разность их прямых восхождений, а разность зенитных расстояний — разность их склонений.

Обработка прямых восхождений почти всегда производится по формуле Бесселя (3.51), которую мы запишем так:

$$\alpha = T + u + m \pm n \operatorname{tg} \delta \pm c' \sec \delta, \quad (3.81)$$

где двойные знаки относятся к двум кульминациям, а c' включает в себя влияние коллимации, суточной аберрации, ширины контакта Шк и мертвого хода Мх контактного микрометра; при фотоэлектрической регистрации Шк и Мх в c' отсутствуют, а запаздывание вводится непосредственно в T — см. (3.45).

Для вычисления склонений применяют формулу

$$\delta = M - M_0, \quad (3.82)$$

где M — отсчет круга, исправленный за рефракцию, кривизну параллели и все инструментальные погрешности, а M_0 — так называемая точка экватора. Величины $u + m$, n , M_0 определяются по наблюдениям опорных звезд.

При определении прямых восхождений используются близполюсные опорные звезды с $\delta > 80^\circ$ для определения величины n , и южные — «часовые» звезды для определения величины $u + m$. Причем каждое наблюдение близполюсной звезды целесообразно комбинировать с наблюдениями соседних по α часовых звезд для отдельного определения n , а затем, зная n , получать $u + m$ по каждой часовой звезде [35], [75].

При определении склонений опорные звезды для установления точки экватора M_0 следует выбирать в тех же зонах по склонению, где находятся определяемые звезды. Это необходимо для уменьшения влияния случайных и систематических ошибок.

Для привязки системы, получаемой из дифференциальных наблюдений, с помощью наблюдений специальных рядов опорных звезд определяются систематические разности «фундаментальный каталог — инструмент». В эту разность, конечно, входят и систематические личные ошибки. Наиболее удачным способом определения этих разностей является прием, разработанный Н. В. Циммерманом в 1934 г. [35], [36], [75]. Все опорные звезды разбиваются на 5-градусные зоны. Пусть q — любая из величин $u + m$ или M_0 , определяемых по опорным звездам. Тогда для каждого вечера и для каждой пары опорных звезд из разных зон, полагая, что истинное значение $q = q_i + x_i = q_k + x_k = \dots$, где $i, k = 1, 2, \dots, n$, $i \neq k$, можно составить разности вида

$$x_i - x_k = q_k - q_i. \quad (3.83)$$

Пусть у нас n зон; пусть также по данным наблюдений вычислены $x_i - x_k$ для всех $i < k$, причем очевидно, что при $i > k$ соответствующие разности равны симметричным, но с обратным знаком: $x_2 - x_1 = -(x_1 - x_2)$ и т. д.; кроме того $x_i - x_i \equiv 0$. Н. В. Циммерман показал, что если такими разностями заполнить квадратную таблицу с n строками и n столбцами, то получим $\frac{1}{2} n (n - 1)$ уравнений с n неизвестными x , добавление к которым уравнения $\sum_{i=1}^n x_i = 0$ сводит решение такой системы по способу наименьших квадратов к простому образованию средних по всем столбцам таблицы.

Определив таким способом по всем опорным звёздам во все вечера значения x :

$$x_j = \frac{1}{n} (nx_j) - \frac{1}{n_s} \sum_{s=1}^n x_s \equiv \frac{(nx_j)}{n} \quad (3.84)$$

при $\sum_{s=1}^n x_s = 0$ для каждой зоны, строят сглаженные зависимости вида $x_j = x_j(\delta)$. Так как внутри одного вечера наблюдений $\sum x_m \neq 0$, то для любого конкретного вечера исправленное значение q равно

$$q = q_j + x_j - \frac{1}{n} \sum x_m = q_j - x_j \quad (3.85)$$

при среднем δ в данной зоне. Определив тем самым значение x_a и x_δ , относительные прямые восхождения каждой определяемой звезды вычисляются по формуле

$$\alpha_j = T_j + (u + m) + x_{a_j} - \frac{1}{k} \sum x_{a_s} \pm n \operatorname{tg} \delta_j \pm c' \sec \delta_j, \quad (3.86)$$

где n — определяется по близполюсным опорным звездам, $u + m$ — по часовым; склонение определяется по формуле:

$$\delta_j = M_j - M_0 + x_{\delta_j} - \frac{1}{n} \sum x_{\delta_m}, \quad (3.87)$$

где M_0 — средняя точка экватора по всем опорным звездам.

Здесь k и n — соответствующие количества зон.

Заметим, что незначительная погрешность в n в формуле Бесселя не может быть устранена. Однако она пропорциональна $\operatorname{tg} \delta_j - \operatorname{tg} \bar{\delta}$, где $\operatorname{tg} \bar{\delta}$ — среднее значение для всех звезд зоны. Если зона узкая, то указанный коэффициент мал, а практика показывает, что это влияние весьма незначительно.

Вообще поправки x за систему инструмента, как показала практика многих обсерваторий, редко превышают ≈ 0.01 по α и ≈ 0.1 по δ . Следует заметить, что если на одном и том же инструменте работали разные наблюдатели, то величины x выводятся и учитываются для каждого наблюдателя отдельно.

Определенные указанным образом относительные экваториальные координаты каждой звезды в разные вечера редуцируются с эпохи наблюдений на начало ближайшего бесселева года, затем — с учетом прецессии — к заданной точке весны; осреднение отдельных значений координат для каждой звезды по многим вечерам выполняется с целью ослабления влияния случайных ошибок наблюдений.

3.3 ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ АСТРОМЕТРИЯ

3.3.1. ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ ЗВЕЗД

Фотографический метод широко применяется в астрометрии для определения координат и собственных движений звезд, звездных

параллакс, движений в двойных и кратных звездных системах. Он является эффективным средством для решения некоторых специальных задач астрометрии, например, определения эффекта Эйнштейна во время полных солнечных затмений. При определении времени и широты применяются фотографические зенитные трубы. В Пулковской обсерватории академиком Михайловым А. А. была создана полярная труба для определения из фотографических наблюдений полярной области неба некоторых астрономических постоянных (постоянные прецессии, нутации и абберрации).

Раздел астрометрии, в котором используется фотографический метод наблюдений, принято называть фотографической астрометрией.

К достоинствам фотографического метода наблюдений следует отнести документальность; возможность многократных измерений, включая использование более совершенной измерительной техники; распространение исследований на большое число объектов, получающихся на снимке, интегральность. В последнем случае речь идет о накоплении в течение экспозиции световой энергии и получении на снимке изображений слабых звезд.

Вместе с тем фотографический метод не лишен недостатков. По своей сути он является относительным и позволяет получать результаты в системе опорных звезд. В принципе можно абсолютизировать результаты, используя в качестве реперов внегалактические туманности. Затруднено использование фотографического метода для изучения тесных двойных звезд.

К недостаткам фотографических наблюдений следует отнести необходимость сравнительно трудоемкой лабораторной обработки полученных материалов и невозможность полной автоматизации наблюдений и обработки.

Фотографический метод наблюдений, по крайней мере в первые десять лет после запуска первого искусственного спутника Земли, являлся основным и наиболее точным методом космической геодезии*. Существенно уступая в настоящее время по точности лазерным и некоторым радиотехническим методам, фотографические наблюдения ИСЗ и сейчас не утратили своего значения при ориентировании космических геодезических построений, при наблюдениях стационарных ИСЗ, при каталогизации так называемого космического мусора.

Современные подходы к дальнейшему развитию методов фотографической астрометрии подробно изложены в монографии А. А. Киселева [44]. Соображения о дальнейшем совершенствовании фотографического метода можно найти также в сборнике «Проблемы построения координатных систем в астрономии», Л., 1989**.

Вопросам фотограмметрической обработки съемок Земли из космоса посвящена книга М. С. Урмаева [101], а разработке

* Иногда говорят о спутниковой астрометрии

** И. И. Брейдо. «Возможности совершенствования фотографического метода применительно к задачам астрономических наблюдений»..

методов космической фотограмметрии для изучения планет и их спутников работа Ю. С. Тюфлина [97].

Фотографирование участков звездного неба производится, как правило, с помощью астрономического инструмента, называемого астрографом. Астрограф представляет фотографическую трубу, укрепленную на параллактической установке. Часовой механизм позволяет компенсировать суточное вращение Земли. Для осуществления гидирования (сопровождения) имеется визуальная астрономическая труба (гид). Оптические оси гида и фотографической трубы должны быть параллельны. Фотографическая труба (камера), помимо корпуса трубы, имеет объектив, с помощью которого на фотографической пластинке (пленке) строится изображение участка небесной сферы, и кассетную часть. Кассетная часть может перемещаться вдоль оптической оси астрографа, что позволяет установить фотопластинку в фокальной плоскости объектива.

Вращение астрографа осуществляется относительно часовой оси и оси склонений. На осях укреплены отсчетные круги, которые позволяют по заданным координатам направить трубу в нужную точку неба. Имеется возможность для микрометрического движения трубы астрографа, что осуществляется либо вручную, либо с помощью электромоторных приводов.

Для задания необходимой экспозиции камера снабжается специальным затвором.

Астрографы принято подразделять на широкоугольные (короткофокусные) и длиннофокусные. Широугольные астрографы имеют фокусное расстояние $1 \div 2$ м и покрывают на небесной сфере значительное поле ($5^\circ \times 5^\circ$) $\div$ ($10^\circ \times 10^\circ$). Длиннофокусные астрографы имеют фокусное расстояние $3 \div 10$ м и малое поле $\sim (2^\circ \times 2^\circ)$. Относительное отверстие длиннофокусных астрографов обычно составляет $1 : 20 \div 1 : 15$.

Особенности ИСЗ как объектов наблюдений по сравнению со звездами приводят к конструктивным особенностям спутниковых фотографических камер. Так, например, существенное отличие видимой топоцентрической траектории спутника на небесной сфере от суточной параллели приводит к использованию черырехосных установок. Если движение спутника на небесной сфере не отслеживается, то возникает необходимость прерывания изображения его траектории (кодирование следа), что осуществляется с помощью обтюратора. В некоторых спутниковых камерах компенсация видимого движения спутника обеспечивается перемещением фотопластинки (пленки), вращением специальной плоскопараллельной пластинки. Для компенсации видимого суточного движения звезд используются так называемые экваториальные платформы. Спутниковые фотокамеры имеют, как правило, значительные размеры поля, особенно по направлению движения спутника. Например, в камере ВАУ поле составляет $30^\circ \times 5^\circ$.

3.3.2. ФОТОГРАФИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Объектив астрографа строит на фотопластинке изображение участка небесной сферы. Построение изображения осуществляется по законам гномонической (центральной) проекции. Центром проектирования является вторая главная точка объектива.

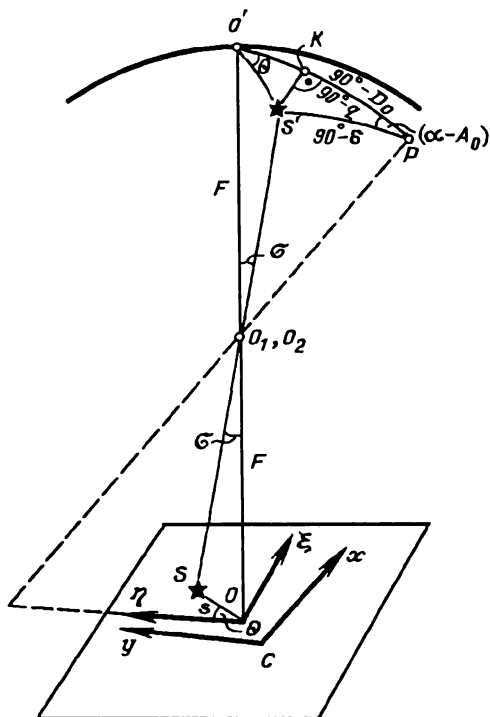
На рис. 96 представлена гномоническая проекция участка небесной сферы на фотопластинку. Первая O_1 и вторая O_2 главные точки объектива для простоты совмещены. Радиус вспомогательной небесной сферы равен фокусному расстоянию объектива F . Пластинка находится от второй главной точки объектива на расстоянии F . На рис. 96 точка S на пластинке — изображение звезды $S'(\alpha, \delta)$. Линия OO^1 перпендикулярна плоскости пластинки, причем точка O — оптический центр пластинки (снимка). Точке O на снимке соответствует точка O^1 на небесной сфере. Точка P — положение полюса Мира на небесной сфере.

Как следует из рис. 96, расстояние s в плоскости пластинки от оптического центра до изображения светила S выражается соотношением

$$s = F \operatorname{tg} \sigma, \quad (3.88)$$

которое называют законом тангенса. В действительности этот закон выполняется только приближенно из-за влияния ошибок

Рис. 96. Экваториальная, идеальная и измеренная системы координат



объектива, дифференциальной рефракции, дифференциальной аберрации, атмосферной дисперсии, внешней среды и уравнивания яркости.

Масштаб фотографического изображения, как следует из формулы (3.88), определяется следующим приближенным выражением

$$m'' \approx \frac{1}{F} \rho''.$$
 (3.89)

Так как F выражают обычно в мм, то m равно числу угловых секунд, соответствующему одному миллиметру на снимке.

Длиннофокусные астрографы характеризуются масштабом изображения $30 \div 60''$ в 1 мм, короткофокусные — имеют меньший масштаб $\sim 100''$ в 1 мм.

Для вычисления размеров поля зрения применяется формула

$$2\sigma \approx \frac{a}{F} \rho^\circ,$$
 (3.90)

где a сторона снимка.

Как следует из формулы (3.89), для повышения измерительных качеств изображения фокусное расстояние астрографа должно быть достаточно большим.

Вместе с тем, в соответствии с формулой (3.90) фокусное расстояние не должно быть слишком большим, чтобы обеспечить достаточные размеры поля зрения.

При одной и той же экспозиции будет получаться тем большее количество звезд, чем больше будет диаметр действующего отверстия объектива. В этом случае при данном фокусном расстоянии будет увеличиваться относительное отверстие, что приведет к увеличению количества света, формирующего изображение. На снимке будут получаться менее яркие звезды.

3.3.3. ОШИБКИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Основными ошибками (абберациями) объектива являются: сферическая абберация, кома, дисторсия, астигматизм и кривизна поля, хроматическая абберация и призматичность объектива. Влияние аббераций увеличивается с удалением (σ) изображения от оптической оси (оптического центра на снимке) и с возрастанием относительного отверстия (светосилы) объектива $A = \frac{D}{F}$. В первом приближении можно считать, что сферическая абберация влияет на положение изображения пропорционально A^3 , кома — $A^2\sigma$, астигматизм и кривизна поля — $A\sigma^2$, дисторсия — σ^3 , хроматизм положения — A и хроматизм увеличения — σ . Большинство аббераций устраняется использованием специальных конструкций оптических систем и их тщательным научным расчетом. Исключение обычно составляет дисторсия, так как одновременное исправление ее и сферической абберации для значительного поля практически невозможно.

Дисторсия заключается в нарушении центральной проекции поля изображения на снимке. Из-за влияния дисторсии вместо

закона тангенса (3.88) зависимость между s и σ выражается формулой

$$s = F \operatorname{tg} \sigma + \nu_1 \operatorname{tg}^3 \sigma + \nu_2 \operatorname{tg}^5 \sigma + \dots, \quad (3.91)$$

где ν_1 и ν_2 — коэффициенты дисторсии.

На результаты фотографических наблюдений влияет внешняя среда. При коротких экспозициях изображение может смещаться под действием атмосферной турбулентности. Ошибки возникают в результате действия ветровой нагрузки на астрограф. Подлежат учету дифференциальная рефракция и атмосферная дисперсия. Дифференциальная рефракция обусловлена разными зенитными расстояниями звезд, изображения которых получились на снимке. Атмосферная дисперсия связана с зависимостью коэффициента рефракции от длины световой волны. Она вытягивает изображения звезд в спектр.

Искажение фотографического поля изображения происходит также под влиянием дифференциальной годичной аберрации, действие которой аналогично действию дифференциальной рефракции.

Систематическая ошибка появляется из-за смещения на снимке ярких звезд относительно слабых, т. е. в результате действия уравнения яркости.

Перед выполнением фотографических наблюдений необходимо провести исследования астрографа и выполнить его юстировки. В ходе исследований определяют положение оптического центра на пластинке, проверяют перпендикулярность плоскости пластинки к оптической оси фотографической трубы, осуществляют фокусировку астрографа.

Специальной проблемой является вопрос об установке часовой оси астрографа параллельно оси Мира.

Разработаны методы исследования ошибок объектива. При этом особое внимание, как отмечалось выше, уделяется исследованию дисторсии. Один из возможных способов исследования дисторсии базируется на сравнении расстояний между звездами, измеренными на снимке, с расстояниями между ними, вычисленными по известным координатам звезд. Если одна из звезд будет находиться в оптическом центре или в непосредственной близости от него, то уравнение поправок для исследования дисторсии можно записать в виде

$$\Delta F \operatorname{tg} \sigma_i + \nu_1 \operatorname{tg}^3 \sigma_i + \nu_2 \operatorname{tg}^5 \sigma_i + (F_0 \operatorname{tg} \sigma_i - s_i) = \nu_i; \quad (3.92)$$

где s_i — измеренные на снимке расстояния между центральной звездой и i -ой звездой, исправленные поправкой за дифференциальную рефракцию; σ_i — вычисленное угловое расстояние между центральной и i -ой звездой; F_0 — приближенное значение фокусного расстояния; ν_1 и ν_2 — коэффициенты дисторсии.

Для вычисления дуги σ_i из сферического треугольника $PO'\sigma$ следует формула

$$\cos \sigma_i = \sin \delta_i \sin D_0 + \cos \delta_i \cos D_0 \cos (\alpha - A_0), \quad (3.93)$$

где A_0 и D_0 — прямое восхождение и склонение оптического центра, в котором в данном случае находится «центральная» звезда.

Истинное значение фокусного расстояния подлежит определению по формуле

$$F = F_0 + \Delta F. \quad (3.94)$$

Рассмотренный метод позволяет исследовать дисторсию по всему полю, требуя для своей реализации звезды с хорошо известными координатами и собственными движениями. Так как такое требование трудно выполнимо, то на практике чаще применяется дифференциальный метод широких пар [27].

Подробные сведения об исследованиях и юстировках астрографа содержатся в работах [27], [35], [36], [75].

3.3.4. ПОЛУЧЕНИЕ И ИЗМЕРЕНИЕ АСТРОНЕГАТИВОВ

Фотографирование для решения астрометрических задач осуществляется на фотопластинки. Пластинки изготавливаются из стекла, толщина которого составляет обычно $1,5 \div 2$ мм. Пластинки большого формата во избежание прогиба могут иметь толщину порядка $5 \div 6$ мм. Для больших полей при высокоточных работах используют шлифованное и полированное стекло.

При фотографировании через стекло следят за тем, чтобы пластинка была плоскопараллельной и не имела неоднородностей.

Светочувствительный слой пластинки представляет обычно не-сенситизированную фотоэмульсию. Хроматическая кривая ее чувствительности в основном соответствует хроматической кривой фотографического объектива. Для получения изображений слабых объектов фотоэмульсия должна обладать максимальной чувствительностью и быть мелкозернистой.

Измерительные качества изображения существенно зависят от точности гидирования. Разрабатываются и внедряются системы автоматического управления астрографами с использованием, в частности, фотоэлектрических гидов.

В космической геодезии наряду с использованием пластинок во многих случаях фотографирование ведется на пленку (спутниковые камеры АФУ-75, ВАУ, Бейкера—Нанна и др.), что связано с необходимостью более эффективного использования времени пребывания ИСЗ над горизонтом станции наблюдений.

Вопросы фотохимической обработки астронегативов подробно изложены в монографии «Курс астрофизики и звездной астрономии», т. I, под ред. А. А. Михайлова, М., Наука, 1973, сс. 107—133.

Измерение астронегативов производится на координатно-измерительных приборах типа КИМ, СИП, «Аскорекод» и др. Измерительные приборы подразделяют на винтовые и шкаловые. Для одновременного просмотра и измерения пары пластинок применяются компараторы и блинк-компараторы.

В последнем случае конструкция предусматривает поочередный просмотр пластинок, составляющих пару. Обычно компараторы

обеспечивают меньшую точность измерений, чем координатно-измерительные приборы, упомянутые выше.

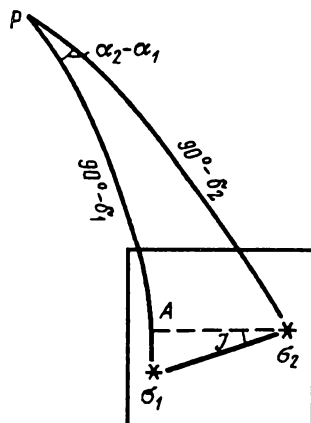
Инструментальная точность измерений с помощью координатно-измерительных приборов составляет $1,0 \div 1,5$ мкм. Негатив помещается в измерительном приборе так, чтобы эмульсионный слой был повернут в сторону объектива измерительного микроскопа. Пластина крепится на платформе прибора по возможности также, как в кассете астрографа.

При использовании фотографического метода для определения координат и собственных движений звезд пластинка в измерительном приборе ориентируется таким образом, чтобы одна из осей системы измеренных координат соответствовала кругу склонений оптического центра снимка (положительное направление к северному полюсу Мира). Вторая ось должна быть ей перпендикулярна и направлена в сторону возрастания прямых восхождений. За начало системы измеренных координат можно принять геометрический центр снимка. При таком подходе система измеренных координат будет близка системе идеальных координат, что упростит обработку измерений. Для ориентировки пластинки в приборе в указанном смысле надо выбрать две звезды с известными координатами (α_1, δ_1 и α_2, δ_2), расположенные по краям пластинки (рис. 97). Пластинку следует поместить в прибор так, чтобы прямая, проходящая через звезды, были направлена вдоль шкалы или измерительного винта прибора. Далее осуществляется поворот платформы вместе с закрепленной на ней пластинкой на угол J , который вычисляют по приближенной формуле, следующей из треугольника $\sigma_1 A \sigma_2$ (см. рис. 97)

$$\operatorname{tg} J = \frac{A\sigma_1}{A\sigma_2} = \frac{\delta_2 - \delta_1}{(\alpha_2 - \alpha_1) \cos 1/2 (\delta_1 + \delta_2)}. \quad (3.95)$$

Работа прибора «Аскорекард» фирмы Цейс частично автоматизирована. Наведение на звезду или другой объект на снимке осуществляется оператором. Регистрация измеренных координат

Рис. 97. Ориентирование астронегатива в измерительном приборе



осуществляется в автоматическом режиме по команде оператора (после наведения он нажимает на клавишу) с использованием линейных и сельсинных датчиков на перфоленту или перфокарты. Таким образом, сразу после окончания измерений можно ввести их результаты в ЭВМ. Перед выполнением измерений необходимо обеспечить соответствие «оптических» и «электронных» координат.

Результаты измерений координат с помощью координатно-измерительных приборов подвержены влиянию инструментальных и личных ошибок. Для учета влияния систематических инструментальных ошибок исследуются ошибки измерительных винтов или шкал, микрометра измерительного микроскопа, прямолинейность направляющих, по которым перемещается платформа с пластинкой, наклон пластинки к оптической оси микроскопа.

Для ослабления влияния личной ошибки перед окуляром измерительного микроскопа помещают реверсионную призму, которую перед повторным наведением на звезду поворачивают на 90° . В принципе можно поворачивать на 180° саму платформу вместе с закрепленным на ней снимком.

Начиная с 60-х годов в практику обработки фотографических наблюдений внедряются автоматические измерительные машины. В них измерительный микроскоп снабжается фотоэлектрической насадкой с фотоумножителем, которая позволяет осуществлять автоматическую наводку на изображения звезд и других небесных тел. Одновременно автоматически регистрируются отсчеты по шкалам. В зависимости от плотности изображения возникающий в фотоэлементе ток имеет разную амплитуду. Соответствующие сигналы подаются на моторы, перемещающие микроскоп и снимок до тех пор, пока не будет выполнено наведение на объект. Применяя автоматическую измерительную машину, можно уменьшить ошибку наведения в 2—3 раза. Средняя квадратическая ошибка одного измерения у такой машины уменьшается до 0,5 мкм. Существенно сокращается продолжительность процесса обработки.

В Институте автоматики и электрометрии СО АН СССР была создана автоматическая измерительная машина второго поколения «Зенит-2» [45]. Проводились работы по созданию автоматической измерительной машины «Фантазия».

Программно-управляемый измеритель астронегативов (ИАН) в конце 70-х годов был построен в астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта (Казань). Позднее одна из моделей этого прибора (ИАН-2) была создана на базе координатометра «Аско-рекорд». Важным элементом функциональной схемы ИАН является микро-ЭВМ.

Для массовых измерений положений звезд применяется также АИМ ПАРСЕК (программируемый автоматический радиально-сканирующий координатометр).

В 1966 г. была создана автоматическая измерительная машина Вашингтонской обсерватории (фирма *Nuclear Research Instruments*). Измерения координат в этой машине осуществляются дифракционной измерительной системой, основанной на счете муаровых полос.

Наведение на звезды осуществляется фотоэлектрической сканирующей системой.

В 1969 г. в Великобритании в Эдинбургской обсерватории была введена в действие автоматическая измерительная машина «*GALAXY*» (*General Automatic Luminosity And X — Y measuring engine*). В ней наведение на звезды осуществляется сканирующей системой. Для отсчета координатных шкал используют две стеклянные дифракционные решетки, которые при движении относительно друг друга образуют муаровые полосы. Регистрация числа проходящих муаровых полос выполняется при помощи фотодетекторов. В режиме точных измерений «*GALAXY*» позволяет определить координаты 900 звезд в час.

Примером автоматической измерительной машины второго поколения является американская машина *PDC* [118].

При измерениях астронегативов в помещении должно быть обеспечено постоянство температуры. Например, для эксплуатации *GALAXY* система кондиционирования воздуха обеспечивала температуру $20,0^{\circ} \pm 0,5^{\circ}\text{C}$. Целесообразно также осуществление фильтрации воздуха и сведение к минимуму пребывания персонала в помещении для машины.

3.3.5. СВЯЗЬ МЕЖДУ ЭКВАТОРИАЛЬНЫМИ И ИДЕАЛЬНЫМИ КООРДИНАТАМИ

При обработке фотографических наблюдений приходится использовать три различных системы координат.

Это, во-первых, экваториальные координаты звезд α и δ , отнесенные к эпохе соответствующего звездного каталога. В конкретных случаях при вычислениях они могут быть редуцированы к моменту наблюдений или другой эпохе.

По законам гномонической (центральной) проекции координаты α и δ , характеризующие положение небесных объектов на небесной сфере, преобразуются в плоские координаты на снимке. Началом такой системы координат служит оптический центр снимка O . Ось $O\eta$ является изображением на снимке круга склонений. Положительное направление оси $O\xi$ соответствует возрастанию прямых восхождений (см. рис. 96). Систему координат $O\xi\eta$ разные авторы называют или тангенциальной, или идеальной, или стандартной. Впервые такие координаты ввел для обработки фотографических наблюдений английский астроном Тернер в 1893 г. Эта система никак не зафиксирована на снимке. Она является лишь математическим описанием центрального проектирования сферической системы координат на плоскость снимка.

Измерения на снимке ведутся в системе (это уже третья система) измеренных координат $xуС$. В принципе система координат $xуС$ может занимать произвольное положение относительно системы $O\xi\eta$. Обычно эти системы близки. За начало измеренной системы координат часто принимают геометрический центр снимка. Рас-

хождение между координатами ξ , η и x , y обусловлены различными факторами, которые влияют на центральное проектирование (ошибки объектива, внешние влияния, ошибки установки осей астрографа и т. д.). Влияют также ошибки координатно-измерительного прибора и деформации фотоматериала. Последнее особенно существенно в случае использования пленочных материалов, как это имеет место во многих спутниковых фотографических камерах.

Связь напрямую между экваториальными координатами звезд и других небесных объектов α и δ и их измеренными на снимке координатами x и y не представляется возможной. Для установления этой связи используются идеальные координаты ξ и η . В связи со сказанным получим прежде всего соотношения, устанавливающие зависимость между экваториальными и идеальными координатами.

Обратимся к рис. 96. Если закон тангенса (3.88) соблюдается строго, то для идеальных координат ξ и η , выраженных в единицах фокусного расстояния, можно записать следующие выражения

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \operatorname{tg} \sigma \sin \Theta \\ \eta &= \operatorname{tg} \sigma \cos \Theta \end{aligned} \right\}. \quad (3.96)$$

Из сферического треугольника $PO'S'$ следует группа формул

$$\left. \begin{aligned} \cos \sigma &= \sin \delta \sin D_0 + \cos \delta \cos D_0 \cos (\alpha - A_0) \\ \sin \sigma \sin \Theta &= \cos \delta \sin (\alpha - A_0) \\ \sin \sigma \cos \Theta &= \sin \delta \cos D_0 - \cos \delta \sin D_0 \cos (\alpha - A_0) \end{aligned} \right\}. \quad (3.97)$$

Разделим второе и третье уравнения на первое и, подставив полученные значения $\operatorname{tg} \sigma \sin \Theta$ и $\operatorname{tg} \sigma \cos \Theta$ в (3.96), после элементарных преобразований будем иметь

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{\operatorname{ctg} \delta \sin (\alpha - A_0)}{\sin D_0 + \operatorname{ctg} \delta \cos D_0 \cos (\alpha - A_0)} \\ \eta &= \frac{\cos D_0 - \operatorname{ctg} \delta \sin D_0 \cos (\alpha - A_0)}{\sin D_0 + \operatorname{ctg} \delta \cos D_0 \cos (\alpha - A_0)} \end{aligned} \right\}. \quad (3.98)$$

Опустим из точки S' (см. рис. 96) сферический перпендикуляр на сторону O^1P . Склонение основания этого перпендикуляра K обозначим q . Из треугольника $S'KP$ следует

$$\operatorname{ctg} q = \operatorname{ctg} \delta \cos (\alpha - A_0). \quad (3.99)$$

С учетом (3.99) из формул (3.98) после несложных преобразований получим идеальные координаты звезды

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{\cos q \operatorname{tg} (\alpha - A_0)}{\cos (q - D_0)} \\ \eta &= \operatorname{tg} (q - D_0) \end{aligned} \right\}. \quad (3.100)$$

Таким образом, имея экваториальные координаты небесного объекта α и δ и оптического центра A_0 и D_0 , по формулам (3.100) и (3.99) можно вычислить идеальные координаты ξ и η .

Для перехода от идеальных координат (ξ и η) к экваториальным (α и δ) запишем прежде всего формулы (3.98) в следующем виде

$$\left. \begin{aligned} \xi \sin D_0 + \xi \operatorname{ctg} \delta \cos D_0 \cos (\alpha - A_0) &= \operatorname{ctg} \delta \sin (\alpha - A_0) \\ \eta \sin D_0 + \eta \operatorname{ctg} \delta \cos D_0 \cos (\alpha - A_0) &= \\ = \cos D_0 - \operatorname{ctg} \delta \sin D_0 \cos (\alpha - A_0) \end{aligned} \right\}. \quad (3.101)$$

После деления второй формулы на $\cos D_0$ и преобразований получим

$$\operatorname{ctg} \delta \cos (\alpha - A_0) = \frac{1 - \eta \operatorname{tg} D_0}{\eta + \operatorname{tg} D_0}. \quad (3.102)$$

С учетом (3.102) первая из формул (3.101) приводит к выражению

$$\operatorname{ctg} \delta \sin (\alpha - A_0) = \frac{\xi \sec D_0}{\eta + \operatorname{tg} D_0}. \quad (3.103)$$

Формулы (3.102) или (3.103) используются для отыскивания δ , после того как по формуле

$$\operatorname{tg} (\alpha - A_0) = \frac{\xi \sec D_0}{1 - \eta \operatorname{tg} D_0} \quad (3.104)$$

будет найдено α

Исследованиями установлено, что координаты оптического центра A_0 и D_0 можно знать с точностью, по крайней мере, на порядок ниже заданной точности идеальных координат [75]. Основой для такого вывода служат формулы, выражающие ошибки координат ξ и η как функции ошибок ΔA_0 и ΔD_0

$$\left. \begin{aligned} \Delta \xi &= \xi (\Delta A_0 \cos D_0 \xi + \Delta D_0 \eta) \\ \Delta \eta &= \eta (\Delta A_0 \cos D_0 \xi + \Delta D_0 \eta) \end{aligned} \right\}. \quad (3.105)$$

При анализе (3.105) исходят из того, что ξ и η — малые величины, т. к. размеры рабочего поля не велики.

3.3.6. СВЯЗЬ МЕЖДУ ИДЕАЛЬНЫМИ И ИЗМЕРЕННЫМИ КООРДИНАТАМИ

О причинах, которые приводят к отличию измеренных координат от идеальных, в общем виде было сказано выше. Какие бы ни были эти причины, следствием их является: несовпадение начал систем координат, разворот осей одной координатной системы относительно другой и в общем случае различие масштабов координатных систем. Заметим, что в измеренной системе координат из-за погрешностей координатно-измерительного прибора могут быть разными масштабы по осям x и y .

Зависимость между измеренными и идеальными координатами Тернер представил в виде аффинного преобразования

$$\left. \begin{aligned} \xi - x &= ax + by + c \\ \eta - y &= dx + ey + f \end{aligned} \right\}. \quad (3.106)$$

В уравнениях (3.106), называемых уравнениями Тернера, a, b, c, d, e, f — постоянные пластинки (снимка). Эти величины еще называют коэффициентами уравнений Тернера.

Использование линейной зависимости (3.106) между измеренными и идеальными координатами допустимо, если размеры рабочего поля, на котором выполняются измерения, не велики и не требуется получение результатов с максимально возможной точностью.

В противном случае используется обобщенный способ Тернера, в котором зависимость (3.106) расширяется введением членов второго порядка. Обобщенные уравнения Тернера имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \xi - x &= ax + by + c + a'x^2 + b'xy + c'y^2 + \dots \\ \eta - y &= dx + ey + f + d'x^2 + e'xy + f'y^2 + \dots \end{aligned} \right\}. \quad (3.107)$$

Вместо 6 постоянных пластинки в (3.106) в уравнениях (3.107) имеем 12 постоянных пластинки a, b, c, d, e, f и a', b', c', d', e', f' . В связи с этим минимально необходимое количество опорных звезд для получения постоянных пластинки в соответствии с (3.106) составляет $n=3$, а в соответствии с (3.107) — $n=6$. Обычно используют 15—25 опорных звезд. Решение уравнений Тернера (3.106) или (3.107) для определения постоянных пластинки выполняют по методу наименьших квадратов.

Если идеальные координаты ξ и η получены по формулам (3.100) предыдущего параграфа, т. е. в единицах фокусного расстояния, то для сравнения с измеренными координатами x и y их следует умножить на величину фокусного расстояния F , выраженную в тех же линейных единицах, что и x, y .

Итак, из сравнения идеальных и измеренных координат опорных звезд найдены постоянные пластинки. Используя их и измеренные координаты определяемого объекта (определяемых объектов), можно с помощью (3.106) или (3.107) перейти к идеальным координатам последних. Далее по формулам (3.102)—(3.104) находят экваториальные координаты определяемых объектов в системе опорных звезд.

3.3.7. МЕТОД ШЛЕЗИНГЕРА

Если на астрофотографии подлежит определению положение одиночного объекта, то для получения его идеальных координат можно воспользоваться методом Шлезингера, в котором постоянные пластинки в явном виде не выводятся.

Метод был предложен Шлезингером для определения звездных параллаксов (1911 г.) и положений малых планет и комет (1926 г.). В настоящее время он может быть полезен при обработке фотографических наблюдений геостационарных ИСЗ.

Исходными для обоснования метода Шлезингера служат уравнения Тернера (3.106). Способ Тернера в случае использования

линейной зависимости между измеренными и идеальными координатами часто называют способом шести постоянных. Уравнениям (3.106) для опорных звезд соответствуют две системы нормальных уравнений [27] с неизвестными a, b, c и d, e, f

$$\left. \begin{aligned} [xx] a + [xy] b + [x] c &= [xl_{\xi}] \\ [yx] a + [yy] b + [y] c &= [yl_{\xi}] \\ [x] a + [y] b + nc &= [l_{\xi}] \end{aligned} \right\}, \quad (3.108)$$

$$\left. \begin{aligned} [xx] d + [xy] e + [x] f &= [xl_{\eta}] \\ [yx] d + [yy] e + [y] f &= [yl_{\eta}] \\ [x] d + [y] e + nf &= [l_{\eta}] \end{aligned} \right\}, \quad (3.109)$$

где свободные члены равны

$$\left. \begin{aligned} l_{\xi_i} &= \xi_i - x_i \\ l_{\eta_i} &= \eta_i - y_i \end{aligned} \right\}. \quad (3.110)$$

Обозначив определитель системы нормальных уравнений (3.108) через D , а его миноры через M_{jk} , получим

$$\left. \begin{aligned} Da &= \sum_{i=1}^n (M_{11}x_i + M_{21}y_i + M_{31}) l_{\xi_i} \\ Db &= \sum_{i=1}^n (M_{12}x_i + M_{22}y_i + M_{32}) l_{\xi_i} \\ Dc &= \sum_{i=1}^n (M_{13}x_i + M_{23}y_i + M_{33}) l_{\xi_i} \end{aligned} \right\}. \quad (3.111)$$

Аналогичные выражения можно записать для системы нормальных уравнений (3.100)

Уравнения Тернера для определяемого объекта с измеренными координатами x_0, y_0 и идеальными координатами ξ_0, η_0 имеют вид

$$\left. \begin{aligned} ax_0 + by_0 + c &= \xi_0 - x_0 = l_{\xi_0} \\ dx_0 + ey_0 + f &= \eta_0 - y_0 = l_{\eta_0} \end{aligned} \right\}. \quad (3.112)$$

Если в первое из уравнений (3.112) вместо a, b и c подставить их выражения в соответствии с (3.111), то получим

$$\begin{aligned} &\frac{1}{D} \sum_{i=1}^n [x_i (x_0 M_{11} + y_0 M_{12} + M_{13}) + y_i (x_0 M_{21} + y_0 M_{22} + M_{23}) + \\ &+ (x_0 M_{31} + y_0 M_{32} + M_{33})] l_{\xi_i} = \\ &= \sum_{i=1}^n (Px_i + Qy_i + R) l_{\xi_i} = l_0 - x_0 = l_{\xi_0}. \end{aligned} \quad (3.113)$$

Величины P , Q и R для выражения (3.113) могут быть получены из решения системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} [xx]P + [xy]Q + [x]R &= x_0 \\ [xy]P + [yy]Q + [y]R &= y_0 \\ [x]P + [y]Q + nR &= 1 \end{aligned} \right\}, \quad (3.114)$$

они зависят только от измеренных координат опорных звезд и определяемого объекта.

Введем обозначение

$$K_i = Px_i + Qy_i + R. \quad (3.115)$$

Принимая во внимание (3.113) и (3.115), разрешим уравнения (3.113) относительно идеальных координат определяемого объекта, в результате получим

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 &= x_0 + \sum_{i=1}^n K_i (\xi_i - x_i) \\ \eta_0 &= y_0 + \sum_{i=1}^n K_i (\eta_i - y_i) \end{aligned} \right\}, \quad (3.116)$$

где K_i — зависит только от измеренных координат опорных звезд и определяемого объекта.

Решение в методе Шлезингера существенно упростится, если начало системы измеренных координат поместить в центре тяжести опорных звезд ($\sum x_i = \sum y_i = 0$). В некоторых задачах начало системы измеренных координат целесообразно совместить с положением определяемого объекта.

Метод Шлезингера особенно выгоден, когда на большом числе пластинок используются одни и те же опорные звезды. В этом методе введение поправок в координаты опорных звезд не связано с полным повторением решения, а требует исправления вторых членов в правой части уравнений (3.116) на величину, равную произведению поправки в координаты на K_i .

К недостаткам метода Шлезингера относится пригодность коэффициентов K_i для определения положения только одного объекта и невозможность выполнения оценки точности результата.

3.3.8. МЕТОД, ОСНОВАННЫЙ НА ПРОЕКТИВНОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ (МЕТОД ВОСЬМИ ПОСТОЯННЫХ)

Если имеет место произвольный наклон пластинки к оптической оси, то связь между идеальными (относительно заданного оптического центра) и измеренными (на реальной пластинке) координатами выражают дробно-линейной функцией [27]

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{Ax + By + C}{Kx + Ly + 1} \\ \eta &= \frac{Dx + Ey + F}{Kx + Ly + 1} \end{aligned} \right\}, \quad (3.117)$$

где A, B, C, D, E, F, K, L — постоянные пластинки.

Для определения восьми постоянных пластинки необходимо, чтобы имелось $n \geq 4$ опорных звезд.

Формулы (3.117) выражают коллинеарное (гомографическое) соответствие точек (и прямых) двух плоскостей в декартовых координатах, поэтому метод называют проективным. Приведенные преобразования называют способом Дейча.

Не имея возможности останавливаться на других способах, заметим лишь, что в последнее время все большее внимание уделяется при обработке астронегативов способам, в основе которых лежат проективные преобразования [44], [101]. Это особенно относится к решению задач космической фотограмметрии [101].

3.3.9. ПОРЯДОК ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ КООРДИНАТ ЗВЕЗД

1) Выполняют фотографирование избранного участка на небесной сфере таким образом, чтобы астронегативы образовали перекрывающиеся ряды. Это приведет при обработке к ослаблению ошибок поля в результате вычисления средних значений координат звезд, полученных на двух пластинках.

2) Проводят отождествление на снимке опорных и определяемых звезд. Число опорных звезд обычно составляет 15—25. Для надежного определения постоянных пластинки, что дает возможность точнее установить связь между измеренными и идеальными координатами, стремятся к равномерному распределению опорных звезд на снимке.

3) Выбирают из каталога координаты α_k и δ_k опорных звезд для равноденствия каталога t_k и преобразуют их к некоторому равноденствию t , избранному для получения координат определяемых звезд. При этом учитывают влияние прецессии pr_α и pr_δ и собственное движение звезд μ_α и μ_δ с помощью формул [75]

$$\left. \begin{aligned} \alpha_j &= \alpha_k + pr_\alpha (t - t_k) + \mu_\alpha (t_0 - t_k) \\ \delta_j &= \delta_k + pr_\delta (t - t_k) + \mu_\delta (t_0 - t_k) \end{aligned} \right\}, \quad (3.118)$$

где t_0 — эпоха получения астропhotoграфии.

4) По формулам (3.98), (3.100) вычисляют идеальные координаты ξ_j и η_j опорных звезд, имея в виду, что они являются функциями α_j и δ_j и координат оптического центра A_0, D_0 , определенных из специальных исследований. Можно, например, по α_j и δ_j найти координаты геометрического центра, а затем определить относительно него координаты оптического центра.

5) Исправляют измеренные координаты x и y как опорных, так и определяемых звезд поправками за дисторсию, применяя формулы [75]

$$\left. \begin{aligned} \Delta x &= -v_1 F^{-3} (x - x_0) [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \\ \Delta y &= -v_1 F^{-3} (y - y_0) [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \end{aligned} \right\}, \quad (3.119)$$

где v_1 — коэффициент дисторсии, F — фокусное расстояние объектива; x_0, y_0 — измеренные координаты оптического центра.

6) Составляют и решают уравнения Тернера (3.106) или (3.107) для опорных звезд в зависимости от требований к точности результатов, размеров поля и точности координат оптического центра A_0 и D_0 . Обычно используют линейное представление (3.106). Находят постоянные пластинки a, b, c, d, e, f .

7) Составляют уравнения (3.106) для определяемых звезд и решают их, используя в качестве известных величин постоянные пластинки и измеренные координаты определяемых звезд x_i и y_i относительно идеальных координат ξ_i, η_i определяемых звезд.

8) С помощью формул (3.102)—(3.104) переходят от ξ_i и η_i к экваториальным координатам определяемых звезд α_i, δ_i .

Опыт показывает, что средняя квадратическая ошибка положения звезды полученного в результате обработки астронегатива, составляет $0,1 \div 0,2''$ [75].

Как отмечалось выше, имеется значительное число фотографических каталогов. На базе, в основном, двух фотографических каталогов AGK3 (152 499 звезд) и ФОКАТ-Ю (203 135 звезд) был создан каталог ФОКАТ, содержащий координаты и собственные движения 379 910 звезд в зоне склонений от -90° до $+90^\circ$ [16]. Кроме упомянутых фотографических каталогов-первоисточников, при образовании ФОКАТ использовались меридианные каталоги AGK3R (21 499 звезд), КГЗ-3 (4594 звезд) и ПФКС32 (451 звезда). Положение звезд в ФОКАТ относятся к стандартной эпохе и равноденствию $JD2000.0$. Системой каталога ФОКАТ является FK4. Средние квадратические ошибки положений звезд в фотографических каталогах-первоисточниках составляют $0,2 \div 0,25''$ [16]. Каталог ФОКАТ был записан на магнитную ленту в ГАО РАН.

3.3.10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ И ПАРАЛЛАКСОВ ЗВЕЗД

Фотографические наблюдения являются эффективным средством для определения собственных движений звезд. При этом используются астронегативы одних и тех же площадок на небесной сфере, полученные в эпохи, разделенные интервалом в $25 \div 30$ и более лет*. Временной интервал между повторными наблюдениями оп-

* Точностные возможности орбитальных астрометрических телескопов позволяют решать задачу за существенно меньшие промежутки времени (см. 3.7).

ределяется масштабом пластинки и, следовательно, фокусным расстоянием астрографа.

Фотографии в обе эпохи должны быть получены с помощью одного и того же астрографа, с использованием одинаковой методики. В качестве приемника излучения должны использоваться близкие по своим параметрам фотоматериалы. Должна выдерживаться однообразная методика обработки астронегативов.

Для определения разностей измеренных координат Δx и Δy целесообразно использовать блинк-компараторы, в которые сразу помещаются две пластинки, относящиеся к разным эпохам. Это дает возможность сразу измерить разности Δx и Δy с помощью окулярного двойного микрометра, что приводит к практическому исключению влияния на результаты личной ошибки.

Для определения тригонометрических параллаксов наблюдения каждой звезды должны производиться в течение 3—4 лет с полугодовым интервалом, что обеспечивает наибольшее влияние параллакса на прямые восхождения. Так как значения параллаксов малы, то при наблюдениях и обработке требуется обеспечение максимальной точности. При определении параллаксов широко используется способ Шлезингера.

3.3.11. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ В ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ

Достоинства фотографического метода, которые отмечались выше, стимулировали попытки применения его для точных астрономо-геодезических определений. Такие попытки предпринимались как в нашей стране, так и за рубежом.

Антонович К. М. предложил использовать одну из модификаций камеры НАФА, установленную на азимутальной установке, для определений фотографическим способом широты и долготы [5, 6]. Выполненные им исследования показали, что фотографической камерой с фокусным расстоянием 75 см по одному снимку можно определить широту с ошибкой $0,5 \div 1,0''$ и долготу с ошибкой $0,05''$.

В работах Коваленко В. А., Колгунова В. М., Кулинича П. М. [46—49], [56] возможности фотографического метода исследовались с использованием астрономического теодолита АУ $2''/10''$, приспособленного для фотографических наблюдений (обеспечение фотографической насадкой и фотоэлектрическим устройством для регистрации времени, помещение на ламповом конце горизонтальной оси — гида и т. д.).

В США (Мерритом) и Великобритании (Робинсом) были разработаны и построены полевые фотографические зенитные камеры [30]. Опытные наблюдения камерой Меррита позволили при использовании одной фотопластинки получить астрономические координаты пункта со средней квадратической ошибкой $0,25''$. Зенитная камера была построена также в Италии [120]. Широта и долгота

пункта при наблюдениях этой камерой были получены с ошибкой, равной 1".

В 1963 г. в Великобритании (Прескоттом) выполнялись фотографические наблюдения прохождений звезд в вертикале земного предмета [30]. Помимо звезд производилось фотографирование миры. В результате обработки наблюдений с использованием геодезических координат пункта B и L получили геодезический азимут направления на мир и составляющую уклонения отвеса в плоскости, перпендикулярной вертикалу миры. Фотографическая камера была скреплена с объективным концом трубы переносного пассажного инструмента. При опытных наблюдениях мира была установлена практически в меридиане, что позволило определить азимут и долготу (через составляющую уклонения отвеса в первом вертикале η). Средние квадратические ошибки азимута в разные вечера составили $0,6 \div 1,1''$, долготы — соответственно $0,03 \div 0,05''$.

Фотографический метод был успешно применен в ФРГ (Шнедельбахом) для совместного определения широты, долготы и азимута направления [131]. Для наблюдений использовался астрономический теодолит $DKM3-A$, снабженный зеркальным пленочным фотоаппаратом. В фокальной плоскости теодолита помещалась стеклянная пластинка с прямоугольной координатной сеткой, линии которой были нанесены через $2'$. На снимках получались как изображения звезд, так и координатной сетки, так как поле зрения трубы подсвечивалось. Выполнялись отсчеты по горизонтальному и вертикальному кругам и накладному уровню. Затвор фотокамеры управлялся кварцевыми часами. Опытные наблюдения показали весьма высокую точность. Средние квадратические ошибки (по внутренней сходимости) оказались равными $m_\varphi = 0,026''$, $m_\lambda = 0,024''$ и $m_a = 0,44''$.

Несмотря на положительные результаты, полученные в ходе исследования фотографического метода применительно к задачам геодезической астрономии [30], [46—49], [56], [120], [131], он не находит применения при наблюдениях на полевых пунктах.

В ряде случаев это связано с отсутствием специальных инструментов. Существенно возрастают требования к качеству оптических систем с точки зрения устранения аберраций. На точность результатов будут оказывать значительное влияние деформации пленочных материалов. Определенные трудности будут возникать при учете влияния рефракции, других внешних факторов. Сдерживающим обстоятельством является также длительная обработка результатов и неудобства, связанные с трудностью выполнения фотохимической обработки астрофотографий и их измерений в полевых условиях.

3.4. КАТАЛОГИ ПОЛОЖЕНИЙ И СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ ЗВЕЗД

3.4.1. КАТАЛОГИ ПОЛОЖЕНИЙ ЗВЕЗД

В 3.1.2 мы уже описали сущность задачи получения фундаментальных каталогов положений звезд на основе исходных каталогов, а также — погрешности каталогов. Здесь мы дадим обзор основных исходных и фундаментальных каталогов [75].

Первые звездные каталоги были составлены китайскими и древнегреческими астрономами. Известны каталоги Ши Шена (800 звезд) и Эвдокса (25 звезд), относящиеся к IV веку до нашей эры. Более чем через двести лет (123 г. до н. э.) был составлен каталог Гиппарха (1022 звезды), приведший к открытию явления прецессии. Птолемей, объединив свои наблюдения с наблюдениями предшественников, составил каталог 1025 звезд для эпохи 138 г. н. э. Так как наблюдения выполнялись тогда с помощью армиллярных сфер, точность всех этих каталогов составила примерно четверть градуса.

Каталог Птолемея в течение последующих веков неоднократно переиздавался с переводом на другие равноденствия и перенаблюдался с целью повышения точности, в частности — каталог Улугбека 1017 звезд для эпохи 1437.5 г., каталог Тихо Браге — 1005 звезд для эпохи 1601 г.

Во всех этих каталогах давались эклиптические широты и долготы звезд. Прямые восхождения и склонения впервые даны в каталогах Я. Гевелия (эпохи 1661 и 1701 г.), предельная точность которых составила 2'. Все эти каталоги имеют лишь историческое значение.

Резкое повышение точности каталогов произошло после применения О. Ремером зрительной трубы для позиционных астрономических наблюдений. Из старых каталогов до последнего времени сохраняли свое значение для вывода собственных движений звезд каталоги Бадлея, открывшего астрономическую аберрацию и нутацию, имевшие точность 0.16 по α и 1.3 по δ . В дальнейшем каталоги Пулковской и Гринвичской обсерваторий с привлечением каталогов ряда других обсерваторий легли в основу образования современных фундаментальных систем. Для южного неба эту роль сыграли каталоги Капской обсерватории.

Первым фундаментальным каталогом являются «Кенигсбергские таблицы» Бесселя, содержащие средние и видимые координаты 36 экваториальных звезд Маскелайна и двух близполюсных для периода между эпохами 1750.0 по 1850.0. Для составления этого каталога Бессель использовал свои наблюдения и наблюдения Бадлея. Фундаментальная система Бесселя использовалась в Берлинском Ежегоднике до 1861 г. Дальнейшее улучшение системы Бесселя, выполненное Вольферсом с привлечением новых каталогов, позволило получить новую фундаментальную систему для 47 звезд, применявшуюся в Берлинском Ежегоднике до 1883 г.

В 70-х годах XIX века Ньюком, Босс и Ауверс начали исследования, которые привели к созданию современных фундаментальных систем и методов исследования их погрешностей.

Первый каталог Ньюкома N_1 (1872 г.) был составлен сначала на основе 12 каталогов, с помощью которых была образована предварительная система, затем с помощью 14 дополнительных была выверена окончательная система. Этот каталог содержал прямые восхождения 32 часовых экваториальных звезд. Поправка равноденствия этого каталога, выведенная по наблюдениям Солнца за период с 1750 по 1869 гг., и система $\Delta\alpha_a$ вследствие их высокой точности применялись в последующих каталогах.

Следующий каталог Ньюкома N_2 (1898 г.) содержал α и δ 1257 звезд, причем система прямых восхождений была исправлена поправками $\Delta\alpha_\delta$. Система склонений была исправлена поправкой экватора, выведенной Ньюкомом по наблюдениям больших планет.

Первый фундаментальный каталог Ауверса (1879 г.) — обозначение каталога FK , обозначение системы — A_1 — содержал 539 звезд и был составлен на основании восьми каталогов, причем наибольшую часть здесь составили Пулковские наблюдения — каталоги Pu 1845 и Pu 1865 и Гринвичские — каталоги Gr 1861 и Gr 1872. При этом система A_1 приведена на систему Pu 1865 и тем самым с ней совпадает; последняя же по ошибкам ΔA и $\Delta\alpha_a$ совпадает с N_1 , а по ошибкам $\Delta\alpha_\delta$ и ошибкам склонений является независимой.

Впоследствии Ауверс составил фундаментальные каталоги для южного неба A_{303} (303 звезды, $-23^\circ < \delta < -2^\circ$) и A_5 (499 звезд $-82.6^\circ < \delta < -20^\circ$) на основе каталогов Капской и Кордовской обсерваторий. Каталоги A_{303} и A_5 по ошибкам ΔA и $\Delta\alpha_a$ совпадают с системой A_1 , а по $\Delta\alpha_\delta$ и по склонениям — независимы.

На основе каталогов A_1 , A_{303} , A_5 путем их объединения и улучшения был создан опубликованный в 1907 году фундаментальный каталог NFK (Neue Fundamentalkatalog), содержащий положения 925 звезд для эпох 1870.0 и 1900.0. Этот каталог применялся до 1940 г., пока не был заменен третьим фундаментальным каталогом $FK3$.

Указанные работы Ауверса были начаты с целью дать опорную фундаментальную систему для зонных каталогов AGK (Astronomischer Gesellschaft Katalog). Задачей же последних было дать точные положения звезд так называемого Боннского обозрения (BD) — атласа и фотометрического обозрения 324 188 звезд до 9.5 с $-2^\circ < \delta < +90^\circ$, составленного в 1863 г. Аргеландером и продолженного на южное небо до $\delta = -23^\circ$, а затем (на обсерватории в Кордове) и до -90° — Кордовское обозрение (CD). Работа по каталогам AGK была распределена по зонам между различными обсерваториями; поэтому они и называются зонными. От России в работе участвовали Казанская и Николаевская обсерватории.

В итоге все предприятие AGK закончилось составлением 15 каталогов (1910 г.) положений 144 000 звезд для эпохи 1875.0; для

южного неба (1924 г.) — 5 каталогов до $\delta = -23^\circ$ для эпохи 1900.0, а затем и для остальной части южного неба. Точность каталогов *AGK* оказалась сравнительно невысокой — $0''.03$ — по α и $0''.5$ по δ и кроме того они обладают большими систематическими ошибками.

В 1937 г. был опубликован фундаментальный каталог Босса *GC* (General Catalogue), содержащий положения и собственные движения 33 342 звезд для эпохи 1950.0, составленный на основе 228 каталогов. Последовательность получения этого каталога такова. В 1879 г. Боссом был составлен каталог склонений 500 звезд B_1 на основе 32 абсолютных каталогов, полученных с 1821 по 1872 г. с дальнейшим расширением на южное небо B_5 в 1898 г. (179 южных звезд). Объединение этих каталогов дало фундаментальный каталог B_{627} (627 звезд); система этого каталога была независимой относительно ошибок $\Delta\alpha_\delta$ и $\Delta\delta_\delta$, по ΔA и $\Delta\alpha_a$ повторяла систему N_1 , а по $\Delta\delta_a$ — систему B_1 . Каталог B_{627} был положен в основу решения задачи распространения фундаментальной системы на возможно большее число звезд. Для этого сначала (1910 г.) на основании 82 каталогов был составлен предварительный фундаментальный каталог 6188 звезд *PGC* (Preliminary General Catalogue) в системе B_{627} .

Затем были выполнены меридианные наблюдения одним и тем же инструментом в Олбани (1907—1908 гг. и 1911—1918 гг.) и Сан-Луи (1909—1911), в результате чего было получено два каталога: 20 811 звезд (Олбани) и 15 333 звезды (Сан-Луи). После этого с использованием звезд *PGC* была выведена улучшенная фундаментальная система, которая затем была распространена на все остальные звезды, входящие в список *GC*.

Особенности уточнения системы *PGC* в следующем. Введена поправка равноденствия Ньюкома как среднее из уточненных значений ΔA_{N_1} , полученных Карштедтом и Морганом, и принято значение $\Delta A_{N_1} = -0''.040$.

Систематические разности каждого каталога с *PGC* вида $\Delta\alpha_a$ представлялись тригонометрическим многочленом второго порядка относительно α , однако Босс решил за эту ошибку каталог не исправлять. Аналогично не были учтены разности вида $\Delta\delta_a$, представлявшиеся тригонометрическим многочленом первого порядка относительно α из-за больших ошибок определения коэффициентов многочлена.

Поправки вида $\Delta\alpha_\delta$ и $(\Delta\mu_a)_\delta$ были выведены по 95 каталогам и учтены. После анализа 93 каталогов были выявлены инструментальные и личные ошибки, определены поправки за рефракцию из сравнения северных и южных каталогов, каталоги за эти ошибки исправлены, и затем по исправленным каталогам определены поправки к *PGC* вида $\Delta\delta_\delta$ и $(\Delta\mu_\delta)_\delta$. Наконец, все каталоги были приведены на исправленную систему и получены поправки в

случайном отношении к положениям и собственным движениям всех звезд списка *GC*.

Недостатки системы *GC*: ошибки положений примерно двух третей звезд больше ошибки единицы веса, равной $0''.45$; не учтены ошибки $\Delta\alpha_a$ и $\Delta\delta_a$; большие ошибки собственных движений; неравномерное распределение звезд.

Однако с системой *GC* сравнены 336 существующих каталогов, для которых выведены систематические разности относительно *GC*. Поэтому система Босса *GC* имеет большое значение, особенно в звездной астрономии.

3.4.2. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ КАТАЛОГИ *FKn*, $n = 3, 4, 5$, И ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЕ НА СЛАБЫЕ ЗВЕЗДЫ

К началу 30-х годов путем улучшения системы *NFK* на основе 77 каталогов, полученных с 1900 по 1930 гг., Копф создал фундаментальный каталог *FK3*, система которого применялась в астрономии и геодезии до 1964 г.

Этот каталог содержит использованные для вывода системы 873 звезды и 662 дополнительные, использованные для распространения системы. В случайном отношении ошибки системы *FK3* для эпох 1900.0 и 1950.0 составляют, соответственно по α — $0''.002$ и $0''.005$, по δ — $0''.03$ и $0''.08$. Ошибки собственных движений за столетие: по α — $0''.010$, по δ — $0''.14$. Здесь везде имеются в виду средние квадратические ошибки.

По наблюдениям Солнца и планет получена и применена улучшенная поправка равноденствия $\Delta A = -0''.048$; учтена улучшенная поправка экватора $\Delta D = +0''.20$.

Систематические разности: $\Delta\alpha_a$ — исследована по зонам, установлено увеличение ее амплитуды с увеличением δ ; $\Delta\alpha_\delta$ — выведены по 20 каталогам; $\Delta\delta_a$ получены по 14 каталогам северного и 6 — южного неба; для вывода $\Delta\delta_\delta$ кроме звездных каталогов применялись наблюдения Солнца и планет, использовавшиеся для вывода поправки экватора; установлено и учтено уравнение яркости $\Delta\alpha_m = -0''.0062$ (m — 4,0). Дискретные значения перечисленных систематических разностей использованы для представления хода этих разностей в виде сглаженных кривых, что явилось значительным преимуществом системы *FK3* по сравнению с *GC*, где для представления разностей применялись приближенные аналитические выражения.

Тем временем к 1924 г. были закончены уже упоминавшиеся зонные каталоги *AGK*, содержащие в общей сложности 188 048 звезд со средними квадратическими ошибками положений $0''.030$ sec δ по α и $0''.05$ по δ . Для фотографических наблюдений этих каталогов с целью уточнения положений звезд фундаментальной системой явилась система каталога *FK3*, на основе которого был создан

опорный каталог AGK_2A , распространяющий систему $FK3$ на слабые звезды — всего 13 747 звезд $7^m.5—9^m.0$ со склонениями $-4^\circ < \delta < +90^\circ$. Этот опорный каталог был создан путем дифференциальных меридианных наблюдений. Астронегативы, полученные в результате фотографических перенаблюдений зонных каталогов (1928—32 гг., зонные астрографы с $D = 160$ мм, $f = 2060$ мм) обрабатывались с использованием звезд каталога AGK_2A в качестве опорных. В итоге были получены уточненные зонные каталоги AGK_2 , характеризующиеся средними квадратическими ошибками положений 180 000 звезд со склонениями $-2^\circ < \delta < +90^\circ$, составляющими $0^s.01 \sec \delta$ по α и $0^s.15$ по δ .

Для последующего уточнения зонных каталогов — создания каталогов AGK_3 , а также для дальнейшего приближения фундаментальной системы к инерциальной и высокоточных астроопределений в целях геодезии и геофизики Международный Астрономический Союз в 1952 г. постановил начать работы по созданию новой фундаментальной системы $FK4$. Каталог $FK4$ был создан под руководством Фрикке и опубликован в 1963 г. Этот каталог применялся в астрономии и геодезии с 1964 до середины 80-х годов. Каталог содержит 1535 звезд. Для вывода системы положений использовались только каталоги XX столетия. Вывод системы собственных движений выполнялся на основе каталогов, обеспеченных регулярными наблюдениями не ранее середины XIX века. Отказ от использования более старых каталогов и весьма тщательная обработка позволили получить весьма высокую точность каталога. При этом порядок величин систематических и случайных ошибок каталога оказался примерно одинаковым и составил: по α — $0^s.001 \sec \delta \div 0^s.002 \sec \delta$, по δ — $0^s.02 \div 0^s.03$. Соответствующие погрешности собственных движений за 100 лет: по α — $0^s.005 \sec \delta \div 0^s.012 \sec \delta$, по δ — $0^s.10 \div 0^s.15$. Система положений звезд южного полушария имеет в 1.5—2 раза меньшую точность.

Был образован также дополнительный каталог $FK4_{sup}$, содержащий 1987 ярких звезд до 7-й звездной величины. Положения звезд этого каталога были редуцированы на систему $FK4$ (ранее предполагалось, что эти звезды будут служить расширением $FK4$, но число их наблюдений к началу 60-х годов оказалось недостаточным).

Звезды каталогов $FK4$ и $FK4_{sup}$ непрерывно наблюдались с целью создания еще более точной фундаментальной системы $FK5$. Работы по составлению этого каталога завершены в 1984 г. и в настоящий момент он опубликован.

Система положений выводилась на основе только современных каталогов (250 каталогов), система собственных движений и в отличие от $FK4$ — только на основе каталогов XX столетия. Каталог содержит 3500 основных звезд, причем предполагалось включить в него слабые звезды до $9^m.2$.

Особенности фундаментальной системы $FK5$.

1. Эпоха равноденствия $J2000.0$ ($JD = 2\,451\,545.0$);
2. В основе — новая система фундаментальных постоянных 1976—79 гг.

3. В постоянной прецессии учтена поправка $+1''.10$ за сто лет, являющаяся следствием движения Солнечной системы.

4. Улучшены поправки ориентировки системы, выведенные по наблюдениям тел Солнечной системы.

По этим причинам можно полагать, что система *FK5* должна быть ближе к инерциальной, чем *FK4*, однако поскольку каталог *FK5* введен в практику недавно, в этом еще предстоит убедиться путем наблюдений. Кроме того в отношении точности каталог *FK5* заметно не превосходит *FK4*, так как для его составления привлекался относительно небольшой наблюдательный материал. Поэтому по мере накопления наблюдательного материала целесообразно ставить задачу о создании новой системы *FK6*, но только когда накопятся заметные рассогласования между наблюдениями и вычислениями.

Очередная кампания (Бергедорф, Бонн) по фотографическим перенаблюдениям зонных каталогов началась в 1955 г. с целью создания каталога *AGK₃*. Для обработки фотографических наблюдений, чтобы на каждом астронегативе иметь достаточное число опорных звезд, по меридианным наблюдениям 11 обсерваторий (в том числе Пулковской и Николаева) был создан опорный каталог *AGK₃R* в системе *FK4*, содержащий 21 499 звезд с яркостью $7^m.5-9^m.0$ и со склонениями $-2^\circ < \delta < +90^\circ$. К 1971 г. была создана первая версия каталога *AGK₃*, содержащая 183 145 звезд, точность положений которых порядка $0''.21$. Сейчас стоит задача создания более точного каталога *AGK₄* на основе новых наблюдений.

Еще в начале 30-х годов советскими астрономами, как уже упоминалось, была выдвинута идея создания каталога слабых звезд *KC3*, работы по созданию которого начались после 1945 г. под руководством М. С. Зверева. Прежде всего эти работы явились причиной для развития наблюдений малых планет для улучшения ориентировки фундаментальных систем и наблюдений галактик для улучшения системы собственных движений.

Сначала был создан в системе каталога *FK4* фотографический каталог слабых звезд *ФКС3* по наблюдениям советских и зарубежных обсерваторий. Объединение 42 каталогов звезд *ФКС3* позволило образовать сводный каталог *ПФКС3-2* в системе *FK4*, содержащей 587 звезд с яркостью $7^m.5-8^m.5$, малыми собственными движениями ($\leq 0''.02/\text{год}$) и спектральными классами *G* и *K* (для получения большой фотографической звездной величины, что выгодно при измерении астронегативов) и со склонениями $-20^\circ < \delta < +90^\circ$. Точность каталога в случайном отношении достаточно высока и составляет $0''.004 \text{ sec } \delta$ по α и $0''.07$ — по δ .

Меридианные наблюдения основного списка *KC3* из 15 000 звезд в настоящее время продолжаются и, видимо, будут закончены лет через 10—15. Продолжение списка *KC3* на Южное небо составлено Капской обсерваторией. Все звезды *KC3* полностью входят в *AGK₃R*, южные — в *SRS* (South Reference Stars). Совместный список звезд *AGK₃R* и *SRS* называют International Reference Stars и обозначают *IRS*.

В заключение заметим, что с 1928 по 1940 гг., пока не было каталогов геодезических звезд (КГЗ), упоминаемых во 2-м разделе, точность *NFK* упала, а каталог *FK3* еще не был создан, во многих Ежегодниках, кроме Берлинского, употреблялась фундаментальная система Эйхельбергера, составленная на основе четырех каталогов. Эта система содержала 1504 звезды для равноденствия 1925.0 г. Имея достаточно высокую точность вблизи начальной эпохи, из-за собственных движений точность системы Эйхельбергера быстро падала и в настоящее время эта система может иметь лишь исторический интерес.

3.4.3. ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ И ПАРАЛЛАКСОВ ЗВЕЗД, ИСПОЛЗУЕМЫХ В ЗВЕЗДНЫХ КАТАЛОГАХ

Из наблюдений определяются годовые собственные движения звезд по прямому восхождению μ_α и склонению μ_δ . Они делятся на абсолютные и относительные. Абсолютные собственные движения определяются в процессе создания каталогов положений из меридианных наблюдений. Относительные собственные движения — из сравнения двух снимков одной и той же области неба — желательно, полученных с интервалом в несколько десятков лет одним и тем же астрографом — с применением методов фотографической астрометрии (3.3). Относительные собственные движения в дальнейшем преобразуются к абсолютным.

При определении абсолютных собственных движений все значения α и δ звезд, найденные из наблюдений в разные годы и входящие в разные каталоги с различными эпохами, должны быть редуцированы за счет прецессии на эпоху заданного фундаментального каталога и приведены на систему этого каталога с использованием систематических разностей $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ между заданным и текущим каталогами. Далее всем используемым каталогам приписываются веса по каждой координате как отношение квадрата средней квадратической ошибки единицы веса к квадрату средней квадратической ошибки положения. Обычно чем дальше эпоха текущего каталога от заданной, тем вес меньше.

Пусть теперь α_k , α_0 и δ_k , δ_0 — координаты одной и той же звезды, приведенные на эпоху и систему заданного каталога; t_k и t_0 — соответствующие эпохи наблюдений звезды. Тогда можно составить уравнения поправок вида

$$\alpha_k - \alpha_0 = D\alpha_0 + \mu_\alpha (t_k - t_0),$$

$$\delta_k - \delta_0 = D\delta_0 + \mu_\delta (t_k - t_0). \quad (3.120)$$

с неизвестными $D\alpha_0$, μ_α и, соответственно, $D\delta_0$ и μ_δ ; при $k > 2$, когда звезда фигурирует в многих каталогах, эти уравнения решаются, как обычно, по способу наименьших квадратов. Практика

показывает, что если в среднем $t_k - t_0 \approx 50$ лет, то $\mu_{\alpha, \delta}$ получается с точностью 0.003"/год.

После определения указанным образом μ_α и μ_δ их нужно исправить за погрешность принятого значения прецессии вследствие движения Солнца. По Фрикке для FK4 эти поправки равны

$$\Delta\mu_\alpha'' = 0,0019 \cos \delta - 0,0044 \sin \alpha \sin \delta,$$

$$\Delta\mu_\delta'' = 0,0044 \cos \alpha. \quad (3.121)$$

При определениях собственных движений методами фотографической астрометрии, если $\alpha_k, \alpha_0, \delta_k, \delta_0$ — координаты одной и той же звезды, разделенные эпохами фотографирования t_k, t_0 и приведенные на заданное равноденствие и заданную абсолютную систему, то значения μ_α и μ_δ могут быть определены на основе тех же уравнений (3.120). Однако собственные движения μ_α и μ_δ в этом случае оказываются относительными, ибо в них войдут собственные движения опорных звезд.

Возникает задача абсолютизации собственных движений. Возможны такие случаи.

1. Известны абсолютные собственные движения всех опорных звезд. Тогда их учитывают в процессе обработки астронегативов при составлении соответствующих уравнений Тернера.

2. Известно абсолютное собственное движение $\mu_{\text{абс}}$ одной опорной звезды. Тогда определяют ее движение $\mu_{\text{отн}}$ относительно остальных опорных звезд и выводят поправку в движение исследуемой звезды $\Delta\mu = \mu_{\text{абс}} - \mu_{\text{отн}}$.

Для нескольких опорных звезд с известными $\mu_{\text{абс}}$ аналогичным образом выводят среднюю поправку

$$\Delta\mu = (\mu_{\text{абс}} - \mu_{\text{отн}})_{\text{ср}}. \quad (3.122)$$

3. Если вместо одной или нескольких опорных звезд используется звездобразная галактика, то для нее $\mu_{\text{абс}} = 0$. Тогда поправка абсолютизации

$$\Delta\mu = -\mu_{\text{отн}}, \quad (3.123)$$

где $\mu_{\text{отн}}$ — «движение» галактики относительно опорных звезд. Применение только одних звездобразных галактик в качестве опорных при обработке астронегативов давало бы сразу абсолютные собственные движения; однако такой случай практически не встречается.

Во всех случаях необходимо вводить в μ_α и μ_δ поправки за движение Солнца и учитывать влияние вращения Галактики на координаты (или собственные движения, что то же) опорных звезд.

Поправки за вращение Галактики определяются формулами:

в галактическую долготу: $D\mu_L = 0.211 (B_0 - A_0 \cos 2L) \cos b$,

в галактическую широту: $D\mu_b = 0.105 A_0 \sin 2L \sin 2b$, (3.124)

где $A_0 = +0.0032''/\text{год}$, $B_0 = -0.0021''/\text{год}$ — постоянные Оорта. Пересчет в $D\mu_\alpha$ и $D\mu_\delta$ может быть осуществлен по продифференцированным по L и b формулам

$$\sin \delta = \sin \delta_\pi \sin b + \cos \delta_\pi \cos b \sin L,$$

$$\sin (\alpha - \alpha_\pi) = \cos b \cos L \sec \delta, \quad (3.125)$$

где α_π , δ_π — координаты галактического полюса, равные в пересчете на эпоху $J2000.0$: $\alpha_\pi = 12^h 51^m$, $\delta_\pi = +27.1^\circ$.

Поправки за движение Солнца вводятся после учета галактического вращения на основе вековых (статистических) параллакс $\bar{\pi}$, отражающих это движение.

Большой статистический материал позволил установить эмпирическую зависимость между звездной величиной m и $\bar{\pi}$ (Binnendick, 1943 г) вида

$$\lg \bar{\pi} = \lg \pi (12.70) - 0.115 (m - 12.70), \quad (3.126)$$

где для 12-й звездной величины $\lg \pi (12.70)$ — функция галактической широты и задается таблицей вида:

b	0°	10°	20°	30°	50°	70°	90°
$\pi (12.70)$	0,008	0,009	0,010	0,012	0,015	0,018	0,019

Зная вековой параллакс звезды, можно найти поправки

$$\Delta'\mu_\alpha \cos \delta = \bar{\pi} \sin L \sin \psi, \quad \Delta'\mu_\delta = \bar{\pi} \sin L \cos \psi, \quad (3.127)$$

где L — расстояние по дуге большого круга от звезды до апекса Солнца с координатами $A = 18^h$, $D = +30^\circ$, ψ — параллактический угол в треугольнике «апекс — полюс — звезда».

Кроме того необходимо учитывать также и поправку за уравнение яркости, имеющую вид

$$\Delta\mu_m = a + b (m - m_0), \quad (3.128)$$

где m_0 — звездная величина, принятая за начало, а коэффициенты a и b определяются эмпирически, в частности, из сопоставления разных каталогов с общими звездами.

На нормальных астрографах ($f = 3,4$ м) за 10—15 лет можно получить годовые собственные движения с точностью порядка 0,006, на длиннофокусных астрографах ($f = 10—12$ м) — с точностью 0,002.

К абсолютным собственным движениям относятся собственные движения, приводимые в указанных в предыдущих параграфах

фундаментальных каталогах *GC*, *N₃₀*, *FK3*, *FK4*, *FK5*. При этом из-за недостаточного числа наблюдений наименьшей точностью обладают собственные движения слабых звезд системы *GC*. Наибольшую точность в случайном отношении имеют собственные движения каталогов *FK4* и *FK5*.

Для преобразований гелиоцентрических положений звезд к геоцентрическим и обратно следует учитывать тригонометрический годичный параллакс звезд. В настоящее время принято учитывать параллаксы, превышающие 0",01, поскольку точность их определений порядка 0",008 — 0",006.

Влияние годичного параллакса π на координаты звезд определяется формулами

$$\alpha - \alpha_0 = \pi \cos \delta_{\odot} \sin (\alpha_{\odot} - \alpha) \sec \delta_0 = \pi \cdot N,$$

$$\delta - \delta_0 = \pi [\sin \delta_{\odot} \cos \delta_0 - \cos \delta_{\odot} \sin \delta_0 \cos (\alpha_{\odot} - \alpha_0)] = \pi \cdot M. (3.129)$$

Пусть q — любая из координат α или δ , Q — любой из коэффициентов N или M . Пусть также наблюдения производятся ровно через полгода Δt , причем найденные абсолютными методами α и δ редуцированы на заданные равноденствие и фундаментальную систему.

Тогда с интервалом в полгода можно написать:

$$\begin{aligned} q_1 &= q_0 + Q \cdot \pi, \\ q_2 &= q_0 - Q \cdot \pi + \mu'_q \Delta t, \\ q_3 &= q_0 + Q \cdot \pi + \mu'_q \cdot 2 \Delta t, \\ q_4 &= q_0 - Q \cdot \pi + \mu'_q \cdot 3 \Delta t, \\ &+ \dots \dots \dots \end{aligned} \tag{3.130}$$

где μ'_q — полугодичные собственные движения, либо поправки к ним, если они известны. Знаки перед Q меняются, так как через полгода

$$Q (\alpha_{\odot} + 180^{\circ}, -\delta_{\odot}) = -Q (\alpha_{\odot}, \delta_{\odot}). \tag{3.131}$$

Сложив четное число уравнений (3.136) и исключая тем самым члены с π , можно найти μ'_q , а затем, образовав разности соседних уравнений, получим формулы для определения π :

$$q_{j+1} - q_j = \pm Q \cdot \pi + \mu'_q \Delta t, \quad j = 1, 2, 3, \dots \tag{3.132}$$

Описанный принцип может принимать различные конкретные формы.

Определение годичных параллаксов методами фотографической астрометрии дает относительные годичные параллаксы, так как параллактическое смещение звезды определяется относительно опорных звезд, которые сами могут иметь заметные параллаксы.

Здесь может быть применен тот же принцип, что и выше, только следует считать, что определенные по астронегативам координаты звезды q искажены как параллаксами, так и собственными движениями опорных звезд. Чаще всего применяется метод Шлезингера. Для абсолютизации относительных используются средние π параллаксы, вычисленные по вековым (средним статистическим) параллаксам $\bar{\pi}$:

$$\bar{\pi} = \frac{4,74 \cdot \bar{\pi}}{V_{\odot}}, \quad (3.133)$$

где $V_{\odot} \approx 20$ км/сек — скорость Солнца, а $\bar{\pi}$ определяется как указано выше. Обычно вводят поправки для средней звездной величины, равной 12^m0 . Однако следует иметь в виду, что в отдельных случаях такие поправки могут оказаться неверными.

Очень редко удастся сравнить исправленный относительный параллакс с абсолютным, найденным из других соображений. Вследствие малости годовых параллаксов их очень трудно освободить от различных систематических ошибок. Для их выявления и приведения параллаксов к какой-либо одной системе употребляются два способа. Первый заключается в сравнении измеренных тригонометрических параллаксов со статистическими, полученными по собственным движениям и лучевым скоростям или из сравнения со спектральными параллаксами. Другой способ заключается в сравнении тригонометрических параллаксов одних и тех же звезд, полученных на разных обсерваториях.

Первые параллаксы звезд были измерены в период с 1837 по 1840 гг. Ф. Бесселем — для β Лабедя ($\sim 0''.5$), В. Я. Струве — для α Лиры ($\sim 0''.25$) и Т. Гендерсоном — для α Центавра ($\sim 1''$).

В настоящее время в фундаментальных каталогах, а также в Астрономических Ежегодниках употребляются значения тригонометрических годовых параллаксов, приведенные в Йэльском каталоге — General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes (New Haven, Connecticut, 1952) и в Дополнении к нему Supplement to the General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes (New Haven, Conn, 1963).

3.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

3.5.1. СВЯЗЬ МЕЖДУ ПЕРЕМЕЩЕНИЕМ ПОЛЮСОВ И ИЗМЕНЕНИЕМ ГЕОГРАФИЧЕСКИХ КООРДИНАТ

Перемещение полюсов по поверхности Земли приводит к изменению географических координат пунктов и азимутов направлений на земные или другие объекты. В современную эпоху, о чем свидетельствуют результаты наблюдений на широтных станциях, перемещение полюса не выходит за пределы квадрата со сторонами

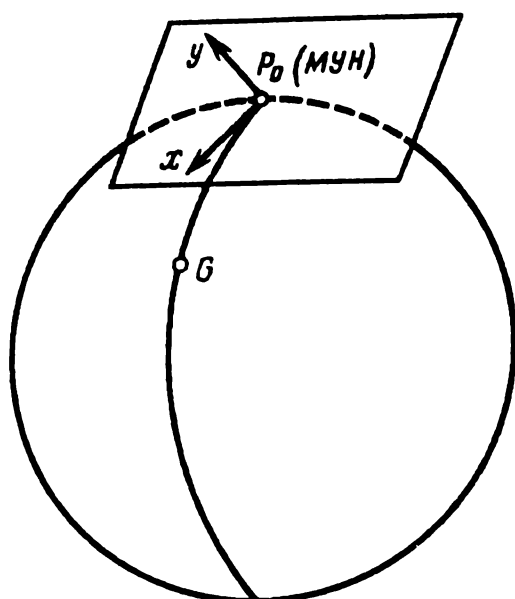


Рис. 98. Система координат для изучения движения полюса Земли

около 25 м. Это обстоятельство позволяет изучать движение полюса в плоской системе координат xP_0y (рис. 98). За начало координат с 1967 г. принимают, как отмечалось выше (см. 1.3), Международное условное начало (точка P_0 на рис. 98). В точке P_0 плоскость xP_0y касается сферической поверхности Земли. Ось P_0x совпадает с плоскостью гринвичского меридиана, ось P_0y направлена к западу от Гринвича.

Выражения, устанавливающие зависимость между перемещением полюса и изменениями широт, долгот и азимутов направлений, были получены в первом разделе [формулы (1.83—1.85)]. Если долготы считать к востоку от Гринвича, то эти формулы будут иметь вид

$$\begin{aligned}\varphi - \varphi_0 &= x_p \cos \lambda - y_p \sin \lambda, \\ \lambda - \lambda_0 &= \frac{1}{15} (x_p \sin \lambda + y_p \cos \lambda) \operatorname{tg} \varphi, \\ a - a_0 &= (x_p \sin \lambda + y_p \cos \lambda) \sec \varphi.\end{aligned}$$

Как следует из приведенных формул, получая по определенной программе через некоторые интервалы времени на целесообразно расположенных пунктах любой из параметров (φ , λ , a), можно вычислить координаты мгновенного полюса x_p , y_p .

Возможно совместное использование изменений широт и долгот для определения координат мгновенного полюса. Это, в частности, реализуется при наблюдениях с помощью призмной астролябии Данжона и фотографической зенитной трубы, в ходе которых осуществляются совместные определения широты и времени.

В принципе возможно использование для изучения движения полюсов результатов азимутальных определений. Такие наблюдения звезд в элонгациях с помощью пассажного инструмента были организованы в Полтаве в порядке эксперимента Н. А. Поповым [149].

3.5.2. КЛАССИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ИЗУЧЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ПОЛЮСОВ

Хотя в соответствии с формулами (1.183), (1.184) и (3.185) для определения координат мгновенного полюса могут использоваться изменения широт, долгот и азимутов, практически, в течение длительного времени приоритет отдавался широтным определениям.

Причинами такого предпочтения являлись: простота широтных определений, возможность обеспечения обсерваторий в разных странах инструментами одного типа, высокая точность получения широты и, следовательно, координат мгновенного полюса x_p и y_p по сравнению с определениями азимутов и долгот.

В 1895 г. 11-я Международная геодезическая конференция в Берлине приняла решение о проведении систематических широтных определений. После выполнения необходимой подготовительной работы в 1899 году пять станций Международной службы широты и обсерватория в Цинциннати, расположенные на так называемой международной параллели ($\varphi = +39^\circ 08'$), приступили к систематическим наблюдениям. Если перемещаться по международной параллели к западу от Гринвичского меридиана, то обойдем станции МСШ в следующей последовательности: Гейтерсберг ($\lambda = 77^\circ$), Юкайя ($\lambda = 123^\circ$) — обе США; Мицузава ($\lambda = 219^\circ$, Япония), Чарджуй ($\lambda = 296^\circ$, Россия) и Карлофорте ($\lambda = 352^\circ$, Италия).

В 1919 году в связи с гражданской войной станция в Чарджуе перестала функционировать. Поскольку эта станция располагалась в неблагоприятном месте и ей периодически угрожали разливы Аму-Дарьи, то при возобновлении ее работы было принято решение о ее переносе в другое место. В 1928 году взамен была введена в строй международная широтная станция в Китабе ($\lambda = 293^\circ$, в то время Узбекская ССР).

Следует отметить, что в составе пяти станций, расположенных в Китабе, Мицузава, Юкайе, Гейтерсберге и Карлофорте (рис. 99) МСШ действовала до 1962 г. По разным причинам в разные периоды на отдельных станциях временно прекращались наблюдения, что безусловно сказывалось на надежности определения координат мгновенного полюса x_p и y_p .

В 1962 г. МСШ была преобразована в Международную службу движения полюса (МСДП). В новую службу, кроме 5 упомянутых станций были включены другие обсерватории (общим числом около 30), ведущие определения широты и времени.

В 30-х годах была предпринята попытка распространить широтные наблюдения на южное полушарие. На параллели с широтой $\varphi = -34^\circ 55'$ начались наблюдения на двух станциях: Ла-Плата ($\lambda = 58^\circ$, Аргентина) и Аделаида ($\lambda = 221^\circ$, Австралия). Проработав около десяти лет, эти станции прекратили наблюдения.

Наблюдения на станциях МСШ, а потом МСДП выполнялись с использованием зенит-телескопов способом Талькотта. О способе Талькотта говорилось выше (см. раздел 2.4.). К сказанному в

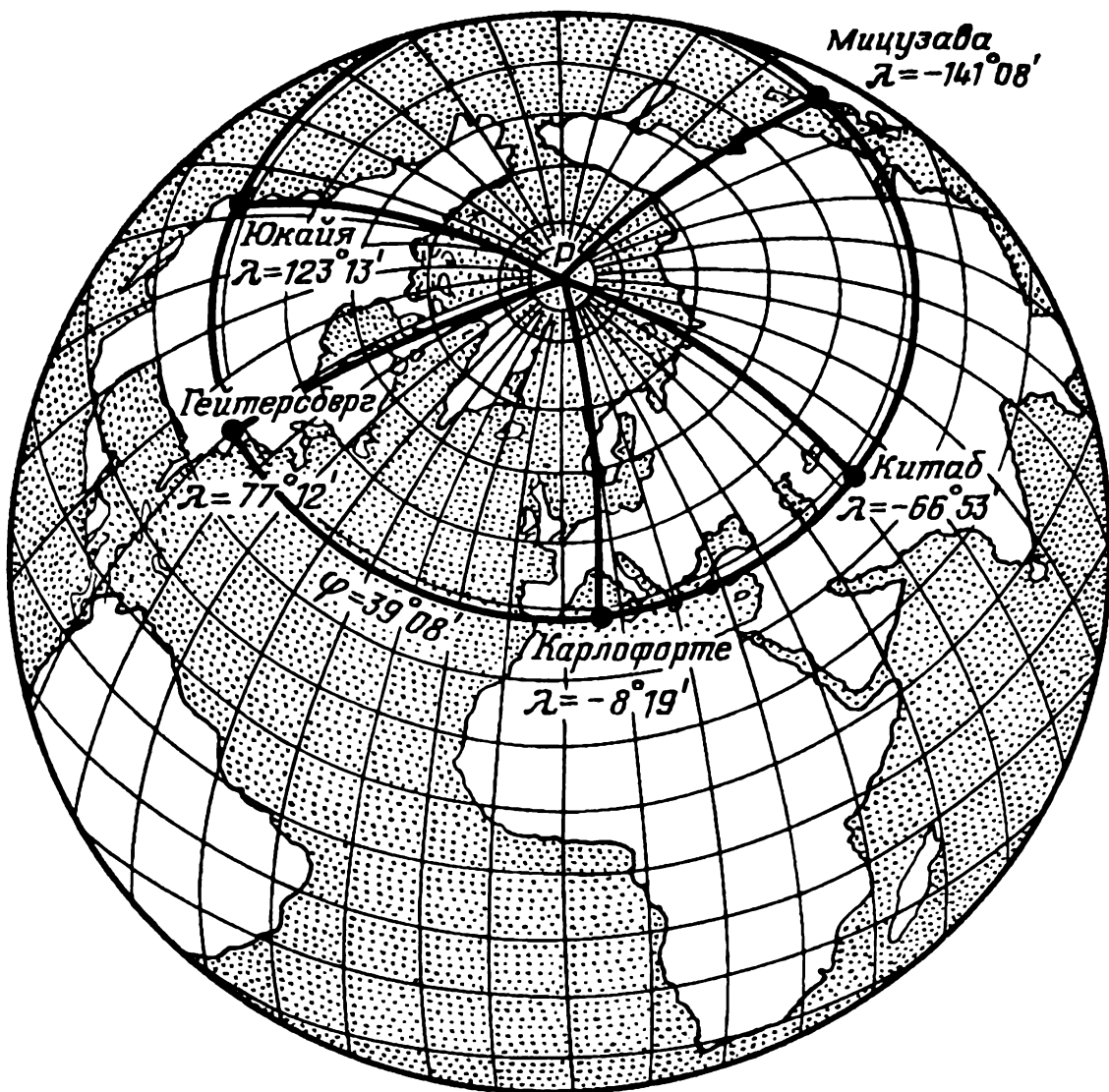


Рис. 99. Расположение станций МСШ (с 1962 г. МСДП)

упомянутом разделе следует сделать дополнение, вытекающее из особенностей высокоточных наблюдений на станциях МСДП.

Параметры разных зенит-телескопов изменяются в широких пределах: диаметр действующего отверстия объектива D может равняться $80 \div 180$ мм, а фокусное расстояние F составляет $1000 \div 2300$ мм. Например, отечественный зенит-телескоп ЗТЛ — 180, построенный Ленинградским оптико-механическим объединением, имеет $D = 180$ мм и $F = 2360$ мм. В этом инструменте предусмотрено фотографирование отсчетов по окулярному микрометру и талькоттовскому уровню (уровням).

Точность определения широты из наблюдений одной пары Талькотта может быть доведена, как показывает опыт, до уровня, характеризуемого средней квадратической ошибкой $0,1''$. Во всяком случае эта ошибка не превышает $0,25''$. Заметим, что такую же амплитуду имеют периодические изменения широты, обусловленные перемещениями полюса.

По существу зенит-телескоп можно рассматривать как одну из разновидностей меридианного инструмента. Применяя к нему

теорию меридианного инструмента, можно представить зависимость ошибки широты, получаемой по способу Талькотта, от ошибок установки зенит-телескопа следующим выражением

$$\Delta\varphi = \frac{i^2 - a^2}{4} \sin 2z + ic \sin z - ac \cos z - ai \cos^2 z + F(i \sin z - a \cos z), \quad (3.134)$$

где i — наклон горизонтальной оси вращения, a — азимут зенит-телескопа, c — коллимационная ошибка.

Для того чтобы $\Delta\varphi$ не превышала $0,01''$, должны выдерживаться следующие допуски: $i \leq 10''$, $c \leq 10''$, $a \leq 30''$.

Узловой проблемой является определение цены оборота винта окулярного микрометра, которая должна быть известна с точностью, характеризуемой средней квадратической ошибкой, по крайней мере, не более $0,001''$. Чтобы исключить влияние на результаты возможных изменений цены оборота со временем, должна быть обеспечена необходимая периодичность исследований. Тщательному изучению подлежит зависимость цены оборота винта окулярного микрометра от температуры. Производятся также детальные исследования периодических и ходовых ошибок винта окулярного микрометра. Предусматриваются меры борьбы с ошибками наблюдений, обусловленными влиянием внешней среды, особенно аномальной рефракцией.

Постепенно в работу по определению мгновенных координат полюса на основе широтных наблюдений включались все новые обсерватории. К началу 70-х годов их число во всем мире превысило 50. Помимо зенит-телескопов для наблюдений стали применяться другие астрометрические инструменты: фотографические зенитные трубы, безличные астролябии, циркумзениталы, вертикальные круги.

Для того, чтобы оперативно обеспечивать потребителей данными о движении полюса, в 1955 году была создана Срочная служба широты. Первоначально эта служба была представлена 10 обсерваториями, которые изъявили желание участвовать в этой кооперативной работе. Результаты наблюдений этих обсерваторий направлялись в Международное бюро времени для вычисления на основе недельных данных координат мгновенного полюса. В дальнейшем в работе Срочной службы широты принимали участие более 50 обсерваторий.

Совершенствование методов и аппаратуры для определения времени, использование для наблюдений фотографических зенитных труб и призмённых астролябий Данжона, позволявших с высокой точностью определять совместно широту и время, привели к тому, что для вывода координат полюса стали использовать не только колебания широты, но и результаты определения времени.

Такой подход вошел в практику работу Международного бюро времени в 60-х годах.

Советские обсерватории, на которых велись широтные наблюдения, в Москве (ГАИШ), Пулкове (ГАО АН Б. СССР), Казани

(обсерватория им. Энгельгардта), Китабе (МСШ), Полтаве (Полтавская гравиметрическая обсерватория), Иркутске (Сибирский филиал ВНИИФТРИ), Благовещенске образовали в 50-х годах Советскую службу широты, которая осуществляла (с 1953 г.) регулярные наблюдения, необходимые для изучения движения полюсов Земли.

Вычисление координат полюса по результатам широтных определений осуществлялось с помощью уравнения

$$\Delta\varphi = \varphi_i - \varphi_{0i} = x_p \cos \lambda_i + y_p \sin \lambda_i + z, \quad (3.135)$$

которое от известной формулы С. К. Костинского отличается наличие z -члена (предложен Кимурой), одинакового для всех станций. В приведенной формуле φ_{0i} — среднее значение широты для i -ой широтной станции. Введение z -члена приводит к получению более согласованных результатов. В качестве возможной причины, приводящей к появлению z -члена, называют, в частности, неучтенные ошибки склонений наблюдаемых звезд. Предпринимались попытки определить индивидуальные значения z -членов для каждой станции. Необходимость их введения при этом пытались связать, например, с особенностями действия внешней среды на результаты наблюдений в данном пункте. Однако, однозначного решения вопрос о природе z -члена не получил до сих пор.

Вопросам обработки наблюдений на широтных станциях посвящена обширная литература. Сведения об этом можно найти, например, в [66], [76], [100].

3.5.3. ИЗУЧЕНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Информация о движении земных полюсов не дает исчерпывающей характеристики вектора угловой скорости вращения Земли. Необходимы еще данные о составляющей, направленной вдоль него, т. е. о неравномерности вращения Земли. До 1988 г. этот вопрос входил в компетенцию службы времени. Решение о координации работ служб времени разных обсерваторий было принято в 1912 г. на Международной конференции в Париже. Таким координирующим органом явилось Международное бюро времени (МБВ), которое начало работать в 1920 г. Основными задачами службы времени являются определение, хранение и распространение времени, а также получение и анализ данных о неравномерности вращения Земли вокруг своей оси.

После создания кварцевых и атомных часов изучение неравномерности вращения Земли стало основной задачей в деятельности служб времени обсерваторий.

Регулярная передача сигналов точного времени в РСФСР началась в Пулковке в декабре 1920 г. В 1977 году Государственная служба времени и частоты СССР, относившаяся к системе Госстандарта СССР, насчитывала в своем составе 12 служб времени [99].

В настоящее время координаты полюса и Всемирное время определяются, в частности, астрооптическими и спутниковыми средствами наблюдений Государственной системы определения параметров вращения Земли (ГС ПВЗ). В астрооптических наблюдениях, кроме обсерваторий России, участвуют обсерватории Болгарии, Польши, Словакии, Узбекистана, Украины, Чехии и Югославии. В 1993 г. наблюдения велись на 22 обсерваториях [42]. Сбор и обработка измерительной информации осуществляется в Главном метрологическом центре Государственной службы времени и частоты Госстандарта Российской Федерации. Средние квадратические ошибки астрооптических определений ПВЗ в 1993 г. оставили для координат полюса $0,3''$, для разностей $UT1 - UTC$ $0,0024$ с.

В 1979 г. под эгидой Международного бюро времени функционировало 60 станций, наблюдения на которых выполнялись 80 инструментами [66].

Оптические методы наблюдений, используемые на службах времени, реализуются с помощью пассажных инструментов, фотографических зенитных труб (ФЗТ), призмённых астролябий Данжона (OPL) и циркумзениталов. При использовании ФЗТ, OPL и циркумзениталов реализуется метод равных высот и определяются одновременно широта и время.

В 1933 г. пулковский астроном Н. Н. Павлов разработал метод фотоэлектрических наблюдений звезд, который освобождал результаты наблюдений от личных ошибок. В конце 30-х годов в Пулковской обсерватории были организованы регулярные наблюдения с помощью фотоэлектрического пассажного инструмента [72]. Значительный вклад в развитие фотоэлектрического метода регистрации звездных прохождений внес В. Э. Брандт (ЦНИИГАиК, ГАИШ) [15], [8].

В 1988 г. начала действовать Международная служба вращения Земли (IERS), основанная на использовании лазерных наблюдений ИСЗ, лазерной локации Луны и РСДБ и предназначенная для определения параметров вращения Земли (ПВЗ).

Во вращении Земли вокруг своей оси принято выделять три вида неравномерностей: вековое замедление вращения, периодические вариации скорости и нерегулярные флуктуации.

Вековое увеличение продолжительности суток, составляющее $1-2$ мс за 100 лет, является следствием приливообразующих сил, возникающих в системе Солнце—Луна—Земля. Такое объяснение является полным на интервале времени, по крайней мере, в 300 лет. На более длительных отрезках времени, особенно в отдаленные геологические эпохи, вполне возможно влияние глобальных геологических процессов, особенностей эволюции системы Земля—Луна.

Амплитуда сезонных вариаций продолжительности суток достигает около $0,5$ мс. Эти вариации связаны с особенностями сезонных процессов, происходящих в атмосфере, частично с лунными приливами.

Для учета периодических неравномерностей во вращении Земли по результатам наблюдений получают коэффициенты a , b , a_1 , b_1 выражения

$$\Delta T_s = a \sin 2\pi t + b \cos 2\pi t + a_1 \sin 4\pi t + b_1 \cos 4\pi t, \quad (3.136)$$

где t измеряется в долях года от начала соответствующего года. Величина ΔT_s позволяет связать шкалы времени $UT1$ и $UT2$, так как

$$UT2 = UT1 + \Delta T_s. \quad (3.137)$$

Поправка ΔT_s приводится в бюллетенях МБВ через 5 суток.

Нерегулярные вариации скорости вращения Земли превосходят вековые изменения более чем на порядок. Например, относительное изменение угловой скорости Земли в 1898 г. составило $3,9 \cdot 10^{-8}$, а в 1920 г. — $4,5 \cdot 10^{-8}$ [59]. Предпринимались попытки связать нерегулярные изменения скорости вращения Земли с процессами внутри земного ядра, с процессами перекристаллизации пород в подкорковом слое Земли, с вариациями параметров геомагнитного поля, с солнечной активностью. Каждая из указанных причин, видимо, играет свою роль. Однако следует признать, что полной ясности относительно природы нерегулярных вариаций скорости вращения Земли до сих пор нет.

3.5.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КООРДИНАТ ПОЛЮСА И НЕРАВНОМЕРНОСТЕЙ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ МЕТОДАМИ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ

За время, прошедшее с момента создания МСШ, благодаря усилиям многих астрономов, удалось разработать стройную систему определения координат мгновенного полюса x_p и y_p на основе традиционных методов наблюдений. Эти определения отличает простота, для их реализации используются сравнительно недорогие инструменты. Отработанная система международного сотрудничества и работы национальных обсерваторий позволяли из обработки обширных рядов наблюдений получить координаты полюса со средней квадратической ошибкой $0,01''$ и продолжительность суток — с ошибкой $0,001^s$.

Вместе с тем, традиционным методам изучения движения земных полюсов присущи определенные недостатки. Их отличает недостаточная оперативность. Практически достигнут предел точности этих методов в $0,01''$ для координат полюса и $0,001^s$ для продолжительности суток. Важно при этом отметить, что для достижения такой точности необходимо обработать результаты наблюдений, выполненных, по крайней мере, в течение недели.

Последнее обстоятельство не позволяет изучать суточную нутацию, которая обусловлена наличием жидкого ядра Земли. На результаты определений оказывают серьезное влияние ошибки

координат звезд и в еще большей степени ошибки собственных движений звезд. Определенные трудности имеют место при учете приливных колебаний отвесной линии, аномалий рефракции и др.

Космические методы оказались весьма эффективным средством для развития разных научных дисциплин, решения важных научных и практических задач. Это в полной мере относится к определению координат полюса.

В дополнение к традиционным методам, которые называют астрометрическими, получили развитие определения координат полюса по доплеровским и лазерным наблюдениям ИСЗ; с помощью радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ) и с использованием лазерной локации Луны.

В случае изучения движения полюса на основе наблюдений ИСЗ высокие требования предъявляются к точности прогнозирования движения спутника. Необходимо учесть все возмущения в движении спутника, кроме той части, которая обусловлена движением земного полюса.

Чтобы повысить точность определения координат полюса, по сравнению с астрометрическими методами, необходимо положение спутника определять с точностью, характеризуемой средней квадратической ошибкой в несколько сантиметров. При точности в 1—2 см оказывается возможным определение взаимного положения полюсов инерции и вращения Земли. Для определения координат полюса с высокой степенью точности достаточно одних суток. Для уверенного решения задачи потребуется оптимизация геометрической структуры сети наблюдательных пунктов.

Появление и развитие новых методов изучения вращения Земли потребовало оценки их возможностей по сравнению с астрометрическими методами. Следовало сопоставить эти методы друг с другом.

Такая работа была выполнена в рамках предварительной и основной программ международного проекта *MERIT*, к реализации которого приступили в 1980 г. Полностью наблюдения по проекту *MERIT* завершились в 1984 году.

Анализ космических методов определения координат полюса и скорости вращения Земли показал их высокую эффективность по сравнению с традиционными.

Следствием этого явилось, как отмечалось выше, создание Международной службы вращения Земли, основанной только на использовании космических методов и средств. Эта служба начала свою работу в 1988 году, заменив фактически МСДП и МБВ.

3.5.5 ИЗУЧЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ

Для изучения вращения Земли используются доплеровские и лазерные наблюдения спутников. Фотографические наблюдения ИСЗ из-за недостаточной точности для этой цели не пригодны.

В последнее время для определения ПВЗ используются также радиотехнические наблюдения спутников, образующих глобальные навигационные спутниковые системы: «ГЛОНАСС» (Россия) и «Навстар» (США).

Координаты полюса выступают в качестве параметров, устанавливающих взаимное положение двух систем координат.

Введем истинную экваториальную систему координат* XYZ , относящуюся к эпохе наблюдений. Ось Z этой системы соответствует направлению кинетического момента Земли. С невращающейся системой координат $X_0Y_0Z_0$ (экваториальная система, относящаяся к начальной эпохе) истинная экваториальная система координат связана соотношением

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \bar{N} \bar{P} \begin{pmatrix} X_0 \\ Y_0 \\ Z_0 \end{pmatrix}, \quad (3.138)$$

где $\bar{P}$ — матрица прецессии, а $\bar{N}$ — матрица нутации (см. раздел 1.3).

Пусть $хуz$ система координат, называемая иногда условной, связана с Землей. В принципе эта система координат задается произвольно. В частности, ось z этой системы может проходить через МУН, а ось x находится в пересечении плоскости начального меридиана с условным экватором.

Связь между условными координатами и системами $X_0Y_0Z_0$ и XYZ устанавливается соотношениями

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \bar{\Pi} \bar{\Gamma} \bar{N} \bar{P} \begin{pmatrix} X_0 \\ Y_0 \\ Z_0 \end{pmatrix} \quad (3.139)$$

и

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \bar{\Pi} \bar{\Gamma} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}. \quad (3.140)$$

С помощью матрицы $\bar{\Gamma}$ осуществляется поворот вокруг оси Z на угол, численно равный истинному звездному времени S (гринвичскому), то есть переход от равноденственной к гринвичской системе координат, а матрица $\bar{\Pi}$ учитывает положение мгновенного полюса Земли относительно среднего на фиксированную эпоху (МУН). Матрицы вращения $\bar{\Gamma}$ и $\bar{\Pi}$ имеют вид

$$\bar{\Gamma} = \begin{pmatrix} \cos S & -\sin S & 0 \\ \sin S & \cos S & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\bar{\Pi} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & x_p \\ 0 & 1 & -y_p \\ -x_p & y_p & 1 \end{pmatrix},$$

* Ее иногда называют «звездной» [103].

где

$$S = S_0 + M + \mu M \text{ или}$$

$$S = S^m(M) + M + \text{нута́ция по } \alpha,$$

причем

$$S^m(M) = 6^h 41^m 50,54841^s + 236,555367908^s (M + d) + \\ + 0,093104^s T^2 - 6,2^s \cdot 10^{-6} T^3.$$

В последнем выражении d — есть число суток, прошедших от эпохи $J2000,0 = JD\ 2\ 451\ 545,0$ до гринвичской полуночи рассматриваемой даты, T — промежуток времени $d + M$, выраженный в юлианских столетиях по 36 525 суток.

Для преобразования обратного (3.139) матрицы вращения должны быть транспонированы

$$\begin{pmatrix} X_0 \\ Y_0 \\ Z_0 \end{pmatrix} = \bar{P}^T \bar{N}^T \bar{\Gamma}^T \bar{\Pi}^T \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}.$$

Возможны варианты решения рассмотренной проблемы. Например, в работе [103] предлагается вводить для описания регулярной части вращения Земли эфемеридную систему координат $\xi\eta\zeta$, которая получается из системы XYZ в результате ее поворота вокруг оси Z на угол, численно равный в частном случае среднему звездному времени (гринвичскому)

$$S^m = S_{T_0}^m + 360,985647348^\circ \tau - 0,29^\circ \cdot 10^{-12} \tau^2, \quad (3.141)$$

где $S_{T_0}^m$ соответствует некоторому начальному моменту T_0 , а $\tau = (t - T_0)$ — время, выраженное в атомных сутках и отсчитанное от начального момента.

Связь между системами координат XYZ и $хуз$ устанавливается соотношением [103]

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \bar{L} (\bar{I} + \bar{K}) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \quad (3.142)$$

где

$$\bar{L} = \begin{pmatrix} \cos S^m & -\sin S^m & 0 \\ \sin S^m & \cos S^m & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.143)$$

Матрица $\bar{K}$, равная

$$\bar{K} = \begin{pmatrix} 0 & -w & v \\ w & 0 & -u \\ -v & u & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.144)$$

устанавливает с помощью так называемых самолетных углов u , v , w взаимное положение системы координат $\xi\eta\zeta$, называемой эфемеридной, и условной системы xuz [103]

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{pmatrix} = (\bar{I} + \bar{K}) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (3.145)$$

В формулах (3.142) и (3.145) I — единичная матрица. Углы u , v , w — величины малые. В условной системе координат xuz положение полюса вращения определяется величинами $x = -v$, $y = -u$, $z \cong 1$.

Если в формуле (3.142) пренебречь малыми углами u , v , w (или они неизвестны), то результатом преобразования, вместо системы XYZ , будет являться система $X_1Y_1Z_1$ («квазизвездная»). В [134] эта система координат названа квазиинерциальной

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ Z_1 \end{pmatrix} = \bar{L} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (3.146)$$

Теперь остается выполнить преобразование

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = (\bar{I} + \bar{K}_1) \begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ Z_1 \end{pmatrix}, \quad (3.147)$$

где

$$\bar{K}_1 = \begin{pmatrix} 0 & -w_1 & v_1 \\ w_1 & 0 & -u_1 \\ -v_1 & u_1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Можно показать, что

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= u \cos S^m - v \sin S^m \\ v_1 &= u \sin S^m + v \cos S^m \\ w_1 &= w \end{aligned} \right\}.$$

Если орбита спутника известна, а изменения координат пунктов наблюдений вызваны лишь движением полюса и неравномерным вращением Земли вокруг своей оси, то между вычисленными и измеренными при наблюдениях спутников параметрами, например, дальностями пункт—спутник в случае лазерной локации, возникнут разности

$$\begin{aligned} dr'_{ck} &= (r'_{ck})_{\text{набл.}} - (r'_{ck})_{\text{выч.}} = \frac{-1}{r'_{ik}} \{ [(X_c \cos S^m + Y_c \sin S^m) z_k - \\ &- Z_c x_k] v + [(X_c \sin S^m - Y_c \cos S^m) z_k + Z_c y_k] u - \\ &- [(x_k X_c + y_k Y_c) \sin S^m + (y_k X_c - x_k Y_c) \cos S^m] w \}. \end{aligned} \quad (3.148)$$

где X_c, Y_c, Z_c — координаты спутника, x_k, y_k, z_k — координаты пункта наблюдений в условной системе, $(r'_{ck})_{\text{вмч}}$ — получают без учета параметров вращения Земли.

В случае использования счислимых значений u_0, v_0 и w_0 в уравнении (3.148) вместо u, v и w будут фигурировать поправки $\Delta u (\Delta u_p), \Delta v (\Delta x_p)$ и $\Delta w (\Delta S)$.

Аналогично можно получить уравнения поправок для измеренных разностей дальностей.

В результате лазерных наблюдений спутников с нескольких целесообразно расположенных станций, используя систему уравнений (3.148), можно определить параметры вращения Земли.

Если для вычислений r'_{ck} используются приближенные значения элементов орбиты, то уравнения (3.148) следует расширить, включив члены, содержащие поправки к элементам орбиты.

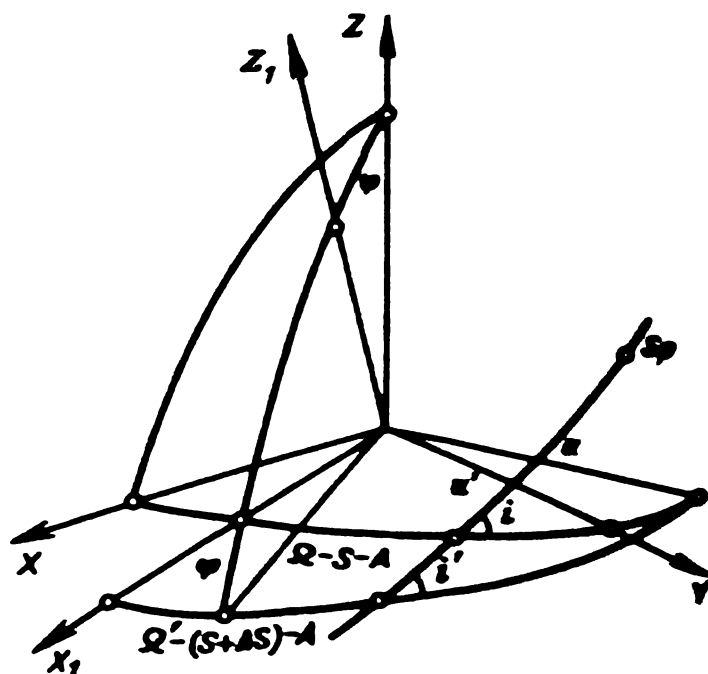
Поскольку квазиинерциальная система X_1, Y_1, Z_1 вращается вокруг оси Z с периодом близким к суткам, то в элементах орбиты спутника Ω, u (аргумент широты), i возникают возмущения с таким же периодом. Выражения для этих возмущений получены К. Lambeck [134] (рис. 100)

$$\left. \begin{aligned} \Delta \Omega &= \Delta S + \psi \cos (\Omega' - S' - A) \operatorname{ctg} i' \\ \Delta u &= \psi \cos (\Omega' - S' - A) \operatorname{cosec} i' \\ \Delta i &= \psi \sin (\Omega' - S' - A) \end{aligned} \right\}, \quad (3.149)$$

где Ω', u', i' — относятся к квазиинерциальной системе координат $X_1 Y_1 Z_1$; ψ и A — координаты полюса в полярной системе координат, причем

$$\left. \begin{aligned} x_p &= \psi \cos A \\ y_p &= -\psi \sin A \end{aligned} \right\}. \quad (3.150)$$

Рис. 100. К определению координат мгновенного полюса по наблюдениям спутников



При использовании для вывода координат полюса возмущений в элементах орбиты, представленных формулами (3.149), требуется тщательный учет возмущений, обусловленных другими факторами, не связанными с движением полюса. Особой проблемой является учет возмущений, имеющих период близкий к суткам, т. е. соответствующий периоду $\Delta\Omega$, Δu и Δi в формулах (3.149).

Применительно к доплеровским наблюдениям способ определения координат полюса, основанный на анализе возмущений орбитальных элементов, был разработан R. J. Anderle, L. K. Beuglass [117].

Доплеровские наблюдения с целью вывода координат полюса стали выполняться с 1969 г. в США. Использовались спутники навигационной системы *Transit* и система наблюдательных станций *Tranet*. Как известно, ИСЗ *Transit* стали выводиться на орбиты с апреля 1960 г. Они имели полярные орбиты, близкие к круговой, высотой $h \cong 1000$ км, с периодом обращения ИСЗ $T \cong 90$ мин. В начатых с 1969 г. наблюдениях участвовало 13 станций. В 1970 г. начала функционировать Дальгреневская служба движения полюса (DPMS).

С использованием разностей между вычисленным и наблюдаемым значениями доплеровского смещения частоты составлялись уравнения поправок для уточнения координат пунктов и номинальной частоты передатчика. Для получения параметров, характеризующих перемещение полюса, использовались возмущения в аргументе широты, которые в связи с $i \cong 90^\circ$ представлялись выражением

$$\Delta u \cong \psi \cos (\Omega' - S' - A). \quad (3.151)$$

Рассмотренные эффекты называют кинематическими.

Наблюдения спутников позволяют определить взаимное положение наибольшей главной оси инерции и мгновенной оси вращения Земли, чего нельзя осуществить астрометрическим методом. При этом необходима точность измерения расстояний до спутника с ошибкой, не превышающей 2—3 см. С такой же точностью должна быть известна орбита.

Для решения такой проблемы в числе параметров, характеризующих гравитационное поле, должны быть определены гармонические коэффициенты C_{21} и S_{21} . Эти коэффициенты равны нулю при совпадении мгновенной оси вращения Земли с наибольшей главной осью инерции. В данном случае речь идет об использовании так называемого динамического эффекта.

В общем случае, когда условные системы координат не совпадают с главными осями инерции, имеем [134]:

$$\left. \begin{aligned} C'_{21} &\approx C^0_{21} + \psi \cos A \cdot C_{20} \\ S'_{21} &\approx S^0_{21} + \psi \sin A \cdot C_{20} \end{aligned} \right\}. \quad (3.152)$$

Как следует из (3.152), коэффициенты C'_{21} и S'_{21} включают постоянную часть C^0_{21} и S^0_{21} и переменную, причиной которой является годовое перемещение полюса инерции относительно своего среднего положения.

Из анализа наблюдений, однако, определяются не C'_{21} и S'_{21} ,

а

$$\left. \begin{aligned} C_{21} &= C'_{21} + C''_{21} \\ S_{21} &= S'_{21} + S''_{21} \end{aligned} \right\}, \quad (3.153)$$

где

$$\left. \begin{aligned} C''_{21} &= -\psi C_{20} \cos A \\ S''_{21} &= \psi C_{20} \sin A \end{aligned} \right\}. \quad (3.154)$$

Появление в (3.153) слагаемых C''_{21} и S''_{21} обусловлено использованием для перехода от условной к невращающейся системе координат формулы (3.146) вместо формулы (3.142), т. е. использованием вместо системы XYZ квазиинерциальной системы X_1, Y_1, Z_1 .

Из формул (3.154) следуют выражения для определения полярных координат полюса

$$\left. \begin{aligned} \psi &= \frac{\sqrt{C_{21}''^2 + S_{21}''^2}}{C_{20}} \\ \operatorname{tg} A &= -\frac{S_{21}''}{C_{21}''} \end{aligned} \right\}. \quad (3.155)$$

Заметим, что существенные трудности возникают в связи с необходимостью реализации системы координат, жестко связанной с Землей. При этом требуется тщательный учет приливных явлений и перемещений литосферных плит.

Государственная система ПВЗ в России в настоящее время использует наряду с астрооптическими спутниковые средства наблюдений. Вывод ПВЗ осуществляется по результатам траекторных измерений спутников системы «ГЛОНАСС» и доплеровских наблюдений геодезического спутника ГЕО-ИК [42].

Наблюдения спутников системы «ГЛОНАСС» в 1993 г. привели к определению ПВЗ со средними квадратическими ошибками в координатах полюса $0,006''$ в разности $UT1-UTC$ $0,0009$ с, в продолжительности суток $0,00053$ с. Из наблюдений спутника ГЕО-ИК определялись координаты полюса со средней квадратической ошибкой $0,012''$.

3.5.6. ЛАЗЕРНАЯ ЛОКАЦИЯ ЛУНЫ КАК СРЕДСТВО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Доставка и установка на Луне лазерных уголкового отражателей позволили перейти к практической реализации возможностей лазерной локации Луны в решении задач геодезии, астрометрии, небесной механики и геодинамики. Среди этих задач важное место отводится изучению движения земных полюсов и неравномерности вращения Земли.

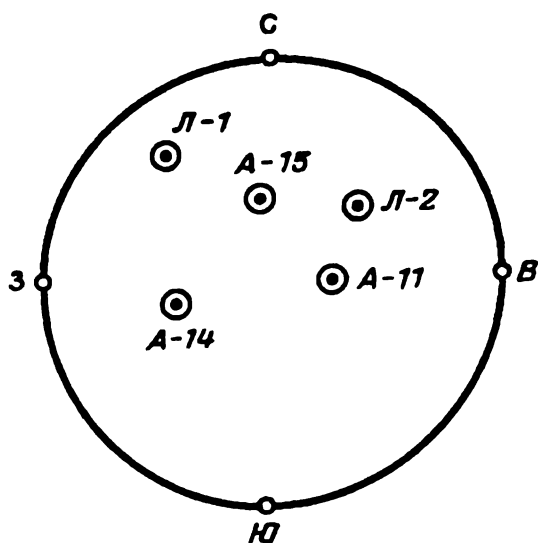
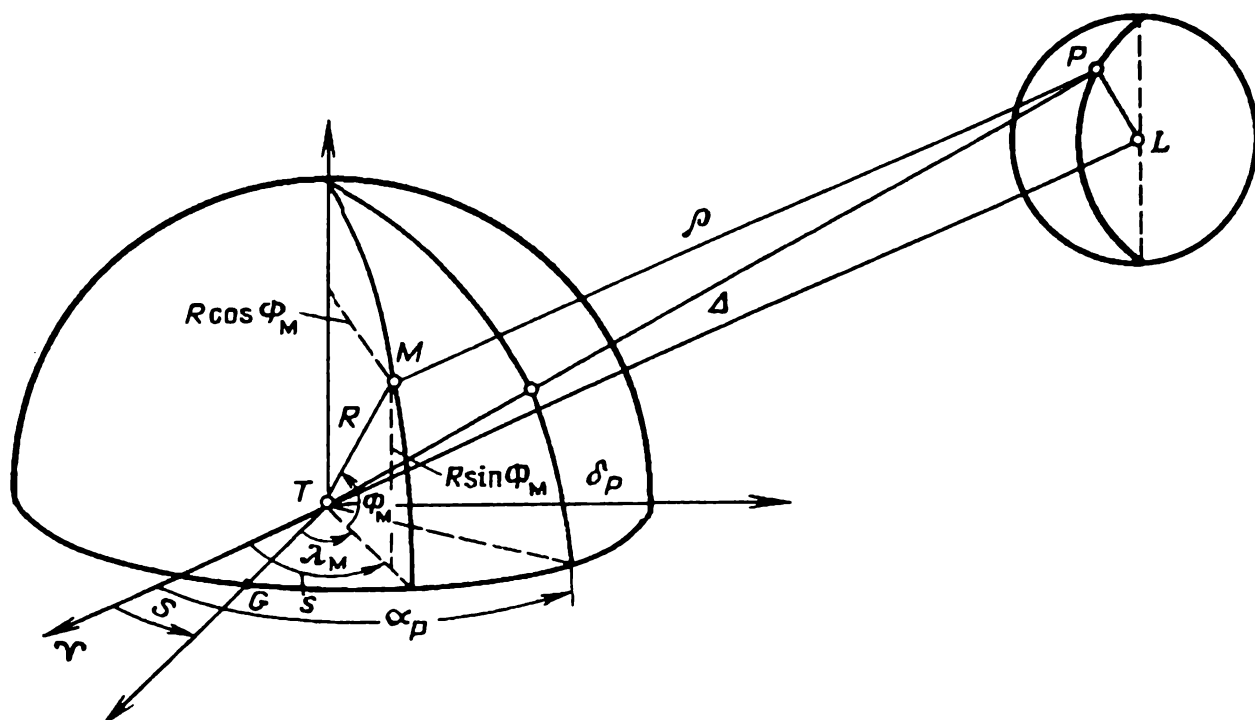


Рис. 101. Схема расположения лазерных уголковых отражателей на Луне

Рис. 102. К использованию лазерной локации Луны для определения параметров вращения Земли



В настоящее время на Луне имеется 5 лазерных уголковых отражателей. Два из них доставлены вместе с советскими самоходными аппаратами Луноход-1 и Луноход-2, три — американскими астронавтами в ходе полетов на Луну на космических кораблях Аполлон-11, 14 и 15". Лазерные уголковые отражатели, установленные на Луноходах, изготовлены французскими специалистами. Схема расположения лазерных уголковых отражателей на Луне приведена на рис. 101.

Возможности лазерной локации Луны в отношении определения параметров вращения Земли вытекают из аналитической зависимости между измеряемыми топоцентрическими дальностями «наземный пункт — отражатель на Луне» и элементами треугольника центр масс Земли — наземный пункт — отражатель на Луне (рис. 102). Кроме того, должна быть представлена зависимость между земными системами координат, у одной из которых ось z направлена вдоль мгновенной оси вращения, а у другой — в МУН.

Из треугольника TMR, изображенного на рис. 102, можно записать

$$\rho^2 = \Delta^2 + R^2 - 2\Delta R (\sin \Phi_M \sin \delta_p + \cos \Phi_M \cos \delta_p \cos t_p), \quad (3.156)$$

где часовой угол отражателя равен

$$t_p = S + \lambda_M - \alpha_p = s - \alpha_p; \quad (3.157)$$

Δ , α_p , δ_p — геоцентрические экваториальные координаты отражателя; R , Φ_M , λ_M — геоцентрические координаты пункта M .

Обычно, при лазерной локации Луны для представления координат наземного пункта пользуются цилиндрическими координатами H , W , λ_M , имея в виду, что

$$\left. \begin{aligned} H &= R \cos \Phi_M \\ W &= R \sin \Phi_M \end{aligned} \right\}. \quad (3.158)$$

Величина $H = R \cos \Phi_M$ — радиус параллели, на которой находится пункт наблюдений.

Величина $W = R \sin \Phi_M$ — расстояние точки M от плоскости экватора.

Подставляя (3.158) в (3.156), получим

$$\rho = [\Delta^2 + R^2 - 2\Delta (W \sin \delta_p + H \cos \delta_p \cos t_p)]^{1/2}. \quad (3.159)$$

Введем земную геоцентрическую систему координат x, y, z , у которой ось z направлена в МУН, а ось x в точку пересечения начального меридиана с условным экватором (см. рис. 102). Пусть XYZ — истинная экваториальная система координат. Тогда для вектора $\vec{R}$ можем записать

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \bar{R}_3 (-S) \bar{R}_1 (y_p) \bar{R}_2 (x_p) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (3.160)$$

Если вместо прямоугольных использовать цилиндрические координаты, то можно записать

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \vec{R} \{-S\} \begin{pmatrix} H' \\ 0 \\ W' \end{pmatrix}, \quad (3.161)$$

где

$$\left. \begin{aligned} H' &= H - W (x_p \cos \lambda - y_p \sin \lambda) \\ W' &= W + H (x_p \cos \lambda - y_p \sin \lambda) \\ \lambda' &= \lambda + (x_p \sin \lambda + y_p \cos \lambda) \frac{W}{H} \end{aligned} \right\}, \quad (3.162)$$

а местное звездное время соответственно

$$s' = s + (\lambda' - \lambda). \quad (3.163)$$

Таким образом, преобразование (3.159) с учетом (3.162) и последующая линеаризация полученного выражения приведут к уравнению поправок, где неизвестными будут являться координаты мгновенного полюса x_p и y_p , а также $UT1-UTC$ (характеристика неравномерного вращения Земли), если другие параметры уточнению не подлежат.

Следует отметить, что при разложении функции ρ в ряд по степеням поправок к счислимым значениям параметров ограничиваются лишь членами первого порядка этих поправок Δv , представляя разность наблюдаемых и вычисленных топоцентрических дальностей до отражателя в следующем виде

$$\rho_{\text{наб.}} - \rho_{\text{выч.}} = \sum_i \frac{\partial \rho}{\partial v_i} \Delta v_i. \quad (3.164)$$

В общей постановке метод лазерной локации Луны позволяет, кроме мгновенных координат полюса (координат наземных пунктов) и скорости вращения Земли, уточнять элементы орбитального движения Луны; координаты отражателей на поверхности нашего спутника, параметры физической либрации Луны, перемещение центра масс Земли.

На практике предпочитают решать отдельные частные задачи, учитывая характер изменения тех или иных параметров и точность их предварительных значений. Это позволяет избежать плохо обусловленной системы уравнений поправок, возникающей при большом числе неизвестных; удастся получить более точные результаты.

Используя данные лазерной локации Луны, наряду с параметрами вращения Земли, можно определить возможное перемещение центра масс Земли. Если обозначить составляющие смещения центра масс Земли за некоторый промежуток времени Δt через Δx , Δy и Δz , то их можно определить по результатам наблюдений на нескольких пунктах, исходя из соотношений [66]

$$\left. \begin{aligned} \Delta H &= -\Delta x \cos \lambda - \Delta y \sin \lambda + W (x_p \cos \lambda - y_p \sin \lambda) \\ \Delta W &= -\Delta z - H (x_p \cos \lambda - y_p \sin \lambda) \\ H \Delta \lambda &= \Delta x \sin \lambda - \Delta y \cos \lambda + W (x_p \cos \lambda + y_p \sin \lambda) - x H \end{aligned} \right\}, \quad (3.165)$$

где x — обусловлена неравномерностью вращения Земли.*

Так как W определяется с меньшей точностью, чем H , то, исходя из первого и третьего уравнений (3.165) по наблюдениям на трех станциях, вычисляют Δx , Δy , x_p , y_p , x . Вычисление Δz выполняется с помощью второго уравнения (3.165).

* $UT1 - UTC = x + \dot{x} \Delta t$ — характеристика отклонения вращения Земли от равномерного.

3.5.7. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Теоретические основы метода радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ) будут рассмотрены в следующем разделе. Здесь остановимся только на принципе использования этого метода космической геодезии для определения координат полюса и неравномерностей вращения Земли.

В методе РСДБ сигналы от радиоисточника, находящегося за пределами нашей галактики, например, квазара, принимаются антеннами, удаленными друг от друга на большие расстояния. Расстояние между радиотелескопами (база радиоинтерферометра) может составлять несколько тысяч километров. Пусть на антенну в пункте A сигнал поступает позднее, чем на антенну, находящуюся в пункте B .

Если не касаться вопроса о введении в результаты измерений различных поправок (см. раздел 3.6), а также считать, что часы в пунктах A и B синхронны, то для временной задержки τ будем иметь

$$\tau = \frac{d}{c} \cos \theta = \frac{\Delta r}{c}, \quad (3.166)$$

где c — скорость света, d — длина базы AB , θ — угол с вершиной в точке A между направлениями на квазар и точку B .

В векторной форме имеем выражение

$$\tau = -\frac{\vec{d}}{c} \cdot \vec{e}_k, \quad (3.167)$$

где $\vec{e}_k$ — единичный вектор направления на радиоисточник (k). Поскольку речь идет о квазарах, фронт волны будет плоским.

Из выражения (3.167) для эпохи наблюдений можно записать $\Delta r = c\tau = -\vec{d} \cdot \vec{e}_k$.

$$(3.168)$$

Если вектор $\vec{e}_k$ получен в системе координат XYZ с помощью преобразования (3.138), то переход от системы координат XYZ к системе, жестко связанной с Землей, приводит к уравнению, содержащему параметры вращения Земли на эпоху t

$$\Delta r = -\vec{d}^T \bar{R}_2(-x_p) \bar{R}_1(-y_p) \bar{R}_3(S) \vec{e}_k. \quad (3.169)$$

Введя разности координат концов базы Δx_{AB} , Δy_{AB} и Δz_{AB} в системе координат, отнесенной к условному международному началу, и сферические координаты радиоисточника α_k и δ_k , соответствующие системе XYZ , получим

$$\begin{aligned} \Delta r = & -(\Delta x_{AB} \Delta y_{AB} \Delta z_{AB}) \begin{pmatrix} 1 & 0 & x_p \\ 0 & 1 & -y_p \\ -x_p & y_p & 1 \end{pmatrix} \times \\ & \times \begin{pmatrix} \cos S & \sin S & 0 \\ -\sin S & \cos S & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \delta_k & \cos \alpha_k \\ \cos \delta_k & \sin \alpha_k \\ \sin \delta_k \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.170)$$

В матрице, содержащей координаты мгновенного полюса x_p и y_p , мы пренебрегли произведениями $x_p y_p$ и квадратами координат, так как x_p и y_p , как отмечалось выше, менее 1".

Дальнейшие преобразования (3.170) приводят к выражению

$$\Delta r = -\Delta x_{AB} [\cos \delta_k \cos (S - \alpha_k) + x_p \sin \delta_k] + \\ + \Delta y_{AB} [\cos \delta_k \sin (S - \alpha_k) + y_p \sin \delta_k] - \\ - \Delta z_{AB} [\sin \delta_k - x_p \cos \delta_k \cos (S - \alpha_k) - y_p \cos \delta_k \sin (S - \alpha_k)], \quad (3.171)$$

которое может служить основой для получения уравнения поправок при измерении временной задержки.

Как следует из (3.171), в уравнении поправок будет 8 неизвестных: разности координат концов базы, координаты мгновенного полюса, координаты (α и δ) квазара и характеристика неравномерности вращения Земли вокруг своей оси x , определяемая через S . Таким образом показана принципиальная возможность определения ПВЗ методом РСДБ.

Однако сделать это напрямую, исходя из (3.171), не удастся из-за невозможности разделения неизвестных, поскольку некоторые из них, например разности координат концов базы и значения x_p и y_p , связаны линейными соотношениями.

В связи с этим для определения ПВЗ методом РСДБ должна применяться специальная методика, о чем будет сказано ниже (см. 3.6).

Данные о результатах определения параметров вращения Земли классическими методами и методами космической геодезии приведены, в частности, в [66].

3.6. ЭЛЕМЕНТЫ РАДИОАСТРОМЕТРИИ

3.6.1. НОВЫЕ МЕТОДЫ АСТРОМЕТРИИ

К середине 60-х годов стало ясно, что классические методы астрометрии, основанные на оптических наблюдениях, в основном, достигли предела своих возможностей, не могут обеспечить существенное повышение точности результатов. Расчеты и опыт свидетельствуют о том, что вынос современных астрометрических инструментов в горы на высоты 2000—3000 м и более позволяет существенно ослабить влияние атмосферы на результаты наблюдений. Однако ни создание высокогорных обсерваторий, ни автоматизация процессов наблюдений и обработки не позволяют достичь точности единичного наблюдения выше, чем $\pm 0,10'' \div \pm 0,15''$. В этот период среди части специалистов сложилось мнение о кризисе в астрометрии.

В это же время существенно увеличилась потребность в данных, которые поставляет астрометрия, повысился интерес к ним со стороны различных прикладных наук и отраслей техники. Особенно

серьезные задачи возникли перед астрометристами в связи с бурным развитием космических исследований: широким проведением фотографических наблюдений ИСЗ, организацией полетов автоматических межпланетных станций (АМС) к планетам и их спутникам, детальными исследованиями гравитационных полей Земли, Луны и планет, уточнением их формы и размеров. В частности, остро встал вопрос об уточнении фундаментальной системы координат, возросла необходимость создания инерциальной координатной системы. Потребовалось распространение фундаментальной системы на большое количество звезд, расположенных как в северном, так и в южном полушарии небесной сферы. Возникла необходимость не только создания обширных звездных каталогов, но и существенного повышения их точности. Резко возросли требования к точности и оперативности получения данных о параметрах вращения Земли.

Сложившаяся ситуация активизировала творческую работу астрометристов. Была уточнена роль и перспективы развития классических методов астрометрии. Вместе с тем возникли и стали развиваться новые методы астрометрии — такие, как радиоастрометрия и космическая астрометрия. В основе первого из них лежит использование радиоинтерферометров со сверхдлинной базой, второй — предусматривает выведение телескопа в космическое пространство на борту специального искусственного спутника. Такими путями, в частности, был преодолен назревший в астрометрии кризис.

Эффективность применения метода радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой по сравнению с методами оптической астрометрии связана с чрезвычайно высоким угловым разрешением радиоинтерферометров. Потенциально угловая разрешающая способность РСДБ оценивается в $0,001''$, а при определенных условиях может быть доведена до $0,0001''$.

В случае наблюдений естественных радиоисточников метод радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой не зависит от гравитационного поля Земли, т. е. является чисто геометрическим.

3.6.2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ СО СВЕРХДЛИННОЙ БАЗОЙ (РСДБ)

Метод был предложен в 1965 г. советскими радиоастрономами Л. И. Матвеевко, Н. С. Кардашевым и Г. Б. Шеломницким [61]. В дальнейшем в развитии метода принимали участие многие специалисты. Среди отечественных ученых следует отметить важное значение работ В. С. Троицкого с сотрудниками (НИРФИ, Нижний Новгород), И. Д. Жонголовича с коллегами (ИТА РАН, Санкт-Петербург), В. С. Губанова, А. Ф. Дравских, А. М. Финкельштейна, П. А. Фридмана (ИПА РАН, Санкт-Петербург), Н. С. Блинова (ГАИШ) [96], [32], [22], [21], [12].

Суть метода РСДБ заключается в том, что два радиотелескопа, расположенные на двух пунктах, удаленных друг от друга на

значительное расстояние, регистрируют одновременно и независимо шумовое радиоизлучение весьма удаленного радиоисточника. В качестве объектов наблюдений, в принципе, могут выступать квазары, ядра радиогалактик, лазерные источники, связанные с областями звездообразования, и пульсары. Во всех случаях это должны быть точечные (компактные) космические объекты, размеры которых порядка $0,001''$ и меньше.

Поскольку антенны радиотелескопов не связаны между собой напрямую, как это имеет место в короткобазисных интерферометрах, возникает необходимость в записи поступающих на антенны радиосигналов на магнитную ленту. Одновременно ведется запись отметок времени от электронных часов, работа которых обеспечивается на каждом пункте автономными высокостабильными стандартами частоты. При этом стремятся к тому, чтобы генераторы частоты на пунктах радиоинтерферометра были синхронизированы с большой точностью. Конечно, в полной мере это требование не удастся выполнить, поэтому, забегая вперед, отметим, что в число неизвестных при обработке результатов наблюдений приходится вводить параметры, характеризующие ошибку синхронизации.

Независимые магнитные записи наблюдений на концах базы обрабатываются на ЭВМ с целью получения «измеренных» величин: временной задержки и частоты интерференции. Обобщенная блок-схема радиоинтерферометра со сверхдлинной базой приведена на рис. 103 [22].

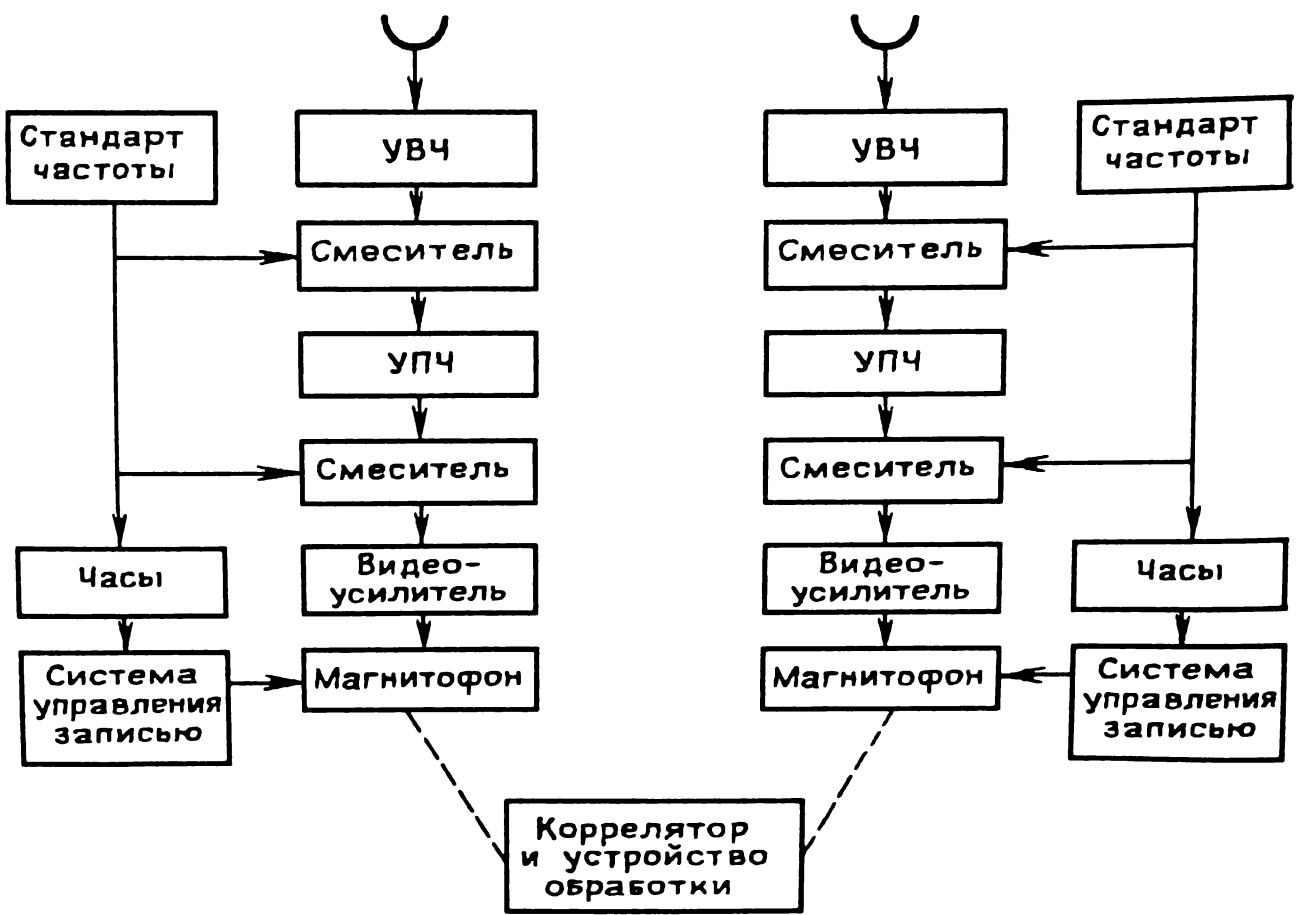


Рис. 103. Блок-схема радиоинтерферометра со сверхдлинной базой

Рис. 104. К теории метода РСДБ

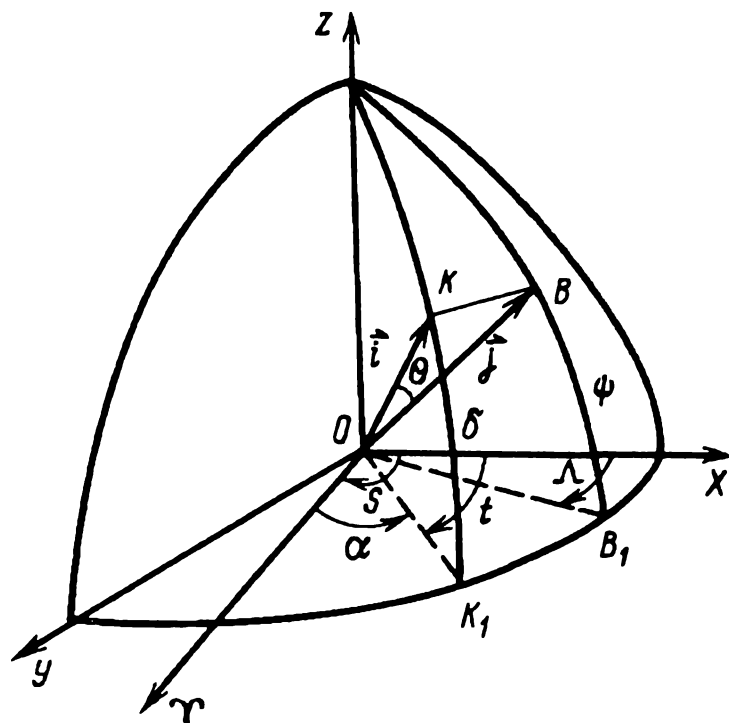
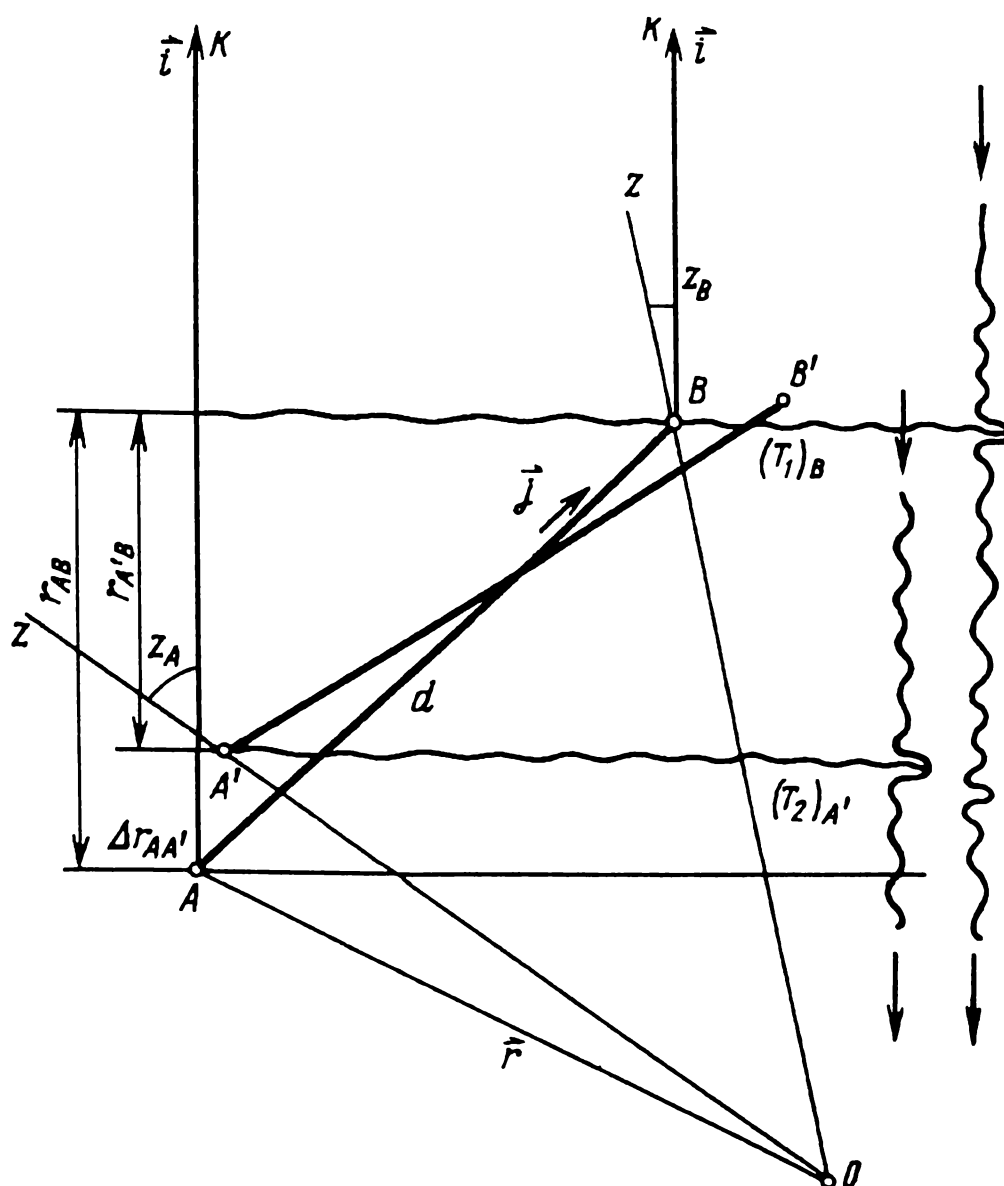


Рис. 105. К выводу основных соотношений в методе РСДБ



Практическая реализация метода РСДБ требует выполнения ряда условий. К ним следует отнести:

- наличие радиотелескопов, работающих в сантиметровом диапазоне, с полноповоротными антеннами диаметром около 30 м и более;
- наличие генераторов частоты со стабильностью 10^{-13} — 10^{-14} ;
- наличие мощных магнитофонов для регистрации результатов наблюдений (объем информации достигает 10^9 единиц);
- соответствующее машинное и математическое обеспечение;
- наличие каталога компактных радиоисточников.

Рассмотрим теоретические основы метода РСДБ [32], в котором в качестве измеренной величины используется временная задержка.

На рис. 104 изображена геоцентрическая система координат $XYZO$. Ось OZ этой системы направлена вдоль мгновенной оси вращения Земли, ось OX лежит в плоскости начального геоцентрического меридиана. Орт $\vec{i}$ характеризует направление на радиоисточник, орт $\vec{j}$ — направление базы AB , на концах которой размещены радиотелескопы (получается параллельным переносом базы до попадания в точку O); геоцентрический радиус-вектор точки A обозначим через $\vec{r}$.

Пусть радиоизлучение наблюдаемого квазара (плоский фронт волны) достигло радиотелескопа, находящегося в точке B базы в момент $(T_1)_B$. В этот момент база занимала положение AB , а ее проекция на направление орта $\vec{i}$ равнялась r_{AB} (рис. 105).

В тот момент, когда часы, находящиеся в пункте B , показывали $(T_1)_B$, часы в пункте A показывали другое время. Причиной этого является начальная несинхронность часов в пунктах A и B и наличие относительного хода часов. Чаще всего рассогласование локальных шкал времени на концах базы представляют в линейной форме

$$\Delta\tau_{\text{несинхр.}}(t) = n + mt,$$

причем числовые значения параметров n и m могут быть определены из обработки наблюдений, выполненных с помощью радиоинтерферометра.

За время $\Delta T = (T_2)_B - (T_1)_B$ радиоизлучение достигнет второго телескопа, находящегося на другом конце базы. База из-за вращения Земли и ее орбитального движения в момент $(T_2)_B$ займет положение A^1B^1 .

В момент $(T_2)_B$ часы на пункте B покажут

$$(T_2)_B = (T_1)_B + \Delta T,$$

а часы на другом конце базы, занимающем положение A' , покажут соответственно

$$(T_2)_{A'} = (T_1)_B + \Delta T + (n + mt).$$

В приведенных формулах ΔT — «временная задержка». Проекцию BA^1 на направление орта $\vec{i}$ обозначим через $r_{A'B}$ и проекцию AA^1 — через $\Delta r_{AA'}$, причем

$$r_{AB} = r_{A'B} + \Delta r_{AA'}. \quad (3.172)$$

Из рис. 105 следует, что

$$r_{AB} = d \cos (\widehat{i, j}), \quad (3.173)$$

в свою очередь

$$\cos (\widehat{i, j}) = i_x j_x + i_y j_y + i_z j_z. \quad (3.174)$$

Подставляя в (3.174) выражения для направляющих косинусов $i_x, i_y, i_z, j_x, j_y, j_z$ с использованием углов, изображенных на рис. 104, получим

$$\begin{aligned} \cos (\widehat{i, j}) &= \cos \psi \cos \delta \cos (S - \alpha) \cos \Lambda + \\ &+ \cos \psi \cos \delta \sin (S - \alpha) \sin \Lambda + \sin \psi \sin \delta = \\ &= \cos \psi \cos \delta \cos (S - \alpha - \Lambda) + \sin \psi \sin \delta, \end{aligned} \quad (3.175)$$

где $S - \alpha - \Lambda$ — часовой угол квазара на меридиане, плоскость которого на рис. 104 параллельна направлению AB .

Если в момент $t_1 = 0$ часовой угол радиоисточника на начальном геоцентрическом меридиане равен $(S - \alpha)_0$, то в момент $t_2 = t_1 + \Delta t$ он будет равен

$$S - \alpha = (S - \alpha)_0 + \int_{t_1}^{t_2} \omega dt, \quad (3.176)$$

где ω — мгновенная угловая скорость вращения Земли* по отношению к «неподвижным» космическим объектам (квазарам, другим внегалактическим источникам).

Если за время наблюдений принять скорость постоянной, то можем записать

$$S - \alpha = (S - \alpha)_0 + \omega t. \quad (3.177)$$

Подставив (3.175) в (3.173), с учетом (3.177), получим

$$\begin{aligned} r_{AB} &= d \cos \psi \cos \delta \cos [(S - \alpha)_0 - \Lambda + \omega t] + \\ &+ d \sin \psi \sin \delta = d \cos \psi \cos \delta \cos [(S - \alpha)_0 - \Lambda] \cos \omega t - \\ &- d \cos \psi \cos \delta \sin [(S - \alpha)_0 - \Lambda] \sin \omega t + d \sin \psi \sin \delta. \end{aligned} \quad (3.178)$$

* В формуле (3.176) $\omega = \frac{d(S - \alpha)}{dt}$. Если в качестве индекса, относительно которого фиксируются обороты Земли, принять точку весеннего равноденствия, то продолжительность суток в этом случае будет на 0,0084 с меньше, чем при использовании квазара. Причиной этого является изменение α под действием прецессии.

Введем теперь обозначения

$$\left. \begin{aligned} d_E &= d \cos \psi \\ d_P &= d \sin \psi \end{aligned} \right\}, \quad (3.179)$$

где d_E — проекция базы на экватор, а d_P — на ось вращения Земли.

Далее положим

$$\left. \begin{aligned} A &= d_E \cos \delta \cos [(S - \alpha)_0 - \Lambda] \\ B &= d_E \cos \delta \sin [(S - \alpha)_0 - \Lambda] \\ C &= d_P \sin \delta \end{aligned} \right\}. \quad (3.180)$$

Соотношения (3.179) и (3.180) превращают (3.178) в выражение

$$r_{AB} = A \cos \omega t - B \sin \omega t + C. \quad (3.181)$$

Перейдем теперь к рассмотрению слагаемых, образующих правую часть формулы (3.172).

Вследствие действия атмосферы оптическая длина пути $c \cdot \Delta T$ будет больше геометрической — $r_{A'B}$. Выражение для $r_{A'B}$ запишется в виде

$$r_{A'B} = \int_{T_1}^{T_2} (c - \kappa) dT = c (1 - \pi) \Delta T, \quad (3.182)$$

где $\pi = \frac{\kappa_{\text{ср}}}{c}$.

Величина $\Delta r_{AA'}$ является следствием вращения и орбитального движения Земли

$$\Delta r_{AA'} = \int_{T_1}^{T_2} (a_c + a_r) dT = c (r_c + r_r) \Delta T. \quad (3.183)$$

Слагаемые a_c и a_r учитывают действие соответственно суточной и годичной аберрации, причем

$$a_c = cr_c = c \left[-\frac{R_{\oplus} \omega}{c} \cos \delta \cos \varphi \sin (S - \alpha - \Lambda) \right], \quad (3.184)$$

где $R_{\oplus}$ — средний радиус Земли.

Так же, как (3.184), приведем без выводов формулу для учета годичной аберрации

$$a_r = cr_r = c \left\{ \frac{\nu_0}{c} [\sin \delta_a \sin \delta + \cos \delta_a \cos \delta \cos (\alpha_a - \alpha)] \right\}. \quad (3.185)$$

В формуле (3.185) α_a и δ_a — координаты апекса годичной аберрации; вывод формул для вычисления которых приведен в разделе по сферической астрономии настоящего руководства. Формула (3.185) получена в предположении, что Земля

движется по круговой орбите; средняя орбитальная скорость вращения Земли $v_0 = 29,77$ км/с. Если принять $R_\oplus = 6371$ км, $c = 3 \cdot 10^5$ км/с, $\omega = 73 \cdot 10^6$ рад/с, то получим $\frac{R_\oplus \omega}{c} = 1,55 \cdot 10^{-6}$ и $\frac{v_0}{c} = 0,992 \cdot 10^{-4}$.

Если к точности результатов предъявляются более высокие требования, то учитывается эллиптичность орбиты Земли. Скорость ее орбитального движения можно определить воспользовавшись таблицей «Положение и скорость Земли», которая с 1986 г. приводится в Астрономическом ежегоднике [7].

Таким образом временную задержку можно представить в следующем виде

$$\tau = \Delta T' + \Delta \tau_{\text{АТМ}} + \Delta \tau_{\text{абер}}, \quad (3.186)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Delta \tau_{\text{атм.}} &= -\pi \cdot \Delta T' \\ \Delta \tau_{\text{абер.}} &= (r_c + r_\Gamma) \Delta T' \end{aligned} \right\}. \quad (3.187)$$

Принимая во внимание (3.186)—(3.187), а также несинхронность показаний часов на пунктах наблюдений, можно записать

$$r_{A'B} + \Delta r_{AA'} = c\tau - cv(n + mt), \quad (3.188)$$

где

$$v = \frac{\tau}{\Delta T'} = (1 - \pi + r_c + r_\Gamma), \quad (3.189)$$

n, m — параметры, характеризующие несинхронность часов.

Сравнивая (3.172), (3.181) и (3.188), приходим к основному уравнению метода РСДБ, когда измеряемой величиной является временная задержка

$$c\tau = A \cos \omega t - B \sin \omega t + C + cv(n + mt). \quad (3.190)$$

Следует заметить, что $\Delta \tau_{\text{атм.}}$ достигает обычно несколько десятков нс, $\Delta \tau_{\text{сут. абер.}} \sim 30$ нс, $\Delta \tau_{\text{год. абер.}} \sim 2000$ нс.

В качестве измеренной величины в методе РСДБ может выступать также частота интерференции

$$F = f \frac{d\tau}{dt}, \quad (3.191)$$

где f — частота принимаемого сигнала.

Для получения основного соотношения необходимо исходить из формулы

$$\dot{r}_{AB} = \dot{r}_{A'B} + \Delta \dot{r}_{AA'}. \quad (3.192)$$

Из (3.181) находим

$$\dot{r}_{AB} = -(A \sin \omega t + B \cos \omega t) \omega. \quad (3.193)$$

Скорость измерения расстояния $r_{A'B'}$, исходя из (3.182), будет равна

$$\dot{r}_{A'B} = \frac{c(1-\pi)}{f_0} f_D, \quad (3.194)$$

где f_0 — частота радиоизлучения, принимаемая в точке B , $f_0 + f_D$ — частота радиоизлучения, принимаемая в точке A' , f_D — доплеровский сдвиг частоты.

Формула (3.194) была бы справедлива, если бы стандарты частоты на пунктах были бы полностью идентичны. Практически всегда имеет место какое-то различие между ними, поэтому вместо (3.194) применяют

$$\dot{r}_{A'B} = \frac{c(1-\pi)}{f_0} (\tilde{f} - \Delta f_{1.2}), \quad (3.195)$$

причем

$$\tilde{f} = f_D + \Delta f_{1.2}, \quad (3.196)$$

где $\Delta f_{1.2}$ — разность частот гетеродинов в пунктах A и B .

Учет суточной и годичной абберации обеспечивается выражением

$$\Delta \dot{r}_{AA'} = c(\dot{r}_c + \dot{r}_\Gamma) \Delta T + c(r_c + r_\Gamma) \dot{\Delta T}, \quad (3.197)$$

где $\dot{r}_c$ и $\dot{r}_\Gamma$ — получают из (3.184) и (3.185)

$$\left. \begin{aligned} \dot{r}_c &= \frac{r\omega^2}{c} \cos \delta \cos \varphi \cos (S - \alpha - \Lambda) \\ \dot{r}_\Gamma &= \frac{v_0^2}{cR} [\sin \delta_a \sin \delta + \cos \delta_a \cos \delta \cos (\alpha_a - \alpha)] \end{aligned} \right\}. \quad (3.198)$$

Для получения $\dot{\Delta T}$ используют (3.182), заменяя в дальнейшем $\dot{r}_{A'B}$ в соответствии с (3.195). Это дает в итоге

$$\Delta \dot{T} = \frac{\tilde{f} - \Delta f_{1.2}}{f_0} + \frac{\dot{\pi}}{1-\pi} \Delta T. \quad (3.199)$$

Из-за малости π для практических целей вместо (3.199) вполне допустимо использование выражения

$$\Delta \dot{T} = \frac{\tilde{f} - \Delta f_{1.2}}{f_0} + \dot{\pi} \Delta T. \quad (3.200)$$

Используя теперь (3.195), (3.197), (3.200) и вводя длину волны $\lambda_0 = cf_0^{-1}$,

а также принимая во внимание несинхронность часов на пунктах, получим

$$\begin{aligned} \dot{r}_{A'B} + \Delta \dot{r}_{AA'} &= \lambda_0 \tilde{f} - \lambda_0 \nu \Delta f_{1.2} + c [(\dot{r}_c + \dot{r}_\Gamma) + \\ &+ (r_c + r_\Gamma) \dot{\pi}] (n + mt), \end{aligned} \quad (3.202)$$

где

$$\left. \begin{aligned} f &= \tilde{f} + \Delta f_{\text{атм.}} + \Delta f_{\text{абср.}} \\ \Delta f_{\text{атм.}} &= -\pi \tilde{f} + (r_c + r_r) f_0 \dot{\pi} \cdot \Delta T \\ \Delta f_{\text{абср.}} &= (r_c + r_r) \tilde{f} + (\dot{r}_c + \dot{r}_r) f_0 \cdot \Delta T \end{aligned} \right\}. \quad (3.203)$$

Приравнивая правые части (3.193) и (3.202), получим основное соотношение в методе РСДБ при использовании в качестве измеренной величины частоты интерференции

$$\lambda_0 f = -(A \sin \omega t + B \cos \omega t) \omega + \lambda_0 \nu \Delta f_{1..2} + c [(\dot{r}_c + \dot{r}_r) + (r_c + r_r) \dot{\pi}] (n + mt). \quad (3.204)$$

Последний член в формуле (3.204) из-за его малости можно не учитывать, тогда

$$\lambda_0 f = -(A \sin \omega t + B \cos \omega t) \omega + \lambda_0 \nu \Delta f_{1..2}. \quad (3.205)$$

Строго говоря, основные формулы метода РСДБ (3.190), (3.204) и (3.205) должны быть исправлены еще некоторыми поправками: за эффекты, связанные с реальной геометрией антенн, за релятивистский эффект. Так, например, в случае пересечения подвижных осей антенн, которые представляют собой полноповоротные параболоиды разных размеров, поправка в τ будет равна [22] (рис. 106)

$$\tau_A \approx (\tau_{\text{ан}_2} - \tau_{\text{ан}_1}) + (\tau_{\text{э}_2} - \tau_{\text{э}_1}), \quad (3.206)$$

где $\tau_{\text{ан}_i}$ — расстояние между фокусом и вершиной параболоида; $\tau_{\text{э}_i}$ — расстояние между вершиной параболоида и точкой пересечения подвижных осей телескопа.

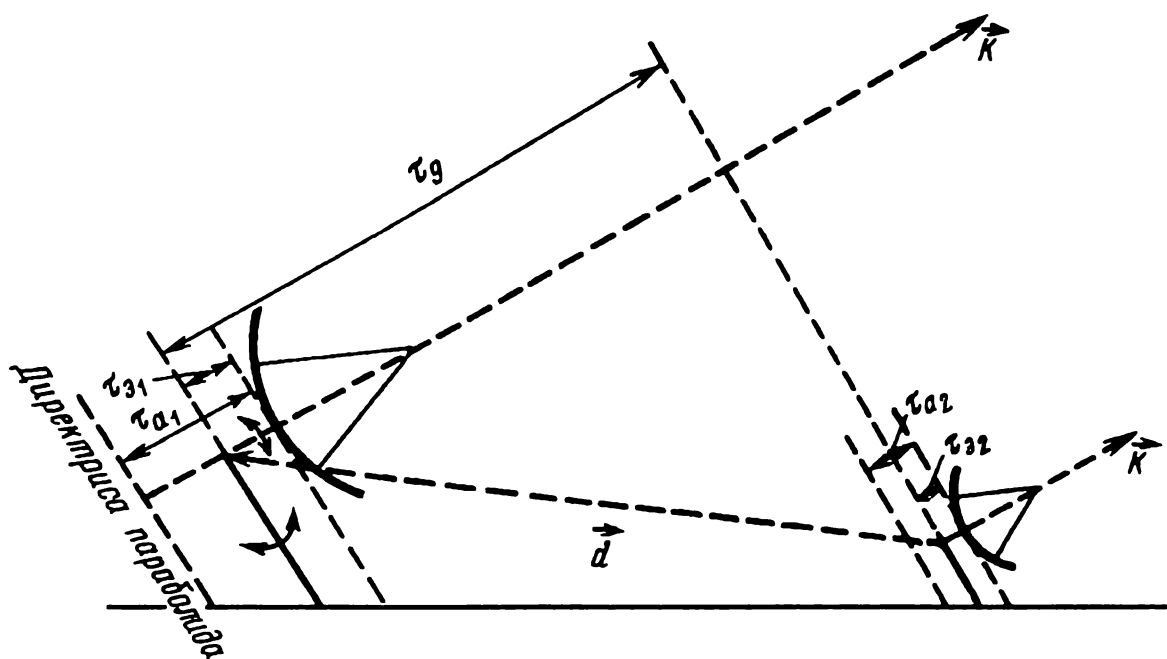


Рис. 106. К учету влияния на результаты наблюдений реальной геометрии антенны ($\tau = \tau_g + \tau_A$)

Такого рода поправки определяют обычно из специальных исследований.

Учет релятивистского эффекта приводит к уточнению поправок за аберрацию $\Delta\tau_{\text{аб.р.}}$ и $\Delta f_{\text{аб.р.}}$.

В заключение обратим внимание на геометрическую интерпретацию результатов измерений в методе РСДБ.

Определение временной задержки τ устанавливает угол θ между направлением j базы и направлением i на радиоисточник (рис. 104).

Частота интерференции определяет угол между перпендикуляром к базе, который располагается в экваториальной плоскости, и направлением на радиоисточник.

Для радиоинтерферометра, размещенного на Земле, максимальное значение временной задержки не может превышать 0,04 с. Соответственно для частоты интерференции будем иметь $1,5 \cdot 10^4 / \lambda$ Гц, где λ — длина волны в см.

Метод РСДБ может эффективно применяться не только при наблюдениях естественных радиосточников. Объектом наблюдения может служить источник радиоизлучения (радиомаяк), установленный на борту ИСЗ. В этом случае фронт падающей волны будет иметь сферическую форму. Возникает также необходимость учитывать движение ИСЗ. Поток излучения от радиомаяка, установленного на ИСЗ, у поверхности Земли на 4—6 порядков больше, чем поток от квазаров. Это позволяет обходиться антеннами малого диаметра. Так, например, в случае геостационарного спутника создается поток $5 \cdot 10^6$ е. п., что дает возможность выполнять наблюдения антеннами метрового диаметра.

3.6.3. ПРИМЕНЕНИЕ РСДБ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГЕОДЕЗИИ, АСТРОМЕТРИИ И ГЕОДИНАМИКИ

Выполним линеаризацию (3.196) и (3.211). В результате получим уравнения поправок метода РСДБ. При измерении временной задержки имеем

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial \tau}{\partial \delta_i} \right)_0 \Delta \delta_i + \left(\frac{\partial \tau}{\partial [(S - \alpha)_{0i} - \Lambda]} \right)_0 [\Delta (S - \alpha)_{0i} - \Delta \Lambda] + \\ & + \left(\frac{\partial \tau}{\partial d_P} \right)_0 \Delta d_P + \left(\frac{\partial \tau}{\partial \omega} \right)_0 \Delta \omega + \left(\frac{\partial \tau}{\partial d_E} \right)_0 \Delta d_E + \\ & + \left(\frac{\partial \tau}{\partial n} \right)_0 \Delta n + \left(\frac{\partial \tau}{\partial m} \right)_0 \Delta m + l_{\tau_i} = v_{\tau_i}, \end{aligned} \quad (3.207)$$

где $l_{\tau_i} = \tau_{\text{выч.}_i} - \tau_{\text{изм.}_i}$.

При измерении частоты интерференции получим

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\partial f}{\partial [(S - \alpha)_{0i} - \Lambda]} \right)_0 [\Delta(S - \alpha)_{0i} - \Delta\Lambda] + \\
& + \left(\frac{\partial f}{\partial d_E \cos \delta_i} \right)_0 \Delta(d_E \cos \delta)_i + \left(\frac{\partial f}{\partial \omega} \right)_0 \Delta\omega + \\
& + \left(\frac{\partial f}{\partial \Delta f_{1 \cdot 2}} \right)_0 \Delta(\Delta f_{1 \cdot 2}) + l_{f_i} = v_{f_i},
\end{aligned} \tag{3.208}$$

где $l_{f_i} = f_{\text{выч.}_i} - f_{\text{изм.}_i}$.

Уравнения поправок вида (3.207) содержат 7 неизвестных, а (3.208) соответственно — 4 неизвестных. Общее число неизвестных в (3.207) и (3.208) будет равно 9. При наблюдении с одной и той же базы другого радиоисточника будут изменяться величины δ_i , $[(S - \alpha)_{0i} - \Lambda]$, $d_E \cos \delta_i$ и добавляться три неизвестных $\Delta\delta_i$, $[\Delta(S - \alpha)_{0i} - \Delta\Lambda]$, $\Delta(d_E \cos \delta)_i$. Входящие в уравнения поправок неизвестные можно сгруппировать, выделив в одну группу параметры, характеризующие базу, во-вторую, — поправки к координатам радиоисточников, в третью — инструментальные параметры n , m , $\Delta f_{1 \cdot 2}$. Остается еще одно неизвестное — это поправка к принятому значению скорости вращения Земли, что дает возможность определять неравномерности во вращении Земли.

Для упрощения процедуры уравнивания и улучшения обусловленности систем уравнений поправок целесообразно выполнять поэтапное определение неизвестных. Так, например, целесообразно разделять уточнение координат радиоисточников и определение параметров, характеризующих базу. К этому вынуждает нас также наличие в уравнениях поправок (3.207) и (3.208) обобщенных параметров $[(S - \alpha)_{0i} - \Lambda]$, $d_E \cos \delta$, d_E , d_P . Для разделения неизвестных d_E , d_P и δ надо наблюдать несколько радиоисточников с разными склонениями.

Приведенные выше уравнения поправок могут быть модифицированы. Вместо длины базы, например, можно ввести разности координат ее концов.

Результаты наблюдений методом РСДБ можно использовать, как было показано в разделе 3.5, для изучения движения земных полюсов. Для этого следует из решения уравнений (3.207) или (3.208) получать через определенные промежутки времени Δt значения координат обсерватории d_P и d_E и вычислять с их использованием последовательность параметров ψ

$$\psi = \arctg \frac{d_P}{d_E}. \tag{3.209}$$

Далее следует образовать разности $\Delta\psi$, соответствующие интервалам времени Δt . Эти разности позволяют определять движение земных полюсов за промежутки времени Δt , используя соотношение

$$\Delta\psi = \Delta x_p \cos \Lambda + \Delta y_p \sin \Lambda.$$

(3.210)

Для уверенного решения задачи потребуются базы с разными Λ .

Если координаты радиоисточников задаются в средней экваториальной системе координат, отнесенной к эпохе каталога, то для связи их с мгновенными значениями, полученными из наблюдений, требуется знать параметры прецессии и нутации. Таким образом, в качестве неизвестных в задачу могут войти параметры прецессии и нутации.

Из сказанного видно, что существует широкий диапазон задач в области астрометрии, геодезии, геофизики, которые можно решить применяя метод РСДБ.

Важнейшими из них являются следующие задачи:

- определение и уточнение до сотых и даже тысячных долей секунды дуги координат радиоисточников, создание каталогов этих небесных объектов, в конечном счете, реализации инерциальной системы координат радиоисточников (ИСКРИ) [20];

- определение параметров вращения Земли (координат полюса до единиц сантиметра, продолжительности суток до десятых долей мс);

- определение длин (с ошибкой 2—3 см) и направлений (с ошибкой 0,001"—0,003") хорд, соизмеримых с размерами Земли, высокоточное определение координат пунктов;

- использование измерений длин и направлений хорд, соединяющих пункты расположенные на разных литосферных плитах, для вывода параметров перемещения последних; для использования этих материалов при прогнозе землетрясений;

- осуществление с высокой степенью точности синхронизации часов, находящихся в разных пунктах;

- в случае размещения одного (или нескольких) радиотелескопов за пределами Земли (космический корабль, искусственный спутник планеты, космический зонд, Луна и т. д.) осуществление навигации космических кораблей, определение положения астронавтов на Луне (планете), координатно-временная привязка исследований, выполняемых в околопланетном пространстве, определение баз, соизмеримых с расстояниями между Землей и планетами и с размерами Солнечной системы;

- проверка общей теории относительности, в ходе которой можно будет получить данные, характеризующие действие гравитационного поля Солнца на траекторию распространения радиоизлучения (отклонение распространения радиоволн от прямолинейного). Данное явление принято называть гравитационной рефракцией.

Существуют различные астрофизические аспекты использования радиоинтерферометров, рассмотрение которых выходит за рамки настоящей книги.

3.6.4. МЕТОДЫ И ПРОГРАММЫ ИЗМЕРЕНИЙ В РСДБ

После отыскания являющихся коэффициентами частных производных уравнения (3.207) и (3.208) приводятся к виду

$$\begin{aligned} & (d_p \cos \delta - d_E \sin \delta \cos h) \Delta \delta - d_E \cos \delta \sin h \Delta S + \\ & + d_E \cos \delta \sin h \Delta \alpha + \sin \delta \Delta d_p - t d_E \cos \delta \sin h \Delta \omega + \\ & + \cos \delta \cos h \Delta d_E + t \Delta n + \Delta m + l_t = v_t \end{aligned} \quad (3.211)$$

$$\begin{aligned} & -\cos \delta \sin h \Delta d_E - d_E \cos \delta \cosh \Delta S + d_E \cos \delta \cos h \Delta \alpha + \\ & + d_E \sin \delta \sin h \Delta \delta - [d_E \cos \delta (\sin h + \omega t \cos h)] \Delta \omega / \omega + \\ & + \Delta f_{1 \cdot 2} + l_f = v_f. \end{aligned} \quad (3.212)$$

Как следует из структуры (3.211) в течение суточного сеанса один и тот же радиоисточник следует наблюдать в разных часовых углах пять раз. В случае измерения частоты интерференции (3.212) один и тот же радиоисточник должен наблюдаться четыре раза.

Для того чтобы система (3.207) или (3.211) разрешалась относительно всех семи неизвестных, необходимо выполнить наблюдения не менее трех источников (N), что соответствует выполнению условия $3N \geq 2N + 3$. Если один из источников наблюдается пять раз, то два другие достаточно наблюдать в течение суточного сеанса трижды.

При изложенном подходе к решению задачи для повышения обусловленности системы уравнений поправок требуется расширение диапазона часовых углов, в которых наблюдаются радиоисточники. Приходится выполнять наблюдения на больших зенитных расстояниях, что приводит к увеличению влияния ошибок, обусловленных действием атмосферы. Величины этих ошибок пропорциональны $\sec z$. Если учесть, что $(s - \alpha) = (S - \alpha) - \Lambda$, то можно заключить, что $\Delta \Lambda$ определяется с точностью до некоторой постоянной. Как показывают исследования между неизвестными, в уравнениях поправок имеют место корреляционные зависимости. В связи с изложенным наиболее точные результаты можно получить, решая задачу отдельно для определенных групп параметров. При этом приходится полагать некоторые параметры, например инструментальные, стабильными в течение суточной программы наблюдений.

Система уравнений поправок вида (3.208) или (3.212) позволяет получить ограниченное число параметров, по сравнению с (3.207) или (3.211). Не получаются параметры, характеризующие ошибку синхронизации стандартов, не определяется полярная проекция базы d_p , не разделяются поправки Δd_E и $\Delta \delta$ (они представлены обобщенным параметром $\Delta y = \Delta(d_E \cos \delta)$). Кроме того, измерения частоты интерференции в большей мере подвержены влиянию атмосферы. Все это делает применение метода, основанного на измерении временной задержки, более предпочтительным.

Радиоинтерференционные наблюдения могут быть организованы по групповой программе, как это делается в классической астрометрии, что позволяет исключить (ослабить) влияние нестабильности инструментальных параметров. Обработка результатов наблюдений в этом случае ведется цепным методом [22]. Для абсолютных определений выгодным вариантом является расположение базы параллельно плоскости экватора ($d_p = 0$). Радиоисточники с разными склонениями (кроме близэкваториальных) наблюдают в верхней кульминации, а близполюсные источники, кроме того, в нижней кульминации и на круге склонений, перпендикулярном меридиану. Для определения склонений близэкваториальных источников экваториальные базы ($d_p = 0$) не годятся. В этом случае приходится использовать базы, близкие к полярным, причем желательно иметь $\lambda_1 \approx \lambda_2$. Однако для строго абсолютного определения склонений близэкваториальных источников необходимо иметь не двухэлементный, а по крайней мере трехэлементный интерферометр.

Наиболее высокую точность в геофизических и геодинамических выводах можно достичь, применяя не абсолютный, а дифференциальный метод определений. Дифференциальные наблюдения позволяют существенно ослабить влияние на результаты атмосферы и инструментальных ошибок. В дифференциальном методе радиотелескопы на концах базы осуществляют синхронные или квазисинхронные наблюдения двух радиоисточников (рис. 107). В качестве измеренных величин в этом случае будут выступать разности временных задержек или разности частот интерференции.

Рассмотрим в качестве примера определение дифференциальным методом параметров базы, полагая при этом, что координаты источников известны. Исходя из уравнения (3.190), образуем разность временных задержек $\tau_i - \tau_j$, в которой исключатся инструментальные параметры m и n . Итак, получим

$$\tau_{ij} = \frac{1}{c} [(A_i - A_j) \cos \omega t - (B_i - B_j) \sin \omega t + (C_i - C_j)]. \quad (3.213)$$

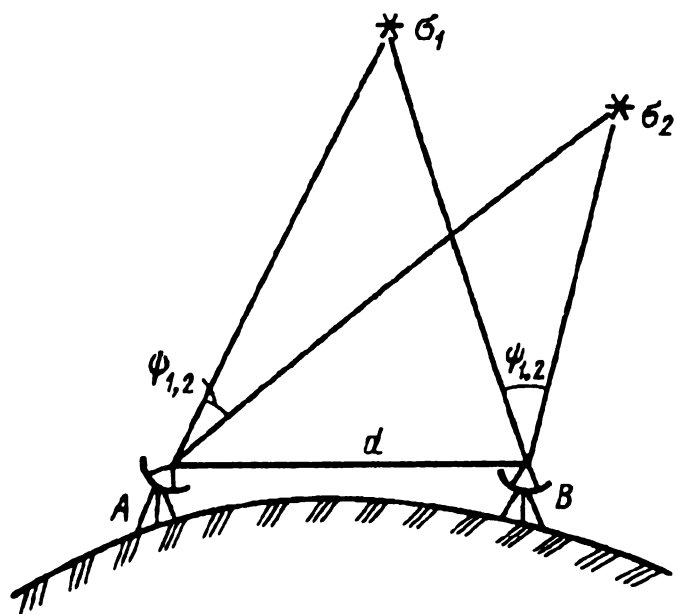


Рис. 107. Дифференциальный метод радиоинтерферометрии

Аналогичным образом, исходя из (3.205), можем записать для разности частоты интерференции

$$f_{ij} = -\frac{1}{\lambda_0} [(A_i - A_j) \sin \omega t + (B_i - B_j) \cos \omega t] \omega. \quad (3.214)$$

Уравнения (3.213) и (3.214) содержат по четыре неизвестных: обобщенные параметры $(A_i - A_j)$, $(B_i - B_j)$ и $(C_i - C_j)$ и угловую скорость вращения Земли ω . Как в случае использования (3.213), так и в случае использования (3.214) необходимо два источника отнаблюдать синхронно четыре раза (в четыре разные момента времени).

Угловое расстояние θ_{ij} между радиоисточниками можно представить соотношением [32]

$$\cos \theta_{ij} = 1 - \frac{(A_i - A_j)^2 + (B_i - B_j)^2}{2d_E^2} - \frac{(C_i - C_j)^2}{2d_P^2}. \quad (3.215)$$

Если выполнить наблюдения двух пар радиоисточников в четырех часовых углах, то из (3.215) можно получить d_E и d_P , а затем найти длину базы.

Наиболее важные в практическом и научном отношении результаты могут быть получены при использовании глобальных радиоинтерферометрических систем. Проекты таких систем были разработаны в свое время в СССР, США, Канаде, Европейском космическом агентстве.

Ряд зарубежных проектов успешно реализованы (POLARIS, США) или реализуются (VLBA, США). В Советском Союзе разрабатывался проект глобальной радиоинтерферометрической системы ПОЛИГАМ, который не вышел на стадию практической реализации. В настоящее время в России ведутся работы по созданию радиоинтерферометрического комплекса «Квазар», предназначенного для координатно-временного обеспечения различных фундаментальных и прикладных задач.

В Институте метрологии времени и пространства НПО «ВНИИФТРИ» совместно с другими организациями создается национальная система определения ПВЗ «Дельта», которая включает три измерительные подсистемы — астрооптическую, спутниковую и РСДБ (комплекс «Квазар»)

Радиоинтерферометрические наблюдения ИСЗ являются эффективным средством для решения разных задач геодинамики, установления связи между фундаментальной системой координат и инерциальной системой координат радиоисточников (ИСКРИ) [21], синхронизации часов, находящихся в разных пунктах [22], в том числе удаленных друг от друга на значительные расстояния.

Выполнены расчеты, касающиеся возможностей использования наблюдений методом РСДБ радиомаяков, доставленных на поверхность Луны [21]. С помощью этих наблюдений, которые целесообразно сочетать с лазерной локацией Луны, можно было бы

решить многие задачи геодезии, геодинамики, селенодезии и астрометрии.

Радиомаяки, помещенные на АМС и на некоторые других космических аппаратах, используются для обеспечения их навигации.

3.7. НЕКОТОРЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ АСТРОМЕТРИИ

3.7.1. КОСМИЧЕСКАЯ АСТРОМЕТРИЯ

Основу космической астрометрии будут составлять работы, выполняемые с помощью космических телескопов, установленных на искусственных спутниках Земли и других космических аппаратах. При этом очевидны преимущества астрометрического ИСЗ перед другими космическими аппаратами, связанные с возможностью более жесткой стабилизации спутника, наиболее простым способом передачи наблюдательных данных на наземные станции.

В будущем после создания лунной базы, что предполагается осуществить в первой четверти XXI века, будут выполняться астрометрические наблюдения с поверхности Луны [111], а в еще более далекой перспективе — с поверхности Марса. Надо полагать, что уровень развития науки и техники позволит к тому времени создать высокоточные автоматизированные системы для решения астрометрических задач на основе наблюдений с поверхности Луны и Марса.

Использованию космических методов должно предшествовать выяснение их экономической целесообразности, сопоставление с наземными методами.

Астрометрический ИСЗ позволит решить следующие задачи:

- определить относительные координаты, относительные собственные движения и параллаксы системы опорных звезд с точностью в несколько тысячных и даже десятитысячных долей секунды дуги, которая в настоящее время не достижима классическими методами;

- определить шкалу расстояний и абсолютных светимостей звезд;

- выполнить исследования структуры и эволюции Галактики;

- выполнить наблюдения малых планет и квазаров, что позволит в первом случае определить положение нуля-пункта фундаментальной координатной системы, а во втором — обеспечить абсолютизацию координат и собственных движений звезд;

- произвести наблюдения двойных звезд, в том числе и тесных, с расстояниями между компонентами до $0,1''$.

Если исходить из того, что для удовлетворения потребностей фотографической астрометрии необходимо плотность опорных звезд довести до 1 звезды на квадратный градус, то общее число опорных звезд составит более 40 000.

Для обеспечения наблюдений планет плотность звездного каталога в окрестностях эклиптики должна составлять до 6 звезд на квадратный градус.

Важным является то обстоятельство, что в космос можно вывести телескопы с такими параметрами, которые позволяют наблюдать весьма слабые звезды (до 27^m).

Следует отметить, что уже имеется большой опыт использования в космосе астрофизической аппаратуры. Астрономические приборы устанавливались, например, на отдельных искусственных спутниках типа «Космос», «Прогноз», на АМС «Венера». На пилотируемом КК «Союз-13» был установлен и функционировал ультрафиолетовый телескоп-спектрометр «Орион». С борта «Салюта-4» выполнялись наблюдения с помощью рентгеновского телескопа и телескопа со щелевыми коллиматорами «Филин». На борту ОКС «Салют-6» был установлен большой субмиллиметровый телескоп, который имел диаметр зеркала 1500 мм. Космонавты собрали на борту этой станции радиотелескоп КРТ-10 с 10-метровой антенной. На орбитальной станции «Салют-7» установлены рентгеновский телескоп и гамма-телескоп «Елена».

В 1983 году в СССР был запущен астрономический спутник «Астрон» с ультрафиолетовым телескопом-спектрометром (УФТ) и рентгеновским телескопом-спектрометром. На борту модуля «Квант» станции «Мир» была установлена астрофизическая обсерватория «Рентген», в состав которой входят 4 рентгеновских телескопа. Аппаратура для обсерватории «Рентген» создавалась в СССР, Великобритании, Голландии и ФРГ.

Известны астрономические обсерватории, установленные на зарубежных спутниках *XEO-3* (США), «*ГИНГА*» (Япония), *IUE* и *EXOSAT* (*ESA*) и др. Эффективные исследования проведены американскими спутниковыми обсерваториями «Коперник» и «Эйнштейн».

1 декабря 1989 г. с космодрома Байконур была запущена в космос астрофизическая обсерватория «Гранат», на которой установлена научная аппаратура, разработанная специалистами СССР, Болгарии, Дании и Франции. В числе приборов, установленных на борту КА, телескопы с узким полем зрения: *СИГМА*, *АРТ-П*, *АРТ-С* и обзорные детекторы: *КОНУС-В*, *ФЕБУС*, *ВОТЧ*. Первые предназначены для наблюдения стационарных источников космического излучения, вторые — для обнаружения и изучения переменных источников космического излучения. КА движется по орбите с высотой апогея 200 тыс. км и высотой перигея 2 тыс. км. При построении телескопов использованы приемники излучения, отличающиеся высокой чувствительностью. Обсерватория «Гранат» представляет весьма эффективное средство для наблюдения рентгеновских источников излучения.

Широко известны два проекта, которыми предусматривается использование космических телескопов для решения задач астрометрии. Это — большой телескоп им. Хаббла (*HST*), разработанный в США при участии специалистов из стран Западной Европы, и

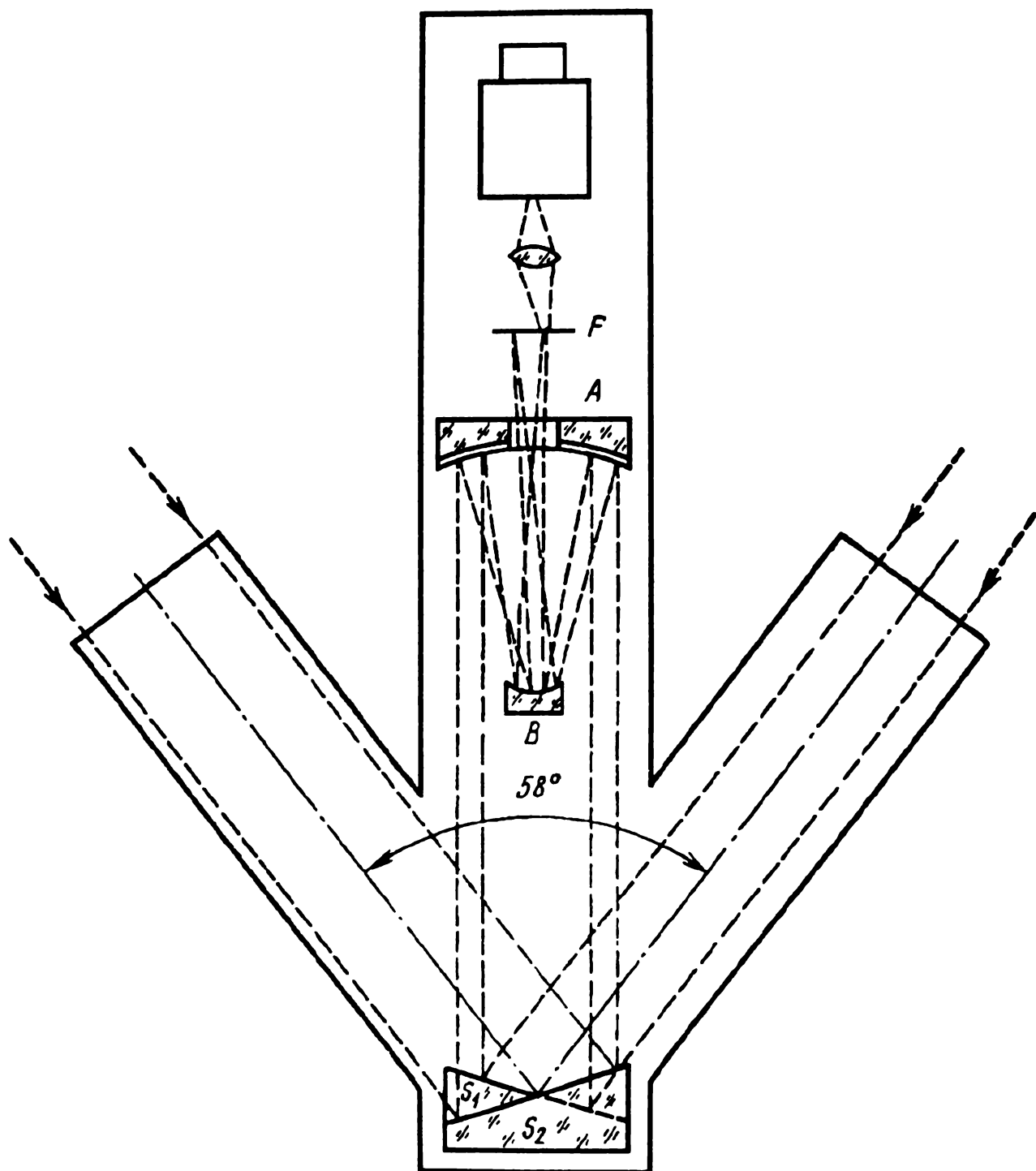


Рис. 108. Схема телескопа астрометрического спутника *HIPPARCOS*

астрометрический ИСЗ «*HIPPARCOS*» (*High Precision Parallax Collecting Satellite*) Европейского космического агентства (ESA) [110]. Охарактеризуем кратко эти проекты.

ИСЗ «*HIPPARCOS*» планировалось запустить на почти гео-стационарную орбиту с наклоном к плоскости экватора менее 3° .

Оптическая система астрометрического телескопа на борту ИСЗ представляет модификацию системы Бейкера—Шмидта (рис. 112), в которой отсутствует коррекционная пластинка. Фокусное расстояние оптической системы $F = 1400$ мм, диаметр первичного зеркала (A) $D_A = 286$ мм, диаметр вторичного зеркала (B) $D_B = 110$ мм. Перед входным отверстием зеркального телескопа установлено плоское зеркало, образованное двумя плоскими зеркалами (S_1 и S_2). Диаметр плоского составного зеркала 250 мм, относительное отверстие телескопа $1:5,6$. Составные зеркала (S_1 и S_2) располагаются под углом $\epsilon = 29^\circ$, что, как следует из рис. 108, позволяет получать в фокальной плоскости изображение

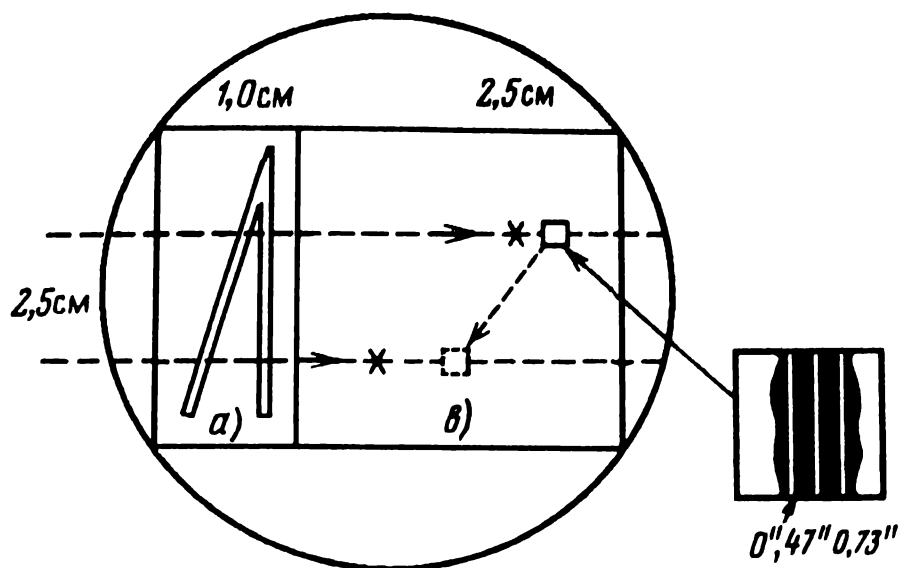
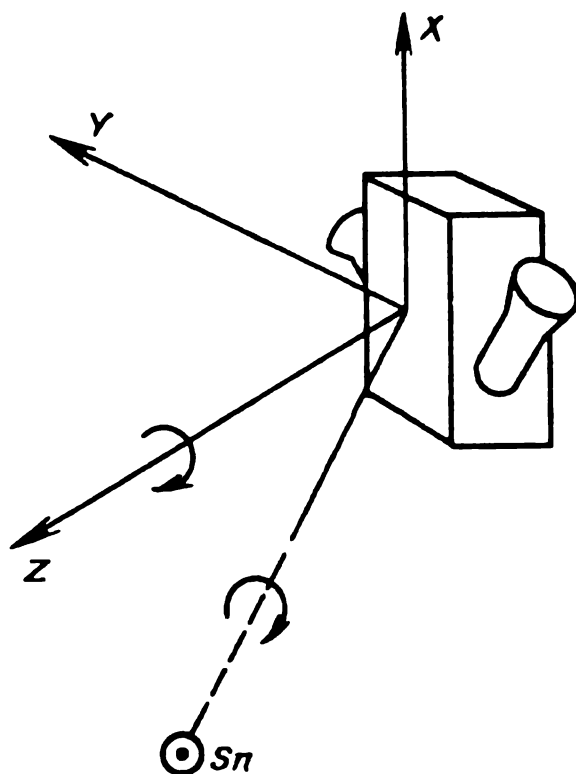


Рис. 109. Схема решетки, расположенной в фокальной плоскости телескопа ИСЗ *HIPPARCOS*

Рис. 110. Схема вращений ИСЗ *HIPPARCOS*, обеспечивающих обзор небесной сферы



двух участников небесной сферы, угловое расстояние между которыми составляет 58° . Зеркала изготавливаются из зерродура, имеющего нулевой температурный коэффициент линейного расширения.

В фокальной плоскости телескопа, площадью 1,93 квадратных градуса, помещается сложная решетка, которая состоит из двух областей (рис. 109). Основная область (b), перекрывающая поле $2,5 \times 2,5$ см и служащая для точной регистрации положений звезд, представляет совокупность параллельно расположенных щелей шириной $0,47''$.

Расстояние между щелями составляет $1,4''$. Общее число щелей, которые будет пересекать изображение звезды в фокальной плоскости, составляет 2688.

Область (a) (см. рис. 109) размером $2,5 \times 1,0$ см состоит из более широких щелей, которые наклонены под углом 45° и предназначены для поиска, отождествления и отбора звезд. Ука-

занные операции выполняются с помощью бортовой ЭВМ, в память которой занесены координаты звезд, подлежащих наблюдениям.

В качестве приемника излучения в телескопе используется диссектор. Мгновенное поле зрения при этом имеет размер $30'' \times 30''$. На фотокатод диссектора это соответствует квадрату площадью 90×90 мкм².

Предусмотрены меры защиты поля зрения от засветок Солнца, Земли и Луны.

Для обзора всей небесной сферы и реализации метода прохождений спутнику (вместо с телескопом) придается два вращения. Во-первых, происходит вращение спутника вокруг оси Z (рис. 110), которая параллельна плоскости зеркал и перпендикулярна плоскости рисунка (см. рис. 108), со скоростью 10 оборотов в сутки. По этой причине скорость перемещения изображения звезды в фокальной плоскости составит $\omega = 150''$ в секунду. Все щели решетки звезда будет проходить примерно за 20 секунд.

Одновременно сама ось Z (см. рис. 110), которая отклонена от направления на Солнца на 40° , вращается вокруг этого направления S_n со скоростью 6 оборотов в год, что обеспечивает неоднократное сканирование всей небесной сферы в течение года.

Измеряемой величиной при реализации проекта «HIPPARCOS» можно считать проекцию дуги, соединяющей две звезды, на большой круг, который описывает на небесной сфере перпендикуляр к оси вращения спутника. Эта величина в соответствии с [76] может быть представлена формулой

$$\varphi_{ij} = \varepsilon 2c + (n_j - n_i) \psi + (t_j - t_i) \omega + \eta(t_j) - \eta(t_i), \quad (3.216)$$

где $t_{i(j)}$ — время прохождения звездами $\sigma_{i(j)}$ через щели решетки, имеющие номера $n_{i(j)}$; ψ — интервалы между щелями, которые могут быть получены путем калибровки, например, по звездам с известными координатами; $\eta(t_{i(j)})$ — случайные ошибки, обусловленные, в основном, вибрациями спутника; $\varepsilon = \pm 1$, если изображения звезд строились разными составными зеркалами и $\varepsilon = 0$, если — одним.

Из сказанного ясно, что в процессе наблюдений непосредственно получают значения $t_{i(j)}$ и $n_{i(j)}$. Поскольку вся программа рассчитывалась на 2,5 года наблюдений, каждая звезда должна была наблюдаться неоднократно. В ходе математической обработки предстояло учесть разновременность наблюдений звезд (дуг между звездами).

Программа наблюдений включала $\sim 100\,000$ звезд. Количество звезд, образующих программу, в зависимости от звездных фотографических величин представлено в табл. 21.

Уравнения поправок, составленные по результатам наблюдений, в качестве неизвестных содержат поправки к эклиптическим

Таблица 21

Некоторые данные о звездах, подлежащих наблюдениям в проекте «HIPPARCOS»

Звездная фотографичес- кая величина <i>m</i>	Число звезд в тысячах	% от всех звезд дан- ной <i>m</i>	Звездная фотографичес- кая величина <i>m</i>	Число звезд в тысячах	% от всех звезд дан- ной <i>m</i>
6	3,0	100	11—12	6,0	0,8
6—7	5,4	100	12—13	2,0	0,1
7—8	14,6	100			
8—9	40,8	100			
9—10	16,0	15			
10—11	12,0	4			

координатам звезд, компонентам собственного движения, параллаксам звезд и параметры соответствующего скана.

Общее число неизвестных, как показывают расчеты, может достичь 1,5 млн.

В результате реализации проекта рассчитывали получить положения, собственные движения и параллаксы звезд с средними квадратическими ошибками $0,001 \div 0,002''$ для звезд ярче 10^m и $0,002 \div 0,005''$ для более слабых звезд. Предполагалось также получить карту звездного неба, содержащую 0,4—2,0 млн звезд, положения которых будут определены со средней квадратической ошибкой около $0,01''$.

Астрометрический ИСЗ «HIPPARCOS» был запущен в космос с помощью ракеты «Ариан-4» в ночь с 8 на 9 августа 1989 г. с космодрома Куру (Французская Гвиана). После выхода спутника на промежуточную орбиту была дана команда на включение апогейного двигателя. Однако двигатель не включился, и переход ИСЗ с промежуточной на геостационарную орбиту не состоялся. Промежуточная орбита характеризовалась параметрами: высота в апогее 35 980 км, высота в перигее 200 км, наклонение — $6,89^\circ$. Лишь 14 сентября с помощью коррекционных двигателей удалось увеличить высоту перигея до 500 км. Период обращения спутника составляет 10 час. 37 мин.

В сложившейся ситуации полное выполнение намеченной программы оказалось под угрозой. Ожидалось, что окончательная точность измерений будет ниже запланированной. Из-за возможного сокращения времени активной работы спутника должен был уменьшиться объем наблюдений. Отличие орбиты от геостационарной потребовало увеличения числа станций для приема информации с ИСЗ с одной до трех. Однако, в действительности результаты, полученные при реализации проекта «HIPPARCOS» оказались весьма высокого качества.

Большой космический телескоп Хаббла (HST), созданный в США, предназначается в первую очередь для астрофизических исследований. Однако примерно 15 % наблюдательного времени отводится на решение астрометрических задач. Телескоп был

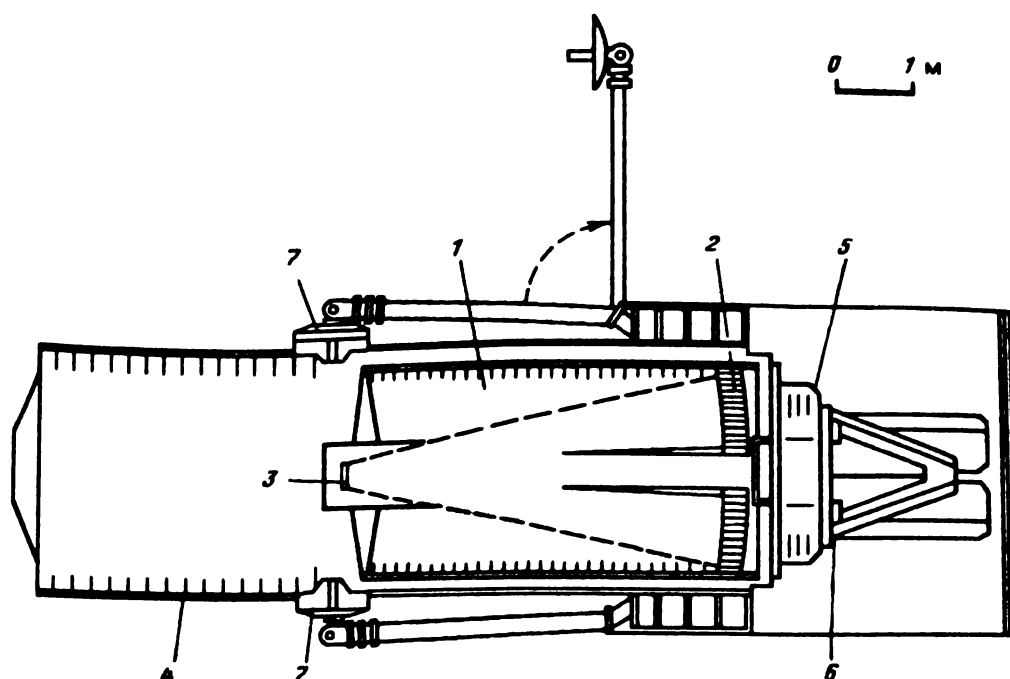


Рис. 111. Схема большого космического телескопа (HST):

1 — телескоп, 2 — главное зеркало, 3 — вторичное зеркало, 4 — бленда, 5 — камеры, 6 — фокальная плоскость, 7 — антенна

готов к выводу на орбиту в 1985 г. Катастрофа «Челенджера» привела к изменению этого срока. Только в апреле 1990 г. экипаж корабля многоразового использования «Дискавери» вывел телескоп Хаббла на орбиту и он начал функционировать. В его работе также имелись определенные неполадки.

Сразу после выведения в космос выяснилось, что при изготовлении его оптической части допущены ошибки: сферическая абберация главного зеркала не позволяла достичь планировавшегося разрешения. В его работе имелись и другие неполадки.

Их устранение было осуществлено экипажем космического транспортного корабля «Индевор» в ходе экспедиции 1—3 декабря 1993 г.

В HST применена оптическая схема Ричи—Кретьена (рис. 111). Диаметр главного зеркала составляет 2,4 м, относительное отверстие 1:24. Рабочее поле телескопа составляет 18' в диаметре. Проницающая сила HST такова, что им можно наблюдать звезды до 27 звездной величины. При этом угол между направлениями на звезду и Солнце не должен быть менее 70°, соответственно на Землю — не менее 50° и на Луну — не менее 15°, а время накопления составляет несколько часов. Среди разнообразной регистрирующей аппаратуры (спектрографы, фотометр, камера для слабых объектов, широкоугольная и планетная камеры) имеется система тонкого гидирования, которая позволяет решать астрометрические задачи. Гидирование телескопа обеспечивается на уровне 0,007". Скорость измерений, обеспечивающих точность до

Таблица 22

Основные параметры проектируемых космических телескопов*

Параметр \ Проект	«Ломоносов»	Малая космическая лаборатория	АИСТ
Апертура, см	100	7	25—40
Фокусное расстояние, м	40—50	0,1	2—4
Рабочее поле, кв. град.	0,067 × 0,13	5,8 × 8	1 × 1
Масштаб, "/мм	5—6	2000	100—50
Предельная звездная величина, <i>m</i>	до 14	до 8	до 14
Фотоприемник	ПЗС	ФПЗС	ФЭУ, ПЗС
Способ измерений	эталон угла 90°	эталон угла 90°, сканирование	эталон угла 180°, сканирование
Точность единичного измерения, дуг. сек.	0,003	1—4	0,05—0,01
Число наблюдений каждого объекта	2—4	10 000	50—70
Точность результатов, дуг. сек.	0,002	0,01	0,005
Объекты наблюдений	звезды, малые планеты	звезды	звезды, тела Солнечной системы
Количество звезд в программе	400 тыс.	60 тыс.	(400—1000) тыс.
Плотность программы, звезд/кв. град.	10	1	10 и более

0,002" для звезд 10 — 17^m, составляет 1 звезда в минуту. Для более слабых звезд точность, видимо, будет на порядок ниже.

В качестве приемника излучения в телескопе HST используется, в частности, композиция ФЭУ.

В нашей стране также разработаны проекты космических телескопов, предназначенных для решения астрометрических задач.

Так, например, известны проекты: «Ломоносов» (ГАИШ, НПО им С. А. Лавочкина, ГОИ, НИИ телевидения), Малая космическая лаборатория (ИКИ РАН) и Астрометрический искусственный спутник-телескоп — АИСТ (ГАО РАН). Сведения об основных параметрах этих телескопов представлены в табл. 22.

К космической астрометрии может быть отнесен радиоинтерференционный метод. Вместе с тем, учитывая специфику, принято его рассматривать в качестве самостоятельного раздела, который называют радиоастрометрией [22]. Основы радиоастрометрии рассматривались в предыдущем разделе.

В соответствующих разделах книги в той или иной степени говорилось об использовании для решения астрометрических задач

* Данные взяты в работе Чубея М. С., Макарова В. В., Ершова В. Н. и др. «Решение задач фундаментальной астрометрии с помощью космических систем», помещенной в Сборнике «Проблемы построения координатных систем в астрономии» (Серия «Проблемы исследования вселенной», вып. 12, Л., 1989).

результатов наблюдений с поверхности Луны и планет, лазерной локации Луны и спутников, доплеровских наблюдений ИСЗ.

Каждый из проектов обладает своими достоинствами и недостатками. По-видимому, исходя из этого в конце концов будет найден оптимальный вариант орбитального космического телескопа.

3.7.2. ОБ АВТОМАТИЗАЦИИ В АСТРОМЕТРИИ

Важным направлением развития астрометрии является автоматизация астрометрических наблюдений. Автоматизация в астрометрии связана с созданием новых инструментов; с использованием объективных методов регистрации; с разработкой автоматических измерительных машин для обработки астронегативов и снимков, содержащих другую измерительную информацию (изображения участков кругов, уровней); с регистрацией параметров, характеризующих метеорологические условия наблюдений; с применением электронной вычислительной техники.

Автоматизация наблюдений приводит к исключению или, по крайней мере, к существенному ослаблению влияния на результаты личных ошибок. Полностью или частично устраняется тепловое и механическое воздействие наблюдателя на астрометрический инструмент. Создаются условия для более полного исключения и (или) учета инструментальных погрешностей и ошибок, обусловленных влиянием внешней среды. В конечном счете повышается точность наблюдений.

Резко возрастает объем получаемой во время наблюдений информации.

Применение для обработки ЭВМ позволяет полностью использовать полученную в процессе наблюдений информацию, применить современные методы математической обработки, оперативно получить результаты, необходимые для дальнейшего использования.

В нашей стране широкое распространение на службах времени получил метод фотоэлектрической регистрации звездных прохождений. Этот метод автоматизации (объективизации) астрометрических наблюдений в 1933 году предложил в Пулкове Н. Н. Павлов [72]. Метод разрабатывался применительно к пассажному инструменту, хотя в дальнейшем фотоэлектрические установки использовались на меридианных кругах [75], астролябиях [145], спутниковых камерах [144]. В 1959 г. по проекту Н. Н. Павлова был построен новый пассажный инструмент службы времени. Результаты, полученные из наблюдений этим инструментом, имели более высокую точность, чем наблюдения на ФЗТ и астролябиях Данжона. Значительный вклад в развитие метода фотоэлектрической регистрации внес В. Э. Брандт [15].

Дальнейшее развитие метода фотоэлектрической регистрации связано с использованием микропроцессорной техники, необходимой как для автоматического задания режима наблюдений, так и для оперативного сбора информации и учета влияния на результаты внешней среды.

Во многих странах мира в качестве астрометрического инструмента используется фотографическая зенитная труба. В Пулковской обсерватории наблюдения ФЗТ были полностью автоматизированы [8].

В России, США, ФРГ ведется работа над проектами фотоэлектрических зенитных труб [110].

Большие возможности применения автоматизации имеются при работе с таким типом астрометрического инструмента, как горизонтальный меридианный круг (ГМК). Разработка такого инструмента в Пулково была впервые реализована Л. А. Сухаревым [94]. Наблюдения с помощью ГМК конструкции Л. А. Сухарева привели к результатам высокой точности. Средняя квадратическая ошибка (приведенная к экватору) прямого восхождения, полученного на основе одного наблюдения, составила $0,011''$. ГМК системы Л. А. Сухарева был обеспечен фотоэлектрическими регистрирующими устройствами для наблюдений звезд и для коллиматоров.

В настоящее время Г. И. Пинигиным и О. Е. Шорниковым (Россия) [74] и Э. Хогом (Дания) [127] предложены иные схемы ГМК. В них, в частности, труба инструмента перенесена в плоскость первого вертикала. Горизонтальный меридианный круг конструкции Г. И. Пинигина и О. Е. Шорникова снабжен двухкоординатным автоматическим автоколлимационным микрометром для регистрации прохождений звезды. Имеется также фотоэлектрический автоматический микрометр мира, относительно которой осуществляются дифференциальные наблюдения звезд. Фотоэлектрический метод регистрации применяется при отсчитывании по кругу, который снабжен 6 микроскопами. Имеются возможности для повышения уровня автоматизации.

Можно было бы продолжить перечень астрометрических инструментов, в которых в той или иной степени обеспечивалась автоматизация наблюдений. При этом следовало назвать фотографический вертикальный круг М. С. Зверева, снабженный фотоэлектрическими микрометрами для отсчитывания вертикального круга [34]; автоматические меридианные круги в Пулково, в Бордо (Франция), в Брорфельде (Дания), на острове Ла-Пальма (Испания), в Перте (Австралия) [75].

Широкую возможность для автоматизации процесса наблюдений открывает применение телевизионного метода. Телевизионные системы, кроме того, обладают более высокой чувствительностью, по сравнению с фотографическими материалами. Например, телескопом с диаметром действующего отверстия $D = 50$ см удастся наблюдать звезды до 18^m [76]. Для определения координат далеких космических объектов (АМС, космических зондов) используются комбинированные системы, сочетающие фотографический и телевизионный метод [76] или телевизионный телескоп с автоматическим фотоэлектрическим следящим устройством (АФСУ) [9]. В последнем случае оказывается возможным оперативное определение координат далеких космических объектов, для наблюдения которых исполь-

зуется телевизионный телескоп. Слежение за опорными звездами осуществляется при помощи сканирующего устройства АФСУ. Взаимное положение осей телевизионной камеры и системы АФСУ определяется автоматически с помощью специальных датчиков.

Лазерные и доплеровские наблюдения ИСЗ и лазерная локация Луны в настоящее время осуществляются при помощи автоматических систем, в состав которых входит специализированная ЭВМ или микропроцессор.

Вопрос об автоматизации измерений астрофотографий затрагивался выше (см. 3.3).

Итак, электронная вычислительная техника может использоваться в астрометрических системах для автоматизации процесса наблюдений.

Другим, не менее важным, направлением использования ЭВМ в астрометрии является обработка результатов наблюдений и анализ полученных данных.

В обсерваториях и других астрономических учреждениях ведется отработка системы программного обеспечения решения астрометрических задач, в состав которой входят библиотеки стандартных программ и банк астрометрических данных.

Банк астрометрических данных, как правило, имеет специализированный характер.

Важным направлением работы является дальнейшее совершенствование структуры Астрономического ежегодника.

Должны совершенствоваться методы математической обработки массивов астрометрической измерительной информации и принципы анализа получаемых данных.

Дальнейшее развитие астрометрии несомненно связано с разработками в области теории этого раздела астрономии*, в выявлении и использовании междисциплинарных связей.

Получение новых результатов и выводов в астрометрии требует повышения точности наблюдений. Решение этой задачи невозможно без создания новых инструментов, приборов и автоматизированных систем. Должны быть продолжены разработки высокочувствительных приемников излучения, обеспечено совершенствование методик наблюдений.

Повышение точности наблюдений и развитие теоретических основ астрометрии необходимое условие дальнейшего развития ее нового направления релятивистской астрометрии [60].

Реализация пространственно-временной системы отсчета, основанной на положениях общей теории относительности, является важнейшей проблемой современной астрометрии. Эта проблема решается совместно астрометристами и геодезистами, что в значительной мере связано с большими возможностями, которые открывает использование методов космической геодезии.

* См., например, Б. И. Власов. «Построение общей теории методов астрометрии». Бюллетень «Всемирное время и координаты полюса», июль—сентябрь 1994. М., с. 25—31.

Высокая точность измерений, обеспечиваемая методами космической геодезии, и совершенствование теории движения искусственных спутников создают предпосылки для уточнения используемых в астрометрии данных о Земле (форма, размеры, гравитационное поле, особенности осевого вращения, перемещение литосферных плит и т. д.).

В связи с ограниченными возможностями классического меридианного метода и использованием астрометрических ИСЗ активно ведутся исследования по применению дугомерных методов.

Следует также подчеркнуть, что успешное решение проблем астрометрии — необходимое условие решения ряда задач астрофизики и звездной астрономии, например, определения шкалы расстояний во Вселенной, изучения кинематики и эволюции звезд, звездных групп и других.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абалакин В. К. Основы эфемеридной астрономии. М., Наука, 1980, с. 448.
2. Алексашин Е. П., Никонов В. А. Определение расхождений в системах координат независимых селенодезических каталогов. *Астрономический вестник*. 1989, т. XXIII, № 3, с. 243—253.
3. Алексашин Е. П., Тимофеев Ю. С., Ширенин А. М. Селеноцентрическая система координат «Зонд-8». Методы построения и каталог координат опорных точек. Сборник научных трудов ЦНИИГАиК, М., ЦНИИГАиК ГУГК СССР, 1989. 216 с.
4. Алексеев В. А., Брауде С. Я., Брумберг В. А. и др. Проект «ПОЛИГАМ». *Сообщ. САО*, 1980, № 28. 56 с.
5. Антонович К. М. Определение астрономической широты по фотографиям звезд в меридиане. В сб. «22-я научно-техн. конф. Новосиб. ин-т инж. геодезии, аэрофотосъемки и картографии. Тезисы докл.». Новосибирск, 1972, с. 33—34.
6. Антонович К. М. Применение фотографической регистрации прохождений звезд для определения времени по способу равных высот. В сб. «22-я научно-техн. конф. Новосиб. ин-т инж. геодезии, аэрофотосъемки и картографии. Тезисы докл.». Новосибирск, 1972, с. 34—35.
7. *Астрономический ежегодник СССР на 1986 год*. Л., Наука, 692 с.
8. Бакулин П. И., Блинов Н. С. Служба точного времени. М., Наука, 1977. 352 с.
9. Баранов В. Н., Бойко Е. Г., Краснорылов И. И. и др. Космическая геодезия. М., Недра, 1986. 407 с.
10. Блажко С. Н. Курс практической астрономии, 4-е изд., Наука, 1979.
11. Блажко С. Н. Курс сферической астрономии. ОГИЗ — Гостехиздат. Москва, Ленинград. 1948.
12. Блинов Н. С. Методы радиоастрометрических наблюдений. Определение координат радиоисточников и параметров вращения Земли. *Итоги науки и техники. «Астрономия»*, том 23, М., 1983, с. 5—60.
13. Бойко Е. Г., Клеицкий Б. М., Ландис И. М., Устинов Г. А. Использование искусственных спутников Земли для построения геодезических сетей. М., Недра, 1977. 376 с.
14. Большаков В. Д., Гайдаев П. А. Теория математической обработки геодезических измерений, М., Недра, 1977.
15. Брандт В. Э. Фотоэлектрическая установка для регистрации прохождений звезд. *Труды ЦНИИГАиК*, вып. 112, 1956, с. 23—109.
16. Быстров Н. Ф., Положенцев Д. Д., Поттер Х. И. и др. О каталоге ФОКАТ. *Астрон. журн.* 1989, том 66, вып. 2, с. 425—428.
17. Вулард Э. Теория вращения Земли вокруг центра масс. М., Физматгиз, 1963, с. 00.
18. Гаврилов И. В., Дума А. С., Кислюк В. С. Каталог селеноцентрических положений 500 базисных точек на поверхности Луны. «Фигура и движение Луны. Респ. межвед. сб.», Киев, 1967, вып. 2, с. 7—55.
19. Гриневич Г. В. Анализ значений широты Китаба за период 1958—1963 гг., полученных разными наблюдателями на зенит-телескопе ЗТЛ-180. В сб. «Анализ результатов широтных наблюдений». Изд-во «ФАН» УзССР, Ташкент, 1966, с. 37—48.
20. Губанов В. С. О состоянии и перспективах радиоастрометрии. В сб. *Изучение Земли как планеты методами геофизики, геодезии и астрономии*. Киев, Наукова думка, 1988, с. 200—205.
21. Губанов В. С., Стрелецкий Ю. С., Умарбаева Н. Д., Фираго Б. А. Перспективы решения фундаментальных проблем астрометрии с помощью сверхдлиннобазовой радиоинтерферометрии и специальных космических экспериментов. В сб. *Наблюдения искусственных небесных тел*, № 15 (часть I), М., Астросовет АН СССР, 1976, с. 228—252.

22. Губанов В. С., Финкельштейн А. М., Фридман П. А. Введение в радиоастрометрию. М., Наука, 1983. 280 с.
23. Гуревич В. Б. Введение в сферическую астрономию. М., Наука, 1979. 128 с.
24. Гуревич В. Б. Об определении элементов вращения планет. *Астрономический журнал*, 1967, т. 44, № 5, с. 1065—1069.
25. Гурштейн А. А. К выбору оптимального способа астрометрических определений на поверхности Луны. *Астрономический журнал*, 1971, т. 48, № 4, с. 830—832.
26. Девис М. Е. Геодезические опорные сети на спутниках Юпитера и Сатурна. *Астрономический вестник*, 1984, т. XVIII, № 4, с. 272—280.
27. Дейч А. Н. Фотографическая астрометрия. В кн. *Курс астрофизики и звездной астрономии*. Том I. М., Наука, 1973, с. 178—271.
28. Долгов П. Н. Определение времени пассажным инструментом в меридиане. М., Государственное изд-во технико-теоретической литературы, 1952. 396 с.
29. Дравских А. Ф., Финкельштейн А. М. Радиointерферометрия как средство совместного решения основных задач астрометрии и астрофизики. В кн. *Геодинамика и астрометрия. Основания, методы, результаты*. Киев, 1980, с. 137—158.
30. Егоров В. Б. Фотографические способы точных астрономо-геодезических определений. ОНТИ ЦНИИГАиК ГУГК, М., 1968. 26 с.
31. Ержанов Ж. С., Калыбаев А. А. Общая теория вращения Земли. М., Наука, 1984, с. 254.
32. Жонголович И. Д., Валяев В. И., Малков А. А., Собанина Т. Б. Использование радиointерферометра со сверхдлинной базой при решении ряда основных проблем астрономии, геодезии и геодинамики. *Тр. ИТА АН СССР*, 1977, т. 16, с. 19—58.
33. Загребин Д. В. Введение в астрометрию. Наука. Москва, Ленинград. 1966.
34. Зверев М. С. Фотографический вертикальный круг. *Изв. ГАО*, № 166, 1960, с. 21—37.
35. Зверев М. С. Фундаментальная астрометрия. Часть I. В кн.: *Успехи астрономических наук*. Т. V, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1950, с. 3—110.
36. Зверев М. С. Фундаментальная астрометрия. Часть II. В кн.: *Успехи астрономических наук*. Т. VI. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1954, с. 3—143.
37. Идельсон Н. И. Редукционные вычисления в астрономии. *Астрономический ежегодник СССР на 1941 год*. Издательство Академии наук СССР. Москва, Ленинград. 1940.
38. Исследования по геодезической астрономии и астрономо-геодезическим приборам. Труды ЦНИИГАиК, вып. 223, М., 1980. 190 с.
39. Казиков С. А. Курс сферической астрономии. Гостехиздат. Москва, Ленинград. 1940.
40. Каталог 2957 ярких звезд со склонениями от -10° до $+90^\circ$, эпоха 1975 г. КГЗ-2 — Труды ЦНИИГАиК, 1968, вып. 179.
41. Каула У. Введение в физику планет земной группы. М., Мир, 1971, с. 536.
42. Кауфман М. Б. Определение параметров вращения Земли в 1993 г. В бюллетене «Всемирное время и координаты полюса». Октябрь—декабрь, 1993. Москва, с. 22—29.
43. Кауфман М. Б., Синенко Л. А. Геодезические аспекты определений параметров вращения Земли. *Известия вузов. Геодезия и аэрофотосъемка*, 1995, № 2, с. 69—71.
44. Киселев А. А. Теоретические основания фотографической астрометрии. М., Наука, 1989. 264 с.
45. Киселев А. А., Киричук В. С., Яковенко Н. С. Опыт применения автоматической измерительной машины Зенит-2. В сб. *Проблемы астрометрии*. Под ред. Подобеда В. В. М., МГУ, 1984, с. 183—186.
46. Коваленко В. А. Об обработке фотографических наблюдений одной звезды. *Геодезия, картография и аэрофотосъемка*, 1981, № 34.
47. Коваленко В. А., Колгунов В. М. Об опытных астрономических наблюдениях фотографическим способом. *Геодезия и картография*, 1976, № 3.
48. Коваленко В. А., Колгунов В. М. О некоторых погрешностях фотографического метода полевых астроопределений. *Геодезия, картография и аэрофотосъемка*, 1983, № 38.

49. Колгунов В. М., Кулинич М. П. Исследования постоянства масштаба астронегативов по результатам полевых фотографических наблюдений звезд. Геодезия, картография и аэрофотосъемка, 1984, № 39.
50. Корсунь А. А., Расулов Р. М. О нестабильности астрономической системы земных координат. Астрон. ж. 1984, вып. 61, 3, с. 582—587.
51. Краснорылов И. И. Геодезическая астрономия. Геодезия и аэрофотосъемка. Т. 11 (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР), М., 1976, с. 68—118.
52. Краснорылов И. И. Исследование точности определения астрономических долгот. Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. техн. наук, 1970.
53. Кузнецов А. Н. Геодезическая астрономия, «Недра», 1966 г. 370 с.
54. Кузнецов А. Н., Баранов В. Н., Вдовенко И. И. Определение селенографических координат «Лунохода-1». Известия вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. 1974, № 6, с. 17—20.
55. Куликов К. А., Гуревич В. Б. Основы лунной астрометрии. М., Наука, 1972. 392 с.
56. Кулинич М. П. Об определении азимута направления из фотографических наблюдений звезд в вертикале земного предмета. Геодезия, картография и аэрофотосъемка, 1985, № 42.
57. Кэррол. Автоматическое определение астрономического азимута. Вопросы ракетной техники, № 5, 1970.
58. Лесков М. М., Баранов Ю. К., Гаврюк М. И. Навигация. «Транспорт». Москва. 1986.
59. Манк У., Макдональд Г. Вращение Земли. М., Мир, 1964, с. 384.
60. Маррей К. Э. Векторная астрометрия. Киев, Наукова думка, 1986. 328 с.
61. Матвеев Л. И., Кардашев Н. С., Шеломницкий Г. Б. О радиоинтерферометре с большой базой. — Изв. вузов. Радиофизика, 1965, т. 8, № 4, с. 651—654.
62. Мельхиор П. Физика и динамика планет. Ч. II, М., Мир, 1976, с. 483.
63. Молоденский М. С. Теория нутации и суточных земных приливов. М., Изд-во АН СССР, 1961.
64. Молоденский М. С. Общая теория упругих колебаний Земли М., Недра, 1989. 79 с.
65. Монтаг Х., Гендт Г., Дитрих Р., Куртс К. Точные определения параметров вращения Земли по данным лазерной локации ИСЗ. В сб. Изучение Земли как планеты методами геофизики, геодезии и астрономии. Киев, Наукова думка, 1988, с. 113.
66. Мориц Г., Мюллер А. Вращение Земли: теория и наблюдения. Киев, Наукова думка, 1992. 512 с.
67. Нестеров В. В. Определение параметров вращения Земли по данным лазерной дальнометрии ИСЗ Lageos во время первой кампании MERIT. «Астрономия, т. 23 (Итоги науки и техники, ВИНТИ АН СССР)», М., 1983, с. 102—133.
68. Нефедьева А. И. Таблицы астрономической рефракции. — Изв. Астрон. Энгельгардтовск. обсерв., 1978, № 45, с. 3—81.
69. Нефедьева А. И., Соколова Г. Н. Таблицы астрономической рефракции, вычисленные для стандартной атмосферы. — Изв. Астрон. Энгельгардтовск. обсерв., 1978, № 43—44, с. 5—27.
70. Никонов В. А. Анализ систематических ошибок в системах селенодезических координат. Астрономический вестник, 1984, т. XVIII, № 2, с. 107—116.
71. Орлов А. Я. Избранные труды. Том I, Изд-во АН УССР, Киев, 1961.
72. Павлов Н. Н. Фотоэлектрическая регистрация звездных прохождений. Труды ГАО, Л., том 59, 1946, с. 1—130.
73. Пинигин Г. И. К вопросу о меридианном инструменте оптимального типа. В сб. Развитие методов астрономических исследований. Серия: Проблемы исследования Вселенной. Вып. 8. М.—Л., 1979, с. 172—187.
74. Пинигин Г. И., Шорников О. Е. Аксиальный меридианный круг. В сб. Проблемы астрометрии. М., Изд-во МГУ, 1984, с. 206—208.
75. Подобед В. В. Фундаментальная астрометрия. М., «Наука», 1968. 452 с.
76. Подобед В. В., Нестеров В. В. Общая астрометрия. М., «Наука», 1982. 576 с.

77. Поттхофф Х. Фотоэлектрические наблюдения прохождений звезд через меридиан по новому методу. В сб. Современные проблемы позиционной астрономии. М., 1975, с. 142—144.
78. Рабочие эфемериды пар Цингера для зоны 60° — 70° , Труды ЦНИИГАиК, 1951, вып. 90.
79. Рабочие эфемериды пар Цингера для зоны 50° — 60° , Труды ЦНИИГАиК, 1961, вып. 134.
80. Рабочие эфемериды пар Цингера для зоны 40° — 50° , Труды ЦНИИГАиК, 1961, вып. 136.
81. Рабочие эфемериды пар Цингера для зоны 30° — 40° , Труды ЦНИИГАиК, 1961, вып. 138.
82. Рабочие эфемериды способа Талькотта для широт от $+35^{\circ}$ до $+65^{\circ}$, Эпоха 1980, Труды ЦНИИГАиК, 1964, вып. 158.
83. Руководство по астрономическим определениям. Геодезические, картографические инструкции, нормы и правила — 01-153-81, ГУГК при Совете Министров СССР. М., Недра, 1984. 381 с.
84. Руководящий технический материал. Определение азимутов на пунктах Лапласа с учетом влияния рефракции. М., ГУГК, 1982.
85. Сидоренков Н. Н. Вековое движение полюса как геофизическая проблема. Сб. Вращение Земли и геодинамика. (Труды Всесоюзного совещания, г. Кишинев, 12—14 ноября 1981 г.). Изд-во ФАН, Ташкент, 1983, с. 25—29.
86. Скубко Р. А. Морская астронавигация. Военное издательство Министерства обороны СССР. Москва. 1979.
87. Словохотова Н. П. Опорные селенодезические сети. В кн. Луна (часть I). «Итоги науки и техники. Исследование космического пространства. Том 5. ВИНТИ АН СССР», М., 1973, с. 136—169.
88. Справочник геодезиста. Кн. I/Под ред. В. Д. Большакова и Г. В. Левчука, М., «Недра», 1985. 455 с.
89. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. Под ред. Г. Н. Дубошина. Наука. Физматгиз. Москва. 1976.
90. Стандартная Земля. Геодезические параметры Земли на 1966 г. Под ред. К. Лунквиста и Г. Вейса. М., «Мир», 1969. 277 с.
91. Старостин А. М. Исследование по вопросам повышения точности определения азимутов. Труды ЦНИИГАиК, вып. 124, 1959, с. 97—124.
92. Старостин А. М. Исследование точности определения азимутов Лапласа. Труды ЦНИИГАиК, вып. 124, 1959.
93. Старостин А. М. Об исследовании цапф переносных пассажных инструментов. Труды ЦНИИГАиК, вып. 87, 1952, с. 89—104.
94. Сухарев Л. А. Вопросы теории горизонтального меридианного круга. Изв. ГАО, № 166, 1960, с. 38—48.
95. Тарадий В. К., Нурутдинов К. Х., Цесис М. Л. Определение параметров вращения Земли и координат станций по данным лазерной локации ИСЗ «Лагос». В сб. Изучение Земли как планеты методами геофизики, геодезии и астрономии. Киев, Наукова думка, 1988, с. 113—118.
96. Троицкий В. С., Алексеев В. А., Никонов В. Н. Новые возможности решения задач астрометрии, геодинамики и геодезии методами радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой. «УФН», 1975, 117, № 2, с. 363—368.
97. Тюфлин Ю. С. Космическая фотограмметрия при изучении планет и спутников. М., Недра, 1986.
98. Уралов С. С. Азимутальные способы астрономических определений. Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. техн. наук, 1953.
99. Уралов С. С. Курс геодезической астрономии. М., «Недра», 1980. 592 с.
100. Уралов С. С. Общая теория методов геодезической астрономии. М., Недра, 1973. 271 с.
101. Урмаев М. С. Космическая фотограмметрия. М., Недра, 1989. 279 с.
102. Федоров Е. П. Нутация и вынужденное движение полюсов Земли по данным широтных наблюдений. Киев, Изд-во АН УССР, 1958, с. 144.
103. Федоров Е. П. О способах наблюдений, применяемых при изучении вращения Земли. В сб. Наблюдения искусственных небесных тел, № 15 (часть I), М., 1976, с. 253—276.

104. *Федоров Е. П.* Существует ли вековое движение полюса Земли? *Астрометрия и астрофизика*, 1975, вып. 27, с. 3—6.
105. *Хабибуллин Ш. Т., Санович А. Н.* К вопросу об астрометрических наблюдениях с поверхности Луны методом равных высот. *Астрономический журнал*, 1971, т. 48, № 4, с. 833—842.
106. *Халхунов В. З.* Сферическая астрономия, «Недра», 1972 г. 304 с.
107. *Хруцкая Е. В.* Сводный каталог положений и собственных движений 4949 геодезических звезд от $+90^\circ$ до -90° . Часть I. Деп. в ВИНТИ № 4077-84, 1984.
108. *Хруцкая Е. В.* Сводный каталог положений и собственных движений 4949 геодезических звезд от $+90^\circ$ до -90° . Часть II. Деп. в ВИНТИ № 4078-84, 1984.
109. *Шамаев В. Г.* Проблемы исследования рефракции в астрометрии. *Астрономия*. Т. 23. (Итоги науки и техники. ВИНТИ АН СССР), М., 1983, с. 61—101.
110. *Шамаев В. Г.* Современные астрометрические инструменты. «Астрономия. Том 30. Итоги науки и техники ВИНТИ». 1987, с. 3—78.
111. *Шевченко В. В., Чикмачев В. И.* Лунная база — проект XXI века. «Исследование космического пространства, том 30. Итоги науки и техники, ВИНТИ АН СССР», М., 1989. 115 с.
112. *Эскабал П.* Методы определения орбит. Мир. М., 1970.
113. *Яцкив Я. С.* Изучение вращения Земли — комплексная проблема геодинимики. Сб. Геодинимика и астрометрия. Киев, Наукова думка, 1980, с. 63—73.
114. *Яцкив Я. С.* Международный проект МЕРИТ. Итоги первой наблюдательной компании. АН УССР. ИТФ-81-124Р, 1981. 43 с.
115. *Яцкив Я. С.* Нутация в системе астрономических постоянных. Киев, Препринт ИТФ АН УССР, 1980, с. 60.
116. *Яцкив Я. С., Миронов Н. Т., Корсунь А. А., Тарадий В. К.* Движение полюсов и неравномерность вращения Земли. М., ВИНТИ, 1976. Серия Астрономия. (Итоги науки и техники). Том 12, ч. 1, с. 104; ч. 2, с. 120.
117. *Anderle R. J., Beuglass L. K.* Doppler satellite observations of polar motion, *Bull. Géod.*, 96, 1970, p. 125—141.
118. *Arlot J. E.* Recherche d'une amelioration des mesures des position des satellites galilean de Jupiter sur plaques photographique a l'aide d'un traitement photometrique des images. *Astron. and Astrophys.*, 1980, v. 86, pp. 55—63.
119. *Bečvář A.* Atlas Coeli 1950.0. Nakladatelstvi Československe Akademie věd. Praha. 1958.
120. *Birardi Giuseppe.* Positional photographic astronomy. *Bull. Soc. franc. photogramn* 1970, N 40, pp. 11—24.
121. *Burša M., Pěč K.* Tihové pole a dynamika Země. Academia, Praha, 1988, p. 321.
122. *Chollet F. C.* Mouvements de laxe instantané de rotation de la Terre déduits des mesures laser de distance Terre—Lune, *Astron. and Astrophys.*, 9, 1970, pp. 110—124.
123. *Cichowicz L.* Astronomia sferyczna. Wydawnictwo Politechniki Warszawskiej. Warszawa. 1965.
124. *Counselman III. C. C., Shapiro I. I.* Miniature interferometer terminals for Earth surveying. «*Bull. Geol.*», 1979, 53, pp. 139—163.
125. *Feissel M.* Combination of Earth rotation parameters obtained in 1980 by various techniques. — High — Precision Earth Rotation and Earth — Moon Dynamics. Pros. IAU, Ed. Calame O., 1981, v. 94, pp. 3—10.
126. *Hirsch Otto.* Temperaturabhängigkeit der Ziellinie von Universalinstrumenten. Diss. «Veröff. Dtsch. geod. Kommiss. Bayer. Akad. Wicc.», 1970, C, N 152, 83 s.
127. *Hog E.* Mitt. der Astron. Ges., 1973, vol. 32, p. 120.
128. *Hurnik H., Naskrecki W., Świerkowska S.* The project of the automatic zenithal telescope for work on the lunar surface. *Artificial Satellite*. Vol. 13, N 3, 1978, pp. 55—60.
129. *Jeffreys, Sir H.* Dinamic effects of a liquid core. «*Monthly Notices R. A. S.*», 1949, 109, p. 670.
130. *Jeffreys, Sir H., Vicente R. O.* «*Monthly Notices Roy Astron. Soc.*», 1957, 117, p. 162.

131. *Knutz E., Schnädelbach K.* Simultane Ortsbestimmung mit dem Universalinstrument durch Photographie der Sterndurchgänge. 14th Gener. Assembly Internat. Union Geod. und Geophys. Internat. Assoc. Geod. Lucerne, Sept. 25—Oct. 7, 1967, p. 7.
132. *Kolaczek B.* Selenocentric and lunar topocentric coordinates of different spherical systems, Spec. Rep. Smithsonian Astrophys. Observ. 1968, N 286.
133. *Kovalevsky J.* Astrometrie moderne. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Yokyo, Hong Kong. 1990.
134. *Lambeck K.* Determination of the earth's pole or rotation from laser range observations to satellites, Bull. Géod., 101, 1971, pp. 263—281.
135. *Markowitz W.* Sudden changes in rotational acceleration of the earth and secular motion of the pole, in Mausinha et al. eds (1970). Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth, Reidel, Dordrecht, Netherlands.
136. *Mietelski J.* A simple method of lunar surface navigation. «Icarus», 1968, 9, N 2, pp. 315—325.
137. *Mietelski J.* Problems of astronomical navigation on the lunar surface. «Artificial satellites», 1969, 5, N 1, pp. 3—11.
138. *Mueller I. I.* Spherical and Practical Astronomy as Applied to Geodesy. Frederick Ungar Publishing Company, New York. 1977.
139. *Opalsky W. Cichowicz L.* Astronomia Geodezyjna. Państwowe Przedsiębiorstwo Wydawnictw Kartograficznych. Warszawa. 1961, 1970 (Wydanie II).
140. *Pittich E. Kalmančok D.* Obloha na dlani. Obzor, Bratislava. 1981.
141. *Schwebel Reiner.* Untersuchung instrumenteller Fehler von Universal und Passageinstrument mit Hilfe von autokollimation. Diss. Dokt. Ingenieurwiss, Univ. Stuttgart, «Veröff. Dtsch. geod. Kommiss». Bayer. Akad. Wiss. 1968, C, N 117, 145 s.
142. *Sledziński J.* Geodezja Satelitarna. Państwowe Przedsiębiorstwo Wydawnictw Kartograficznych. Warszawa. 1978.
143. *Spektrum der Wissenschaft: Verständliche Forschung Planeten und ihre Monde* Deutsche Ausgabe von Scientific American. Heidelberg. 1988.
144. *Tsubokawa I.* A Precise Satellite Tracking Camera with a Photoelectric Timing Device, Space Research II, 1961.
145. *Tsubokawa I. Hoguko S.* On the automatic electronic astrolabe. Rotation of the Earth, International Astronomical Union Symposium N 48. Dordrecht — Holland — D. Reidel Publishing Company, 1972, p. 150—159.
146. *Wahr J. M.* Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1981, 64, p. 705.
147. *Wahr J. M., Smith M. L.*, Proposal to the IAU Working Group on Nutation, presented to the XVII IAU General Assenbly, Montreal, 1979.
148. *Woolard E. W., Clemence G. M.* Spherical Astronomy. Academic Press, New York and London, 1966.

Предисловие.....	3
Введение.....	4
1. Сферическая астрономия.....	7
1.1. Системы координат и измерения времени.....	7
1.1.1. Главные круги, линии и точки небесной сферы.....	8
1.1.2. Горизонтная система координат.....	10
1.1.3. Экваториальные системы координат.....	11
1.1.4. Эклиптическая система координат.....	14
1.1.5. Галактическая система координат.....	15
1.1.6. Соотношения между различными астрономическими координатами.....	16
1.1.7. Прямоугольные системы координат, связанные с экватором (эклиптикой).....	19
1.1.8. Системы географических координат.....	23
1.1.9. Поле силы тяжести Земли. Геоид.....	24
1.1.10. Нормальное поле силы тяжести Земли. Земной сфероид. Эллипсоид относительности.....	27
1.1.11. Геодезические координаты.....	30
1.1.12. Геоцентрические геодезические координаты.....	32
1.1.13. Геодезические азимуты.....	36
1.1.14. Астрономические координаты.....	38
1.1.15. Соотношения между астрономическими и геодезическими координатами.....	41
1.1.16. Изменения географических координат.....	43
1.1.17. Переход от системы небесных координат к системе земных координат.....	47
1.1.18. Влияние движения полюсов на астрономические координаты.....	48
1.1.19. Время и его измерение.....	50
1.1.20. Звездное время. Солнечное (всемирное) время.....	51
1.1.21. Система юлианских дат.....	55
1.1.22. Связь между всемирным временем и гринвичским звездным временем.....	57
1.1.23. Год, месяц.....	58
1.1.24. Бесселев год (<i>Annus Fictus</i>).....	60
1.1.25. Перевод промежутков среднего времени в промежутки звездного.....	60
1.1.26. Эфемеридное время.....	61
1.1.27. Квазиравномерное всемирное время <i>UT2</i>	65
1.1.28. Всемирное регуляризованное время.....	66
1.1.29. Атомное время.....	67
1.1.30. Всемирное координированное время <i>UTC</i> . Поясное время. Декретное время.....	69
1.1.31. Современные динамические системы времени.....	71
1.1.32. Связь динамических систем времени с атомными шкалами и системой <i>UT1</i>	81
1.2. Вычисление положений светил на небесной сфере.....	82
1.2.1. Относительные координаты.....	83
1.2.2. Предвычисление астрономических явлений, связанных с суточным вращением небесной сферы.....	87
1.2.3. Определение моментов восхода и захода звезд и азимутов точек горизонта.....	88

1.2.4. Кульминации небесных объектов.....	89
1.2.5. Скорости изменения горизонтных координат.....	91
1.2.6. Прохождение звезд через первый вертикал.....	92
1.2.7. Прохождение звезды через заданный вертикал.....	93
1.2.8. Элонгация звезд.....	94
1.2.9. Прохождение звезды через заданный альмуканторат (круг равных высот).....	95
1.3. Сведения из теории вращения Земли.....	97
1.3.1. Уравнения движения абсолютного твердого тела.....	97
1.3.2. Прецессия.....	102
1.3.3. Нутация.....	104
1.3.4. Упругие свойства Земли.....	106
1.3.5. Уравнения Лиувилля.....	108
1.3.6. Факторы, влияющие на вращение Земли.....	110
1.3.7. Вековое движение полюсов.....	113
1.4. Изменения небесных координат.....	115
1.4.1. Точные формулы учета прецессии в системе неподвижного и подвижного экваторов.....	115
1.4.2. Система прецессионных параметров.....	117
1.4.3. Учет прецессии в прямоугольных координатах.....	117
1.4.4. Учет прецессии в сферических координатах.....	119
1.4.5. Точные формулы учета прецессии в системе неподвижной эклиптики и подвижного экватора.....	121
1.4.6. Точные формулы учета прецессии в системе неподвижной и подвижной эклиптик.....	123
1.4.7. Приближенные формулы учета прецессии.....	126
1.4.8. Учет нутации.....	129
1.4.9. Собственное движение звезд.....	130
1.4.10. Аберрация.....	135
1.4.11. Учет орбитального движения компонент двойных звезд.....	143
1.4.12. Астрометрическое положение объекта.....	145
1.4.13. Параллакс.....	145
1.4.14. Учет параллакса в экваториальных координатах (Δ , t , δ).....	148
1.4.15. Учет суточного параллакса в экваториальных координатах Δ , α , δ).....	150
1.4.16. Приближенные формулы для учета суточного параллакса в сферических экваториальных координатах (α , δ).....	151
1.4.17. Учет суточного параллакса в горизонтной системе координат.....	152
1.4.18. Годичный (гелиоцентрический) параллакс.....	154
1.4.19. Учет аберрации в случае ИСЗ.....	157
1.4.20. Астрономическая рефракция.....	159
1.4.21. Основы теории астрономической рефракции.....	159
1.4.22. Таблицы астрономической рефракции.....	166
1.4.23. Формулы учета влияния астрономической рефракции на координаты небесных объектов.....	167
1.4.24. Параллактическая рефракция (рефракционный параллакс)	169
1.5. Редукционные вычисления в астрономии.....	172
1.5.1. Единицы времени.....	173
1.5.2. Поправка к нульпункту отсчета прямых восхождений в системе FK4.....	173
1.5.3. Поправка к собственным движениям по прямому восхождению, отнесенным к системе FK4.....	174
1.5.4. Эллиптические члены аберрации.....	174
1.5.5. Прецессия.....	176
1.5.6. Система собственных движений.....	178
1.5.7. Процедура и формулы преобразования каталоговых положений и собственных движений от эпохи B1950.0 к эпохе J2000.0.....	179

1.5.8. Преобразование кеплеровых элементов планетных орбит от эпохи <i>B1950.0</i> к элементам эпохи <i>J2000.0</i>	184
1.5.9. Преобразование прямоугольных координат и компонент скорости объекта от эпохи <i>B1950.0</i> к эпохе <i>J2000.0</i>	185
2. Геодезическая астрономия.....	186
2.1. Краткий обзор астрономических инструментов и приборов, применяемых в геодезической астрономии и астрометрии.....	186
2.1.1. Введение.....	186
2.1.2. Переносные астрономические инструменты.....	187
2.1.3. Стационарные астрономические инструменты.....	191
2.1.4. Нетрадиционные астрономические инструменты.....	195
2.1.5. Фотографические астрометрические инструменты.....	197
2.1.6. Астрономические часы и регистрирующие устройства.....	199
2.1.7. О фотоэлектрической регистрации прохождений звезд.....	203
2.2. Теоретические основы методов геодезической астрономии.....	205
2.2.1. Введение.....	205
2.2.2. Исходные предложения.....	206
2.2.3. О требованиях к точности астрономических определений.....	208
2.2.4. Математические методы, применяемые в геодезической астрономии.....	209
2.2.5. Сущность зенитальных методов.....	211
2.2.6. Выгоднейшие условия астроопределений зенитальными методами.....	214
2.2.7. Сущность азимутальных методов.....	216
2.2.8. Выгоднейшие условия астрономических определений азимутальными методами.....	219
2.3. Источники ошибок астрономических определений.....	221
2.3.1. Классификация ошибок астрономических определений.....	221
2.3.2. Теория астрономического теодолита.....	222
2.3.3. Теория меридианного круга.....	228
2.3.4. Инструментальные (приборные) ошибки.....	232
2.3.5. Личная ошибка.....	238
2.3.6. Влияние внешней среды.....	240
2.3.7. Другие источники ошибок астрономических определений.....	244
2.3.8. Некоторые формулы для оценки влияния отдельных источников ошибок на результаты астрономических наблюдений.....	245
2.4. Точные методы астрономических определений, применяемые на практике.....	248
2.4.1. Общие требования к подготовке астрономического инструмента для выполнения наблюдений.....	248
2.4.2. Основные операции, выполняемые при наблюдениях светил....	250
2.4.3. Определение широты путем прямых измерений зенитных расстояний пар звезд вблизи меридиана.....	256
2.4.4. Определение широты по способу Талькотта.....	260
2.4.5. Определение широты по способу Певцова.....	263
2.4.6. Определение времени и долготы из наблюдений пар звезд на равных высотах (способ Цингера).....	265
2.4.7. Определение времени и долготы из наблюдений южных звезд в вертикале Полярной (способ Деллена).....	269
2.4.8. Об определении времени и долготы основных пунктов пассажным инструментом в меридиане.....	273
2.4.9. О способах совместного определения широты и долготы.....	276
2.4.10. Определение астрономического и геодезического азимутов направлений на земной предмет.....	277
2.4.11. Последовательность операций при определении точного азимута направлений на земной предмет.....	281

2.4.12. Об окончательной обработке определений азимута и оценке точности.....	283
2.4.13. Редукции результатов астрономических определений	285
2.5. Основные способы приближенных астрономических определений.....	287
2.5.1. Приближенные определения широты.....	287
2.5.2. Приближенные определения долготы.....	289
2.5.3. Приближенные определения азимута направления на земной предмет.....	290
2.5.4. О совместном определении приближенных широты и долготы способом Сомнера.....	292
2.6. Вопросы организации астрономических определений.....	293
2.6.1. Состав полевой астрономической партии и основного оборудования	293
2.6.2. Основные моменты организации астрономических определений	294
2.7. Астрономические определения на Луне и планетах.....	295
2.7.1. Задачи и особенности астрономических определений на Луне и планетах.....	295
2.7.2. Системы планетоцентрических и планетографических координат	298
2.7.3. Преобразование планетоцентрических систем координат.....	303
2.7.4. Установление связи между геоцентрическими и селеноцентрическими координатами.....	306
2.7.5. Методы и приборы для астрономических определений на Луне и планетах.....	309
2.7.6. О возможности определения элементов вращения Луны и планет с помощью фототелевизионной аппаратуры, установленной на автоматических межпланетных станциях.....	313
2.7.7. Каталоги координат точек на поверхности Луны и планет.....	316
3. Фундаментальная астрометрия.....	320
3.1. Основные задачи фундаментальной астрометрии.....	320
3.1.1. Введение.....	320
3.1.2. Принципы построения фундаментальной системы небесных координат.....	322
3.1.3. Поправка равноденствия и поправка экватора фундаментальной системы.....	326
3.1.4. Об уточнении параметров прецессии.....	329
3.1.5. Фундаментальные астрономические постоянные.....	331
3.2. Определение прямых восхождений и склонений небесных тел позиционными методами.....	337
3.2.1. О методах наблюдений.....	337
3.2.2. О формулах пассажного инструмента.....	339
3.2.3. Абсолютные определения прямых восхождений.....	340
3.2.4. Абсолютные определения склонений.....	344
3.2.5. Относительные определения прямых восхождений и склонений	346
3.3. Фотографическая астрометрия.....	348
3.3.1. Фотографический метод определения координат звезд.....	348
3.3.2. Фотографическое поле изображения.....	351
3.3.3. Ошибки фотографических наблюдений.....	352
3.3.4. Получение и измерение астронегативов.....	354
3.3.5. Связь между экваториальными и идеальными координатами...	357
3.3.6. Связь между идеальными и измеренными координатами	359
3.3.7. Метод Шлезингера.....	360
3.3.8. Метод, основанный на проективном преобразовании (метод восьми постоянных).....	362
3.3.9. Порядок определения относительных координат звезд.....	363
	433

3.3.10. Определение из фотографических наблюдений собственных движений и параллаксов звезд.....	364
3.3.11. Использование фотографических наблюдений в геодезической астрономии.....	365
3.4. Каталоги положений и собственных движений звезд.....	367
3.4.1. Каталоги положений звезд.....	367
3.4.2. Фундаментальные каталоги FKn , $n = 3, 4, 5$, и их распространение на слабые звезды.....	370
3.4.3. Об определении собственных движений и параллаксов звезд, используемых в звездных каталогах.....	373
3.5. Определение параметров вращения Земли.....	377
3.5.1. Связь между перемещением полюсов и изменением географических координат.....	377
3.5.2. Классические способы изучения движения полюсов.....	379
3.5.3. Изучение неравномерности вращения Земли.....	382
3.5.4. Определение координат полюса и неравномерностей вращения Земли методами космической геодезии.....	384
3.5.5. Изучение вращения Земли по наблюдениям искусственных спутников.....	385
3.5.6. Лазерная локация Луны как средство для определения параметров вращения Земли.....	391
3.5.7. Применение метода радиоинтерферометрии для определения параметров вращения Земли.....	395
3.6. Элементы радиоастрометрии.....	396
3.6.1. Новые методы астрометрии.....	396
3.6.2. Теоретические основы радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ).....	396
3.6.3. Применение РСДБ для решения задач геодезии, астрометрии и геодинамики.....	406
3.6.4. Методы и программы измерений в РСДБ.....	409
3.7. Некоторые направления дальнейшего развития астрометрии.....	412
3.7.1. Космическая астрометрия.....	412
3.7.2. Об автоматизации в астрометрии.....	420
Список литературы.....	424

СПРАВОЧНОЕ ПОСОБИЕ

Абалакин Виктор Кузьмич
Краснорылов Игорь Ильич
Плахов Юрий Васильевич

ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АСТРОНОМИЯ И АСТРОМЕТРИЯ

Главный редактор *Л. Г. Иванова*
Редактор *Н. В. Венгерцева*
Технический редактор *Г. В. Лехова*
Корректор *М. Д. Мирзоева*

Сдано в набор 27.09.95. Подписано в печать 14.05.96. Формат 60×90 1/16.
Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 30,00. Тираж 1000 экз. Заказ 1154.

«Картгеоцентр»—«Геодезиздат»

Санкт-Петербургская картографическая фабрика ВСЕГЕИ
199178, Санкт-Петербург, Средний пр., 72



Costes Lorilleux

При изготовлении книги использованы печатные краски
"Торжокского завода полиграфических красок"