

**В·М·Захаров
О·К·Костко**

**лазеры
и метеорология**

Гидрометеониздат · 1972

Трубопроводы
Андрей Владимирович
Селезнев
В. Захаров
Д. Костко

М. ЗАХАРОВ, О. К. КОСТКО

ЛАЗЕРЫ И МЕТЕОРОЛОГИЯ

Под редакцией
А. И. ИВАНОВСКОГО



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1972

Рассматриваются основные возможности использования лазеров для изучения свойств атмосферы. Приведены экспериментальные данные определения стандартных метеорологических параметров, прозрачности и состава атмосферы. Изложены теоретические вопросы, посвященные эффектам резонансного рассеяния, могущего возникать при распространении лазерного излучения в атмосфере. Приведены результаты лазерного зондирования облаков и других метеорологических объектов и определения их характеристик. Обсуждаются перспективы использования лазеров в метеорологии.

Книга рассчитана на метеорологов, физиков и геофизиков, интересующихся исследованиями атмосферы, и специалистов, работающих в смежных областях науки и техники, а также аспирантов и студентов университетов и гидрометеорологических институтов.

This book deals with basic possibilities of using lasers for investigation of atmospheric properties. Experimental data on the determination of standard meteorological parameters, atmospheric transmittance and composition are presented. The effects of resonant scattering which may occur during a laser beam propagation in the atmosphere are considered. The results of laser sounding of clouds and other meteorological targets as well as of their characteristics determination are presented. Perspectives of using laser in meteorology are discussed.

The book is meant to be used by meteorologists, physicists, and geophysicists dealing with atmospheric studies and specialists working in related fields of science and technology, as well as by postgraduates and students of universities and hydrometeorological colleges.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основное внимание в предлагаемой книге уделяется использованию лазерной локации в метеорологических измерениях, что оправдано перспективностью этого нового дистанционного метода исследования атмосферы.

В лазерных лоаторах, или сокращенно лидарах (Light detection and ranging), в качестве передатчика используются оптические квантовые генераторы-лазеры, чаще всего импульсные. Лидары можно использовать в любой точке Земли, в отличие от исследовательских ракет, и получать при зондировании разрезы атмосферы за небольшие промежутки времени, когда состояние основных атмосферных параметров не успевает измениться. Огромные мощности современных лазеров позволяют принять на Земле сигнал, обусловленный рассеянием в высоких слоях атмосферы.

Большая частота посылок зондирующего импульса лазера делает возможным прослеживание быстроменяющихся вариаций исследуемых параметров атмосферы, а пространственное разрешение, зависящее от длительности импульса и достигающее сейчас долей сантиметра, позволяет детально определить структуру изучаемого метеообъекта. Монохроматичность и перестройка частоты лазерного излучателя разрешают использовать комбинационное и резонансное рассеяние и поглощение для изучения состава атмосферы, создавать доплеровские оптические системы для исследования движений в атмосфере. Наконец, использование волн оптического диапазона позволяет сделать приемно-передающую аппаратуру лидара малогабаритной по сравнению с аналогичными радиотехническими средствами, что немаловажно, например, при конструировании спутниковых лазерных систем.

Все эти возможности лидаров привели к тому, что через несколько лет после создания первых лазеров (1960 г.) возник и стал быстро развиваться новый перспективный метод исследования атмосферы — метеорологическая лазерная локация.

Сейчас о применении оптических квантовых генераторов (ОКГ) в метеорологии написано много работ. Наиболее полное представление о всей проблеме в целом могут дать обзоры [1—3].

В предлагаемой книге авторы не претендуют на детальное изложение всей проблемы получения информации о свойствах атмосферы при изучении распространения лазерного излучения. Основываясь на результатах зарубежных и отечественных экспериментов и теоретических расчетах, часть из которых была получена в Центральной аэрологической обсерватории (ЦАО) в период 1966—1970 гг., авторы попытались обратить внимание читателя на основные аспекты лазерного зондирования атмосферы.

На первый взгляд некоторые вопросы, затронутые в книге, такие, как исследование возбужденного и ионизованного состава атмосферы, измерение скоростей фотохимических реакций, локация метеорной пыли в мезосфере, не имеют отношения к современным метеорологическим задачам. Однако авторы, указывая на различные возможности нового метода изучения атмосферы, считают, что ко времени широкого применения лазерного зондирования перечисленные вопросы будут входить в круг задач, решаемых метеорологией завтрашнего дня. Это в значительной мере оправдывается не только комплексным подходом к изучению такой сложной среды, как атмосфера Земли, но и чисто практическими интересами, например развитием высотной авиации, конструированием новых летательных аппаратов.

В связи с тем что аппаратура, используемая при лазерном зондировании атмосферы, разрабатывалась и создавалась в последние годы и по сути дела является уникальной, авторы считают необходимым, насколько это позволяет объем книги, привести подробное описание лазерных систем или указать по ходу изложения на специфические особенности некоторых лидаров.

В книге не рассматривается исследование турбулентности атмосферы при помощи ОКГ, так как для изучения турбулентных движений чаще всего используются не локационные, а базовые методы с разнесенными лазером и приемником излучения. Подробное изложение влияния пространственно-временных флуктуаций показателя преломления атмосферы на характеристики световой волны и экспериментальные исследования с использованием ОКГ приводятся в широко известных монографиях В. И. Татарского [4] и В. Е. Зуева [5]. При локационных измерениях параметров атмосферы необходимо всегда помнить, что турбулентные движения в атмосфере, влекущие за собой случайное изменение температуры, а следовательно, и показателя преломления, вызывают флуктуации амплитуды и фазы световой волны. В некоторых случаях это явление может исказить информацию, получаемую при исследовании проходящего лазерного сигнала.

Книга состоит из пяти глав. В главе 1 коротко рассматриваются методы измерения стандартных параметров атмосферы радиозондами и ракетами, указываются пути определения этих характеристик атмосферы наземными лазерными локаторами.

В главе 2 приводятся результаты проведенного в ЦАО изучения облаков при помощи ОКГ. Определение распределения влажности и концентрации частиц в облаке по полученным наземным

лидарным измерениям, насколько известно авторам, проделано впервые. Здесь же рассматриваются дальнейшие перспективы исследования облаков лазерным методом.

Глава 3 посвящена исследованию прозрачности атмосферы лазерным локатором. Измерение прозрачности атмосферы имеет первостепенное значение на аэродромах, в зонах запуска метеорологических ракет, в центрах контроля загрязнения воздуха. Приводимая в этой главе методика измерения прозрачности с использованием ОКГ имеет существенные преимущества перед известными способами определения прозрачности атмосферы.

Во второй части главы 3 рассматривается исследование прозрачности стратосферы и мезосферы. Эта проблема тесно связана с определением термодинамических характеристик верхней атмосферы. Для конкретных параметров лидара приводится расчет величин отраженных сигналов в случае чисто молекулярной атмосферы. Такой расчет и приводимые далее данные по влиянию на результаты измерений шумовых сигналов и мертвого времени приемной аппаратуры необходимы при разработке лазерных локаторов, предназначенных для зондирования высоких слоев атмосферы.

Глава 4 посвящена исследованию состава атмосферы лазерным локатором. Здесь приводятся схема расчета поперечных сечений резонансного рассеяния и экспериментальные данные исследования состава атмосферы с поверхности земли лидаром. В конце главы кратко обсуждаются возможности этого перспективного метода измерения распределения концентраций атмосферных компонент.

В главе 5 рассматривается возможность использования лазерного локатора на искусственных спутниках Земли (ИСЗ) для определения некоторых метеорологических параметров атмосферы. При разработке спутниковой лазерной системы необходимы предварительные самолетные эксперименты как для измерения характеристик, определяющих метеорологическую информацию, так и для проверки нормального функционирования аппаратуры в специфических самолетных условиях. Кроме того, в отличие от наземных экспериментов, можно произвести одновременные измерения водности и концентрации капель прямыми и лазерными методами непосредственно в облачных образованиях и исследовать структуру верхней границы облаков. Установка лазерной аппаратуры на самолете позволяет также исключить влияние тропосферы при исследовании высоких слоев атмосферы. Поэтому в ЦАО были начаты комплексные самолетные исследования метеорологических параметров лазерным локатором. Основные результаты этих исследований приведены в главе 5. Здесь же перечисляются ближайшие перспективы определения свойств атмосферы с использованием лазеров.

Большинство приводимых результатов экспериментов и теоретических расчетов были получены в ЦАО в лаборатории, которой руководил проф. Евгений Георгиевич Швидковский. Память об

этом большом ученом и прекрасном человеке в значительной мере стимулировала написание книги.

В работах по лазерному зондированию атмосферы в ЦАО, которые нашли отражение в этой книге, принимали участие В. М. Орлов, В. И. Павлов, В. Е. Рокотян, В. А. Торговичев, А. Е. Тяботов, В. П. Фадина, А. Б. Шупяцкий. Особую признательность авторы выражают Элеоноре Александровне Чаяновой, совместно с которой была написана глава 2.

Авторы выражают искреннюю благодарность Георгию Ивановичу Голышеву и Андрею Ивановичу Ивановскому за внимательное редактирование книги и ценные критические замечания и советы.

ГЛАВА 1

ИЗМЕРЕНИЕ СТАНДАРТНЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ

К стандартным метеорологическим параметрам атмосферы относятся температура, давление, скорость и направление ветра и влажность атмосферы. Эти параметры атмосферы измеряются приборами, установленными на радиозондах и метеорологических ракетах.

С помощью радиозондов, имеющих высоту подъема 25—35 км, определяют все четыре стандартных параметра атмосферы. Температура измеряется термистором или биметаллической пластинкой, давление определяется барокоробкой. С помощью радиолокатора, установленного на Земле, прослеживается полет радиозонда, определяются его координаты и по перемещению зонда измеряются скорость и направление ветра. Определение влажности на радиозондах производится пленочными датчиками [6]. Обработка информации, поступающей с радиозонда, производится через интервалы времени, соответствующие высотам от нескольких сотен метров до километра.

Ракетные стандартные измерения включают в себя одновременное определение температуры, давления и ветра. Температура на ракетах обычно измеряется термометром сопротивления, работа которого основана на изменении сопротивления проволоочной нити при изменении ее температуры. Для определения температуры атмосферы необходимо знать скорость ракеты, инерционные свойства термометра и некоторые аэродинамические коэффициенты, зависящие в свою очередь от измеряемых температуры и давления и ориентации потока относительно термометра. Все это требовало при разработке метода измерения температуры достаточно сложных экспериментов и громоздких вычислений.

На советских метеорологических ракетах в настоящее время устанавливается четыре термометра: два с диапазоном измерений от -100 до $+100^{\circ}\text{C}$ и два с диапазоном от $+100$ до $+300^{\circ}\text{C}$, причем каждый из термометров еще измеряет температуру в двух поддиапазонах [7].

Давление на метеорологических ракетах измеряют с помощью двух тепловых манометров Пирани. Принцип работы этих датчиков основан на том, что температура проволоочной нити, через которую пропускается электрический ток, меняется при изменении атмосферного давления. В отличие от используемых иногда на ракетах безынерционных ионизационных манометров, тепловые манометры обладают инерцией и требуют точных лабораторных градуировок. Давление выше 5 мм рт. ст. измеряется датчиком анероидного типа.

Скорость и направление ветра рассчитываются по данным радиолокационного слежения за парашютируемой головной частью ракеты. В настоящее время наиболее достоверные измерения ветра имеются до высот 50—60 км. Выше 60 км ветер не воздействует на парашют, но легкие металлизированные отражатели, выброшенные из ракеты, им увлекаются. Локатор прослеживает движение облака этих отражателей в слое толщиной до 15 км. Были проделаны эксперименты с выбросом из ракеты трех порций металлизированных отражателей, позволившие измерить скорость и направление ветра на высотах 50—90 км. Эти измерения, которые предполагается в ближайшие годы стандартизировать, требуют специального второго локатора и усложнения ракетной аппаратуры.

Определение содержания водяного пара не является стандартным измерением на метеорологических ракетах и существуют только отдельные измерения влажности и на высотах 60—80 км. В качестве датчиков влажности используются также манометры Пирани, поскольку теплообмен проволоочной нити этих датчиков существенно зависит от присутствия в воздухе паров воды.

Лазерные локаторы могут расширить информацию о стандартных параметрах атмосферы, получаемую с радиозондов и ракет. В некоторых случаях, например при необходимости измерений в труднодоступных точках Земли, лидары будут являться единственным способом получения данных об атмосфере. Несомненна и экономическая эффективность лазерного метода зондирования по сравнению с ракетным. Тем не менее разработка лазерных методов измерений и создание необходимой аппаратуры находятся сейчас в начальной стадии. Необходимо еще некоторое время, прежде чем лидары станут таким же надежным инструментом изучения атмосферы, как радиозонды и метеорологические ракеты. Трудность решения этой задачи в будущем с лихвою окупится многими достоинствами разрабатываемой методики.

Лазерный метод исследования свойств атмосферы имеет исключительно важное значение, так как приходящий из атмосферы сигнал несет информацию о самых различных свойствах рассеивающей среды. Практическая сторона дела заключается в создании способов выделения из общей информации той части, которая включает в себя интересующую нас характеристику атмосферы.

Идея создать метеорологический лазерный локатор, определяющий стандартные параметры атмосферы, весьма заманчива и по

той причине, что лазерный метод исследования атмосферы есть метод дистанционный. Тем самым, следовательно, не только устранялись бы трудности использования радиозондов и ракет, но и открывалась бы возможность измерения свойств среды без учета сложных газодинамических эффектов, возникающих при взаимодействии измерительного прибора с атмосферой.

Лазерный локатор аналогичен по своему принципиальному устройству радиолокатору. Но использование волн оптического диапазона естественно приводит к совершенно иной, по сравнению с радиолокационной, приемно-передающей аппаратуре.

Лазерные импульсы, рассеиваясь в атмосфере, принимаются оптической антенной и детектируются фотоприемником (чаще всего фотоумножителем — ФЭУ). Узкополосные интерференционные фильтры, настроенные на длину волны лазерного излучения, ограничивают шумы, вызванные солнечным излучением, светом звезд, свечением ночного неба и т. п.

Регистрируемая приемником лидара мощность сигнала P , обусловленного рассеянием в атмосфере с расстояния z от локатора, запишется как

$$P(z) = P_0 \frac{S}{z^2} \frac{c\tau}{2} K_n K_{пр} \sigma(z) \kappa_\pi(z) e^{-2 \int_0^z \epsilon(z) dz}, \quad (1.1)$$

где P_0 — мощность излучения ОКГ, S — площадь приемной антенны, c — скорость света, τ — длительность импульса ОКГ, K_n — коэффициент пропускания оптики передатчика, $K_{пр}$ — коэффициент пропускания оптики приемника, $\sigma(z)$ — коэффициент рассеяния, $\kappa_\pi(z)$ — модуль вектора индикатрисы рассеяния для угла 180° , а экс-

понента $e^{-2 \int_0^z \epsilon(z) dz}$ учитывает ослабление в атмосфере на пути лидар — рассеивающий слой — лидар. Коэффициент ослабления $\epsilon(z) = \sigma(z) + h(z)$, где $h(z)$ есть поглощение лазерного излучения атмосферными газами.

Информация о свойствах среды заключена в $\sigma(z)$, $\kappa_\pi(z)$ и $e^{-2 \int_0^z \epsilon(z) dz}$. В случае приема сигнала на той же частоте, что и излученная,

$$\begin{aligned} \sigma(z) \kappa_\pi(z) = & \frac{1}{4\pi} \sigma_e^\circ N_e(z) + \sigma_n^\circ \kappa_{\pi n} N_n(z) + \\ & + \sigma_a^\circ(z) \kappa_{\pi a}(z) N_a(z) + \frac{1}{4\pi} \sigma_p^\circ N_p(z), \end{aligned} \quad (1.2)$$

где σ° — поперечное сечение рассеяния падающего лазерного излучения: σ_e° — электроном, σ_m° — молекулой, σ_a° — аэрозолем (твердой частицей или каплей); σ_p° — поперечное сечение резонансного рассеяния. Этот эффект, возникающий в некоторых случаях распространения лазерного излучения в атмосфере, рассматривается

в главе 4, и здесь мы на нем останавливаться не будем. Величины $N_e(z)$, $N_m(z)$, $N_a(z)$, $N_p(z)$ — концентрации электронов, молекул, аэрозолей и компонент атмосферы, вызывающих резонансное рассеяние.

Рассеяние на электронах и резонансное рассеяние изотропны, индикатриса молекулярного рассеяния назад равна $3/8\pi$, а индикатрису рассеяния аэрозолями необходимо знать в каждом конкретном случае. Рассеяние на электронах из-за сравнительно небольших величин концентрации электронов в атмосфере и незначительного поперечного сечения рассеяния, равного $\sigma_e^0 = 6,65 \times 10^{-25} \text{ см}^2$, можно не учитывать.

Коэффициент молекулярного рассеяния

$$\sigma_m^0 \propto_{\pi m} N_m(z) = \frac{4\pi^2}{\lambda^4} \frac{(n-1)^2}{\rho(z)} \quad (1.3)$$

для падающего излучения ОКГ на рубине с длиной волны $\lambda = 6943 \text{ Å}$ для угла рассеяния 180° составляет $2,2 \cdot 10^{-28} \rho(z) \text{ см}^{-1}$, где $\rho(z)$ — молекулярная плотность, а n — коэффициент преломления.

Коэффициент рассеяния аэрозолями из-за вариаций в атмосфере распределения частиц по размерам и концентрации частиц может колебаться в достаточно широких пределах.

Таким образом, при отсутствии резонансного рассеяния интенсивность принятого излучения несет в себе информацию о распределении аэрозолей и молекул в атмосфере. Расширение информации о свойствах атмосферы возможно при использовании эффектов резонансного и комбинационного рассеяния, рассматриваемых ниже, при измерении поляризационных характеристик рассеянного излучения и определении спектрального уширения или спектрального сдвига принятого сигнала.

Теперь целесообразно рассмотреть возможность использования лазерных локаторов для измерения стандартных метеорологических параметров атмосферы и кратко остановиться на проведенных в этом направлении работах. Некоторые вопросы определения характеристик будут подробнее освещены в следующих главах, и наша основная задача здесь — указать пути реализации дистанционных лазерных измерений.

Для измерения температуры и давления атмосферы лазерным локатором необходимо прежде всего зарегистрировать сигнал, обусловленный молекулярным рассеянием, интенсивность которого, по крайней мере в тропосфере, меньше интенсивности аэрозольного рассеяния. Зная параметры приемно-передающей аппаратуры и мощность приходящего сигнала, можно рассчитать плотность рассеивающих молекул, а по ней давление и температуру. Очень существенным обстоятельством при этом является регистрация распределения этих величин с большим пространственным разрешением, так как длительность импульса, а следовательно, и импульсный объем $st/2$ малы.

Разделить сигналы, обусловленные рассеянием на молекулах и аэрозолях, возможно, используя эффект комбинационного рассеяния света.

Комбинационное рассеяние света представляет собой рассеяние излучения на атомах или молекулах. Это явление заключается в том, что в спектре рассеянного света, кроме линий, характеризующих падающий свет, наблюдаются, еще добавочные линии или спутники, сопровождающие каждую из линий падающего излучения. Различие в частотах возбуждающей первичной линии и появляющихся в спектре добавочных линий характерно для каждого рассеивающего вещества и равно частотам собственных колебаний молекулы. Спутники состоят из двух систем линий, лежащих симметрично по обе стороны возбуждающей линии. Если в результате взаимодействия света с молекулой свет отдает соответствующую часть энергии, то происходит излучение с меньшей частотой. Если свет вступает во взаимодействие с молекулой, при котором от молекулы отбирается часть энергии, то излучается частота, большая, чем первоначальная.

Так как спутники сопровождают любую спектральную линию, ясно, что их обнаружение возможно в том случае, когда свет монохроматичен (или представляет собой совокупность монохроматических линий); это весьма удобно при исследовании среды лазерами.

Комбинационное рассеяние света вначале наблюдалось в жидкостях и кристаллах, а затем и в газах. Этот эффект может быть использован для получения информации о молекулярных компонентах атмосферы.

Куни, Опп и Томасетти [8], используя лазерный локатор с рубиновым ОКГ, принимали сигналы на длинах волн 6943 и 8283 Å с расстояния около 1,8 км. Первый сигнал, обусловленный рассеянием на аэрозолях и молекулах, соответствует длине волны излучения рубинового ОКГ, второй обусловлен комбинационным рассеянием. Длина волны 8283 Å соответствует колебательному сдвигу молекул азота. Результаты экспериментов приведены на рис. 1.1. Максимумы, отмеченные кривой 2, объясняются градиентами концентрации аэрозолей в атмосфере. Для записи приходящих на разных длинах волн сигналов в одном масштабе принимаемое излучение на длине волны 6943 Å ослаблялось использованием нейтрального фильтра с пропусканием $3 \cdot 10^{-4}$.

Интенсивность сигналов на различных частотах комбинационного рассеяния зависит от концентрации и температуры атмосферных компонент и не зависит от плотности аэрозолей в атмосфере. Дальнейшая разработка методики измерений сигналов, обусловленных комбинационным рассеянием, заслуживает большого внимания. Можно с уверенностью сказать, что это один из самых перспективных методов использования лазеров для определения термодинамических параметров и концентрации некоторых компонент тропосферы и нижней стратосферы.

При практическом отсутствии аэрозолей в атмосфере приходящий на лазерный локатор сигнал будет обусловлен только

молекулярным рассеянием. Тогда интенсивность сигнала связана с плотностью, а следовательно, и с температурой атмосферы. Существование аэрозолей в верхних слоях атмосферы по результатам лазерного зондирования обсуждается в главе 3, и здесь только можно заметить, что с повышением точности лидарных измерений интенсивность излучения, рассеянного на 30—80 км, все лучше согласуется с интенсивностью молекулярного рассеяния. Если действительно на этих высотах атмосфера загрязнена незначительно, то определение двух стандартных параметров атмосферы — температуры и давления — с использованием лидаров становится тривиальным.

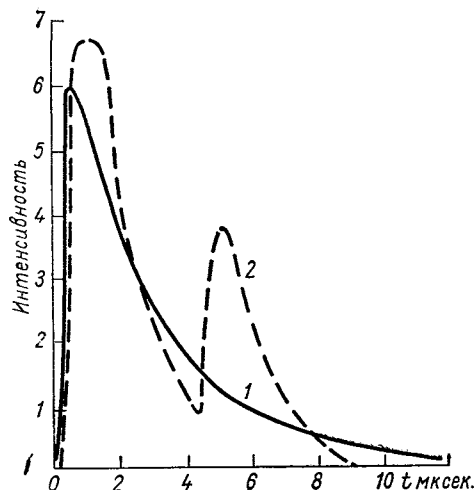


Рис. 1.1. Интенсивность рассеянного в атмосфере излучения [8].

1 — на длине волны 8283 Å, 2 — на длине волны 6943 Å.

Группой английских исследователей в Уинкфилде было собрано большое количество данных лазерного зондирования стратосферы. По результатам наблюдений вычислялись плотность и температура атмосферы, которая удовлетворительно соответствовала стандартным температурам. Расчет производился по формуле

$$T(z) = \frac{\rho_1 T_1 + \frac{Mg}{R} \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) dz}{\rho(z)}, \quad (1.4)$$

где ρ_1 и T_1 — плотность и температура на высоте z_1 , соответствующей началу измерений; остальные обозначения общепринятые.

Результаты определения температуры лазерным локатором, полученные в Уинкфилде летом 1967 г., приведены на рис. 1.2 [3].

Другая возможность определения температуры атмосферы лазером заключается в спектральном исследовании принятого сигнала. Тепловое движение молекул при распространении лазерного излучения в атмосфере приводит к доплеровскому уширению частоты сигнала, составляющему для видимого света в тропосфере и стратосфере величину порядка 10^{-2} Å, а направленное движение аэрозолей — к сдвигу излученной частоты по спектру. Тем самым открывается возможность одновременной регистрации температурного профиля и ветра в атмосфере, конечно при условии, что связь скорости ветра и движения аэрозолей известна.

К недостаткам метода относятся: слабая зависимость доплеровской полуширины — $\Delta\nu_d$ от температуры ($\Delta\nu_d \sim \sqrt{T}$), сложность

приемной аппаратуры лидара и лазеров, генерирующих излучение, спектральная ширина которого меньше доплеровской. Насколько известно авторам, способ измерения температуры атмосферы лазерами не теоретически, не экспериментально не исследовался. При разработке методики и аппаратуры можно воспользоваться, например, результатами определения уширения линий излучения в спектрах полярных сияний.

Уайтом, Ньюджентом и Карриром [9] рассматривается определение плотности, давления и температуры атмосферы по измерению интенсивности рассеянного лазерного излучения в линии поглощения атмосферного кислорода и вне ее. При этом предполагается, что доля молекул кислорода в воздухе известна. Метод требует точного знания профиля, полуширины и интенсивности линии поглощения, которые в свою очередь зависят от парциального давления и температуры атмосферы. При использовании линии поглощения паров воды можно измерить распределение влажности в атмосфере, что пока является единственным известным нам способом определения влажности лазерным локатором.

В связи с тем что использованию линий поглощения уделено в главе 4 (насколько возможно в пределах небольшой главы) значительное внимание,

здесь мы этот метод измерения обсуждать не будем. Укажем только на достоинство метода, заключающееся в том, что сканируемый по частоте сигнал ОКГ на рубине, рассеянный в атмосфере и регистрируемый приемной системой, несет одновременную информацию о распределении температуры, давления и концентраций кислорода и паров воды. Незначительный сдвиг по частоте делает метод нечувствительным к присутствию аэрозолей.

Выше мы рассмотрели методы измерения температуры, построенные на разделении сигналов аэрозольного и молекулярного рассеяния или использовании поглощения атмосферными газами. Однако и сами аэрозоли могут являться индикатором изменения температуры атмосферы.

Наблюдения, проведенные Коллисом и Лигда [10] при лазерном зондировании атмосферы, показали возможность обнаружения зон температурной инверсии. Резкие скачки в интенсивности

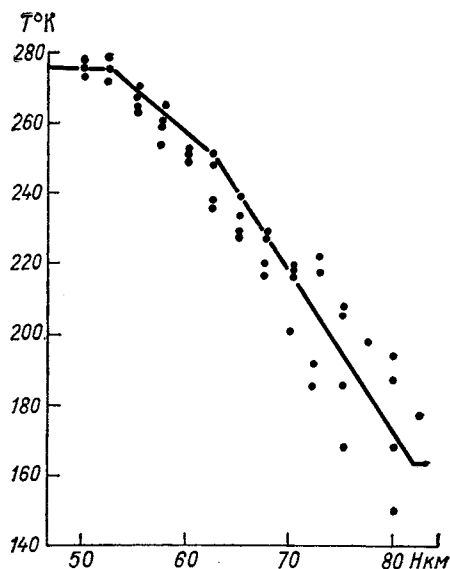


Рис. 1.2. Результаты измерения температуры атмосферы лазерным локатором [3].

Жирная линия — стандартная атмосфера.

отраженного сигнала в пределах первого километра от поверхности Земли коррелируют с тепловой структурой атмосферы. Градиенты плотности частиц были обнаружены на высотах 350, 650 и 950 м. В более поздней работе [11] проводились одновременные измерения температуры и влажности на небольших ракетах и интенсивности рассеянного лазерного излучения; сделан вывод, что лидар является удобным прибором для определения зон температурной инверсии.

Скорость и направление ветра могут быть определены лазерным локатором по прослеживанию естественных или искусственно введенных в атмосферу частиц. В [12] приводятся исследования перемещений облаков пыли, вызванных взрывом. Горизонтальные сечения этих облаков регистрировались для фиксированных положений луча лазерного локатора, следящего за облаком. Когда дрейфующее облако попадало в зону действия луча, производилось горизонтальное сканирование. Даже во время прохождения первой, наиболее плотной части облака пыль была настолько разреженной, что ее нельзя было увидеть глазом. Тем не менее лидар зарегистрировал достаточно полную картину движения пылевого облака.

Подобные измерения были сделаны бортовым лазерным локатором [13], и дальнейшая разработка этой методики, судя по публикациям, продолжается в Стамфордском институте (США).

Информацию о ветре в высоких слоях атмосферы можно получить, изучая, например, резонансное рассеяние лазерного излучения на атомах калия или натрия, выброшенных в атмосферу с ракеты. Тот факт, что поперечное сечение этого рассеяния много больше поперечного сечения молекулярного рассеяния, позволяет проводить измерения на больших высотах, но только в ночное время. Последнее объясняется ограниченным диапазоном исследуемых высот днем, когда фон, создаваемый солнечным светом, велик.

По сути дела приводимый метод определения ветра в атмосфере лазерным локатором аналогичен радиолокационному методу прослеживания радиозонда, головной части ракеты или металлизированных отражателей. К преимуществам использования оптических длин волн при измерениях ветра относятся большое пространственное разрешение и незначительные размеры частиц — трассеров.

Радикальным выходом из положения является создание оптических доплеровских систем, которые уже сейчас с большой точностью измеряют, например, скорости частиц в различных потоках. Однако эксперименты по измерению в атмосфере скорости и направления ветра такими системами авторам неизвестны.

Были сделаны попытки установить корреляцию между рассеянным сигналом лазерного излучения и концентрацией озона, измеряемого озонозондом [14], которые дали положительный результат. Дальнейшие исследования [3] поставили эти данные под сомнение и сейчас трудно сделать какие-либо выводы из существующих результатов. Тем не менее ясно, что принципиально возможно определение озона в атмосфере с применением лазеров. Вследствие того

что концентрация озона в стратосфере и частично в тропосфере из-за большого времени восстановления равновесия не изменяется даже в процессе медленных перемещений воздушных масс, процентное содержание озона в данной порции воздуха остается практически неизменным. Поэтому проблема озона, который благодаря этому свойству является естественным трассером в атмосфере, приобретает значение в связи с циркуляцией атмосферы. Не исключено, что в будущем измерения озона лидарами будут вплотную связаны с определением ветра в атмосфере.

В конце этой главы хотелось бы заметить, что, судя по сообщениям, за рубежом делается попытка разработать метеорологический лазерный локатор, способный заменить радиозондирование. В цитированной выше работе [9] дискутируется вопрос об определении метеорологическим лидаром давления, температуры, плотности атмосферы, скорости ветра и содержания воды, углекислого газа и кислорода от поверхности Земли до высоты 10 км.

ГЛАВА 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ОБЛАКОВ

Исследованию облаков лазерными локами посвящено много работ, причем большая часть из них посвящена разработке лидаров для измерения высоты и, если это оказывалось возможным, толщины облака. Среди этих работ следует отметить изучение движений облаков [15] и определение некоторых характеристик перистых облаков [16]. В последней затрагиваются три проблемы: морфология перистых облаков, их структура, как проявление движений в верхней атмосфере, и роль перистых облаков в процессах передачи энергии. Тот факт, что эти облака обнаруживаются достаточно часто, внушает опасение по поводу обоснованности результатов некоторых радиометрических измерений, особенно измерений с ИСЗ. В связи с этим в США приступили к выполнению экспериментальной программы изучения перистых облаков лидарами одновременно с наблюдениями с метеорологических ИСЗ. Проведенные при помощи лидара с рубиновым ОКГ в этой работе эксперименты показали, что коэффициент рассеяния перистых облаков обычно в 10—100 раз больше, чем коэффициент молекулярного рассеяния.

В ЦАО с 1966 г. проводятся экспериментальные и теоретические работы по наземному зондированию облаков лазерным локом. Причем основное внимание при проведении исследований уделялось разработке методов количественного измерения таких параметров облачности, как профили коэффициента рассеяния, водности и числа капель.

Прежде чем переходить к изложению основных полученных результатов, коротко остановимся на описании полевого лазерного лока ЛР-2, разработанного и изготовленного в ЦАО для зондирования облаков [17] (рис. 2.1).

Передатчиком в этом лидаре служит ОКГ на рубине мощностью 2 Мвт, длительностью импульса 30 нсек., максимальной частотой повторения 6 имп/мин. Часть излученной лазером энергии через световод отводится на ФЭУ синхронизации, который запускает развертку регистрирующей аппаратуры (в качестве ее используется

высокочастотный осциллограф). Одновременно ФЭУ синхронизации позволяет измерить энергию излученного импульса при наблюдении сигнала синхронизации на экране осциллографа и предварительной калибровке наблюдаемого импульса по калориметру. Фотографирование сигналов с экрана осциллографа осуществляется автоматической фотокамерой с последующей обработкой полученных сигналов по фотоотпечаткам или по негативу.



Рис. 2.1. Полевой лазерный локатор ЛР-2 для зондирования нижней атмосферы [17].

Регистрирующей аппаратуры на снимке нет.

В приемной системе используется оптическая антенна диаметром 100 мм и коэффициентом пропускания 0,6 на длине волны 6943 Å. Перед входным зрачком приемной антенны предусмотрена установка переменных диафрагм для ослабления приходящего светового сигнала. Это необходимо для предотвращения насыщения приемного ФЭУ при исследовании объектов, дающих слишком сильный сигнал обратного рассеяния. Перед приемным ФЭУ расположен интерференционный светофильтр с полушириной 17 Å. В силу малой чувствительности регистрирующего осциллографа применяется предварительное усиление. Полоса пропускания радиотехнического приемного тракта выбрана таким образом, что излученный импульс при отражении его от зеркальной цели не искажается.

Сигнал с нагрузки ФЭУ синхронизации можно подавать либо непосредственно на внешний запуск осциллографа, либо через регулируемую линию задержки с временем задержки 0—1000 мксек. Устанавливая необходимую задержку во времени, можно запускать развертку осциллографа в нужный момент, что позволяет наблюдать метеобъекты на коротких развертках осциллографа с большим пространственным разрешением.

Угол расходимости лазерного луча 20 мин., что соответствует диаметру пятна на облаке ~6 м на расстоянии от лидара 1 км. Угол поля зрения приемной антенны около 50 мин.

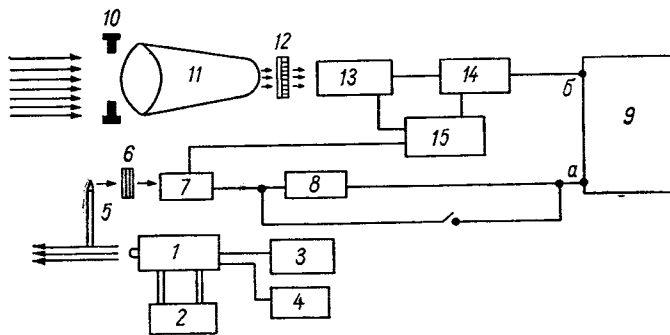


Рис. 2.2. Блок-схема лазерного лоатора ЛР-2 [17].

1 — ОКГ, 2 — помпа водяного охлаждения, 3 — блок накачки ОКГ, 4 — блок поджига ОКГ, 5 — световод, 6 — ослабитель, 7 — ФЭУ синхронизации, 8 — линия задержки, 9 — регистрирующий осциллограф (а — вход запуска, б — вход сигнала), 10 — регулируемая диафрагма, 11 — оптическая приемная антенна, 12 — интерференционный фильтр, 13 — приемный ФЭУ, 14 — предусилитель, 15 — блок питания.

Блок-схема лазерного лоатора ЛР-2 приведена на рис. 2.2.

Пропускание всех оптических элементов приемно-передающей системы измерялось на рабочей длине волны, радиотехнический тракт был отградуирован, приемный ФЭУ прокалбирован в абсолютных единицах мощности, что позволило измерять амплитуду рассеянного от метеобъектов сигнала в ваттах и тем самым рассчитать профили физических параметров среды (водность, кон-

центрация каплей и коэффициент рассеяния) в абсолютных единицах.

При распространении лазерного излучения в облаке обратное рассеяние является единственным источником сведений об исследуемой среде. В связи с этим вычисление коэффициента рассеяния по осциллограмме отраженного сигнала представляется одним из важнейших этапов исследования. Предположим, что ослабление на трассе определяется только рассеянием, а поглощение излучения атмосферными газами практически отсутствует, т. е. $h(z)=0$. Уравнение (1.1), связывающее мощность отраженного сигнала $P(z)$ с коэффициентом рассеяния $\sigma(z)$, может быть решено относительно этого коэффициента при знании модуля вектора рассеяния индикатрисы для угла 180° — x_π и учете только однократного рассеяния.

Характеристикой исследуемой среды в этом уравнении является общий коэффициент рассеяния, связанный с коэффициентом обратного рассеяния через модуль вектора индикатрисы рассеяния для угла 180°

$$\sigma_\pi(z) = \sigma(z) x_\pi. \quad (2.1)$$

Уравнение (1.1) может быть решено аналитически относительно $\sigma(z)$ в том случае, если индикатрису рассеяния считать заданной и не изменяющейся с z ,

$$\sigma(z) = \frac{P(z) z^2}{P_0 S \frac{c\tau}{2} K_n K_{np} x_\pi - 2 \int_0^z P(z) z^2 dz}. \quad (2.2)$$

Заметим сразу,

$$\frac{d\sigma(z)}{dx_\pi} = -P_0 S \frac{c\tau}{2} K_n K_{np} \frac{\sigma^2(z)}{P(z) z^2}, \quad (2.3)$$

что означает сильную чувствительность общего коэффициента рассеяния к параметру среды, причем эта зависимость возрастает с увеличением оптической плотности среды и с уменьшением амплитуды принимаемого сигнала.

Если ввести изменяющуюся с z индикатрису, то решение уравнения (1.1) относительно $\sigma(z)$ может быть проведено методом последовательных слоев [18]. В этом случае вся трасса распространения лазерного луча внутри облака разбивается на одинаковые, достаточно малые отрезки $\Delta z = z_i - z_{i-1}$. В каждом из них коэффициент рассеяния и индикатриса рассеяния принимаются постоянными и расчет профиля коэффициента рассеяния проводится по следующей формуле:

$$\sigma(z_i) = \frac{P(z_i) z_i^2}{P_0 S \frac{c\tau}{2} K_n K_{np} x_\pi(z_i)} e^{2 \left[\sigma_0 z_0 + \Delta z \sum_{j=0}^{i-1} \sigma(z_j) \right]}, \quad (2.4)$$

где первый член в показателе экспоненты учитывает ослабление ла-

зерного луча на трассе z_0 до облака. Это ослабление предполагается постоянным, а коэффициент ослабления в атмосфере равным σ_0 . Второй член в показателе экспоненты учитывает ослабление в самом облаке.

Рассмотрим далее изменение профиля коэффициента рассеяния в облаке с изменением величины κ_{π} . Это необходимо в связи с тем, что в настоящее время невозможно с достаточной точностью, не производя специальных измерений, выбрать индикатрису рассеяния.

Рассчитаем среднюю полидисперсную индикатрису облачной среды. Предположим, что в облаке капли имеют сферическую форму с коэффициентом преломления частиц $n = m + ix$, где $m = 1,33$, а $x = 0$, т. е. считаем, что для длины волны излучения рубинового лазера 6943 Å поглощение также отсутствует. Угловые функции рассеяния для таких частиц в зависимости от их размеров рассчитаны в [19]. Для гамма-распределения частиц по размерам, параметра гамма-распределения $\mu = 2$ и среднего размера частиц $\bar{a} = 5$ мкм Э. А. Чаяновой были вычислены значения функции распределения $f(a)$ для наиболее характерных размеров облачных частиц, составляющих 0,1—20 мкм.

Индикатриса рассеяния полидисперсной среды $\kappa(\varphi)$ вычислялась по формуле

$$\kappa(\varphi) = \frac{1}{Q} \int_0^{\infty} f(a) \kappa(a, \varphi) da, \quad (2.5)$$

где Q — параметр, нормирующий угловую функцию $\kappa(\varphi)$ к единице. Результаты расчетов представлены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Полидисперсная нормированная индикатриса для гамма-распределения с $\mu = 2$ и $\bar{a} = 5$ мкм

φ°	$\kappa(\varphi)$	φ°	$\kappa(\varphi)$	φ°	$\kappa(\varphi)$
0	$1,8 \cdot 10^2$	20	$2,9 \cdot 10^{-1}$	110	$1,8 \cdot 10^{-3}$
0,05	$1,7 \cdot 10^2$	30	$1,6 \cdot 10^{-1}$	120	$2,8 \cdot 10^{-3}$
0,1	$1,8 \cdot 10^2$	40	$1,0 \cdot 10^{-1}$	130	$2,5 \cdot 10^{-3}$
0,2	$1,7 \cdot 10^2$	50	$4,9 \cdot 10^{-2}$	140	$1,8 \cdot 10^{-2}$
0,5	$1,6 \cdot 10^2$	60	$1,6 \cdot 10^{-2}$	150	$1,1 \cdot 10^{-2}$
1	$1,1 \cdot 10^2$	70	$8,2 \cdot 10^{-3}$	160	$1,1 \cdot 10^{-2}$
2	$2,8 \cdot 10^1$	80	$1,2 \cdot 10^{-2}$	170	$1,1 \cdot 10^{-2}$
5	$1,8 \cdot 10^0$	90	$2,5 \cdot 10^{-3}$	175	$1,7 \cdot 10^{-2}$
10	$6,6 \cdot 10^{-1}$	100	$1,7 \cdot 10^{-3}$	180	$2,5 \cdot 10^{-2}$

При регистрации рассеянного назад излучения со всей трассы зондирования на осциллограмме отраженного сигнала фиксируется излучение в ближней зоне и излучение, рассеянное в облаке. В качестве иллюстрации на рис. 2.3а представлена осциллограмма

ближней зоны, на рис. 2.3 б — ближней зоны и облака [20]. Регистрируемое излучение в ближней зоне, обусловленное аэрозольным и молекулярным рассеянием, как видно из приводимой осциллограммы, по мере перекрытия углов расходимости ОКГ и поля зрения приемной антенны, начинает возрастать, достигает максимума и убывает пропорционально z^{-2} . Часть осциллограммы, соответствующая рассеянию на большей части трассы до облака, практически совпадает с нулевой линией. Не применяя при приеме специаль-

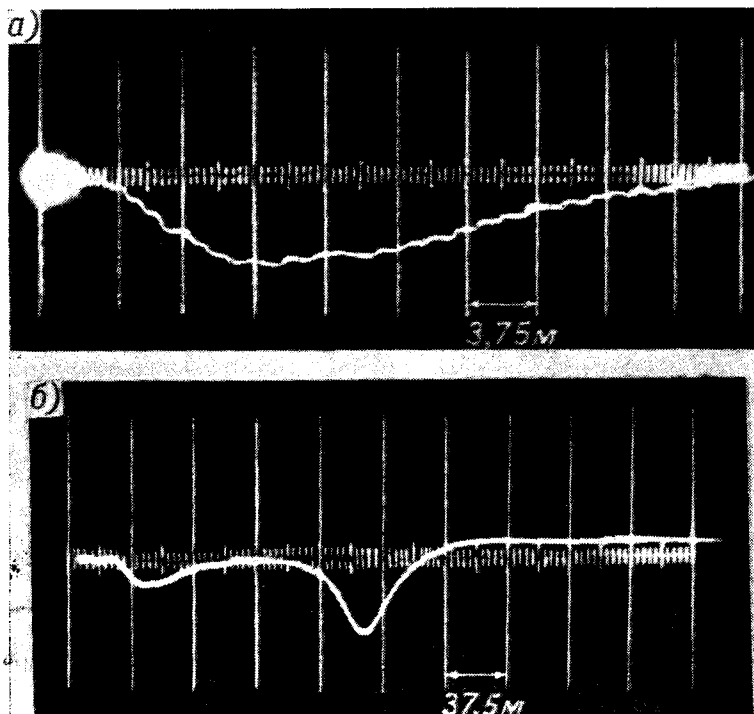


Рис. 2.3. Осциллограммы.

- а) ближней зоны. Начало регистрации соответствует расстоянию 32,3 м от лидара;
 б) ближней зоны и облака. Регистрация начинается сразу в первых метрах от лидара.

ных систем (усилители с переменным коэффициентом усиления, ФЭУ с автоматической регулировкой питания и т. п.), невозможно по одной осциллограмме рассчитать профиль коэффициента рассеяния на всей трассе. Кроме того, для детального восстановления профиля коэффициента рассеяния облака необходимо было регистрировать отраженный сигнал на коротких развертках приемной аппаратуры, т. е. использовать линию задержки. Тем самым зона распространения лазерного излучения на трассе до облака отсекалась. Е. Г. Швидковским с сотрудниками [20] был предложен следующий способ определения коэффициентов рассеяния на трассе и в облаке. Регистрировался сигнал, соответствующий рассеянию

на трассе, и через несколько десятков секунд производилось повторное зондирование с записью сигнала от облака. При этом считалось, что за время между двумя импульсами прозрачность атмосферы на трассе не менялась. Далее предполагалось, что коэффициент рассеяния, рассчитанный по осциллограмме излучения ближней зоны (практически не далее 100 м от лидара) не изменяется по всей трассе. Определяемая таким образом величина σ_0 вводилась в схему расчета.

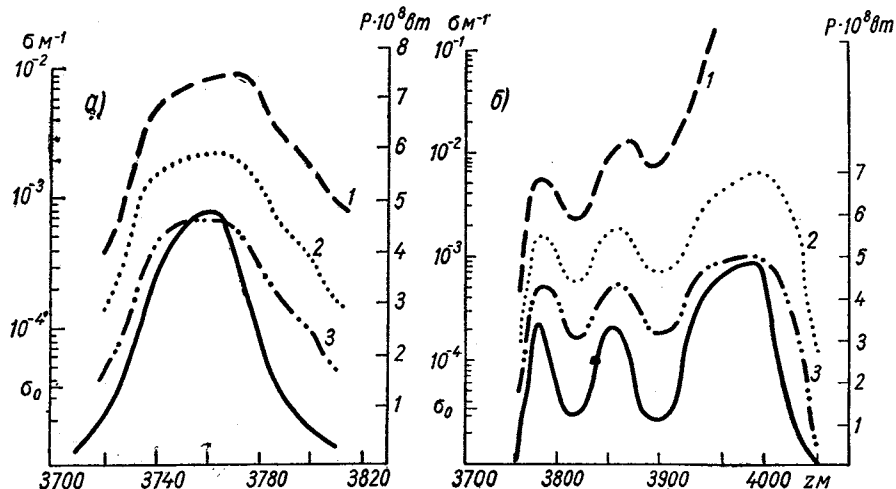


Рис. 2.4. Осциллограмма отраженного сигнала и рассчитанные профили коэффициентов рассеяния для плоского кучевого облака (а) и слоисто-кучевого облака (б).

1) $\kappa_{\pi_1} = 0,0085$, 2) $\kappa_{\pi_2} = 0,025$, 3) $\kappa_{\pi_3} = 0,075$.

На рис. 2.4 приведены осциллограммы отраженных сигналов, полученные с помощью лидара ЛР-2, и восстановленные по ним профили коэффициентов рассеяния.

Рисунок 2.4 а иллюстрирует зондирование плоского кучевого облака (Cu hum.). Сплошная кривая на этом рисунке — осциллограмма отраженного сигнала. Высота облака 1860 м, расстояние от лидара до нижней границы облака 3720 м, измеренное значение $\sigma_0 = 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. Оптическая толщина облака $\tau' \sim 0,3$. Кривая 1 на этом рисунке — рассчитанный профиль коэффициента рассеяния для монодисперсной индикатрисы рассеяния на частицах размером 5 мкм. Для этого случая индикатриса рассеяния назад $\kappa_{\pi_1} = 0,0085$. Кривая 2 — профиль коэффициента рассеяния для вычисленной Э. Я. Чаяновой полидисперсной индикатрисы, которая при рассеянии под углом 180° равна $\kappa_{\pi_2} = 0,025$. Кривая 3 — профиль коэффициента рассеяния для экспериментальной индикатрисы, полученной в Институте оптики атмосферы (ИОА) СО АН СССР при измерениях рассеяния излучения рубинового ОКГ в камере туманов. В этом случае $\kappa_{\pi_3} = 0,075$.

На рис. 2.4 б приведена осциллограмма и рассчитанные профили коэффициента рассеяния для слоисто-кучевого облака (Sc). Высота облака 1875 м, расстояние от лидара 3750 м, $\sigma_0 = 3,6 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. На нижней границе этого облака коэффициент рассеяния, вычисленный для различных величин κ_π , хорошо коррелирует с формой отраженного сигнала. На глубине облака около 250 м, где оптическая толщина становится равной единице, разные значения индикатрисы рассеяния приводят при расчете к качественно различному ходу коэффициента рассеяния. Неточность в знании величины κ_π не позволяет восстановить профиль коэффициента рассеяния для $z > 250 \text{ м}$.

Следует заметить, что уменьшение до нуля интенсивности отраженного сигнала на рис. 2.4 б есть результат затухания лазерного излучения в плотных облаках, а не распространения импульса через всю среду, как в случае плоского кучевого облака. Поэтому при $\tau' > 1$ корреляция профиля $\sigma(z)$ и профиля $P(z)$ бессмысленна. С некоторых значений z , если считать облако однородным, коэффициент рассеяния должен быть постоянным. Это обстоятельство может явиться методом определения величины κ_π при обработке экспериментальных осциллограмм зондирования среды с известным постоянным коэффициентом рассеяния.

Проведенное нами лазерное зондирование различных типов облаков показало, что при оптической толщине облака $\tau' > 1$ индикатриса рассеяния начинает существенно сказываться на величине коэффициента рассеяния. Это влияние может быть столь сильным, что профиль коэффициента рассеяния качественно меняется; это иллюстрируется рисунком 2.4 б. При оптических толщинах облака $\tau' \leq 1$ различные величины κ_π не меняют качественный ход профиля коэффициента рассеяния.

Приводимые расчеты выполнены в предположении однократного рассеяния. Один из практически важных вопросов использования лидаров для определения коэффициента рассеяния облаков состоит в таком расширении теории метода зондирования, когда эффект многократного рассеяния можно было бы простейшим образом включить в систему обработки данных. Эксперименты, проведенные в ЦАО А. Б. Шупяцким и др. [21], показали, что по величине степени поляризации отраженного сигнала возможно определять начало многократного рассеяния в капельных облаках. Однако этот метод нуждается в дальнейшей разработке.

Предполагая, что отношение оптического сечения к геометрическому равно 2 и функция распределения частиц по размерам описывается гамма-распределением, можно рассчитать водность q и концентрацию капель N в облаке. Вычисления приводят к следующим формулам:

$$q(z) = \frac{2\sigma(z)(\mu + 3)\bar{a}\rho_0}{3(\mu + 1)},$$

$$N(z) = \frac{\sigma(z)(\mu + 1)}{2\pi(\mu + 2)\bar{a}^2}, \quad (2.6)$$

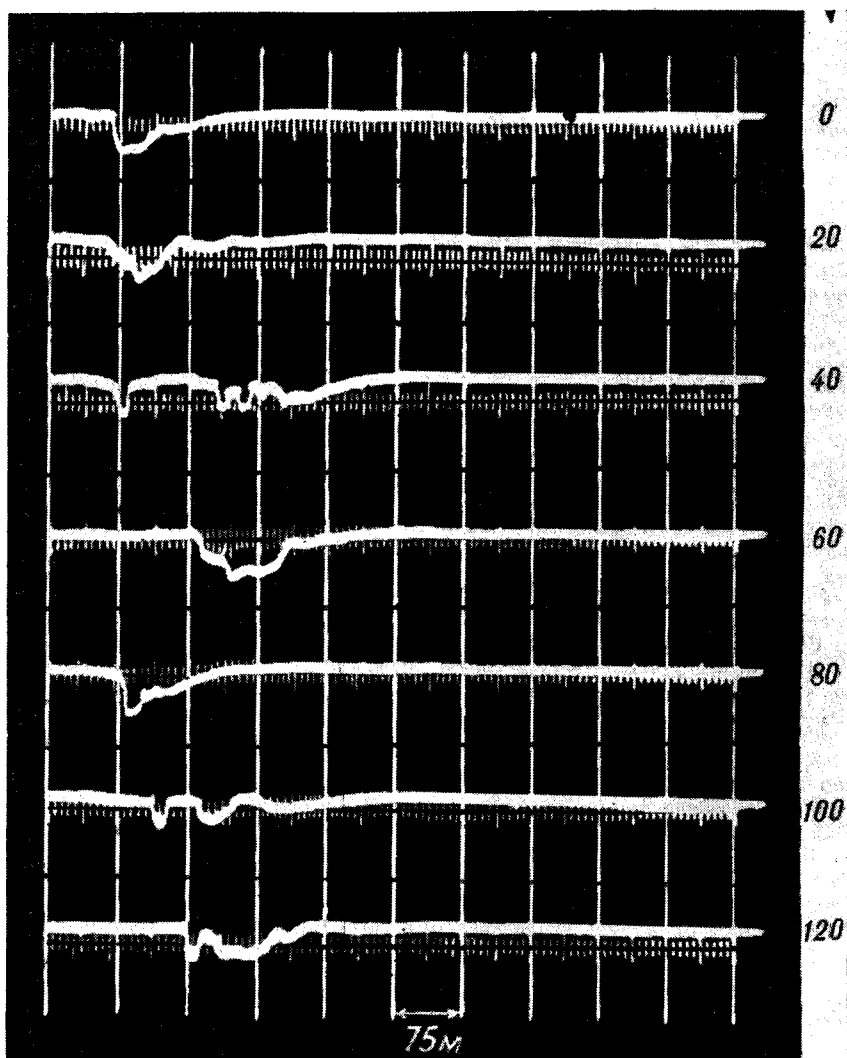


Рис. 2.5. Динамика в кучевом облаке [20].

Расстояние облака от лидара 560 м.

где ρ_0 — плотность воды. При проведенных авторами расчетах q и N параметр μ принимался равным 2, а $\bar{a} = 5$ мкм.

Результаты рассчитанных значений водности и концентрации капель для различных типов облаков хорошо согласуются с данными прямых измерений. Так, например, для приводимого выше плоского кучевого облака при расчете коэффициента рассеяния с полидисперсной индикатрисой $\kappa_{\pi 2}$ водность на нижней границе составляет $2,5 \cdot 10^{-3}$ гм $^{-3}$, к середине облака она достигает $4,6 \times 10^{-2}$ гм $^{-3}$ и к верхней границе убывает до $5,5 \cdot 10^{-3}$ гм $^{-3}$. По результатам многочисленных прямых измерений для таких типов облаков водность меняется в пределах $5 \cdot 10^{-3}$ — $1,6 \cdot 10^{-1}$ гм $^{-3}$ [22]. Концентрация капель для этого облака меняется от $2,8 \cdot 10^6$ м $^{-3}$ на нижней границе до $7,3 \cdot 10^6$ м $^{-3}$ на верхней границе с максимумом концентрации капель, равной $5,3 \cdot 10^7$ м $^{-3}$, в середине облака.

На наш взгляд, определение профиля водности облаков с большим пространственным разрешением с поверхности Земли лазерным локатором является весьма перспективным. Преимущества этого метода перед существующими способами измерения интегральной водности облаков с самолетов совершенно очевидны. Дальнейшая разработка метода, проведение одновременных самолетных и лазерных измерений, учет эффектов многократного рассеяния и более достоверные данные по индикатрисам рассеяния в различных облаках позволят производить измерения профиля водности и концентрации капель для оптически плотных облаков и повысить точность измерений.

Многочисленные эксперименты, проведенные в ЦАО Е. Г. Швидковским с сотрудниками, позволили наблюдать лазерным локатором облака как с резко выраженной границей, так и с изрезанной нижней границей, по-видимому объясняемой существованием подоблачного слоя. Метод позволяет также регистрировать динамику облаков. В качестве иллюстрации на рис. 2.5 приведены осциллограммы сигналов, отраженных от облака, при зондировании с временным интервалом 20 сек. Наглядны вариации как во внутренней структуре, так и по высоте нижней границы. По приведенным осциллограммам могут быть рассчитаны профили коэффициента рассеяния, водности и концентрации капель по изложенной методике.

Измерение поляризационных характеристик отраженного лазерного излучения при наблюдении этого излучения под различными углами и зондирование на различных частотах должны расширить информацию о характеристиках облаков. В работе [23] предлагается использовать ОКГ, излучение которого состоит из большого количества монохроматических компонент. Приемник лидара, ориентированный под углом 90° к зондирующему лазерному лучу, должен измерять интенсивности рассеянного излучения для разных частот лазера и определять деполяризацию излучения. Предложенную систему предполагается использовать для исследования распределения по размерам частиц в облаках, туманах и аэрозольных слоях.

ГЛАВА 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Обычно для измерения прозрачности атмосферы или связанной с ней метеорологической видимости используются системы, состоящие из источника света и приемника, расположенных в противоположных концах оптического пути. Расстояние, отделяющее источник излучения от приемника, фиксируется по пределу видимости для наиболее плохих атмосферных условий. Это не позволяет одним прибором регистрировать прозрачность атмосферы на протяженных трассах. Другим недостатком таких систем является возможность практических измерений только на горизонтальных трассах.

Создание лазерных локаторов, определяющих прозрачность атмосферы, и разработка соответствующих методов измерений позволяют производить измерения на любых трассах. К достоинствам лазерных систем относятся также возможность определения видимости на достаточно больших расстояниях и регистрация изменения прозрачности атмосферы с большим пространственным разрешением.

Основная трудность при определении прозрачности методом оптической локации состоит в правильном выборе индикатрисы рассеяния назад в каждом конкретном случае и учете многократного рассеяния при зондировании оптических плотных сред.

В работах [24—26] для различных моделей дымок и туманов приводятся расчетные данные интенсивности рассеянного назад излучения. Вычисления интенсивности однократно рассеянного назад света при облучении туманов узким световым пучком были проведены В. П. Козловым и Е. О. Федоровой [27]. К. С. Шифрин и И. Л. Зельманович подробно рассчитали величины, необходимые для определения коэффициента рассеяния назад [28].

Экспериментальные исследования рассеянного назад излучения ОКГ, генерирующего на различных длинах волн, были проведены в искусственных туманах и дымах, а также в естественных условиях при дымках и снегопадах [29, 30]. Эти измерения позволили

получить некоторые предварительные оценки величины обратного рассеяния.

Информация о прозрачности среды содержится также в изменении формы короткого лазерного импульса при его распространении в среде. Это явление наблюдалось в естественных туманах, где увеличение коэффициента ослабления от 10^{-3} до 10^{-2} м^{-1} изменяло длительность приходящего на приемник лидара импульса от 2,3 до 0,5 мксек. [31].

В экспериментах, проведенных в ИОА СО АН СССР [32], было установлено, что при уменьшении оптической плотности среды длительность переднего фронта отраженного импульса возрастает, а крутизна падает. В качестве источника излучения использовался полупроводниковый ОКГ на арсениде галлия (длина волны 8400 Å) с длительностью излученного импульса 8 нсек. При рассеянии в искусственных водных туманах и дымах длительность отраженного импульса уменьшается с увеличением коэффициента ослабления и стремится к длительности излученного импульса. Это объясняется тем, что с уменьшением прозрачности среды протяженность слоев, в которых формируется отраженный сигнал, падает. Было также установлено, что различие в индикатрисах рассеяния сред существенно влияет на формирование сигнала. Отраженный в туманах импульс формируется в более удаленных от ОКГ слоях, чем в дымах.

Результаты проведенных измерений формы импульса находятся в хорошем согласии с расчетами, полученными при использовании метода Монте-Карло [33].

Деформация импульса ОКГ в рассеивающей среде позволяет использовать этот эффект для реализации лидара, предназначенного для измерения метеорологической дальности видимости. Такой лидар, запатентованный во Франции [34], должен определять видимость на аэродромах. В системе предусмотрены измерения времени появления максимума интенсивности рассеянного назад сигнала по сравнению с излученным, длительности приходящего импульса на уровне 0,5 от максимума и крутизны заднего фронта импульса.

Другой метод измерения прозрачности атмосферы лазерным локатором, предложенный Е. Г. Швидковским с сотрудниками [20], коротко заключается в следующем.

Лазерное излучение, рассеянное в ближней зоне, регистрируется приемной системой. Измеряя излученную и приходящую на приемник лидара мощности в зависимости от расстояния, можно по формулам (2.2) или (2.4) рассчитать коэффициент рассеяния атмосферы, связанный с метеорологической видимостью. Метод является абсолютным и не требует измерения профиля приходящего импульса. Недостаток метода заключается в достаточно сложной лабораторной градуировке аппаратуры для проведения измерений с хорошей точностью.

Коэффициент рассеяния, измеренный лидаром, является суммой аэрозольного и молекулярного коэффициентов рассеяния.

Молекулярный коэффициент рассеяния может быть вычислен для любой высоты, если известна плотность воздуха, и соответственно определен аэрозольный коэффициент. С другой стороны, аэрозольный коэффициент рассеяния может быть рассчитан при некотором заранее заданном распределении частиц по размерам, коэффициенте преломления частиц и их концентрации. В соответствии с расчетами, выполненными К. С. Шифриным и Э. А. Чаяновой [35, 36], для степенной функции распределения частиц по размерам и коэффициента преломления частиц $1,5 \cdot 10^{-20}$ [20] по данным лидарного определения прозрачности атмосферы для различных условий рассчитаны концентрации аэрозольных частиц. Результаты вычислений хорошо согласуются с данными, полученными другими методами.

Измерение прозрачности атмосферы лазерным локатором позволяет изучать загрязненность атмосферного воздуха и определять пространственные распределения загрязняющих веществ. Например, в [37] приводятся результаты определения коэффициента мутности, видимости и профиля концентрации загрязняющих воздух частиц.

Увеличение потенциала лазерного локатора дает возможность регистрировать сигнал, приходящий из верхней атмосферы. Это позволяет исследовать прозрачность высоких слоев атмосферы. Одновременно регистрируемый сигнал несет информацию о термодинамических характеристиках, а в некоторых случаях и о составе атмосферы.

Отдельные теоретические рассуждения проблемы определения свойств атмосферы по данным лазерного зондирования и результаты соответствующих экспериментов будут приведены во второй части этой главы, посвященной лидарному зондированию высоких слоев атмосферы, и в главе А.

Лазерное зондирование верхней атмосферы с использованием рубинового ОКГ проводилось несколькими группами зарубежных исследователей, начиная с 1963 г. Кратко остановимся на основных полученных результатах.

Все проведенные эксперименты указывают на существование в атмосфере усиленного рассеяния излучения ОКГ в диапазоне высот 16—25 км (рис. 3.1). Лидарные результаты находятся в хорошем согласии с данными ракетных экспериментов и прожекторного зондирования.

Гоером и Уатсоном [2] был проведен анализ результатов лидарных наблюдений на этих высотах, который показал, что наблюдаемые аэрозольные слои больше удовлетворяют распределению частиц по размерам Моссопа, чем распределению Юнге. Авторы отмечают, что временные и пространственные вариации концентрации аэрозоля с отклонением плотности атмосферы, используемой для вычисления молекулярного рассеяния, от стандартной могут служить объяснением больших изменений в отношении общего рассеяния к молекулярному, измеряемому на различных широтах и в различное время. Хотя на основе абсолютного значения

измеренного отношения невозможно сделать четкие выводы о плотности аэрозолей в наблюдаемом слое, тем не менее с помощью лидаров можно точно обнаружить и следить за временными и пространственными вариациями высоты и мощности аэрозольных слоев.

Первые эксперименты по лазерному зондированию атмосферы выше 30 км, которые провели Фиокко и Смаллин [38], Фиокко и Коломбо [39], показали усиление обратного рассеяния на высотах 80 км и 120 км. Авторы полученных результатов интерпретируют сигнал с 80 км как отражение от серебристых облаков, со 120 км

возрастание обратного рассеяния приписывают метеорной пыли. Детектирование сигнала в этих опытах велось методом счета фотонов с усреднением по 10-километровому диапазону высот. С высоты 125 км величина отраженного сигнала соответствовала значению $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-1}$. В [39] отраженный сигнал с высоты 110—120 км соответствовал $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-1}$. Этот сигнал приписывался возникающим при распаде метеоров частицам, размеры которых являются оптимальными для рассеяния излучения рубинового ОКГ. На основании теоретических и экспериментальных данных в [39] исследуется вопрос о количестве и составе метеорной пыли в верхней атмосфере.

Интерпретация экспериментов, проведенных Фиокко и Коломбо, вызвала возражения Дерменджана [40], сводящиеся к тому, что такие факторы, как локальные концентрации пылевых частиц, изменение диэлектрической проницаемости и электрической проводимости частиц под действием фотохимических реакций, вариации размеров частиц под действием конденсации, могут существенно изменить выводы. В ответе авторов [41] отмечается, что рассматривался только распад метеорной пыли, так как действие приводимых эффектов сейчас учесть невозможно.

Фиокко была проведена попытка установить корреляцию между сигналом лидара, рассеянным на высотах 110—140 км, и ионограммами от спорадического E_S -слоя ионосферы [42]. В эксперименте использовался лидар с рубиновым ОКГ и ионосферный локатор, работающий в диапазоне частот 1—25 Мгц. Наблюдаемая в некоторых опытах корреляция интерпретировалась как

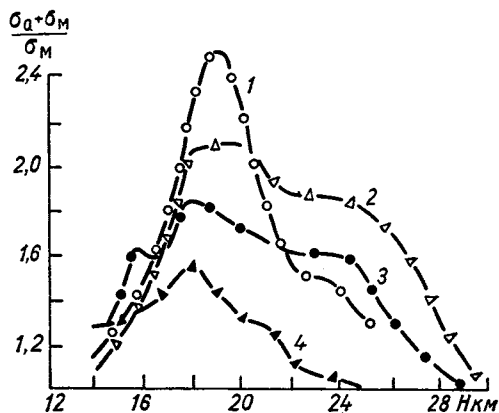


Рис. 3.1. Отношение общего обратного рассеяния к молекулярному [2].

1 — Фиокко (Бостон, Массачусетс), 2 — Райт (Кингстон, Вест-Индия), 3 — Гоер, Уатсон (Пик Сакраменто, Нью-Мексико), 4 — Элтерман (Пик Сакраменто, Нью-Мексико).

доказательство того, что спорадический E_s -слой может быть связан с поступлением внеземной материи в атмосферу Земли.

Позже Бейн и Сандфорд, проводя в Англии лазерное зондирование [43], не обнаружили признаков существования пылевых слоев выше 80 км, которые бы обуславливали такую же интенсивность рассеянного сигнала, как та, которую наблюдал Фиокко. Их дальнейшие эксперименты позволили наблюдать сезонные вариации молекулярной плотности на высотах 50—80 км. В свою очередь эксперименты Мак-Кормика и др. [44] показали усиление обратного рассеяния на высотах 75—150 км, причем измеренное в этих опытах значение $\sigma = 10^{-12} \text{ см}^{-1}$ хорошо согласуется с величинами, полученными Фиокко.

На основании данных ракетных экспериментов Пултней [45] вычислил коэффициенты рассеяния в диапазоне исследуемых высот атмосферы. Результаты вычислений привели к хорошему согласию с экспериментальными данными. Тем не менее трудно не согласиться с мнением Клемеша, Кента и Райта [46], которые считают, что измерения с помощью современных лидаров на высотах, больших 70 км, еще недостаточно точны для надежной регистрации метеорной пыли в верхней атмосфере и необходимо создание лазерных локаторов с более высокой чувствительностью.

Такой лидар создан на о. Ямайка (Вест-Индия) [47]. Приемная антенна этого лидара состоит из 36 зеркал с диаметром каждого зеркала 75 см. Излучаемая рубиновым ОКГ энергия составляет около 10 дж, разрешающая способность лидара — 1,5 км при статистической ошибке измерений в 1,5% на высоте 55 км и 10% на высоте 80 км.

В обзоре Кента и Райта [3] приводятся данные измерений рассеянного назад сигнала, полученные на этом лидаре. В диапазоне высот 40—90 км 25 марта 1969 г. при работе лазерного локатора в течение трех часов (частота посылок лидара около $3 \cdot 10^{-2}$ гц) наблюдались сигналы, интенсивность которых хорошо согласуется с вычисленной интенсивностью молекулярного рассеяния. Для высот больше 90 км возрастающая ошибка измерений не позволяет сделать надежные заключения.

Результаты измерения плотности верхней атмосферы (N) лидаром на высотах 10—60 км, как видно из рис. 3.2, хорошо согласуются с плотностью стандартной атмосферы. Исключение составляют высоты 16—25 км, где максимальная концентрация аэрозолей по лидарным измерениям [48] равна $1,3 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$ на высоте 18,5 км.

Данные, полученные при лазерном зондировании, находятся в противоречии с результатами измерений прозрачности верхней атмосферы другими методами [49]. Поэтому измерение плотности атмосферы и расчет температуры атмосферы по этим измерениям требуют твердо установленного факта, что рассеяние лазерного излучения аэрозолями дает малый вклад в общее рассеяние, регистрируемое приемником лидара.

Граммсом [50] было обращено внимание на то, что хорошее согласие профиля плотности, полученного при помощи лидаров, и профиля, приводимого для стандартной атмосферы на высотах 30—60 км, может быть объяснено не только отсутствием аэрозолей. Полученные профили будут наблюдаться также при постоянстве отношения коэффициента аэрозольного рассеяния к коэффициенту молекулярного рассеяния. В этом случае неточная калибровка аппаратуры может привести к измеренным величинам плотности. В настоящее время провести градуировку приемно-передающей системы лидара с большой точностью в лабораторных условиях весьма сложно, и во многих опытах по лазерному зондированию аппаратура калибруется по сигналу, приходящему с высот 30—35 км, где атмосфера считается чисто молекулярной. Это позволяет также учесть ослабление в атмосфере до соответствующих высот.

Непосредственное измерение ослабления излучения рубинового ОКГ в атмосфере при высотном зондировании было проведено Сандфордом [52] путем изменения угла места лазерного локатора. Эта методика требует предположений, что атмосфера однородна в горизонтальном направлении и не испытывает колебаний плотности молекул и аэрозолей на высоте, с которой принимается рассеянное излучение. Необходимо также быть уверенным в том, что не происходит поглощение излучения ОКГ парами воды или кислородом. Проведенные измерения ослабления излучения рубинового ОКГ атмосферой до высоты 6 км показали, что величина пропускания меняется в пределах 0,17—0,26. Такое небольшое значение пропускания лазерного излучения чистой атмосферой может быть объяснено загрязненностью воздуха, аппаратурными погрешностями или сильным поглощением излучения газовыми компонентами. Полученные с использованием высотного лидара на Ямайке значения пропускания воздуха, свободного от промышленных загрязнений, выше и составляют 0,75—0,80 [3].

Разработка и создание лидаров, предназначенных для исследования высоких слоев атмосферы, технически очень сложно. По сравнению с лидарами для измерения параметров нижней атмосферы лидары, предназначенные для высотного зондирования, требуют специфических узлов. К ним относится, например, скоростной

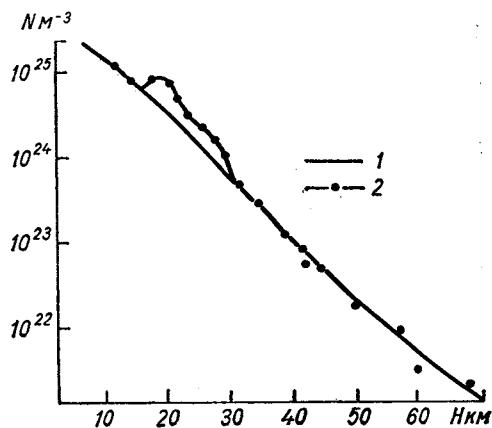


Рис. 3.2. Результаты лазерного зондирования верхней атмосферы [51].

1 — стандартная атмосфера, 2 — эксперимент.

затвор, закрывающий приемный ФЭУ от перегрузок в пределах первых километров от лидара. За излученным лазерным импульсом довольно долго наблюдается флюоресцентное излучение. Это излучение, рассеиваясь в атмосфере вблизи лазерного локатора, может давать ложные сигналы при приеме с больших высот. Поэтому необходим скоростной затвор, отсекающий флюоресценцию.

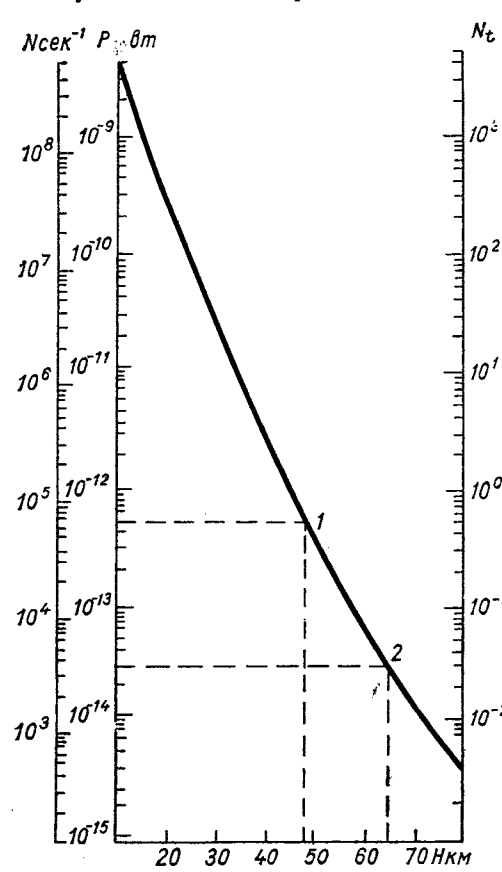


Рис. 3.3 Величины обратных сигналов, обусловленных молекулярным рассеянием излучения рубинового ОКГ в атмосфере.

В лидарах, предназначенных для детектирования излучения, рассеянного в высоких слоях атмосферы, необходимо охлаждать ФЭУ для снижения темнового тока.

При проектировании лидаров для исследования высоких слоев атмосферы необходимо знать величины отраженных сигналов для оценки потенциальных возможностей системы. Для атмосферы такие минимальные значения будут соответствовать отраженным сигналам из-за молекулярного рассеяния. Одновременно необходимо оценить отношение этих сигналов к шумам, вызванным фоновым излучением (рассеянный свет Солнца, Луны, звезд, свечение ночного неба и т. п.) и термоэмиссией ФЭУ.

О. К. Костко, В. П. Фадиной и Э. А. Чаяновой были рассчитаны отраженные сигналы и отношение сигнал — шум при рассеянии лазерного излучения в атмосфере [53]. О. К. Костко были рассмотрены также некоторые вопросы счета фотонов применительно к

к лидарным системам, приемник которых детектирует слабые световые потоки [54]. Основываясь на этих работах, приведем схему расчета отраженных сигналов, отношения сигнал — шум и времени интегрирования лидара. Такой расчет необходим при создании лазерного локатора, предназначенного для зондирования высоких слоев атмосферы.

Считая, что мощность излучения рубинового ОКГ 20 Мвт, длительность импульса 30 нсек., диаметр приемной оптической ан-

тенны 50 см, телесный угол приемной системы $7 \cdot 10^{-4}$ стер и ширина интерференционного фильтра 15 Å (такие параметры характерны для многих лидаров, использующихся для высотного зондирования), по формуле (1.1) можно рассчитать величины сигналов, обусловленных молекулярным рассеянием. Результаты расчетов для диапазона высот 10—80 км приведены на рис. 3.3. Иногда более удобными являются величины отраженных сигналов, выраженные числом фотоэлектронов в секунду. Учитывая, что квантовая эффективность фотокатода в красной области спектра $\sim 4\%$ и что 1 дж для длины волны 6943 Å соответствует $3,5 \cdot 10^{18}$ фотонов, получим число фотоэлектронов в секунду — N . Число фотоэлектронов за время 6,67 мсек. — N_t , что соответствует стробу 1 км, также приведено на этом рисунке.

Величина дневного фонового излучения может быть рассчитана по формуле

$$P_{\phi 1} = B(\lambda) S \Delta\lambda \Delta\Omega, \quad (3.1)$$

где $B(\lambda)$ — яркость дневного безоблачного неба; S — площадь приемной антенны; $\Delta\lambda$ — ширина интерференционного фильтра, установленного перед приемным ФЭУ; $\Delta\Omega$ — телесный угол приемной системы. Для средних дневных условий летом $P_{\phi 1} = 5,4 \cdot 10^{-6}$ вт ($N_{\phi 1} = 7,7 \cdot 10^{11}$ сек. $^{-1}$) [53].

При расчете фонового излучения ночью был выбран случай минимальной светимости ночного неба, когда плотность потока излучения определяется светом звезд. В этом случае произведенный нами расчет дает величину ночного фонового излучения $P_{\phi 2} = 3,0 \cdot 10^{-14}$ вт ($N_{\phi 2} = 4,3 \cdot 10^3$ сек. $^{-1}$).

Вычисления показывают, что отношение сигнал — шум днем при выбранных параметрах аппаратуры становится равным единице на высоте около 3,5 км. При ночном зондировании атмосферы отношение сигнал — шум $P/P_{\phi 2} = 1$ на высоте 65 км (точка 2 на рис. 3.3). Для темнового тока ФЭУ, равного $3 \cdot 10^{-8}$ а (средний темновой ток многих ФЭУ без охлаждения), число термоэлектронов составляет $N_T = 6,2 \cdot 10^4$ сек. $^{-1}$. В этом случае отношение сигнал — шум становится равным единице на высоте около 50 км (точка 1 на рис. 3.3), и для увеличения высоты зондирования необходимо охлаждение ФЭУ для снижения темнового тока.

Измерения отраженных сигналов счетчиком фотонов ограничены сверху пропускной способностью электронной аппаратуры, а снизу уровнем шумов ФЭУ и временем стробирования, соответствующим усредняемому интервалу высот.

Поскольку приемная аппаратура имеет мертвое время t_d , т. е. время, в течение которого аппаратура не может зарегистрировать очередной сигнал, так как она занята проработкой предыдущего, при зондировании низких слоев атмосферы возможна потеря части сигнала. Будем считать, что приемный тракт имеет мертвое время непродлевающегося типа, т. е. такое мертвое время, которое не увеличивается, если очередной импульс попадает в момент

проработки предыдущего. В таком случае регистрируется доля всех поступавших импульсов η :

$$\eta = (1 + nt_d)^{-1}, \quad (3.2)$$

где n — среднее число импульсов сигнала.

Мертвое время приемной аппаратуры приводит к нарушению линейности фотоэлектрических характеристик приемника, т. е. к отклонению линейной зависимости между интенсивностью потока и скоростью счета фотонов. Кроме того, импульсы, следующие через $t < t_d$, теряются и флуктуации числа отсчетов в единицу времени сглаживаются.

В табл. 3.1 приведены величины η для трех значений мертвого времени аппаратуры и приводимых выше параметров лидара.

Таблица 3.1

Регистрируемая часть импульсов η
для трех значений мертвого времени
при молекулярном рассеянии в атмосфере t_d

H км	t_d		
	3 нсек.	30 нсек.	3 мсек.
20	$9,0 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$
30	$9,9 \cdot 10^{-1}$	$9,0 \cdot 10^{-1}$	$8,3 \cdot 10^{-2}$
40	1,0	$9,9 \cdot 10^{-1}$	$4,5 \cdot 10^{-1}$
50	1,0	1,0	$8,8 \cdot 10^{-1}$
60	1,0	1,0	$9,8 \cdot 10^{-1}$

Как видно из этой таблицы, при выбранных параметрах лазерного лоатора мертвое время приемной аппаратуры может значительно исказить результаты наблюдений. Даже при мертвом времени, согласованном с длительностью зондирующего импульса — 30 нсек., полностью регистрируются сигналы только с высоты около 40 км. Большое мертвое время приемной аппаратуры — 3 мсек. приводит к значительной потере информации в рассматриваемом диапазоне высот. Увеличение числа приходящих импульсов за счет рассеяния на аэрозолях еще больше изменит результаты наблюдений. Поэтому выбор мертвого времени при разработке конкретной приемной системы лидара является весьма важным.

Потеря части импульсов и сглаживание флуктуаций интервалов между импульсами приводят к ухудшению точности измерений световых потоков. Можно показать, что если зарегистрировано M импульсов, то число пришедших импульсов N за время t равно

$$N = \frac{n\eta t}{1 - n\eta t_d}. \quad (3.3)$$

Регистрация слабых световых потоков с больших высот затруднена тем, что термоэмиссия фотокатода ФЭУ дает на выходе ФЭУ импульсы, тождественные импульсам от фотонов отраженного си-

гнала и фона. Поскольку число испускаемых фотокатодом ФЭУ фото- и термоэлектронов является случайной величиной, должны учитываться статистические особенности регистрации случайных импульсов как при конструировании приемного тракта, так и при определении достаточного количества измерений отраженных сигналов.

При регистрации слабых сигналов считается, что фото- и термоэмиссия описываются распределением Пуассона. Тогда, задавшись величиной относительной ошибки и частотой посылок ОКГ, можно рассчитать время интегрирования, необходимое для регистрации рассеянного в атмосфере лазерного излучения с выбранной точностью. Результаты вычислений времени интегрирования T приведены на рис. 3.4. Вычисления проведены для приводимых параметров лида, трех значений мертвого времени приемной аппаратуры, частоте посылок 1 гц и относительной ошибке измерений 20%. Расчеты проделаны для молекулярного рассеяния в атмосфере и двух значений шума.

При шуме, определяемом свечением ночного неба $N_{\Phi 2} = 4,3 \cdot 10^3 \text{ сек.}^{-1}$, с 30 км и выше величины T , вычисленные для $t_d = 3 \text{ нсек.}$ (кривая 1) и $t_d = 30 \text{ нсек.}$ (кривая 2), становятся равными. Увеличение мертвого времени аппаратуры на низких высотах приводит к большим величинам времени интегрирования. Большое мертвое время (3 мксек.) приводит на низких высотах из-за значительного просчета импульсов к большему времени T , которое достигает минимума на высоте около 30 км (кривые 3 и 6). Это объясняется увеличением количества регистрируемых импульсов и еще незначительным по сравнению с сигналом шумом. Дальнейшее возрастание величины происходит из-за уменьшения отношения сигнал — шум.

При изменении шума примерно на порядок ($N_T = 6,2 \cdot 10^4 \text{ сек.}^{-1}$) выше 25—30 км наблюдается рост времени интегрирования (кривые 4—6). На высотах, соответствующих отношению сигнал — шум, равному единице, время интегрирования становится бесконечным.

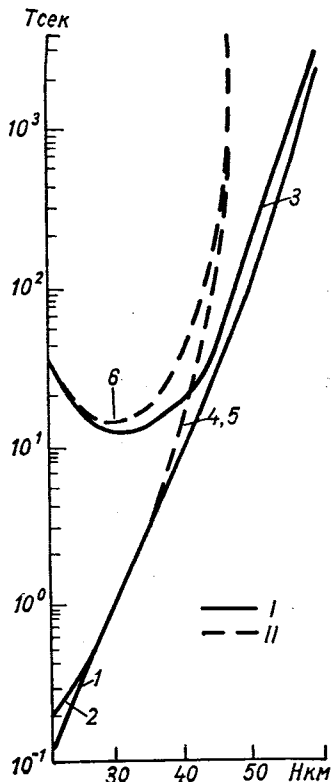


Рис. 3.4. Время интегрирования для лида ($P = 20 \text{ Мвт}$, диаметр приемной антенны 0,5 м, $\lambda = 6943 \text{ Å}$, частота посылок ОКГ 1 гц) при приеме сигнала, обусловленного молекулярным рассеянием в атмосфере.

1 — $N_{\Phi 2} = 4,3 \cdot 10^3 \text{ сек.}^{-1}$, II — $N_T = 6,2 \cdot 10^4 \text{ сек.}^{-1}$; 1, 4) $t_d = 3 \text{ нсек.}$, 2, 5) $t_d = 30 \text{ нсек.}$, 3, 6) $t_d = 3 \text{ мксек.}$

Проведенный анализ показывает, что мертвое время аппаратуры, частота посылок ОКГ и шумовые характеристики являются определяющими при проведении высотного зондирования атмосферы, поскольку увеличение мощности ОКГ и апертуры приемной антенны технически сложно. Поэтому большая частота посылок зондирующего импульса, малое мертвое время приемной аппаратуры и снижение темнового тока ФЭУ приводят не только к увеличению исследуемого диапазона высот, но и к прослеживанию быстроменяющихся параметров атмосферы. Последнее объясняется уменьшением времени регистрации сигнала с заданной надежностью.

В табл. 3.2 приведены значения времени интегрирования и высоты, на которой отношение сигнал — шум становится равным единице для некоторых зарубежных метеорологических лазерных локаторов. Времена интегрирования даны для относительной ошибки 20%. Время T_1 соответствует высотам 50—55 км, T_2 — высотам 70—75 км.

Таблица 3.2

Времена интегрирования T и высоты H ,
на которых сигнал равен шуму [50, 55]

Источник	H км	T_1 час	T_2 час
[44]	41	15	—
[58]	67	18	1600
[56]	75	0,9	—
[59]	59	0,7	220
[43]	71	2,3	130
[57]	89	0,25	6
[55]	81	0,04	1
[47]	100	—	—

В проведенных экспериментах, по сути дела, использовался прожекторный метод зондирования, с той разницей, что вместо лампы или дуги прожектора передатчиком служил мощный импульсный и достаточно монохроматический ОКГ. Использование лазеров в опытах по определению прозрачности атмосферы выигрышно по сравнению с другими источниками излучения, так как возрастает диапазон исследуемых высот, короткий импульс ОКГ позволяет производить измерения с большим пространственным разрешением, просто решается вопрос приема сигнала с больших расстояний на фиксированной частоте. Однако многие свойства, присущие только лазерному излучению, при этом не используются.

ГЛАВА 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА АТМОСФЕРЫ

Исследование состава атмосферы с применением лидаров является одной из самых интересных и перспективных задач использования лазеров для изучения атмосферы. Здесь уже полностью используются свойства, присущие только ОКГ, — монохроматичность при большой мощности излучения и возможность перестройки частоты лазера.

Лидары, предназначенные для определения состава атмосферы, значительно сложнее лидаров, использующихся для исследования облаков и аэрозолей, и требуют применения в них новых типов ОКГ. Этим в основном и объясняется существование единичных экспериментов по исследованию состава атмосферы лазерными локаторами.

При распространении излучения ОКГ через атмосферу Земли могут возникать резонансное и комбинационное рассеяние и поглощение в линиях газовых компонент; каждый из этих трех эффектов является способом изучения состава атмосферы.

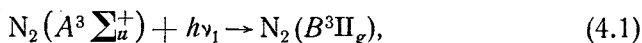
Под резонансным рассеянием обычно понимается рассеяние, при котором частота света, падающего на атомную или молекулярную систему, близка к одной из частот их собственного электронного поглощения.

Предложение использовать эффекты резонансного рассеяния, возникающие при распространении лазерного излучения в атмосфере для изучения ее свойств, было выдвинуто несколькими авторами. Хироно [60], Като и др. [61] в 1964—1965 гг. указали на возможность исследования метастабильных молекул и ионов азота при использовании ОКГ на неодиме, а Янг [62] предложил использовать лазер, генерирующий на частоте одной из линий натрия, для изучения распределения натрия в атмосфере. Несколько позже Ньюджент [63] рассмотрел возможное применение рубинового ОКГ с перестраиваемой частотой излучения для определения концентрации метастабильных молекул окиси азота в верхней атмосфере.

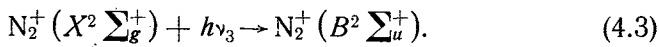
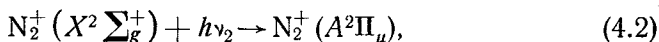
При постановке экспериментов по определению состава атмосферы методом резонансного рассеяния, выборе оптимальных

параметров аппаратуры и оценке предполагаемых эффектов, возникающих при распространении излучения ОКГ, необходимо знать поперечные сечения исследуемых резонансных реакций.

Остановимся более подробно на излучательных переходах, присутствующих некоторым состояниям¹ молекул азота. Состояние $A^3\Sigma_u^+$ является метастабильным со временем жизни около 2 сек. Переход с возбужденного уровня $B^3\Pi_g$ на метастабильный $A^3\Sigma_u^+$ дает первую положительную систему полос азота. Если колебательные квантовые числа верхнего и нижнего электронных уровней v' и v'' равны нулю, то при переходе происходит излучение с частотой $\nu_1 = 9514,8 \text{ см}^{-1}$ (что соответствует длине волны $\lambda_1 = 10510 \text{ \AA}$), близкой к частоте излучения неодимового ОКГ $\nu = 9433,9 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 10600 \text{ \AA}$). Для ионов азота при переходе с возбужденного уровня $A^2\Pi_u$ на основной $X^2\Sigma_g^+$ излучается система полос Мейнела. Если $v' = 1$, а $v'' = 0$, то основная частота перехода $\nu_2 = 10899,5 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_2 = 9180 \text{ \AA}$) и совпадает с другой частотой неодимового ОКГ. При переходе с возбужденного уровня $B^2\Sigma_u^+$ на основной излучается первая отрицательная система полос азота, в которой при $v' = 0$, $v'' = 0$ частота перехода $\nu_3 = 25549,3 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_3 = 3914 \text{ \AA}$). Излучение на первой частоте будет поглощаться молекулами азота, находящимися на метастабильном уровне $A^3\Sigma_u^+$, согласно реакции



а излучение на второй и третьей частотах — ионами молекулярного азота:



Время жизни на возбужденных уровнях порядка 10^{-8} сек., и поэтому происходит спонтанный переход с верхнего уровня на нижний с излучением энергии.

Эта переизлученная, без изменения частоты, энергия приблизительно изотропно распределяется в пространстве, и так как она индуцируется внешним направленным лазерным излучением, то в направлении распространения основного луча произойдет уменьшение интенсивности, а в обратном направлении (рассеяние назад) — ее увеличение.

Энергия B , излученная в результате спонтанных переходов с возбужденного уровня на более низкий, определяется соотношением

$$B = h\nu_{v',v''} N_{v'} \tau, \quad (4.4)$$

где $N_{v'}$ — число молекул или ионов на верхнем возбужденном уровне, $A_{v',v''}$ — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения

¹ С обозначениями молекулярных и атомарных термов можно познакомиться, например, в [87].

(вероятность того, что молекула из состояния v' перейдет в состояние v'' в течение 1 сек.), τ — время жизни в возбужденном состоянии, ν — частота перехода, h — постоянная Планка. Основная часть молекул, находящихся на верхнем уровне, попадает туда в результате воздействия лазерного излучения, частота которого совпадает с частотой перехода между энергетическими уровнями. Поэтому число молекул на верхнем уровне $N_{v'}$ будет зависеть от числа молекул $N_{v''}$ на нижнем уровне, от интенсивности и ширины спектрального интервала падающего излучения ОКГ, от эффективного коэффициента поглощения на соответствующей частоте, а также от вероятности тушения возбуждения. Тушение возбуждения может произойти, например, в результате столкновения возбужденной молекулы с другой частицей. Таким образом, вместо излучения кванта произойдет увеличение кинетической энергии этой частицы. Подобные реакции играют большую роль в фотохимии верхней атмосферы и рассмотрены, например, в [64]. Однако надо отметить, что числовые характеристики этих реакций мы знаем плохо.

Каждый электронный уровень молекулы или иона расщеплен на ряд колебательных подуровней. В свою очередь из-за вращения молекулы каждый из колебательных уровней расщеплен на вращательные подуровни, характеризующиеся вращательными квантовыми числами K' и K'' . При вычислении величины переизлученной энергии B необходимо учитывать только те колебательно-вращательные переходы, частоты которых попадают в интервал частот, соответствующий спектральной ширине падающего лазерного излучения. Поэтому для расчета величин предварительно необходимо вычислить частоты линий для трех рассматриваемых спектральных переходов (4.1) — (4.3).

Примем за коэффициент резонансного рассеяния отношение переизлученной энергии к падающей и обозначим поперечник рассеяния, рассчитанный на одну частицу и на единицу телесного угла, через α

$$4\pi N_v \alpha = \frac{B}{P_0}. \quad (4.5)$$

Рассчитав частоты колебательно-вращательных переходов, которые лежат в интервале частот падающего излучения, и задаваясь различной спектральной шириной излучения $\Delta\lambda$, можно вычислить поперечные сечения резонансного рассеяния. Результаты этих вычислений, произведенных О. К. Костко и Э. А. Чаяновой [65], представлены в табл. 4.1.

В этой таблице приведены максимальные значения поперечников резонансного рассеяния, так как расчеты были проделаны в предположении отсутствия тушения возбуждения, справедливом, очевидно, для мезосферы и выше. Вычисления были проделаны для температуры атмосферы 260° К, поскольку авторами [65] было показано, что изменение температуры атмосферы в пределах 217—283° К практически не приводит к изменению значений поперечных

сечений резонансного рассеяния. Указанный интервал температур соответствует диапазону высот атмосферы 15—50 км.

В соответствии с расчетами, проведенными Е. Г. Швидковским, О. К. Костко и Э. А. Чаяновой [66], оценим эффект резонансного рассеяния назад, т. е. энергию, поступающую на приемник лазерного локатора. Для оценки величины сигнала, приходящего с некоторой высоты H , необходимо знать, кроме параметров приемно-передающей аппаратуры, коэффициента ослабления атмосферы и рассчитанных значений поперечников резонансного рассеяния, число рассеивателей в единице объема, т. е. концентрацию поглощающих молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и ионов $N_2^+(X^2\Sigma_g^+)$ азота в атмосфере Земли. Одновременно с сигналом резонансного рассеяния на приемник лидара будет приходить сигнал, обусловленный рассеянием на аэрозолях и молекулярным рассеянием. Поэтому выделение сигнала резонансного рассеяния простейшим образом возможно тогда, когда коэффициент резонансного рассеяния (равный произведению поперечника рассеяния на число рассеивателей в единице объема) по крайней мере на порядок больше коэффициента аэрозольного и молекулярного рассеяния.

Таблица 4.1

Поперечные сечения резонансного рассеяния ($4\pi a$ см²) для реакций (4.1)—(4.3)

$\Delta\lambda, \text{\AA}$		
10	20	40
$\lambda = 10\,600 \text{ \AA}$		
$2,88 \cdot 10^{-18}$	$1,78 \cdot 10^{-18}$	$1,21 \cdot 10^{-18}$
$\lambda = 9\,180 \text{ \AA}$		
$1,90 \cdot 10^{-17}$	$1,53 \cdot 10^{-17}$	$1,94 \cdot 10^{-17}$
$\lambda = 3\,914 \text{ \AA}$		
$1,27 \cdot 10^{-17}$	$1,06 \cdot 10^{-17}$	$6,56 \cdot 10^{-18}$

нансного рассеяния простейшим образом возможно тогда, когда коэффициент резонансного рассеяния (равный произведению поперечника рассеяния на число рассеивателей в единице объема) по крайней мере на порядок больше коэффициента аэрозольного и молекулярного рассеяния.

Распределение концентрации молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ с высотой неизвестно; оценки дают значение 10^{10} — 10^{12} см⁻³ [61]. Если принять минимальное значение концентрации $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, то величина коэффициента резонансного рассеяния окажется равной примерно 10^{-8} см⁻¹, в то время как суммарный коэффициент аэрозольного и молекулярного рассеяния для высоты атмосферы 50 км порядка 10^{-11} см⁻¹. Это значит, что отраженный сигнал, поступающий на приемник лидара с высоты 50 км на длине волны 10 600 Å и обусловленный рассеянием на метастабильных молекулах азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, будет на три порядка превосходить сигнал от аэрозольного и молекулярного рассеяния.

Оценки справедливы, естественно, при условии, что на этих высотах тушение возбуждения практически отсутствует.

Рассмотрение экспериментальных данных и теоретических вычислений по распределению ионов N_2^+ в атмосфере Земли показывает, что в нижней атмосфере до высоты порядка 50 км эти ионы являются основными положительными ионами. В D-области ионо-

сферы, согласно модели Николе и Эйкина, должно происходить быстрое падение концентрации N_2^+ до высот порядка 80 км, а затем быстрый рост N_2^+ за счет проникающего рентгеновского излучения. На высотах 70—150 км наблюдаемые и вычисленные ионные профили, хорошо согласующиеся для NO^+ и O_2^+ , сильно расходятся для N_2^+ . Теоретические величины концентраций N_2^+ на несколько порядков меньше экспериментальных измерений Нарциси и Бейли [67], и если принять вычисленные значения N_2^+ , то это приведет к значительному уменьшению скоростей всех реакций с участием N_2^+ , т. е. к пересмотру многих аэрономических процессов в верхней атмосфере. В некоторых масс-спектрометрических измерениях на высоте около 110 км обнаружены спорадические слои 28^+ а. е. м. с концентрацией 10^4 см^{-3} , которые считаются слоями ионов N_2^+ , хотя возможно, что эти слои метеорного происхождения и состоят из ионов кремния [68]. На этих высотах величины коэффициента рассеяния лежат в пределах 10^{-16} — 10^{-12} см^{-1} (первое значение соответствует молекулярному рассеянию, второе — экспериментам по зондированию метеорной пыли лазерным локатором). Коэффициент резонансного рассеяния на длине волны 9180 Å при концентрации $N_2^+ = 10^4 \text{ см}^{-3}$ порядка 10^{-13} см^{-1} . Поэтому в условиях не- сильной загрязненности атмосферы на этих высотах метеорной пылью, используя двухчастотное лазерное зондирование, можно решить спорный вопрос о природе спорадического слоя, наблюдаемого на 110 км. Как показывает расчет, исследования ионов азота на более низких высотах из-за сильно растущего коэффициента молекулярного рассеяния невозможны.

Таким образом, рассмотрение возможностей исследования метастабильных молекул и ионов азота в атмосфере показывает, что детектирование отраженных сигналов резонансного рассеяния осуществимо, но сопряжено с определенными техническими трудностями. Несмотря на то что поперечные сечения резонансного рассеяния на десять порядков превосходят поперечник молекулярного рассеяния, весьма слабые отраженные сигналы из-за незначительных концентраций ионов азота в атмосфере требуют конструирования сложных лазерных локаторов.

С другой стороны, неопределенность в величинах коэффициентов дезактивации и концентрации метастабильных молекул азота приводит к тому, что вопрос об изучении распределения этих молекул может быть решен только экспериментально. Причем необходимо, как уже было сказано, одновременное лазерное зондирование на двух частотах для селекции сигнала резонансного рассеяния от возможных сигналов, обусловленных скоплением аэрозольных частиц на исследуемых высотах. Это также требует достаточно сложной техники и разработки лидара с двумя передатчиками — ОКГ и двумя приемными системами.

Достаточно подробное рассмотрение возможного изучения мета-

стабильных молекул и ионов азота в верхней атмосфере было проведено выше по нескольким причинам. Во-первых, общая схема расчета поперечных сечений резонансных реакций и оценка коэффициента резонансного рассеяния справедливы для любой другой выбранной компоненты атмосферы. Во-вторых, сейчас имеются достаточно мощные неодимовые лазеры, которые можно использовать для исследования азотного состава атмосферы. Наконец, метастабильные молекулы и ионы азота играют, по-видимому, определяющую роль в строении нижней ионосферы, охватывающей интервал высот от 10 до 60 км и обнаруженной недавно [69]. Поэтому полученные данные о распределении, временных и пространственных вариациях метастабильных молекул и ионов азота в атмосфере позволят разрешить многочисленные и достаточно сложные проблемы физики нижней ионосферы.

Боуманом, Гибсоном и Сандфордом [70] были рассмотрены возможные случаи использования резонансного рассеяния для исследования состава атмосферы методом лазерной локации. Предполагая резонансное излучение изотропным, авторы [70] рассчитали поперечные сечения рассеяния σ_p° по следующим приближенным формулам.¹ Если ширина спектральной линии лазера $\Delta\nu$ превосходит ширину резонансной линии $\Delta\nu_p$, то

$$\sigma_p^\circ = \frac{e^2 f}{4\epsilon_0 m_e c} \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (4.6)$$

где e — заряд электрона, f — сила осциллятора для резонансного перехода, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, m_e — масса электрона, c — скорость света. При $\Delta\nu_p > \Delta\nu$ величина σ_p° возрастает до предельного значения

$$\sigma_p^\circ = \frac{e^2 f}{4\epsilon_0 m_e c} \frac{1}{\Delta\nu_p}. \quad (4.7)$$

Значения σ_p° , вычисленные по (4.7), приведены в графе 3 табл. 4.2. В графах 4—7 этой таблицы соответственно представлены: суммарная плотность данной компоненты на единицу высоты

$\int N(H) dH$, диапазон высот H , в котором предполагается существование выбранной компоненты; произведение квадрата прозрачности

$T^2 = e^{-2 \int_0^{H_0} \epsilon(H) dH}$ на к. п. д. счета фотонов β (характеристика приемного устройства, включающая квантовую эффективность ФЭУ, пропускание оптической системы и интерференционного фильтра); величина энергии в импульсе E , при которой обеспечивается выделение одного фотоэлектрона. Длина волны λ (графа 2) — длина волны резонансного перехода. Мы ввели также в табл. 4.2 результаты расчетов поперечников резонансного рассеяния, полученные О. К. Костко и Э. А. Чаяновой [65]. Величины

¹ В целях сохранения единых обозначений мы частично изменили обозначения, которые используются в [70].

Некоторые компоненты атмосферы, свойства которых могут быть исследованы методом резонансного рассеяния [70]

Компонента		$\lambda \text{ \AA}$	$\sigma_p \text{ см}^2$	$\int N(H) dH \text{ м}^{-2}$	$H \text{ км}$	$T^{\circ}\text{K}$	$E \text{ Дж}$
1		2	3	4	5	6	7
Na		5890	$1,6 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{13}$	80—100	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-5}$
K		7699	$1,3 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{11}$	80—100	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-2}$
Li		6708	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{10}$	70—90	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$
Ca ⁺		3934	$8,0 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{12}$	100—200	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Ca		4226	$1,8 \cdot 10^{-11}$	—	—	$2,0 \cdot 10^{-2}$	—
Al		3961	$1,3 \cdot 10^{-12}$	—	—	$1,5 \cdot 10^{-2}$	—
He ($2^3P - 2^3S_1$)		10830	$2,0 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{11}$	>200	$7,0 \cdot 10^{-5}$	40
He ($3^3P - 2^3S_1$)		3889	$1,0 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{11}$	>200	$1,5 \cdot 10^{-2}$	10
NO ($b^4 \sum^- - a^4 \Pi_1$), $v' = 1$, $v'' = 0$		8700	$5 \cdot 10^{-15} *$	$2 \cdot 10^{14}$	70—120	$5,0 \cdot 10^{-4}$	1
NO ($b^4 \sum^- - a^4 \Pi_1$), $v' = 2$, $v'' = 0$		7900	$5 \cdot 10^{-15} *$	$2 \cdot 10^{14}$	70—120	$5,0 \cdot 10^{-4}$	1
N ₂ ⁺ ($B^2 \sum_u^+ - X^2 \sum_g^+$), $v' = 0$, $v'' = 0$		3914	$2 \cdot 10^{-15}$	10^{13}	$>200 **$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	20
N ₂ ⁺ ($A^2 \Pi_u - X^2 \sum_g^+$), $v' = 1$, $v'' = 0$		9180	$2,4 \cdot 10^{-16} ***$	10^{13}	$>200 **$	—	—
N ₂ ⁺ ($B^2 \sum_u^+ - X^2 \sum_g^+$), $v' = 0$, $v'' = 0$		3914	$1,6 \cdot 10^{-16} ***$	10^{13}	$>200 **$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	20
N ₂ ($B^3 \Pi - A^3 \sum_u^+$), $v' = 1$, $v'' = 0$		8850	$4,0 \cdot 10^{-16}$	—	—	$5,0 \cdot 10^{-4}$	—
N ₂ ($B^3 \Pi - A^3 \sum_u^+$), $v' = 0$, $v'' = 0$		10510	$3,6 \cdot 10^{-17} ***$	—	—	—	—

* Величины σ_p^0 и $\int N(H) dH$ вызывают у авторов [70] сомнение.

** Ионы N₂⁺ имеют максимум концентрации в стратосфере [69].

*** Величины σ_p^0 рассчитаны в [65] для ширины лазерного излучения 10 Å.

σ_p° , рассчитанные в [65], являются более надежными, поскольку вычисления производились с учетом всех колебательно-вращательных переходов, попадающих в спектральный интервал падающего лазерного излучения. Выражение (4.7), по которому производился расчет значений σ_p° , дает предельные величины, могущие отличаться на порядок (см. резонанс на длине волны $\lambda = 3914 \text{ \AA}$) от рассчитанных по вышеприводимой схеме.

Авторы [70] рекомендуют использовать мощные лазеры, генерирующие в коротковолновой части видимого спектра, для измерения концентрации Ca^+ (а возможно, и Ca , He и N_2^+) и в диапазоне $7600\text{--}8000 \text{ \AA}$ (лазер на органическом красителе, в качестве накачки в котором используется рубиновый ОКГ) — для измерения концентраций K , NO и N_2 .

Используя лазер, активным веществом которого является раствор родамина 6G в этаноле, Боуман, Гибсон и Сандфорд в 1968 г. произвели измерения концентрации атомарного натрия в верхней атмосфере. Поскольку этот эксперимент по использованию резонансного рассеяния в лазерной локации является пока единственным, рассмотрим его подробнее.

Передачик лидара состоял из ОКГ с длиной волны $5890 \text{ \AA}$ и обращенного телескопа с диаметром объектива $0,3 \text{ м}$, расходимость луча на выходе которого составляла $0,2 \text{ мрад}$. Ширина спектральной линии излучения при помощи трех интерферометров Фабри — Перо, установленных между кюветой с активным веществом и 99% -ным зеркалом, уменьшалась от 100 до $0,05 \text{ \AA}$ (ширина резонансной D -линии Na — $0,02 \text{ \AA}$), при этом величина выходной энергии изменялась от 10^{-2} до $3 \cdot 10^{-3} \text{ дж}$. При длительности импульса лазера 400 нсек . выходная мощность составляла $7,5 \times 10^3 \text{ вт}$. Частота повторения импульсов ОКГ — $0,2 \text{ гц}$.

В приемной системе использовались зеркало диаметром 1 м , узкополосный интерференционный фильтр шириной $10 \text{ \AA}$ и ФЭУ, на выходе которого подключался счетчик фотонов. Угол поля зрения приемной системы $0,7 \text{ мрад}$.

В эксперименте определялась зависимость числа рассеянных фотонов от высоты при усреднении по большому числу импульсов передатчика. В промежутках между импульсами производились измерения интенсивности фона. Среднее число фотоэлектронов S , превосходящее уровень фона, для слоя толщиной δH , находящегося на высоте H , определялось по формуле

$$S = \frac{F S^{238} H N_{\text{Na}}(H) \sigma_p^\circ}{4\pi H^2}, \quad (4.8)$$

где F — число излученных фотонов, $N_{\text{Na}}(H)$ — плотность атомов натрия, остальные обозначения прежние.

Независимое измерение величин F , T , β представляется затруднительным, поэтому калибровка лидара производилась измерением сигналов, соответствующих рассеянию на высотах $30\text{--}35 \text{ км}$, которое считалось молекулярным.

Результаты экспериментов [70] представлены на рис. 4.1. Горизонтальные черточки на этом рисунке соответствуют диапазону высот, в пределах которого производилось усреднение сигнала, вертикальные черточки — отклонению числа фотонов от среднего значения.

Используемые ранее методы позволяли определять плотность атомарного натрия в верхней атмосфере в утреннее, дневное и вечернее время, когда наблюдается резонансное излучение под действием Солнца. Лазерная локация дает возможность проследить эволюцию натрия в течение всего времени суток. Полученные этим

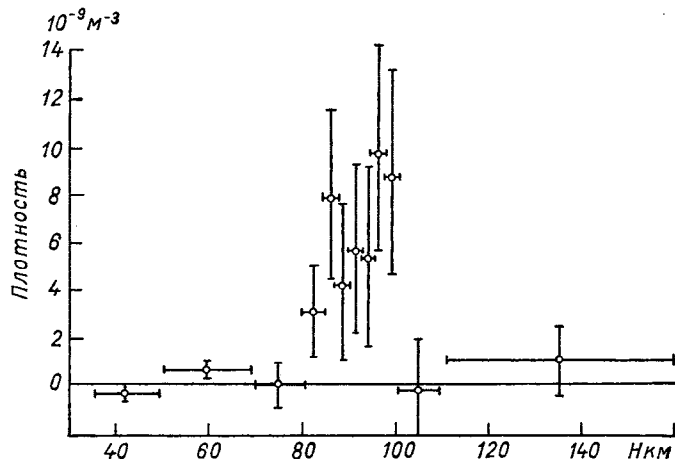
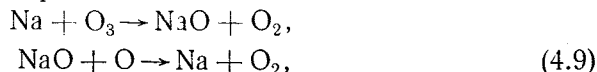


Рис. 4.1. Результаты измерений плотности атомов натрия в верхней атмосфере методом лазерной локации [70].

способом результаты позволяют сейчас заключить, что плотность атомарного натрия на высотах 80—100 км мало изменяется в течение суток. Тем не менее авторы проведенных экспериментов ожидают, повысив точность измерений, определить ночные вариации плотности натрия, что позволит количественно оценить скорость его образования. Считая основными процессами, приводящими к образованию натрия,



авторы [70] надеются, воспользовавшись данными лазерного зондирования, определить относительные концентрации атомарного кислорода и озона, а также оценить влияние метеоров и пылевых слоев в процессах выделения и поглощения натрия.

Проведенный Боуманом, Гибсоном и Сандфордом эксперимент, кроме получения соответствующей геофизической информации, ценен тем, что впервые с поверхности Земли с использованием лазерного локатора была осуществлена возможность определения профиля одной из компонент верхней атмосферы. Хотелось

бы обратить внимание на следующее. Атомарный натрий расположен на тех высотах, где достаточно много метеорной пыли. В связи с этим проведение двухчастотного зондирования (в качестве второго лазера можно, например, выбрать ОКГ на рубине) позволило бы лишний раз проверить природу принятого сигнала.

С другой стороны, при калибровке аппаратуры авторы [70] предполагают, что на высотах 30—35 км атмосфера чисто молекулярна. Если это действительно так, то при двухчастотном зондировании измеряемый коэффициент рассеяния менялся бы пропорционально λ^{-4} , что явилось бы доказательством такого предположения.

Вторым способом определения состава атмосферы лазерным локатором является использование эффекта комбинационного рассеяния. Здесь, как уже указывалось, энергия переизлучается с изменением частоты по сравнению с частотой падающего лазерного излучения. Величина сдвига частоты является специфичной для рассеивающих молекул.

Был проведен эксперимент [71] по определению кислорода и азота в атмосфере, который коротко заключался в следующем. Рассеянное в атмосфере излучение от импульсного газового лазера на азоте с длиной волны 3371 Å принималось 20-см телескопом с расстояния 1,2 км. Мощность ОКГ на азоте составляла 100 квт при длительности импульса 10 нсек. Прием при помощи двух интерференционных фильтров шириной 35 Å осуществлялся на длинах волн 3557 и 3658 Å. Выбранные длины волн соответствуют комбинационному колебательному сдвигу для O_2 и N_2 .

Сигнал, обусловленный рассеянием на излучаемой длине волны 3371 Å, превосходил в 1000 раз сигналы на длинах волн 3557 и 3658 Å. Величина наблюдаемой интенсивности комбинационного рассеяния согласуется со значением интенсивности, оцененной с помощью вычисленного поперечного сечения этого рассеяния, равного 10^{-29} см².

Ленард [71] обсуждает преимущества выбранного азотного лазера по сравнению с рубиновым ОКГ, позволяющим наблюдать аналогичные эффекты. Большие поперечные сечения комбинационного рассеяния при использовании длины волны 3371 Å и лучшая квантовая эффективность ФЭУ в этой области спектра приводят к выигрышу при приеме примерно в 450 раз.

Полученные в [71] данные являются обнадеживающими для дальнейшей разработки методики определения состава низких слоев атмосферы лазерным локатором с использованием эффектов комбинационного рассеяния. Однако малые величины поперечных сечений комбинационного рассеяния по сравнению с поперечными сечениями резонансного рассеяния не позволяют надеяться на использование в скором будущем этого эффекта для определения состава верхней атмосферы.

Резонансное поглощение лазерного излучения атмосферными газами является третьим способом исследования состава земной атмосферы.

Общее представление о тонкой структуре спектра поглощения атмосферы Земли в спектральных диапазонах излучения распространенных лазеров, составленное на основе имеющихся литературных данных, наиболее полно представлено в монографии В. Е. Зуева [5]. Все приводимые в этой книге спектры представляют собой записи спектра поглощения атмосферы с конечным, но достаточно высоким разрешением. Истинный спектр поглощения будет иметь еще более резкую селективность поглощения с детальным разрешением отдельных линий.

В качестве иллюстрации на рис. 4.2 приведена фотометрическая запись солнечного спектра, наблюдаемого сквозь земную атмосферу, в диапазоне длин волн, соответствующих генерации рубинового ОКГ. По оси ординат отложено спектральное поглощение всей толщи атмосферы, по оси абсцисс нанесены шкала длин волн и шкала температур, при которых генерируются соответствующие длины волн рубинового лазера.¹ Из рисунка хорошо видно, что поглощение излучения рубинового ОКГ может значительно изменяться в зависимости от температуры кристалла. Поэтому при расчетах поглощения излучения рубинового ОКГ, как и других лазеров, необходимо прежде всего очень точно знать центры линий поглощения и линий излучения ОКГ.

Точность определения центров линий поглощения атмосферных газов, необходимая для вычисления поглощения излучения ОКГ, зависит от величины общего и парциальных давлений и температуры (т. е. от высоты, на которой распространяется излучение лазера) и от того, на каком расстоянии от центра линии поглощения находится линия излучения ОКГ.

Наиболее сложным колебательно-вращательным спектром из всех атмосферных газов обладает водяной пар. Количественные расчеты интенсивности, положений, полуширины линий и коэффициентов поглощения с последовательным учетом взаимодействия колебательных и вращательных движений молекулы воды были проделаны В. Е. Зуевым с сотрудниками. Ими было показано, что точность определения центра линии поглощения в приземном слое атмосферы характеризуется величиной в несколько сотых долей см^{-1} и существенно возрастает с высотой. По мере удаления частоты излучения ОКГ от центра линии поглощения требования к точности определения положения центра уменьшаются.

Зная перечисленные параметры линии поглощения атмосферного газа и линии излучения ОКГ и измеряя интенсивность отраженного сигнала в линии поглощения и вне ее, можно определить концентрацию этого газа в атмосфере. К достоинству такого метода относится то обстоятельство, что влияние аэрозольного рассеяния сводится на нет, так как оно практически одинаково для двух длин волн, изменяющихся в пределах ангстрема.

¹ Измерения, произведенные для различных кристаллов рубина, показывают, что при возрастании температуры на 1°C длина волны излучения увеличивается на $0,07 \text{ \AA}$.

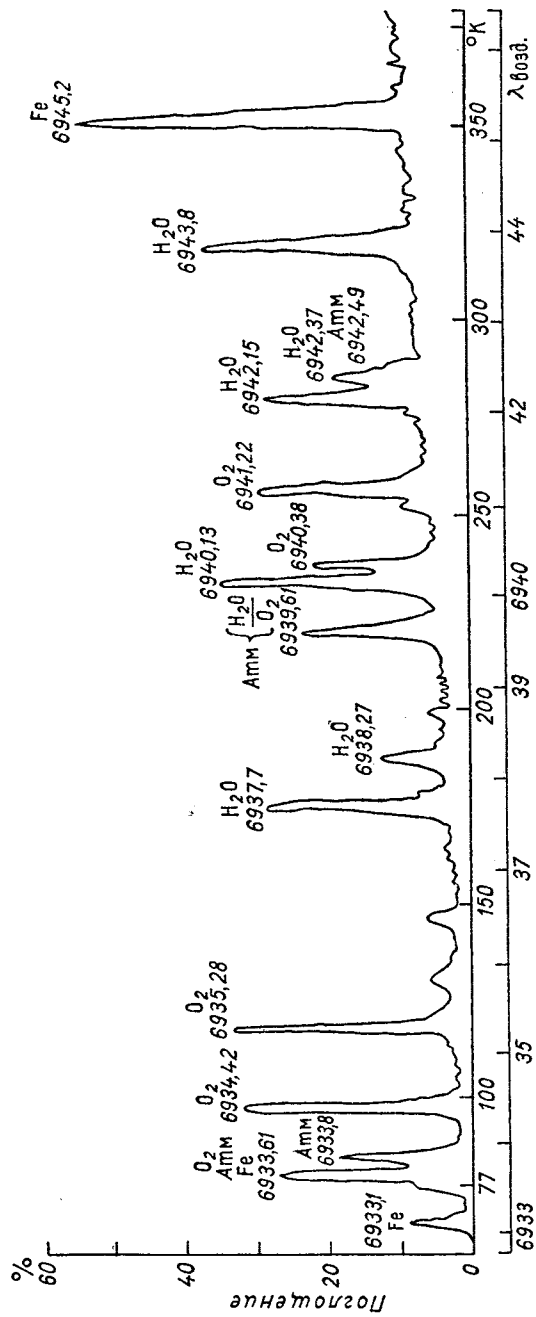


Рис. 4.2. Запись солнечного спектра в районе генерации рубинового ОКГ [73].

Шотландом и др. [72] была предпринята попытка определения водяного пара в атмосфере при использовании линии поглощения 6942,15 Å с полушириной порядка 0,1 Å. Эти измерения потребовали смещения длины волны излучения рубинового ОКГ на 0,6 Å, что легко достигалось изменением температуры рубинового кристалла. Измеряя отношение $R(z)$ интенсивности отраженного сигнала в этой линии поглощения и вне ее, Шотланд получил качественные данные о водяном паре в нижней атмосфере, показанные на рис. 4.3. Однако отсутствие точных данных о линиях поглощения водяного пара не дало возможности провести строго количественные измерения.

Непосредственное определение коэффициентов поглощения атмосферных газов в диапазоне частот излучения ОКГ практически невозможно из-за недостаточной разрешающей способности современных спектрометров. В связи с этим разработка новых методов получения полностью разрешенных спектров поглощения с неискаженными контурами линий представляет задачу, необходимость решения которой в ближайшие годы диктуется многими проблемами распространения излучения ОКГ в атмосфере.

Одним из таких методов может стать лазерная скоростная спектрометрия. Этот метод, который в течение нескольких лет успешно разрабатывается в ИОА СО АН СССР, позволил измерить тонкую структуру спектра поглощения водяных паров в области излучения рубинового ОКГ [74]. При разрешении спектральной аппаратуры $\delta\lambda=0,005$ Å было зарегистрировано поглощение в области десяти слабых линий атмосферы на участке в 1 см^{-1} . Обнаружено также, что длина волны в максимуме и ширина наиболее сильной линии поглощения воды $\lambda=6943,833$ Å отличаются от измеренных другими авторами, в то время как значение интегральной интенсивности близко к определенному другими методами.

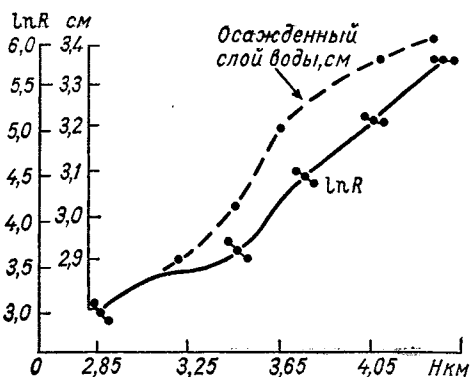


Рис. 4.3. Результаты измерения водяного пара в атмосфере, по [72].

ГЛАВА 5

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРОВ В МЕТЕОРОЛОГИИ

Обнаружение облаков на фоне земной поверхности и определение их вертикальной структуры необходимы для метеорологической интерпретации измерений, проводимых с ИСЗ. Используемая на ИСЗ телевизионная аппаратура не способна измерить высоту облаков и различить самую плотную облачность на фоне подстилающей поверхности, если альbedo облаков и поверхности одинаковы. Эта аппаратура не может также зафиксировать неплотные облака, например перистые, присутствие которых, как отмечалось выше, может сказаться на результатах спутниковых радиометрических измерений.

Спутниковая ИК аппаратура дает возможность по измерению уходящей радиации в окнах прозрачности атмосферы 3,5—4,2 и 8—12 мкм определить высоту верхней границы облаков, если для каждого случая известна температурная стратификация атмосферы. Было предложено несколько методов по определению верхней границы облачности по измерениям в ИК диапазоне. Однако все эти методы обладают очень низкой точностью и носят скорее качественный характер.

Возможно также определение границы облачности по измерению отраженного солнечного излучения от облаков в полосе и вне полосы поглощения O_2 . Измерения этим методом были проведены американскими исследователями на «Джемини» с точностью 0,3—2 км.

Малая длительность зондирующего импульса лазерного локаатора обеспечивает высокую точность при измерении верхней границы облачности. Лидар позволяет также зарегистрировать перистые облака и многоярусность неплотной облачности.

В качестве иллюстрации на рис. 5.1 приведены осциллограммы отраженного от облаков лазерного импульса. Осциллограмма на рис. 5.1 *а* — результат зондирования с Земли перистых облаков, проведенного Коллисом [16], при $P_0 = 10$ Мвт, осциллограмма на рис. 5.1 *б* — отраженные сигналы от облаков разной высоты, за-

регистрированные авторами на борту самолета ИЛ-18, при $P_0 = 2$ Мвт.

Рассмотрим задачи, для решения которых лазерная спутниковая аппаратура может быть реализована в настоящее время. Прогресс лазерной техники в ближайшие годы значительно расширит возможности спутниковой аппаратуры для исследования атмосферы. Возможно использовать лазерный локатор на ИСЗ для следующих целей:

а) определение вертикальной структуры облаков;

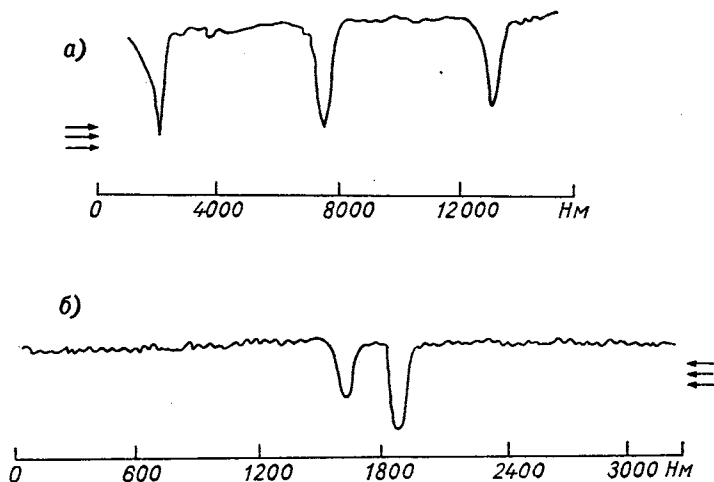


Рис. 5.1. Осциллограммы отраженных сигналов от Si (а) при наземном зондировании атмосферы [16] и от Sc (б) при самолетном зондировании атмосферы. Стрелками указано направление распространения лазерного излучения.

б) селекция облачности на фоне подстилающей поверхности;

в) индикация многоярусности облаков;

г) обнаружение перистых облаков, не фиксируемых телевизионной и ИК аппаратурой.

Для решения перечисленных задач бортовая аппаратура должна обладать мощностью излучения, достаточной для детектирования отраженного сигнала существующими приемниками, высоким пространственным разрешением (порядка метров), малыми габаритами и небольшим энергопотреблением.

Этим требованиям более всего удовлетворяют лидары, использующие в качестве передатчика рубиновый ОКГ. Другие мощные импульсные ОКГ генерируют в диапазоне частот, где квантовая эффективность ФЭУ незначительна (например, ОКГ на неодиме), либо являются технически более сложными по сравнению с рубиновым лазером.

При измерениях на освещенной стороне Земли возможность детектирования полезного сигнала определяется отраженным от

облаков и подстилающей поверхности солнечным излучением — фоном. Величина фона, регистрируемая приемной аппаратурой, зависит от типа отражающей поверхности и от высоты Солнца.

Мы считаем, что в настоящее время на борту ИСЗ возможно установить лидар с оптической системой, диаметр которой не превышает 0,5 м. Для расчетов выберем приемную оптическую антенну диаметром 0,25 м и углом поля зрения 2 мин. Эту антенну можно использовать и в качестве передающей, применяя оптический переключатель, поскольку время распространения лазерного импульса до поверхности и обратно велико. Для спутника, летящего на высоте $H=1000$ км, время распространения $t=6,67$ мсек.

В области длины волны излучения рубинового ОКГ, как показывают расчеты, при фильтре, установленном перед приемным ФЭУ 10 А, максимальные величины фонового излучения составляют $(6,5 \div 7,3) \cdot 10^{-10}$ вт. Первое значение соответствует отражению солнечного света от снега, второе — от облаков нижнего яруса. Будем рассматривать однопороговую бортовую систему, т. е. считать, что в приемном радиотехническом тракте существует ограничитель сигнала с заданным уровнем по максимальному фону. Такое предположение оправдано тем, что устройство с переменным порогом для бортовых схем требует значительного технического усложнения системы.

Зададимся вероятностью ложной тревоги на исследуемой трассе 10^{-3} (каждый один из тысячи регистрируемых сигналов ложный). Будем также считать, что исследуемая трасса составляет 20 км от поверхности земли. Такая высота атмосферы приблизительно соответствует максимальной, при которой могут наблюдаться различные типы облачности. При рассчитанной величине максимального фона, как показывают вычисления, распределение шума гауссово. Тогда можно рассчитать величину порогового уровня.

Далее, задаваясь величиной правильного обнаружения 0,9999 и считая распределение сигнала также гауссовым, можно определить минимальный сигнал, превышающий порог с заданной надежностью. Большая величина правильного обнаружения соответствует очень высокой надежности работы спутниковой аппаратуры.

Результаты расчетов, проведенных О. К. Костко, В. М. Орловым, Э. А. Чайановой [75], показывают, что для лидара с выбранными параметрами приемной системы минимальный сигнал составляет $P_{\min} = 7 \cdot 10^{-9}$ вт.

При диффузном отражении от подстилающей поверхности величина принятого сигнала P составляет:

$$P = \frac{1}{2\pi} P_0 A K_n K_{np} \frac{S}{H^2} e^{-2 \int_0^H \mu(h) dh}, \quad (5.1)$$

где P_0 — излучаемая мощность в ваттах, A — альбедо поверхности, K_n — коэффициент пропускания оптики передатчика (0,8),

$K_{\text{пр}}$ — коэффициент пропускания оптики приемника и интерференционного фильтра (0,3), S — площадь приемной антенны (490 см²), H — высота ИСЗ над поверхностью (500 км); ослабление в атмосфере по расчетам составляет 0,68.

При зондировании облаков величина принятого сигнала вычисляется по (1.1). По формулам (5.1) и (1.1) в [75] были рассчитаны мощности квантовых генераторов P_0 , необходимые для индикации поверхностей и облаков. При этом считалось, что надежное детектирование отраженного сигнала возможно при вероятности правильного обнаружения 0,9999, т. е. при $P = P_{\text{min}}$. Результаты расчетов приведены в табл. 5.1. Рассмотрены случаи индикации поверхностей и облаков при ясном небе (строки 1—3), сквозь двухъярусные достаточно прозрачные облака (перистые Ci), расположенные на уровнях 13 км ($\sigma = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$) и 7 км ($\sigma = 10^{-3} \text{ м}^{-1}$) (строки 4—6), а также сквозь один слой этих облаков, расположенных на уровне 13 км (строки 7—9). Данные о характеристиках таких облаков взяты из экспериментов по лазерному зондированию [16]. Результаты вычислений показывают, что при использовании на борту ИСЗ приемной системы с диаметром приемно-передающей антенны 0,25 м и углом поля зрения 2 мин. можно с высокой степенью надежности регистрировать отраженный сигнал и измерять дальность до подстилающих поверхностей и мощных облаков нижнего яруса. Предельным случаем является зондирование перистых облаков с коэффициентом рассеяния 10^{-3} м^{-1} , что соответствует мощности передатчика 20 Мвт. Зондирование менее плотных перистых облаков возможно с использованием ОКГ мощностью больше 20 Мвт. Установить на ИСЗ такой лазер

Таблица 5.1

Мощности ОКГ на рубине, необходимые для индикации метеорологических объектов с борта ИСЗ ($H=500 \text{ км}$) с вероятностью правильного обнаружения 0,9999

№ п/п	Метеорологический объект	P_0 Мвт	№ п/п	Метеорологический объект	P_0 Мвт
1	Трава $A=0,3$	2,1	7	Трава через Ci на 13 км	2,2
2	Снег $A=0,9$	0,7	8	Снег через Ci на 13 км	0,72
3	Облака нижнего яруса $\sigma=10^{-2} \text{ м}^{-1}$	1,6	9	Ci на 13 км $\sigma=5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ $\Delta H=600 \text{ м}$	380,0
4	Облака нижнего яруса через Ci на 13 и 7 км	3,0	10	Ci на 7 км $\sigma=10^{-3} \text{ м}^{-1}$ $\Delta H=600 \text{ м}$	20,0
5	Трава через Ci на 13 и 7 км	3,9			
6	Снег через Ci на 13 и 7 км	1,3			

в настоящее время технически сложно. Расчеты проделаны для бортовой системы с ограничением максимального фонового излучения в дневное время. Реализация устройства с переменным порогом, как показывают оценки, позволит с высокой степенью надежности в ночное время обнаружить облака с малой оптической плотностью.

Диаметр светового пятна на поверхности земли при зондировании с высоты 500 км для выбранной системы составляет около 300 м. Бортовое энергопотребление будет определяться частотой посылок квантового генератора. При зондировании «пятно к пятну», т. е. при непрерывном просмотре поверхности, энергопотребление, как показывают оценки, с высоты 500 км составит около 10 квт. Такие большие бортовые потребляемые мощности являются сейчас нереальными. При частоте посылок 1 гц потребляемая мощность будет около 500 вт. В этом случае пятна зондирования будут расположены на земной поверхности друг от друга примерно в 6,5 км.

При разработке спутниковой аппаратуры необходимо знание коэффициентов отражения реальных подстилающих поверхностей и различных типов облаков при падении на них узконаправленного лазерного излучения. С другой стороны, ослабление лазерного излучения в нижней атмосфере, сильно меняющееся при различных метеорологических условиях, позволяет оценить потенциал лазерного лоатора, установленного на ИСЗ. В связи с этим в ЦАО был проведен комплекс самолетных измерений отражательной способности, деполяризации и уширения отраженного сигнала рубинового ОКГ при падении излучения на облака и различные подстилающие поверхности. Полеты проходили в районах Европейской территории СССР, Сибири, Сальских степей, пустыни Каракумы, Каспийского и Черного морей при различных метеорологических условиях.

В полетах использовалась следующая аппаратура. Для исследования отражательной способности облаков и подстилающих поверхностей в ЦАО был создан специальный самолетный лидар [17]. Два ОКГ на рубине, приемная антенна, приемный ФЭУ, ФЭУ синхронизации, блок питания ФЭУ и предусилитель были установлены в герметическом контейнере, размещенном в приборной gondole под фюзеляжем самолета. Регистрирующая аппаратура, помпа охлаждения и пульт управления располагались в салоне самолета. Для нормального функционирования радиотехнической аппаратуры и устранения запотеваний оптических элементов контейнер продувался сухим горячим воздухом. При выходе из строя во время полета ОКГ предусматривалось переключение цепей питания ко второму дублирующему ОКГ. Мощность ОКГ 2 Мвт, длительность импульса 30 нсек. В качестве регистрирующей аппаратуры использовался осциллограф, на первый канал которого поступал исследуемый сигнал, на второй — сигнал синхронизации для контроля излучаемой энергии.

В дальнейших полетах использовался модифицированный лидар, размещенный в салоне самолета перед специальным иллюминатором. С внешней стороны иллюминатора крепилась штанга с держателем, на котором устанавливались два поворотных зеркала: диэлектрическое для ОКГ и алюминированное для приемной системы. Используя такую оптическую систему, можно было измерять отраженный от подстилающей поверхности или верхней границы облаков лазерный импульс при различных углах падения.

Для проведения исследований облаков и земной поверхности по поляризационным характеристикам использовался лидар мощностью 1,5 Мвт и с длительностью импульса 50 нсек. В приемной антенне применялись четыре объектива диаметром 50 мм, перед тремя из которых закреплялись поляроиды с различной ориентацией плоскости поляризации. Приемники излучения регистрировали отраженные сигналы, которые после блока усилителей поступали на осциллограф. Температура жидкости, охлаждающей ОКГ, во всех экспериментах контролировалась. Это позволяло рассчитывать на одинаковое поглощение лазерного излучения атмосферой при проведении экспериментов в аналогичных метеорологических условиях. При высотах полетов над поверхностью земли от 500 до 10 000 м были измерены коэффициенты отражения от различных типов подстилающих поверхностей и облаков. Данные экспериментов приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

**Коэффициенты отражения поверхностей и облаков,
полученные при лазерном зондировании с самолета.
Длина волны излучения ОКГ 6943 Å**

Подстилающая поверхность	Атмосферные условия	Коэффициент отражения, %
Лед	Видимость 7—8 б.	80,0
Снег	Туман 3—4 б.	70,0
Пески	Видимость 6—7 б.	30,5
Скальные породы	„	15,0
Смешанный лес зеленый	„	5,0
Смешанный лес после листопада	„	3,0
Степной покров	„	10,0
Морская поверхность 1—2 б.	„	9,5—1,5
Облака Sc	Видимость 7—8 б.	4,0
Облака St	Видимость 6—7 б.	1,0
Облака Ac	„	1,5

Измеренные коэффициенты отражения, за исключением морской поверхности, при углах сканирования от нормального до 45° близки друг к другу и лежат в пределах ошибки эксперимента. При зондировании морской поверхности коэффициент отражения 9,5% соответствует углу падения излучения 10°, коэффициент

отражения 1,5% — углу 82°. При изменении угла падения от 82 до 10° коэффициенты отражения менялись в указанных пределах.

Приводимые в табл. 5.2 величины близки к обычно принимаемым альбедо поверхностей. Для облаков измеренные коэффициенты отражения меньше, чем альбедо, определенные по солнечному излучению. При расчетах величины отраженного от облаков лазерного излучения коэффициент отражения имеет вид $\rho_{\text{стож.}}$.

Другая возможность получения информации об облаках и земной поверхности заключается в исследовании деполяризации лазерного излучения исследуемой средой. Величина деполяризации Δ принятого лазерного сигнала будет зависеть от характера рассеивающего объекта. Если этим объектом будет капельное облако, то деполяризация сигнала возникает в результате многократного рассеяния. При отражении сигнала от кристаллического облака его деполяризация вызывается в основном несферичностью частиц, причем теоретические оценки величины Δ , получаемой при рассеянии на эллипсоидальных частицах, показали, что деполяризация сигнала существенно зависит от формы частиц.

Оценка деполяризации в результате двукратного рассеяния дает значение $\Delta \sim 10\%$. Следует указать, что величина двукратного рассеянного света в значительной степени зависит от параметров аппаратуры и оптической плотности среды. Приведенное значение 10% было получено для облака с коэффициентом рассеяния $\sigma = 0,02 \text{ м}^{-1}$ при расходимости луча $\varphi_1 = 10'$ и линейном апертурном угле приемника $\varphi_2 = 10^\circ$. При возрастании σ и φ_2 деполяризация Δ увеличивается.

Измерения степени поляризации L рассеянного облаками и подстилающей поверхностью лазерного излучения производились в самолетных экспериментах по методу Фесенкова. При этом L определялось по формуле:

$$L = \frac{2\sqrt{I_1(I_1 - I_2) + I_2(I_2 - I_3) + I_3(I_3 - I_1)}}{I_1 + I_2 + I_3}, \quad (5.2)$$

где I_1 , I_2 и I_3 — интенсивности отраженного сигнала при трех положениях анализатора, отличающихся друг от друга на 60° .

Деполяризация сигнала Δ связана с L соотношением

$$\Delta = \frac{1 - L}{1 + L}. \quad (5.3)$$

Данные по степени поляризации излучения для различных облаков и земной поверхности приведены в табл. 5.3. Результаты приводимых самолетных измерений получены при вертикальном падении лазерного луча.

В качестве дополнительной характеристики, одновременно дающей информацию о структуре исследуемого объекта, исследовалось уширение отраженного импульса. Результаты измерений, проведенных в ЦАО, показали, что в предположении однократного рассеяния по уширению отраженного импульса можно определить средний коэффициент рассеяния для однородных по плотности об-

лаков либо для облаков с монотонным возрастанием или убыванием плотности. Метод является относительным и не требует измерения абсолютных величин излученной и приходящей на лазерный локатор мощностей сигналов.

Таблица 5.3

Результаты измерения степени поляризации различных облаков и подстилающих поверхностей при падении на них излучения рубинового ОКГ

Тип рассеивающего объекта	L
Водная поверхность (волнение не более 2 б.)	0,87—1
Снежный покров	0,11—0,23
Кристаллические облака ($\sigma=0,05 \div 0,09 \text{ м}^{-1}$)	0,12—0,18
Капельные облака ($\sigma=0,01 \div 0,5 \text{ м}^{-1}$)	0,48—0,84
Туман ($\sigma=0,01 \div 0,08 \text{ м}^{-1}$)	0,7—0,9

Изменение формы импульса излучения ОКГ при отражении делает также возможным получение информации о состоянии морской поверхности. Поскольку, как показали исследования Кокса и Манка [76], вид поверхности моря хорошо коррелирует (за исключением случаев сильно развитой зыби) с мгновенными значениями скорости и направления ветра, имеется возможность определения параметров ветра над морем при использовании лидаров, установленных на ИСЗ.

Проведенные нами наземные и самолетные эксперименты показали возможность определения состояния морской поверхности (высоты и расстояния между волнами) лазерным локатором.

Комплексные измерения коэффициентов отражения, формы отраженного импульса и поляризационных характеристик позволяют в будущем значительно расширить метеорологическую информацию, получаемую с ИСЗ. Быстрое развитие за последние годы лазерной техники стимулирует исследования с применением ОКГ в самых различных областях метеорологии и геофизики. Укажем на некоторые задачи, решение которых с использованием лазеров представляет несомненный интерес.

Лидаром, установленным на ИСЗ, предполагается измерять давление на поверхности земли [77] при помощи рубинового ОКГ с преобразованием длины волны излучения на 7619 Å. Метод основан на измерении поглощения лазерного излучения атмосферным кислородом. Рассеяние туманов мощными лазерами [78], фотосъемка через облака и туманы при помощи ОКГ [79, 80], голография частиц туманов и облаков [81], обнаружение турбулентности в ясном небе [82—84] и еще другие — таковы возможные применения лидарных систем в метеорологии.

По последней из перечисленных проблем трехлетние исследования, проведенные в NASA, показали, что лазеры могут быть

использованы на высотных самолетах для обнаружения турбулентности в ясном небе и для обнаружения и анализа интенсивности воздушных вихрей в аэропортах [85]. В спроектированном приборе, измеряющем скорости частиц на основе эффекта Доплера и передающем информацию о турбулентности атмосферы в кабину самолета, используется лазер на углекислом газе.

Интересной перспективой является применение лидара для непосредственного определения в атмосфере скоростей некоторых аэрономических реакций, например, таких, как фотоотлипание и фотоприлипание. При изучении свойств ионосферы эти реакции играют важную роль в фотохимических процессах. Гарднер [86] указывает на то, что в *D*-слое ионосферы ночью современные лазеры на площади около 10^3 см^2 позволяют увеличить плотность электронов в тысячу раз за счет фотоотлипания от ионов O_2^- . Одновременная радиолокация такого участка ионосферы, возможно, позволит прямо в атмосфере измерить скорости этих реакций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Костко О. К. Труды ЦАО, 1967, вып. 77, с. 67—85.
2. Goyer G. G., Watson R. D. BAMS, 1968, 49, No. 9, p. 890—895.
3. Kent G. S., Wright R. W. H. J. Atm. Terrestr. Phys., 1970, 32, p. 917—943.
4. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. «Наука», 1967.
5. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М., «Советское радио», 1970.
6. Оценка точности гидрометеорологических наблюдений. Под ред. О. А. Городецкого. Л., Гидрометеиздат, 1970.
7. Ивановский А. И. Ракетное метеорологическое зондирование в СССР. Л., Гидрометеиздат, 1969.
8. Cooney J., Orr J., Tomasetti C. Nature, 1969. 224, No. 5224, p. 1098—1099.
9. White G. R., Nugent L. J., Carrier L. W. 20th Annul ISA Conf. Proc., Los Angeles, 20, pt. 4. Pittsburgh, 1965, No. 40, 1/1, p. 1—12.
10. Collis R. T. H., Ligda M. G. H. Nature, 1964, 203, No. 4944, p. 508.
11. Vizee W., Oblanas J. J. Appl. Meteor., 1969, 8, No. 3, p. 369—375.
12. Collis R. T. H. Microwaves, 1969, No. 3, p. 94—100.
13. Collis R. T. H., Oblanas J. W. U. S. Army Eng. Nucl. Cratering Group Rept. P. N. E. — 1119, 1968.
14. Rosen J. M. J. Geophys. Res., 1968, 73, 479.
15. Collis R. T. H., Fernald F. G., Alder J. E. J. Appl. Meteor., 1968, 7, No. 4, p. 227—233.
16. Collis R. T. H. 13th Conf. Radar. Meteor. Boston, Mass. Amer. Met. Soc., 1966, p. 530—534.
17. Захаров В. М. и др. Труды ЦАО «Аэрология • 1970», 1971.
18. Швидковский Е. Г., Костко О. К. ДАН, 1970, 194, № 6, с. 1316—1317.
19. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Таблицы по светорассеянию. Т. 2. Л., Гидрометеиздат, 1968.
20. Швидковский Е. Г. и др. Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана», 1971, № 4, с. 306—310.
21. Шупяцкий А. Б. «Метеорология и гидрология», 1967, № 2, с. 104—108.
22. Физика облаков. Под ред. А. Х. Хргиана. Л., Гидрометеиздат, 1961.
23. Carrier L. W., Nugent L. J. Xerox. Corp. Патент США, кл. 250-217 (H=02f 1/28), № 3499159 от 3/III 1970 г.
24. Womey S. T., Howell H. B. Appl. Optics, 1965, 4, No. 4, p. 501.
25. Fenn K. W. Appl. Optics, 1966, 5, No. 2, p. 293.
26. Гаврилов В. А. Видимость в атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1965.
27. Козлов В. П., Федорова Е. О. Оптико-механическая промышленность, 1967, вып. 1, № 3.
28. Шифрин К. С., Зельманович И. Л., Труды ГГО, 1965, вып. 170, с. 61.
29. Зуев В. Е., Кабанов М. В., Савельев Б. А. ДАН, 1967, т. 175, № 2, с. 327.
30. Донченко В. А. и др. Изв. вузов СССР. Сер. «Физика», 1968, № 1, с. 158.

31. Richard T., Brown J. 12th Conf. Radar Meteor., Norman, Okla, 1966.
32. Кабанов М. В., Самохвалов И. В. Изв. вузов СССР. Сер. «Физика», 1969, № 3, с. 80.
33. Креков Г. М., Крекова М. М., Самохвалов И. В. Изв. вузов СССР. Сер. «Физика», 1969, № 5.
34. Hinsel R. F. et al. Патент Франции, кл. G=01w, № 1483404 от 15/VI 1966 г.
35. Шифрин К. С., Чаянова Э. А. Труды ГГО, 1965, вып. 170, с. 93—104.
36. Шифрин К. С., Чаянова Э. А. Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана», 1967, т. 3, с. 274—283.
37. Barrett E. W., Ben-Dov O. J. Appl. Meteor., 1967, 6, No. 3, p. 500—515.
38. Fiocco G., Smullin L. D. Nature, 1963, 199, No. 4900, p. 1275—1276.
39. Fiocco G., Colombo G. J. Geophys. Res., 1964, 69, No. 9, p. 1795—1803.
40. Deirmendjian D. J. Geophys. Res., 1965, 70, No. 3, p. 743.
41. Colombo G., Fiocco G. J. Geophys. Res., 1965, 70, No. 3, p. 746.
42. Fiocco G. J. Geophys. Res., 1965, 70, No. 9, p. 2213.
43. Bain W. C., Sandford M. C. W. J. Atm. Terrestr. Phys., 1966, 28, p. 543—552.
44. McCormick P. D. et al. Nature, 1966, 209, p. 798—799.
45. Poultney S. K. Nature, 1966, 212, p. 1558—1559.
46. Clemesha B. R., Kent G. S., Wright R. W. H. Nature, 214, p. 261.
47. Radar finds dust. Nature, 1968, 219, No. 5159, p. 1105.
48. Bartusek K., Gambling D. J., Elford W. G. J. Atm. Terrestr. Phys., 1970, 32, No. 9, p. 1535—1544.
49. Розенберг Г. В. УФН, 1968, т. 95, вып. 1, с. 159—209.
50. Grams G. M. J. Atm. Terrestr. Phys., 1970, 32, No. 4, p. 729—736.
51. Clemesha B. R., Kent G. S., Wright R. W. H. J. Appl. Meteor., 1967, 6, No. 2, p. 386—395.
52. Sandford M. C. W. J. Atm. Terrestr. Phys., 1967, 29, p. 1657—1662.
53. Костко О. К., Фаина В. П., Чаянова Э. А. Труды ЦАО, 1969, вып. 84, с. 3—11.
54. Костко О. К. Труды ЦАО, 1969, вып. 82, с. 109—113.
55. Sandford M. C. W. J. Atm. Terrestr. Phys., 1967, 29, p. 1651—1659.
56. McCormick P. D. et al. J. Atm. Terrestr. Phys., 1969, 31, p. 185.
57. Kent G. S., Clemesha B. R., Wright R. W. H. J. Atm. Terrestr. Phys., 1967, 29, No. 2, p. 169—181.
58. Collis R. T. H., Ligda M. G. H. J. Atm. Sci., 1966, 23, p. 255—257.
59. Fiocco G., Grams G. Tellus, 1966, 18, No. 1, p. 34.
60. Hirono M. J. Radio Res. Labs., 1965, 11, No. 56, p. 250—271.
61. Kato Y., Mori Y., Inaba H. Rept. Ionosph. Space Res. Japan, 1964, 18, No. 2, p. 103.
62. Young R. A. Disc. Faraday Soc., 1964, No. 3, p. 118—121, 209—225.
63. Nugent L. J. Nature, 1966, No 5056, p. 1349.
64. Ивановский А. И., Репнев А. И., Швидковский Е. Г. Кинетическая теория верхней атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1967.
65. Костко О. К., Чаянова Э. А. Труды ЦАО, 1971, вып. 99.
66. Швидковский Е. Г., Костко О. К., Чаянова Э. А. «Космические исследования», 1970, вып. 2, с. 310—311.
67. Narcisi R. S., Bailey A. D. J. Geophys. Res., 1965, 70, p. 3687—3700.
68. Holmes J. G., Johnson G. J., Yong J. N. Space Res., 1965, 5, p. 757.
69. Швидковский Е. Г., Брагин Ю. А., Костко О. К. «Открытия в СССР, 1968—1969». М., 1970.
70. Bowman M. R., Gibson A. J., Sandford M. C. W. Radio a. Eleotr. Eng., 1970, 39, No. 1, p. 29—32.
71. Leonard D. A. Nature, 1967, 216, No. 5111, p. 142—143.
72. Schoffland R. M. et al. Optical sounding 2. Final report, pt. 1, N. Y. Univ. School Eng. a. Sci., July, 1965, 15, p. 86.
73. Лонг Р. К. ТИИЭР, 1963, 51, № 5, с. 876.
74. Лопасов В. П. Некоторые вопросы лазерной спектрометрии атмосферных газов и паров. Автореф. дисс. Томск, 1971.

75. Костко О. К., Орлов В. М., Чаянова Э. А. Труды ЦАО, вып. 109.
76. Cox C., Munk W. H. J. Opt. Soc. Amer., 1954, 44, No. 11, p. 838—850.
77. Singer S. F. Appl. Optics, 1968, 7, No 6, p. 1125—1127.
78. Mullaney G. J., Christian W. H., Russell D. A. Appl. Phys. Letters, 1968, No. 4, p. 145—147.
79. Lowe I. F. Design News, 1967, 22, No. 1, p. 50.
80. Radio Menter, 1967, 33, No. 2, p. 80—81.
81. Thompson B. J., Ward J. H., Zinky W. R. Appl. Optics, 1967, 6, No. 3, p. 519—526.
82. Collis R. T. H. Astronaut. a. Aeron., 1964, 2, No. 12, p. 52.
83. Miller B. Aviat. Week a. Space Technol., 1965, 82, No. 22, p. 39.
84. Sci. News Letter, 1964, 86, No. 7, p. 105.
85. Aviat Week a. Space Technol., 1970, 93, No. 2, p. 86, 88.
86. Gardner J. H. J. Geophys. Res., 1963, 68, No. 16, p. 4717—4721.
87. Гейдон А. Г. Энергии диссоциации и спектры двухатомных молекул. М., Изд-во иностр. лит., 1949.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Измерение стандартных метеорологических параметров атмосферы	7
Глава 2. Определение некоторых параметров облаков	16
Глава 3. Определение прозрачности атмосферы	26
Глава 4. Определение состава атмосферы	37
Глава 5. Перспективы использования лазеров в метеорологии	50
Литература	59

Захаров Владимир Матвеевич,

Костко Олег Константинович

ЛАЗЕРЫ И МЕТЕОРОЛОГИЯ

Редактор *В. И. Кузьменко*

Художник *А. А. Винер*

Худ. редактор *И. Н. Кошаровский*

Техн. редактор *Г. В. Ивкова*

Корректор *З. Т. Тимченко*

Сдано в набор 5/X 1971 г. Подписано к печати 17/I 1972 г.
М-08020. Бумага 60×90¹/₁₆. тип. № 1. Печ. л. 4. Уч.-изд. л. 4,05.
Тираж 2000 экз. Индекс МЛ-198. Заказ 569. Цена 41 коп.
Гидрометеиздат. Ленинград, В-53, 2-я линия, д. 23.

Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Ленинград, Прачечный пер., д. № 6

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

В специализированном магазине Гидрометеониздата имеется в наличии сборник статей (пер. с англ. под ред. канд. физ.-мат. наук Ю. И. Рабиновича).

«Применение радиотеплолокации в метеорологии и океанологии». Л. 1970 г. 1 р. 34 к.

Содержание статей сборника отражает основное направление в применении методов радиотеплолокации для метеорологии и океанологии. В них рассматриваются методы и аппаратура радиотеплолокации, спектры поглощения и излучения микроволновой радиации, радиоизлучения облаков и осадков, перспективы использования радиотеплолокации в спутниковой метеорологии, а также приводятся некоторые итоги и предположения о путях дальнейшего развития радиотеплолокации.

Рассчитана на специалистов-метеорологов и океанологов, работающих в области радиометеорологических исследований, инженеров, аспирантов и студентов, специализирующихся в области радиофизики, радиоастрономии и физики атмосферы.

Адрес магазина: г. Ленинград, П-101, Большой пр., д. 57, магазин № 15. Книги высылаются наложенным платежом.

ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ

41к.