

Л. П. ЛАЗАРЕВ

# И ИНФРА- КРАСНЫЕ

# И СВЕТОВЫЕ ПРИБОРЫ

самонаведения  
и наведения  
двигательных  
аппаратов

МАШИНОСТРОЕНИЕ 1966







Л. П. ЛАЗАРЕВ



ИНФРАКРАСНЫЕ  
И СВЕТОВЫЕ ПРИБОРЫ  
САМОНАВЕДЕНИЯ  
И НАВЕДЕНИЯ  
ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

*Допущено  
Министерством высшего и среднего  
специального образования РСФСР  
в качестве учебного пособия  
для высших технических учебных заведений*



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»  
Москва 1966

В книге изложены теоретические основы, методы расчета и проектирования инфракрасных и световых бортовых приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов и элементов этих приборов: оптических и оптико-электронных систем, анализаторов изображения, стабилизаторов направления и др. Приведены структурные схемы приборов.

Рассмотрены вопросы инфракрасного излучения целей и внешней среды и прохождения излучений в атмосфере и космическом пространстве, а также основы теории встречи летательных аппаратов.

Книга является учебным пособием для студентов вузов и может быть также полезна научным работникам и инженерам промышленности.

Рецензенты

засл. деятель науки и техники РСФСР д-р техн. наук, проф. **С. В. Елисеев**  
и канд. техн. наук **Ю. В. Байборodin**

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Во второй половине XX века в развитии техники использования электромагнитных волн, прошедшей со времени открытия радио великим русским ученым А. С. Поповым (1885 г.) громадный путь от длинных и средних до сантиметровых и миллиметровых волн, наступил новый важный этап — массовое применение электромагнитных колебаний оптического диапазона — инфракрасных и световых волн. Использование энергии электромагнитных излучений наиболее высоких частот заметно расширяет возможности многих областей науки и техники.

Оптика была известна еще в древности и получила большое развитие на основе трудов И. Ньютона, М. В. Ломоносова, В. Гершеля, О. Френеля, П. Н. Лебедева, А. Г. Столетова, Д. Максвелла, М. Планка, А. Эйнштейна, Л. де Бройля и др. В последние десятилетия оптика особенно быстро совершенствуется и развивается. Выдающиеся научные открытия советских ученых — академика С. И. Вавилова в области теории излучения и люминесценции, академиков Н. Г. Басова и А. М. Прохорова, создавших оптические квантовые генераторы, играют выдающуюся роль в развитии науки и техники.

В настоящей книге изложены основы теории, методы расчета и проектирования бортовых инфракрасных и световых приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов. Учебное пособие рассчитано на студентов старших курсов и специалистов, знакомых с теорией оптических систем, физической оптикой, электроникой, автоматикой, вычислительной техникой, прикладной теорией гироскопов, оптическими квантовыми приборами, технологией оптических деталей, приемниками и преобразователями излучения.

В первой части книги основное внимание уделено вопросам прохождения электромагнитной энергии в атмосфере и космосе, а также излучения воздушных целей и внешней среды. Во второй части кратко изложены основы теории встречи летательных аппаратов, без знания которой невозможно рассматривать материалы важнейшей, третьей части книги: «Основные элементы оптических и оптико-электронных приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов».

Автор отступил от распространенного в литературе способа освещения вопросов расчета и проектирования машин и приборов путем включения в книгу их подробных описаний. В книге изложены принципы построения структурных схем приборов в целом и приведены отдельные примеры их конструктивных решений. Но основное внимание уделено проектированию и расчету важнейших элементов приборов. Такой метод, как полагает автор, позволяет обеспечить большую глубину изложения материала при одинаковом его объеме, исключает ненужные повторения, а также помогает читателю сосредоточить внимание на достаточно однородных по используемым физическим принципам и методам расчета и проектирования устройствах. Указанный метод изложения особенно эффективен, когда основные элементы современных приборов самонаведения и наведения построены на различных физических принципах: оптическом, оптико-электронном, оптико-механическом, гироскопическом, квантовом, электронном, электромагнитном, электромеханическом.

В настоящем учебном пособии конкретные примеры, цифровой материал, структурные схемы систем наведения и устройств приводится по данным, опубликованным в отечественных и зарубежных литературных источниках.

Автор выражает благодарность рецензентам — заслуженному деятелю науки и техники РСФСР д-ру техн. наук проф. С. В. Елисееву и канд. техн. наук Ю. В. Байбородину за ценные замечания, сделанные ими при просмотре рукописи.

Автор просит читателей прислать свои отзывы и критические замечания по адресу: Москва, К-51, Петровка, 24, издательство «Машиностроение».

---

Часть первая

**КАНАЛЫ СВЯЗИ И ВНЕШНЯЯ СРЕДА ПРИБОРОВ  
САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ**

---

*Глава I*

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДЕЙСТВИЯ КАНАЛОВ СВЯЗИ**

**§ 1.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ**

Задачи наведения и самонаведения летательных аппаратов решаются в атмосфере или космическом пространстве, состояние которых как внешней среды процесса встречи летательных аппаратов в значительной степени определяет условия работы всех устройств объектов встречи, и особенно приборов наведения и самонаведения. Поэтому прежде всего рассмотрим свойства атмосферы и космического пространства и, в частности, те свойства атмосферы, которые характеризуют прохождение электромагнитных колебаний в пространстве между участвующими в решении задачи встречи летательными аппаратами и определяют условия работы приборов наведения и самонаведения.

Атмосферой называется газообразная оболочка Земли, состоящая в основном из азота, кислорода и водяных паров, а также небольшого количества аргона, углекислоты, водорода, неона, гелия, криптона, ксенона, озона, аммиака, иода и содержащая взвешенные в ней различные жидкие и твердые частицы размером от сотых долей до нескольких миллиметров. В приземном слое атмосферы содержится около 78% азота, 21% кислорода, 0,93% аргона и 0,03% углекислого газа. Количество водяных паров в атмосфере зависит от температуры и давления воздуха и от климатических особенностей местности, над которой расположена рассматриваемая зона атмосферы. Вблизи от больших водных поверхностей, а также при более высоких температурах воздуха содержание водяных паров в атмосфере увеличивается.

Жидкие и твердые частицы, взвешенные в атмосфере, расположены главным образом в приземном слое воздуха и представляют собой капельки воды, кристаллики льда, частицы дыма, микроорганизмы, минеральные или органические пылинки. Наличие в атмосфере взвешенных частиц наряду с ионами способствует образованию облаков, дождя, снега, града, туманов и дымки. Со-

держание в атмосфере твердых частиц в большой концентрации приводит к образованию мглы. Негазообразные частицы в атмосфере служат причиной ее замутнения, что ухудшает прохождение электромагнитных колебаний, особенно коротковолновых электромагнитных колебаний, так как в этом случае значительно ухудшаются условия огибания волной твердых и жидких непрозрачных или малопрозрачных частиц.

По современным представлениям, атмосфера в виде ионизированной газовой оболочки простирается до высоты 10—20 тыс. км, где она постепенно переходит в космический газ. В литературе атмосферу условно делят на следующие основные слои: тропосферу — нижний слой до высоты для средних широт около 11 км, в котором наблюдается значительное понижение температуры с высотой; стратосферу — второй слой до высоты около 80 км, в котором температура незначительно изменяется с высотой; ионосферу — верхнюю часть атмосферы, содержащую в значительном количестве ионы и свободные электроны. Кроме того, выделяются дополнительные более узкие слои. Переходный слой между тропосферой и стратосферой толщиной около 2 км называется тропопаузой или субстратосферой. Конгресс Международного геодезического и геофизического союза в 1951 г. рекомендовал верхнюю границу стратосферы установить на высоте 40 км, а верхнюю часть стратосферы от 40 до 80 км, в которой температура с высотой до 60 км повышается, а затем падает, назвать мезосферой.

Состояние атмосферы в целом и ее слоев, особенно тропосферы, изменяется в зависимости от характера солнечной радиации, бомбардировки атмосферы космическими частицами, времени года и суток, географической широты и характера подстилающей поверхности земли, состояния отдельных взаимозависимых параметров самой атмосферы и тенденций в их изменении. Тем не менее все основные параметры атмосферы находятся в определенных пределах с вполне установившимися средними значениями, которые считаются показателями международной стандартной атмосферы (МСА). Ее параметры соответствуют в первую очередь свойствам тропосферы, играющей в жизни и деятельности человека наиболее важную роль, и выражаются следующими числовыми значениями и формулами:

— универсальная газовая постоянная воздуха как идеального газа  $R_v = 8314,31 \pm 0,31$  Дж/(кмоль · град);

— стандартные давление, массовая плотность и абсолютная температура атмосферы на уровне моря  $p_0 = 101\,325$  н/м<sup>2</sup> (760 мм рт. ст.),  $\rho_0 = 1,22575$  кг/м<sup>3</sup>,  $T_0 = 288^\circ$  К;

— температурный градиент тропосферы по высоте  $\Delta T = 0,0065$  град/м;

— абсолютная температура у верхней границы тропосферы, у тропопаузе, и в нижних слоях стратосферы до 35÷40 км считается равной  $216,5^\circ$  К.

Расчетными зависимостями, связывающими основные параметры МСА, являются приближенные формулы (ГОСТ 4401—64):

а) для высот  $H < 11\,000$  м

$$T_H = T_0 - 0,0065H, \quad (1.1)$$

$$\frac{p_H}{p_0} = \left(1 - \frac{H}{44\,308}\right)^{5,2553} = \left(\frac{T_H}{T_0}\right)^{5,2553}, \quad (1.2)$$

$$\Delta_H = \frac{\rho_H}{\rho_0} = \left(1 - \frac{H}{44\,308}\right)^{4,2553}, \quad (1.3)$$

б) для высот  $H > 11\,000$  м

$$\frac{p_H}{p_{11}} = \frac{\rho_H}{\rho_{11}} = e^{-\frac{H-11000}{6318}}, \quad (1.4)$$

где  $T_H$ ,  $p_H$ ,  $\rho_H$  — соответственно абсолютная температура, давление и массовая плотность атмосферы на высоте  $H$  м;

$p_{11}$ ,  $\rho_{11}$  — давление и массовая плотность атмосферы на высоте  $H = 11\,000$  м;

$\Delta_H$  — коэффициент относительной плотности атмосферы, характеризующий отношение массовой плотности  $\rho_H$  на высоте  $H$  к массовой плотности атмосферы  $\rho_0$  на уровне моря.

Общепринятая схема строения атмосферы с нанесенными на ней графическими зависимостями температуры, давления и плотности воздуха в умеренных широтах приведена на рис. 1.1.

Опубликованные сведения о температуре атмосферы по данным различных измерений с помощью ракет на высотах до 220 км нуждаются в уточнении, но общее представление о порядке этих температур вполне можно получить из табл. 1.1.

Давление и плотность атмосферы очень быстро с увеличением высоты уменьшаются, становясь меньше нормальных (на уровне моря) примерно в десять раз на высоте 30 км, в тысячу раз — на высоте 50 км, в миллион раз — на высоте 100 км, в десять миллиардов раз — на высоте 270 км.

Половина всей массы атмосферы сосредоточена в приземном 5,5-километровом слое и три четверти — в тропосфере. Выше 15 км находится всего одна десятая часть массы атмосферы.

В тропосфере воздух интенсивно перемешивается как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении. Вертикальные восходящие и нисходящие потоки масс атмосферы приводят в тропосфере к конденсации водяных паров, следствием чего является образование дымки, туманов и облаков, а также выпадение осадков в виде дождя, снега или града. Вертикальные потоки воздуха постепенно с высотой ослабевают, особенно в тропопаузе, а в стратосфере они становятся довольно редким явлением.

Ветры в различных зонах тропосферы отличаются как по направлению, так и по скорости. В стратосфере и ионосфере направ-

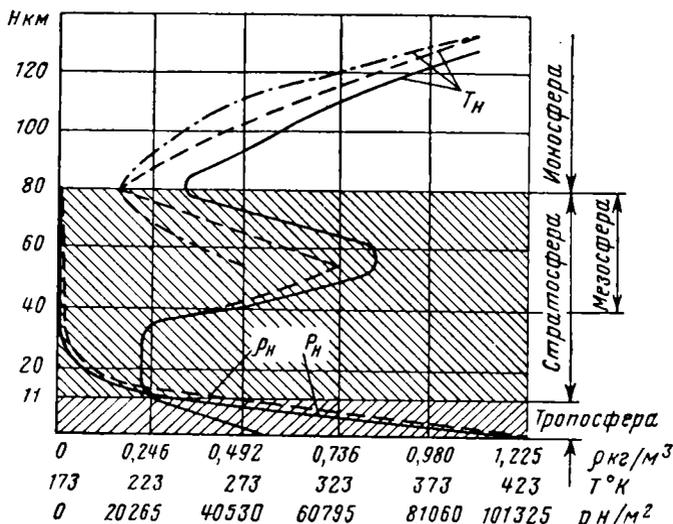


Рис. 1.1. Схема строения атмосферы с графиками температуры, давления и плотности воздуха:

- показатели международной стандартной атмосферы (МСА);
- - - ракетные измерения последних лет;
- · - · - данные ракетного комитета США

Таблица 1.1

Температура атмосферы  $T^{\circ}\text{К}$  на высотах 130—220 км

Высота км	Ракетный комитет США	Данные Ф. Джонсона	Данные Р. Горвиц и Н. Ла Гоу
130	390	423	428
140	447	594	700
150	503	737	880
160	560	846	980
170	618	925	1050
180	676	979	1070
190	734	1043	1070
200	792	1061	1070
210	849	1074	1070
220	906	1082	1070

ление и скорость ветров наиболее стабильны. Скорости ветров западного и восточного направлений значительно выше, что в основном объясняется непостоянством солнечной радиации в атмосфере и на поверхности Земли вследствие ее суточного враще-

ния. Графические зависимости скорости западного и восточного ветров по высоте для летнего и зимнего периода приведены на рис. 1. 2. В зимний период преобладают западные ветры, имеющие большую скорость, чем летом. Максимальные значения скорости на высотах около 150 км достигают 80—90 м/сек, а на высотах 5—20 км — примерно 40—75 м/сек.

Летние ветры восточного и западного направлений на высотах до 30 км по скорости примерно одинаковы и характеризуются диапазоном  $U = \pm 10$  м/сек.

Ветер оказывает существенное влияние на характер движения летательных аппаратов в зоне сближения и по траектории встречи, так как величины скоростей ветра весьма значительны. Для точного учета влияния движения воздушной среды на каждый летательный аппарат необходимо непрерывно в течение всего времени движения по траектории встречи знать вектор ветра  $\vec{U}$  с достаточно высокой точностью. Таких сведений, по крайней мере в отношении ветра в мгновенном месте нахождения цели, ни летательный аппарат-носитель, ни снаряд не могут иметь заранее ввиду различия ветров в разных слоях атмосферы. Непрерывно измерять ветер у цели в течение самой атаки практически невозможно.

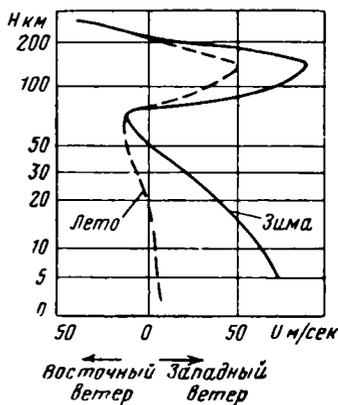


Рис. 1. 2. График скорости западного и восточного ветров

Так как при решении задачи встречи с помощью приборов наведения или самонаведения траектория уточняется непосредственно в ходе атаки по фактическому относительному положению цели с учетом влияния ветра, то в теории встречи летательных аппаратов в отношении ветра принимают следующую начальную гипотезу.

*Ветер в зоне встречи летательных аппаратов за время движения снаряда по траектории встречи стабилен по величине и направлению ( $\vec{U} = \text{const}$ ).*

По этой гипотезе влияние ветра на все летательные аппараты одинаково и поэтому может быть исключено из рассмотрения прицельных схем теории встречи.

При стрельбе неуправляемыми снарядами возможность учета влияния ветра в период полета по траектории встречи исключена. Однако в этом случае дистанции эффективной стрельбы и время полета снаряда по траектории настолько невелики, что ошибки от принятой выше гипотезы о ветре вполне допустимы по сравнению с другими ошибками такого метода обеспечения встречи снаряда с целью. В наиболее вероятном случае встречи летательных аппа-

ратов на больших высотах, где ветер существенно стабильнее, гипотеза о ветре соблюдается с весьма высокой точностью.

Стратосфера имеет нижнюю границу над полярными и средними широтами в среднем на высоте 8—12 км, а над тропическими и экваториальными широтами — около 15—18 км. Высота этой границы повышается летом и понижается зимой со средней амплитудой отклонения примерно 1,5—2 км. В стратосфере содержится 18—20% всей массы атмосферы. Важной составляющей воздуха в стратосфере является озон  $O_3$ , представляющий собой аллотропическое трехатомное видоизменение кислорода в малых концентрациях голубоватого цвета, с резким характерным запахом свежести. Озон может иметь также молекулы с 4—8 атомами кислорода.

При конструировании приборов важно учитывать, что озон, являясь сильным окислителем, легко окисляет ртуть, переводит сернистые металлы в сернокислые соли и образует во взаимодействии с металлами перекиси. Озон интенсивно поглощает ультрафиолетовые излучения. Солнечные лучи с длиной волны до 300 нм практически не проходят через атмосферный озон. Наряду с этим озон избирательно поглощает примерно до одной пятой длинноволновых инфракрасных излучений. Концентрация озона в нижних слоях стратосферы мала, на высотах 20—25 км растет до максимума и затем постепенно уменьшается до высот 70—75 км, выше которых озон практически отсутствует. Общее количество озона в атмосфере характеризуется трехмиллиметровой толщиной слоя, условно приведенного к нормальному атмосферному давлению  $101\,325\text{ н/м}^2$  и температуре  $288^\circ\text{ К}$ . Толщина этого слоя озона в экваториальной зоне достигает примерно 2 мм и увеличивается к полярным областям до 3—4 мм. Озон существенно влияет на тепловой режим стратосферы, так как при поглощении им солнечного излучения выделяется тепло. Именно с этим явлением связаны высокие температуры в верхней половине стратосферы, где солнечная радиация, попадая в значительном количестве в верхние слои озона, поглощается весьма интенсивно.

В стратосфере почти нет водяного пара и облаков, способных давать осадки. На высоте 20—25 км в зоне максимальной концентрации озона и низких температур ( $216,5^\circ\text{ К}$ ) временами наблюдаются состоящие из кристалликов льда или капелек переохлажденной воды тонкие перламутровые облака.

В 1885 г. русский астроном В. К. Цесарский открыл на высоте около 80 км в зоне наиболее низких температур атмосферы ( $\sim 200^\circ\text{ К}$ ) прозрачные яркие серебристые облака. Они могут наблюдаться с земли ввиду их разреженности только в темное время суток, когда яркость неба уменьшается в тысячи раз, а они остаются освещенными прямыми солнечными лучами. Чаще всего на средних широтах  $40\text{—}60^\circ$  северного полушария они наблюдаются в летний период с мая по август. Предполагают, что эти облака появляются в результате конденсации малого количества пара

в верхних слоях стратосферы, где этому способствуют наиболее низкие температуры. Весьма возможно, что конденсации благоприятствуют также пылинки, попадающие в верхние слои атмосферы от метеорных потоков и мощных наземных вулканических извержений.

Серебристые облака перемещаются с большой скоростью, до нескольких десятков метров в секунду, что подтверждает результаты измерений ветра с помощью ракет на соответствующих высотах (см. рис. 1. 2). Серебристые облака, появившись при низкой температуре, интенсивно поглощают солнечную радиацию. Это сопровождается выделением тепла и приводит к превращению серебристых облаков в пар. Процесс образования и исчезновения серебристых облаков в зоне наиминимум температур атмосферы, возможно, способствует установлению и приближительной стабилизации ее теплового режима. Аналогично этому явлению стабилизируется температура в нижних слоях стратосферы, где перестает непосредственно сказываться тепловое излучение земной поверхности, а температура воздуха определяется из условия равновесия энергии, поглощаемой и излучаемой содержащимися в атмосфере водяным паром, озоном и углекислым газом, и энергии притока тепла, обусловленного турбулентностью слоев, близких к тропосфере.

В результате исследований последних лет с помощью ракет и спутников получены важнейшие данные о составе и строении атмосферы. Установлено, что воздух в стратосфере и в ионосфере непрерывно перемешивается и состоит в основном из тех же газов, которые содержатся в тропосфере. Однако в ионосфере становится заметным некоторое расслоение газов под действием гравитационных сил Земли. Доля наиболее тяжелого газа — аргона начинает с высотой уменьшаться по сравнению с долями более легких — кислорода и азота. Масс-спектрометрические измерения на третьем советском спутнике Земли показали, что в дневное время на высотах от 225 до 1000 км в ионосфере преобладают ионы атомарного кислорода. (Ионы — электрически заряженные частицы, образующиеся при потере или приобретении электронов атомами или молекулами). Обнаружены также молекулярные ионы азота, окиси азота, кислорода и ионы атомарного азота. Количество молекулярных ионов быстро уменьшается с увеличением высоты, и выше 500 км ионосфера содержит практически только ионы атомарных газов.

Концентрация ионов в  $1 \text{ м}^3$  по результатам измерений на высоте:

1000 км . . . . .	60 · 10 <sup>9</sup> ионов
795 " . . . . .	160 · 10 <sup>9</sup> "
242 " . . . . .	500 · 10 <sup>9</sup> "

Наблюдения за скоростью торможения третьего советского спутника Земли показали, что скорость торможения спутника неравномерна вследствие неравномерности плотности атмосферы.

Часть атмосферы, освещенная солнечным излучением, на десятки процентов плотнее и горячее на всех высотах.

Установлено, что спутник в ионосфере приобретает отрицательный потенциал, который в дневное время на высоте 795 км равен примерно 6 в, а на высоте 242 км — примерно 7 в. Вокруг спутника создается электростатическое поле.

Исследование метеорных частиц показало, что они, двигаясь со скоростью от 11 до 70 км/сек, обладают энергией порядка  $10^{-3}$  Дж и, как правило, сгорают на высотах более 100 км.

Распространение звуков в атмосфере возможно только до высоты 122 км, где расстояния между молекулами воздуха примерно равны длине волны звуковых частот, воспринимаемых ухом человека.

Нужно обратить внимание на зарегистрированный факт изменения «блеска» спутников. Так, например, ракета-носитель третьего советского спутника Земли при максимуме «блеска» казалась ярче самых крупных звезд, а при минимуме «блеска» невооруженным глазом не обнаруживалась. Этот факт является результатом изменения светового потока отраженного спутником солнечного света.

Количество света, отраженного спутником, зависит от взаимного положения наблюдателя, спутника и Солнца, от величины и спектрального состава солнечной радиации, а также от величины и качества поверхности спутника, отражающей солнечные лучи в сторону наблюдателя. Орбитальные летательные аппараты при полете совершают сложные движения. Например, третий советский спутник вращался вокруг собственной оси со скоростью порядка 0,36 град/сек и одновременно совершал с периодом 140 сек прецессионное движение вокруг оси, неподвижной в пространстве. Эти движения вызывали периодический поворот спутника относительно наблюдателя и Солнца и приводили к изменению формы и размеров отражающей поверхности, а следовательно, и отраженного в сторону наблюдателя светового потока.

## § 1.2. О МЕТОДИКЕ ВЫБОРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ ДЛЯ ПРИБОРОВ НАВЕДЕНИЯ И САМОНАВЕДЕНИЯ

Взаимное положение быстро движущихся летательных аппаратов в атмосфере и космическом пространстве можно определить только с помощью электромагнитных излучений, которые представляют собой процесс совместной передачи изменений электрических и магнитных полей. Направление распространения электромагнитных излучений со скоростью  $c$  перпендикулярно плоскости, в которой лежат обычно взаимно перпендикулярные друг другу векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  напряженностей электрического и магнитного полей электромагнитных волн (рис. 1.3). Скорость распространения электромагнитных излучений в вакууме не зависит от длины вол-

ны  $\lambda$  и  $c$  с точностью до пятого знака после запятой у первого сомножителя выражается числом

$$c = (2,997925 \pm 0,00000500) \cdot 10^8 \text{ м/сек.}$$

На практике в технических задачах обычно принимают приближенное равенство

$$c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ м/сек.}$$

Скорость распространения электромагнитных излучений в среде определяют по формуле

$$v = \frac{c}{n}, \quad (1.5)$$

где  $n$  — абсолютный показатель преломления среды, т. е. показатель преломления среды относительно вакуума.

Вообще связь между телами в атмосфере и космическом пространстве может быть осуществлена с помощью электромагнитных излучений любой длины волны. Но состояние развития современной техники передачи и приема электромагнитных излучений различных диапазонов длин волн, условия распространения их в пространстве и специфика технических требований к каналу связи между летательными аппаратами при решении задач наведения и самонаведения вносят определенные ограничения в возможность их практического применения.

Диапазон длин волн электромагнитных излучений для применения в системах наведения и самонаведения за рубежом выбирают методом сравнения исходя в первую очередь из следующих характеристик:

1. Дальность действия в наиболее вероятных условиях применения.

2. Точность измерения угловых координат цели, определяющая в основном точность решения задачи наведения и самонаведения. Эта точность непосредственно зависит от величины минимальной разрешающей способности принимающего прибора, которая в общем случае прямо пропорциональна длине волны применяемых электромагнитных излучений и обратно пропорциональна диаметру его эффективного входного отверстия.

Минимальное разрешаемое приемным устройством линейное расстояние  $\Delta l_p$ , перпендикулярное направлению канала связи, равно линейной ширине луча у цели и определяется зависимостью

$$\Delta l_p = \lambda \frac{D}{d} k_{\text{дифр}},$$

где  $\lambda$  — длина волны электромагнитных излучений;

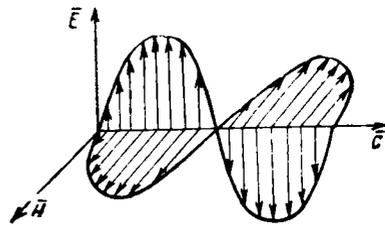


Рис. 1.3. Расположение векторов  $\vec{EH}$  и  $\vec{c}$  в электромагнитной волне

$d$  — диаметр эффективного входного отверстия принимающего устройства (объектива или антенны);

$D$  — дальность цели;

$k_{\text{дифр}}$  — коэффициент, учитывающий дифракцию.

Соответствующее минимальное угловое разрешаемое расстояние выражается формулой

$$\Delta \varepsilon_p = \frac{\lambda}{d} k_{\text{лифр}}. \quad (1.6)$$

3. Помехоустойчивость при пассивных (от фона) и активных (искусственных) помехах.

4. Скрытность действия.

5. Круглосуточность действия.

6. Всепогодность действия.

7. Габариты и вес прибора.

8. Технологические и экономические показатели прибора.

Исходя из сформулированных выше восьми основных характеристик рассмотрим диапазоны длин волн шкалы электромагнитных колебаний (табл. 1.2).

Таблица 1.2

Диапазоны электромагнитных излучений

Наименование излучения	Диапазон длин волн в м	
	теоретический	практически освоенный
Низкочастотные волны	Выше $3 \cdot 10^4$	
Радиоволны	$3 \cdot 10^4 \div 10^{-4}$	$3 \cdot 10^4 \div (3 \div 1) \cdot 10^{-2}$
Инфракрасные лучи	$5 \cdot 10^{-4} \div 7,6 \cdot 10^{-7}$	$(30-15) 10^{-6} \div 7,6 \cdot 10^{-7}$
Световые лучи	$7,6 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-7}$	$7,6 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-7}$
Ультрафиолетовые лучи	$4 \cdot 10^{-7} \div 1,36 \cdot 10^{-8}$	Длинноволновая часть
Рентгеновские лучи	$1,02 \cdot 10^{-7} \div 0,6^{-9}$	В стадии освоения
Гамма-лучи	$(1,4 \div 0,005) \cdot 10^{-10}$	В стадии освоения
Космические лучи	$(0,0006 \div 0,0002) \cdot 10^{-10}$	В стадии изучения

Для выяснения технических возможностей применения излучений в приборах наведения и самонаведения поясним кратко физический принцип действия излучателей различных электромагнитных волн и приведем примеры типовых искусственных излучателей основных диапазонов. Радиоволны и низкочастотные колебания возбуждаются с помощью искусственных излучателей, называемых вибраторами. Низкочастотные волны инфранизкой, низкой, промышленной и звуковой частот возбуждаются, как пра-

вило, с помощью таких механических или электромеханических вибраторов, как генератор переменного тока, камертон.

Радиоволны излучаются с помощью антенн, представляющих собой разомкнутые контуры с высоким сопротивлением излучения, размеры которых обычно больше длины излучаемой волны, или квантовых генераторов радиочастот.

Инфракрасная энергия излучается при колебаниях атомов, групп атомов и молекул, а также при изменении вращения молекул газообразных, жидких и твердых веществ. В качестве источника инфракрасного излучения наиболее часто применяется так называемое черное тело или электрические лампы накаливания, электрические газоразрядные лампы, штифтовые излучатели из редкоземельных элементов, колпачковая горелка Ауэра, а также квантовые генераторы.

Видимые (световые) электромагнитные волны излучаются молекулами и атомами вещества при изменении энергетического состояния электронов во внешней оболочке атома, а также при изменении колебательного и вращательного движения молекул, как правило, газообразных и твердых веществ. Наиболее распространенными искусственными источниками видимого оптического излучения являются электрические лампы накаливания. В последние годы большое значение в качестве источника лучистой энергии приобрели квантово-оптические генераторы.

Ультрафиолетовые лучи испускаются отдельными возбужденными атомами и молекулами при переходе из возбужденного состояния с изменением состояния электронов на внешних оболочках, а также составляют часть теплового излучения веществ, нагретых до высокой температуры. В качестве искусственных источников ультрафиолетового излучения наиболее часто применяют ртутные, ртутно-кварцевые, криптоновые, аргоновые и ксеноновые газосветные лампы, длина волны максимума излучения которых зависит от состава газа и величины его давления.

Рентгеновские лучи возникают в процессе изменения энергетического состояния потока электронов в результате превращения кинетической энергии быстролетающих электронов со скоростью  $10^4$ — $10^5$  км/сек в энергию электромагнитного излучения при резком торможении электронов. Искусственными источниками рентгеновских лучей являются вакуумные рентгеновские трубки, в которых под влиянием высокой разности потенциалов порядка десятков киловольт из катода положительными ионами выбиваются электроны, ускоряющиеся электрическим полем в направлении анода. При ударе электронов об анод происходит резкое торможение, сопровождающееся выделением рентгеновских лучей.

Гамма-лучи возникают в результате распада радиоактивных элементов в виде излучения, испускаемого атомными ядрами, а также в виде внеядерного излучения, например, вследствие торможения электронов в веществе или ускорения электронов до больших энергий с помощью ускорителей.

Космические лучи возникают в космическом пространстве. Первичные космические лучи состоят из заряженных частиц — атомных ядер различных химических элементов, главным образом водорода. Они обладают способностью выбивать из атомных ядер всех веществ как протоны, мезоны, так и более тяжелые ядра: альфа-частицы, дейтроны и др. В результате в атмосфере возникает вторичное космическое излучение. Все космические лучи поглощаются в атмосфере (лишь очень небольшая их часть поглощается верхним слоем земной коры).

Волны длиной более  $0,03$  м непригодны для приборов наведения и самонаведения, так как из-за низкой разрешающей способности они не обеспечивают сколь-либо удовлетворительной точности измерения угловых координат цели. Поэтому наиболее подходящие для нашей задачи диапазоны электромагнитных излучений можно выбрать из коротковолновой части шкалы с  $\lambda < 0,03$  м.

Самые короткие волны с  $\lambda < 2 \cdot 10^{-7}$  м в приборах наведения и самонаведения летательных аппаратов ввиду малой дальности действия в атмосфере искусственных излучателей ультрафиолетовых, рентгеновских и гамма-лучей еще технически не освоены. Космические лучи пока находятся в стадии изучения.

Приемо-передающая радиоаппаратура [4] для летательных аппаратов на самых коротких радиоволнах ввиду необходимости чрезвычайно высоких мощностей и габаритов отсутствует. Инфракрасные лучи с длинами волн более  $15$  мкм сильно поглощаются атмосферой и пока не освоены ввиду несовершенства приемников, рассчитанных на эту область электромагнитных колебаний. Следовательно, по восьми пунктам методики выбора рабочего диапазона электромагнитных колебаний для приборов наведения и самонаведения надо проанализировать:

- радиоволны миллиметрового и сантиметрового диапазона с длиной волны  $(3 \div 0,1) \cdot 10^{-2}$  м;
- инфракрасные лучи диапазона длин волн  $15—0,76$  мкм;
- видимые лучи диапазона длин волн  $0,76—0,4$  мкм.

### § 1.3. РАДИОВОЛНЫ САНТИМЕТРОВОГО И МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ

Радиоволны интересующего нас диапазона распространяются в атмосфере прямолинейно по линии, непосредственно соединяющей передатчик и приемник. Для системы наведения и самонаведения летательных аппаратов класса «воздух—воздух» это обстоятельство создает определенные удобства, так как средой между снарядом и целью в данном случае является атмосфера, не содержащая преград в виде крупных твердых тел, совершенно непрозрачных для радиоволн сантиметрового диапазона.

Прохождение радиоволн с длиной волны  $(0,1 \div 3) \cdot 10^{-2}$  м в значительно большей степени зависит от состояния атмосферы, чем при применении длинноволновых радиоизлучений. Это объясняется тем, что поглощение, рассеяние, преломление и отражение

энергии радиоволн в атмосфере зависит от температуры, давления и содержания в первую очередь кислорода, водяных паров, осадков и инородных частиц, влияющих на поглощение и показатели преломления  $n$  отдельных областей воздушной среды, а также от длины волны электромагнитного излучения. В § 1.1 было указано, что параметры атмосферы в значительной степени зависят от времени суток и года, от высоты и от общих метеорологических условий.

Поглощением энергии, содержащейся в радиоволнах, при прохождении в среде называется ее уменьшение вследствие необратимого превращения в какую-либо другую форму энергии, например в тепловую, механическую или химическую. Степень поглощения энергии радиоволн зависит от свойств среды и длины волны. Молекулярное поглощение энергии радиоволн в атмосфере пренебрежимо мало при длинах волн более  $(9 \div 10) \cdot 10^{-2}$  м, но приобретает практическое значение при применении интересующего нас диапазона с длиной волны менее  $3 \cdot 10^{-2}$  м.

Молекулярное поглощение энергии микрорadiоволн вызывается, во-первых, обладающим магнитным взаимодействием с радиоволнами кислородом, молекулы  $O_2$  которого парамагнитны, и водяными парами, молекулы  $H_2O$  которых имеют электрическую полярность. При соприкосновении молекул кислорода с радиоволнами в силу стремления каждого парамагнитного элемента взаимодействовать с магнитным полем и расположиться вдоль силовых линий магнитного поля расходуется энергия радиоволн, преобразуясь в другие виды энергии, в основном в тепловую. Аналогичное явление происходит и при взаимодействии молекул водяного пара с электромагнитным полем радиоволн с той лишь разницей, что здесь проявляется электрическая полярность молекул водорода.

Так как магнитная восприимчивость зависит от агрегатного состояния вещества и согласно закону Кюри обратно пропорциональна абсолютной температуре  $T^\circ K$ , то потери энергии радиоволн в атмосфере значительно зависят от свойств воздуха на участке их прохождения.

Для кислорода и водяных паров существуют такие полосы длин радиоволн, в которых поглощение сильно увеличивается из-за молекулярного резонанса. В этом отношении характерны полосы вблизи длин волн для кислорода 0,5 и 0,25 см и для водяных паров 1,35 и 0,17 см. При распространении радиоволн на большие расстояния ослабление их энергии может оказаться существенным даже и при относительно небольшом эффекте молекулярного поглощения в зонах, удаленных от полос длин волн молекулярного резонанса.

Теоретические кривые ослабления энергии радиоволн в кислороде и неконденсированных водяных парах на уровне моря при  $20^\circ C$  и 1%-ном содержании молекул воды приведены на рис. 1.4. Эти графики дают представление о молекулярном поглощении энергии радиоволн только для одних частных условий состояния

атмосферы. При изменении основных параметров атмосферы — высоты, давления, температуры и специфических местных условий — кривые изменятся. Но для решения нашей задачи — сравнительного анализа поглощения различных по частоте электромагнитных колебаний в целях выбора наиболее подходящего диапазона длин волн для применения в системах наведения и самонаведения летательных аппаратов — можно ограничиться данными рис. 1.4.

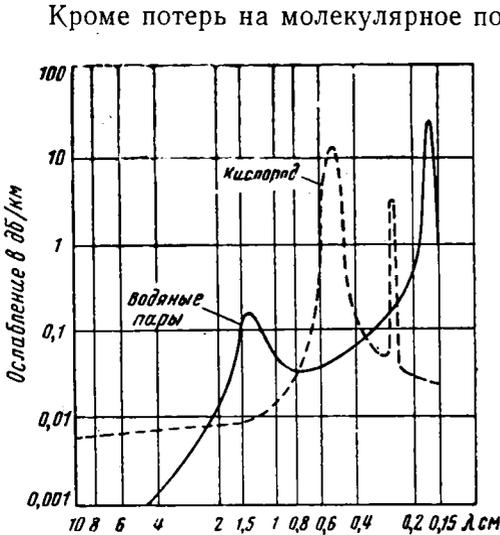


Рис. 1.4. Кривые атмосферного ослабления энергии радиоволны в кислороде и неконденсированных парах воды на уровне моря при 20° С и 1%-ном содержании молекулы воды

Кроме потерь на молекулярное поглощение, энергия радиоволн при прохождении в атмосфере претерпевает ослабление вследствие рассеяния. Рассеянием электромагнитной энергии называются потери ее при отражении от границы сред вследствие шероховатостей, создающих отступления от идеальной зеркальной поверхности. В атмосфере потери на рассеяние электромагнитных излучений могут наблюдаться в любом случае, где имеются границы различных неоднородностей среды с разными показателями преломления: местные отклонения в показателе преломления атмосферы, наличие осадков в виде дождевых капель, капелек тумана и облаков, снежинок, града, а также инородных

твердых частиц минерального или органического происхождения. Потери энергии электромагнитных излучений вследствие рассеяния зависят от длины волны данного излучения, а также от размеров, формы и показателей преломления неоднородностей, а также их распределения в среде атмосферы.

Наиболее существенны потери энергии радиоволн рассматриваемого диапазона 0,1—3 см вследствие суммарного ослабления в конденсированной воде и других осадках за счет поглощения, сопровождающегося необратимым превращением в теплоту, и рассеяния, вызывающего отклонение части энергии радиоволн от основного направления их распространения.

В тумане с мелкими капельками потери энергии радиоволн являются в основном следствием молекулярного поглощения и обычно пропорциональны толщине эквивалентного слоя влаги, содер-

жащейся в атмосфере на пути распространения излучения между летательными аппаратами.

В дожде ослабление энергии радиоволн рассматриваемого диапазона зависит от длины волны и размера капель и является следствием и рассеяния, и поглощения. Чем крупнее капли дождя, тем большая доля потерь приходится на рассеяние.

Так как вследствие большой неоднородности области дождя или тумана определить действительное распределение капель на пути радиолуча по размерам практически невозможно, то ослабление энергии радиоволн дождем или туманом можно вычислить, только задавшись какими-то наиболее вероятными условиями с заранее известным распределением капель по размерам и, следовательно, с известной интенсивностью осадков, обычно измеряемой в мм/час.

На рис. 1.5 приведены графические зависимости ослабления энергии сантиметровых радиоволн в дожде и тумане, рассчитанные А. С. Локком для следующих условий.

Сплошные линии А, В, С и D относятся соответственно к моросящему дождю с выпадением осадков 0,25 мм/час, слабому дождю — 1 мм/час, умеренному дождю — 4,0 мм/час, проливному дождю — 16,0 мм/час. Пунктирные линии Е, F, G относятся к туману соответственно следующей видимости и плотности: 600 м и 0,032 г/м<sup>3</sup>; 120 м и 0,32 г/м<sup>3</sup>; 30 м и 2,3 г/м<sup>3</sup>.

Из рассмотрения этих графиков следует, что для длин волн интересующего нас диапазона с  $\lambda < 3$  см ослабление энергии радиоволн при прохождении через дождь и туман существенно и должно учитываться при назначении мощности излучателя. Для радиоволн с длиной  $\lambda = 1$  см потери энергии на ослабление даже в слабом дожде и в среднем тумане достигают 0,15 дБ/км и увеличиваются при  $\lambda = 0,3$  см до 1 дБ/км. Они по своим величинам примерно одинаковы с ослаблением в неконденсированных парах воды (см. рис. 1.4), кроме узкой полосы длин волн с  $\lambda = 0,16 \div 0,18$  см, где ослабление в неконденсированных водяных парах резко возрастает до 10—30 дБ/км. Ослабление энергии радиоволн от молекулярного поглощения в граде и снеге значительно меньше, чем

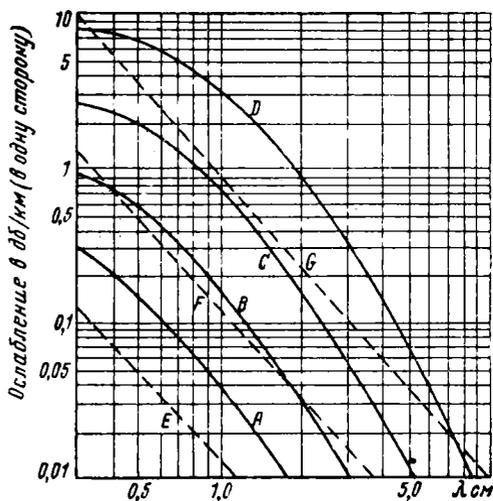


Рис. 1.5. Кривые ослабления энергии сантиметровых радиоволн в дожде и тумане

в жидких каплях с таким же содержанием воды (по массе). Рассеяние энергии радиоволн на частицах града и снега в миллиметровом диапазоне длин волн становится соизмеримым с рассеянием на эквивалентных по размерам дождевых каплях, а в сантиметровом диапазоне оно сравнительно мало.

Итак, рассмотрев ослабление энергии радиоволн при прохождении в атмосфере, можно сделать следующие выводы.

Ослабление в атмосфере энергии сантиметровых волн при длине волны  $\lambda > 2 \div 3$  см не является существенным препятствием для их применения в системах самонаведения и взаимного наведения летательных аппаратов. Но в этом случае минимальная угловая разрешающая способность радиолуча при малых возможных эффективных размерах обычных антенн и малых габаритах аппаратуры снарядов класса «воздух—воздух» и других летательных аппаратов согласно формуле (1.6) не может быть менее величины  $\Delta \epsilon_p \approx 0,01 \div 0,10$  рад. Это делает радиоволны с  $\lambda = 2 \div 3$  см не пригодными для применения в системах самонаведения по активному методу по мелким воздушным и космическим целям и тем более для решения задач контактной встречи космических летательных аппаратов, например, в целях сборки межпланетной стартовой станции или для передачи грузов и пассажиров.

В последнее время за рубежом проводят исследования по созданию радиолокационных систем с так называемыми синтезированными антеннами, теоретически улучшающими разрешающую способность радиолокаторов. Синтезированные антенны могут быть нефокусированными, когда допустимый размер антенны ограничен и, следовательно, ее принципиально достижимая разрешающая способность ограничена, а также фокусированными, когда за счет усложнения аппаратуры вводят специальную обработку сигналов, которая улучшает разрешающую способность. В последнем случае размер искусственно формируемой антенны при любой дальности канала связи теоретически может быть сделан равным ширине основного лепестка диаграммы излучения реальной антенны, выраженной в линейных единицах на этой дальности. Минимальную линейную разрешающую способность  $\Delta l_p$  в направлении, перпендикулярном линии канала связи, для синтезированных антенн определяют по следующим формулам:

при нефокусированных антеннах

$$\Delta l_{p.n} = \frac{1}{2} \sqrt{\lambda D}, \quad (1.7)$$

при фокусированных антеннах

$$\Delta l_{p.ф} = \frac{d}{2},$$

где  $\lambda$  — длина волны канала связи;

$D$  — дальность канала связи;

$d$  — эффективный диаметр антенны в направлении, перпендикулярном линии канала связи.

При нефокусированных антеннах конкретные сигналы, принимаемые в точках расположения элементов синтезируемой антенны, непосредственно суммируются без предварительного введения каких-либо дополнительных фазовых сдвигов. Если невозможно регулировать фазу принимаемых сигналов, ограничивается максимально допустимый размер искусственно формируемой синтезированной антенны. Тогда ширина диаграммы направленности антенны с синтезированным раскрывом равна половине ширины луча обычной антенны, имеющей такую же длину, а разрешающая способность согласно формуле (1.7) не зависит от размера  $d$  реальной антенны. В этом случае разрешающую способность можно улучшить только уменьшением длины волны, но в отличие от обычных антенн это улучшение обратно пропорционально не  $\lambda$ , а  $\sqrt{\lambda}$ , что более выгодно. Кроме того, при нефокусированной синтезированной антенне  $\Delta l_{р.н}$  уменьшается с расстоянием медленнее пропорционально  $\sqrt{D}$ , а не  $D$ , как это имеет место при обычных антеннах.

При фокусированных антеннах с синтезированным раскрывом минимальная достижимая разрешающая способность при данных размерах антенны  $d$  теоретически не зависит ни от длины волны, ни от расстояния до цели вдоль канала связи. Требуемая дополнительная обработка сигналов от цели, принимаемых в каждой точке синтезированной антенной решетки, заключается в непрерывной точной регулировке фаз для обеспечения синфазности сигналов от цели во всех этих точках.

За рубежом считают, что создать на практике работоспособные радиосистемы сантиметрового диапазона для малогабаритных летательных аппаратов с нефокусированными и фокусированными синтезированными антеннами довольно сложно.

В миллиметровом диапазоне наилучшее прохождение радиоволн через атмосферу обеспечивается при длине волн 8—15 и 3—4 мм, которые рекомендуются для применения в приборах наведения и самонаведения летательных аппаратов. В освоении этого диапазона встречается ряд практических трудностей.

Ввиду отсутствия на частотах от 30 до 300 Гц самовозбуждающихся когерентных источников колебаний трудно создать каналы связи миллиметрового диапазона.

До недавнего времени предельные частоты радиоламп достигали 75 Гц. Предельные частоты радиоламп ограничиваются тем, что их малые геометрические размеры вступают в противоречие с потребностью в высоких плотностях тока. Однако в 1961—1962 гг. в США были изготовлены лампы миллиметрового диапазона с частотами до 70—100 Гц при выходной мощности до 1—5 вт и отдельные экземпляры до 10—80 квт, с частотами до 15 Гц при выходной мощности до 10—20 мвт.

Для частот 260—460 Гц были созданы карсинотроны при выходной мощности примерно 1—2 мвт. Изготовление замедляющих устройств таких ламп требует микронной точности.

Трудности встречаются также и при создании волноводов и генераторов колебаний миллиметрового диапазона. Генераторы с использованием нелинейных активных и реактивных сопротивлений, ферритов, плазмы и газовых разрядов работают с чрезмерно большими потерями преобразования порядка 10—20 дб и более, что требует больших мощностей и габаритов. Принципиально возможно создать малогабаритные генераторы миллиметрового диапазона с использованием двух оптических квантовых генераторов с различными длинами волн, создающих при смещении их колебаний гармоники субмиллиметрового диапазона.

Волноводы при применении в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах создают большое затухание радиоволны, а также паразитное излучение с изгибов, опор и других неоднородностей во внутренней полости волновода.

Внедрение оптических методов и приборов в радиотехнику миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов может дать высокоэффективные результаты. Так, например, в качестве квазиоптических устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазона уже находят применение интерферометры как резонаторы генераторов.

Однако основная трудность в освоении этого диапазона волн состоит в том, что еще невозможно получить достаточный уровень когерентной мощности методами классической или квантовой электроники. Кроме того, начиная с некоторых частот СВЧ повышение частот при создании радиоаппаратуры освоенными методами неуклонно ведет к увеличению ее габаритов и потребляемой мощности, что не соответствует тактико-техническим требованиям к приборам наведения и самонаведения летательных аппаратов [3].

При субмиллиметровых длинах волн, меньших миллиметра, поглощение в парах воды атмосферы настолько велико, что делает этот диапазон радиоволн неприменимым в системах наведения и самонаведения, кроме предназначенных для использования только на короткие расстояния или в космосе. На значительно более коротких волнах, когда частота велика по сравнению с частотой колебания и вращения молекул воды и водяного пара, атмосфера пропускает электромагнитные колебания со значительно меньшими потерями. Но это явление относится уже не к диапазону радиоволн, а к диапазону инфракрасного излучения, свойства которого рассмотрены в следующих главах.

---

## ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### § 2.1. ПРИРОДА ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Природа инфракрасного излучения связана с атомными и молекулярными процессами в веществах во всех трех формах их агрегатного состояния. Однако различные вещества обладают способностью выделять инфракрасное излучение, как правило, в каком-то определенном состоянии — газообразном, жидком или твердом. Если температура при переходе вещества из одного агрегатного состояния в другое соответствует максимуму излучения с длиной волны, удаленной внутрь инфракрасного диапазона от его границ, то это вещество может давать инфракрасное излучение, например, в двух агрегатных состояниях.

Источниками инфракрасного излучения в веществе являются атомы и молекулы. Излучение молекул вызывается изменением колебательного состояния составляющих молекулу отдельных атомов и групп атомов, а также изменением вращательного движения молекулы. Излучение атомов является следствием перехода электронов между высшими энергетическими уровнями. Каждому типу перехода соответствует излучение с узкой полосой длин волн инфракрасного спектра. Большинство атомарных инфракрасных линий спектра, соответствующих излучению отдельных атомов, являются сравнительно тонкими и лежат непосредственно около красной части спектра видимого света в так называемой близкой инфракрасной области с длиной волны от 0,76 до 2,5 мкм. В средневолновой инфракрасной области с  $\lambda = 2,5 \div 25$  мкм лежат спектры колебательных движений молекулы, которые сопровождаются излучением сравнительно крупных квантов энергии. Так как кванты энергии инфракрасного излучения вращательного движения молекул сравнительно малы, то излучение в этом случае имеет спектр, расположенный в так называемой далекой инфракрасной области с длиной волны более 25 мкм.

Одно изменение более существенного в энергетическом отношении колебательного движения молекулы обычно сопровождается несколькими изменениями ее вращательного состояния. При этом излучается комбинация квантов колебательного движения с квантами вращательных движений молекулы, сопровождающаяся не только одной линией монохроматического излучения, соответствующего определенному изменению колебательного движения молекулы, но и целой группой близко и правильно следующих друг за другом линий, создающих полосу ее суммарного вращательно-колебательного спектра.

Взаимное расположение полос в инфракрасном спектре излучения вследствие изменения движений молекулы зависит от ее структуры и непосредственно связано с энергией испускаемых

квантов. Монохроматическое излучение представляет собой по квантовой теории поток квантов одинаковой энергии  $E_{\text{кв}}$ , а по волновой теории характеризуется одинаковой частотой  $\nu$  электромагнитных колебаний. Постоянная величина отношения энергии кванта к соответствующей частоте

$$\frac{E_{\text{кв}}}{\nu} = h = \text{const}$$

называется постоянной Планка и выражается числом

$$h = (6,62517 \pm 0,00023) \cdot 10^{-34} \text{ дж} \cdot \text{сек.}$$

Мощность потока излучения  $\Phi_{\text{э}}$ , т. е. количество инфракрасной энергии, проходящей через поверхность в одну секунду, определяется количеством  $N$  квантов, проходящих в секунду через данную поверхность, согласно формуле

$$\Phi_{\text{э}} = N \cdot h\nu.$$

Из этой формулы можно сделать вывод о том, что количество энергии, излученной или поглощенной веществом, всегда должно быть кратно величине энергии кванта, выражающейся уравнением

$$E_{\text{кв}} = h\nu.$$

Так как квант излучения обладает энергией и скоростью, то согласно теории относительности он имеет массу  $m_{\text{кв}}$  и количество движения  $p_{\text{кв}}$ , определяющиеся формулами

$$m_{\text{кв}} = \frac{h\nu}{c^2}$$

и

$$p_{\text{кв}} = m_{\text{кв}} \cdot c = \frac{h\nu}{c}.$$

Энергия и масса кванта инфракрасного излучения, например, с длиной волны  $\lambda = 1,0 \text{ мкм}$  выражается величинами

$$E_{\text{кв}} = 2,0 \cdot 10^{-19} \text{ дж} = 1,24 \text{ эв},$$

$$m = 1,32 \cdot 10^{-30} \text{ а.е.м.} = 2,19 \cdot 10^{-37} \text{ кг.}$$

Энергия и масса квантов радиоволн имеют существенно меньшие (на 4—6 порядков) значения, чем в инфракрасном излучении. Наоборот, энергия и масса квантов коротковолновых рентгеновских и гамма-лучей относительно велики. Так, например, если отношение массы кванта к массе покоящегося электрона для инфракрасных лучей с  $\lambda = 1,0 \text{ мкм}$  равно  $2,4 \cdot 10^{-6}$ , то для жестких рентгеновских лучей с  $\lambda = 10^{-5} \text{ мкм}$  и гамма-лучей с  $\lambda = 2,4 \cdot 10^{-6} \text{ мкм}$  оно равно соответственно 0,24 и 1,0. В последнем случае масса кванта равна массе покоящегося электрона ( $m_{\text{эл}} = 9,12 \cdot 10^{-30} \text{ кг}$ ), а его энергия достигает полумиллиона электроновольт. Для гамма-лучей

с  $\lambda = 7,07 \cdot 10^{-8}$  мкм квант имеет энергию  $2,88 \cdot 10^{-12}$  дж и массу, превышающую массу покоящегося электрона в 35 раз. Именно наличие у кванта коротковолновых излучений большой массы и энергии объясняет высокую проникающую способность рентгеновых, корпускулярных и гамма-лучей.

В заключение следует отметить, что с уменьшением длины волны ослабляются волновые и усиливаются квантовые свойства электромагнитных излучений. Поэтому, например, дифракция имеет наиболее выраженный характер в низкочастотных колебаниях и радиоволнах. Именно поэтому оказывается наиболее эффективным создание квантовых генераторов и усилителей на коротковолновых электромагнитных колебаниях. Как известно, наиболее успешно развиваются в последние годы квантово-оптические генераторы, работающие в инфракрасной и видимой части спектра длин электромагнитных волн. Создаются квантовые генераторы в области ультрафиолетовых, рентгеновых и гамма-лучей.

## § 2.2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И СВОТТЕХНИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

Все параметры, характеризующие состояние лучистой энергии, выражаются в энергетических или светотехнических единицах. Лучистая энергия в видимой области обычно измеряется в светотехнических единицах, базирующихся на световом восприятии человеческого глаза, а в инфракрасной, ультрафиолетовой и более коротковолновой областях излучения, не воспринимаемых человеческим глазом,— в энергетических единицах. Так как в ряде случаев излучение по своему составу является настолько сложным, что содержит в себе как видимые, так и невидимые лучи, то между энергетическими и светотехническими величинами существует определенная связь.

В табл. 2.1 и 2.2 приведены основные энергетические и светотехнические величины.

Если лучистый поток или его мощность неравномерны в пределах действующего телесного угла, площади или времени излучения, то расчет энергетических величин ведется по формулам для элементарных величин  $d\Omega$ ,  $dS$ ,  $dt$ ,  $dW_0$ ,  $d\Phi_0$ ,  $dI_0$  с последующим суммированием по всему действующему интервалу. Необходимость в применении такого приема в случае инфракрасного излучения возникает в связи с большой шириной диапазона длин волн этого излучения в противоположность видимому излучению, весь диапазон длин волн которого ограничивается величиной  $d\lambda = 0,36$  мкм.

Если используется достаточно узкая полоса спектра, позволяющая считать излучение однородным, то в этом случае можно применять формулы без элементарных величин.

При обозначении величин, соответствующих сложному лучистому потоку, включающему излучения всех длин волн, к наименованиям величины добавляются слова «суммарная», или «интегральная», или «полная». Величинам, характеризующим параметры

Таблица 2.1

## Светотехнические величины и единицы

Термин	Обозначение	Определение	Связь с другими величинами	Единица измерения	
				основное обозначение и наименование	выражение через другие единицы
Сила света	$I$	Световой поток, приходящийся на единицу телесного угла	$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$	<i>св</i> (свеча)	$(1 \text{ лм})/(1 \text{ стер})$
Световой поток	$\Phi$	Мощность лучистой энергии или лучистый поток, оцениваемые по световому восприятию человеческим глазом	$\Phi = \frac{dQ}{dt}$	<i>лм</i> (люмен)	$(1 \text{ св}) \cdot (1 \text{ стер})$
Световая энергия (количество света)	$Q$	Энергия, переносимая светом	$Q = \int_{i_1}^{i_2} \Phi dt$	<i>лм·сек</i> (люмен-секунда)	$(1 \text{ лм}) \cdot (1 \text{ сек})$
Освещенность (плотность освещения поверхности)	$E$	Световой поток, падающий на единицу поверхности	$E = \frac{d\Phi}{dS}$	<i>лк</i> (люкс)	$(1 \text{ лм})/(1 \text{ м}^2)$
Светность (плотность свечения поверхности)	$R$	Световой поток, излучаемый или отражаемый единицей светящейся поверхности во всех направлениях	$R = \frac{d\Phi}{dS} = \rho E$	<i>лм/м<sup>2</sup></i>	$(1 \text{ лм})/(1 \text{ м}^2)$
Яркость	$B$	Отношение силы света в заданном направлении к площади проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную этому направлению	$B = \frac{dI_l}{dS \cos i'}$ $B = \frac{d\Phi}{dS \Omega \cos i'}$	<i>нт</i> (нит)	$(1 \text{ св})/(1 \text{ м}^2)$

Термин	Обозначение	Определение	Связь с другими величинами	Единица измерения	
				основное обозначение и наименование	выражение через другие единицы
Освещение	$C$	Произведение силы света на длительность освещения, равное количеству световой энергии, переносимой в пределах единичного телесного угла за время $t$	$C = \int_{t_1}^{t_2} I dt$	св.сек (свеча-секунда)	$(1 \text{ св}) \cdot (1 \text{ сек})$
Количество освещения	$H$	Произведение освещенности на длительности освещения, равное количеству лучистой энергии, упавшей на единицу площади поверхности за время $t$	$H = \int_{t_1}^{t_2} E dt$	лк.сек (люкс-секунда)	$(1 \text{ лк}) \cdot (1 \text{ сек})$
Световая отдача	$\eta_{\text{св.отд}}$	Выход световой энергии на единицу подведенной мощности (например, электрической)	$\eta_{\text{св.отд}} = \frac{Q}{W_{\text{п}}}$	лм сек/вт	

Таблица 2.2

## Энергетические величины и единицы

Термин	Обозначения	Определение	Связь с другими величинами	Единицы измерения
Энергия излучения (лучистая энергия)	$W_{\text{э}}$	Энергия, переносимая излучением	$W_{\text{э}} = \int_{t_1}^{t_2} \Phi_{\text{э}} dt$	дж
Объемная плотность энергии излучения	$\dot{U}_{\text{э}}$	Энергия излучения, приходящаяся на единицу объема	$U_{\text{э}} = \frac{dW}{dv}$	дж/м <sup>3</sup>

Термин	Обозначения	Определение	Связь с другими величинами	Единицы измерения
Поток излучения (мощность потока излучения)	$\Phi_{\text{э}}$	Мощность лучистой энергии или количество энергии, излучаемой, поглощаемой или переносимой в единицу времени	$\Phi_{\text{э}} = \frac{dW_{\text{э}}}{dt}$	<i>вт</i>
Энергетическая сила света (сила излучения)	$I_{\text{э}}$	Излучаемый лучистый поток, приходящийся на единицу телесного угла	$I_{\text{э}} = \frac{d\Phi_{\text{э}}}{d\Omega}$	<i>вт/стерад</i>
Энергетическая освещенность (плотность облучения поверхности)	$E_{\text{э}}$	Лучистый поток, падающий на единицу поверхности	$E_{\text{э}} = \frac{d\Phi_{\text{э}}}{dS}$	<i>вт/м<sup>2</sup></i>
Энергетическая светность (плотность излучения поверхности)	$R_{\text{э}}$	Лучистый поток, излучаемый или отражаемый единицей поверхности во всех направлениях	$R_{\text{э}} = \frac{d\Phi_{\text{э}}}{dS}$	<i>вт/м<sup>2</sup></i>
Энергетическая яркость (лучистость)	$B_{\text{э}}$	Излучение лучистой энергии в определенном направлении с единицы поверхности	$B_{\text{э}} = \frac{dI_{\text{э}i}}{dS \cos i'}$	<i>вт/(стерад · м<sup>2</sup>)</i>
Количество облучения	$H_{\text{э}}$	Произведение энергетической освещенности на длительность облучения, равное количеству лучистой энергии, упавшей на единицу площади поверхности за время $t$	$H_{\text{э}} = \int_{t_1}^{t_2} E_{\text{э}} dt$ $H_{\text{э}} = E_{\text{э}} t$	<i>дж/м<sup>2</sup></i>
Излучательная способность	$e_T$	Отношение суммарной энергетической яркости тела к суммарной энергетической яркости $B_{\text{э,ид}}$ идеального излучателя (черного тела) при той же температуре	$e_T = \frac{B_{\text{э}}}{B_{\text{э,ид}}}$	—

Термин	Обозначения	Определение	Связь с другими величинами	Единица измерения
Поглощательная способность	$a_T$	Отношение суммарной поглощаемой телом лучистой энергии к суммарной лучистой энергии, падающей на тело при той же температуре	$a_T = \frac{W_{э.полгл}}{W_{э.пад}}$	—
Выход излучения (энергетическая отдача)	$\tau_{э}$	Выход лучистой энергии на единицу подводенной мощности $W_{п}$ другого вида энергии	$\tau_{э} = \frac{W_{э}}{W_{п}}$	—
Спектральная интенсивность ... (энергетической фотометрической величины)	Обозначается строчной буквой, отвечающей фотометрической величине, с индексом	Примечание. Например, спектральная интенсивность энергетической освещенности		
			$e_{\lambda} = \frac{dE_{э}}{d\lambda}$	
Облучение	$C_{э}$	Произведение энергетической силы света на длительность облучения, равное количеству лучистой энергии, переносимой в пределах единичного телесного угла за время $t$	$\int_{t_1}^{t_2} C_{э} = I_{э} dt$	вт · сек/стер

В табл. 2.1 и 2.2 принято:

- $i$  — угол отклонения луча от нормали к поверхности, облучаемой потоком;
  - $i'$  — угол отклонения луча от нормали к излучающей или отражающей поверхности;
  - $\rho$  — коэффициент отражения поверхности, равный отношению отраженного потока к падающему потоку излучения;
  - $D$  — расстояние от точечного источника до освещаемой поверхности вдоль направления светового потока в м;
  - $\Omega$  — телесный угол, ограничивающий световой поток.
- Стерadian (*стер*) равен такому телесному углу, который вырезает на поверхности сферы площадь, равноценную квадрату со стороной, равной радиусу сферы.

спектрального или монохроматического излучения с определенным значением  $\lambda$ , дают наименования, добавляя слово «монохроматическая» или «спектральная». Буквенные обозначения в этом случае имеют индекс  $\lambda$ .

Связь энергетических и светотехнических единиц измерения лучистой энергии осуществлена с помощью так называемых коэффициента видности и механического эквивалента света.

Коэффициентом видности  $v_{\lambda \text{ а б с}}$ , или световой отдачей спектрального излучения с длиной волны  $\lambda$ , называется отношение видимого глазом человека потока  $\Phi_{\lambda}$  в люменах к спектральному лучистому потоку  $\Phi_{\lambda \text{ в в}}$  в ваттах:

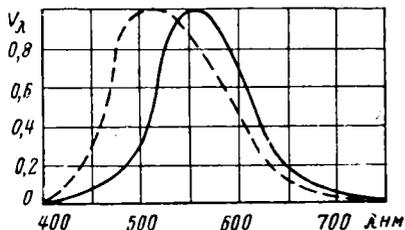


Рис. 2.1. Кривые коэффициента относительной видности человеческого глаза днем (сплошная кривая) и в сумерки (пунктирная)

с длиной волны  $\lambda$  к величине  $v_{\lambda \text{ макс}}$  называется коэффициентом относительной видности  $v_{\lambda}$ , значения которого характеризуются графиком видности, приведенным на рис. 2.1. С помощью этого графика коэффициент видности определяют по формуле

$$v_{\lambda \text{ а б с}} = v_{\text{ макс}} v_{\lambda}, \quad (2.1)$$

где  $v_{\text{ макс}}$  — выражается через механический эквивалент света  $M_{\text{св}}$  уравнением

$$v_{\text{ макс}} = \frac{1}{M_{\text{св}}} = 683 \text{ лм/вт}. \quad (2.2)$$

Механическим эквивалентом света называется минимальная мощность в ваттах, необходимая для создания светового потока в один люмен при длине волны максимальной видности человеческого глаза. Он выражается числом

$$M_{\text{св}} = 0,00146 \text{ вт/лм}.$$

Если лучистый поток  $\Phi_{\lambda}$  по длине волны неравномерен и выражается функцией  $\Phi_{\lambda}(\lambda)$ , то полный световой поток, воспринимаемый в этих условиях глазом, определится интегрированием произведения  $\Phi_{\lambda}(\lambda) \cdot v_{\lambda \text{ а б с}}$  для всех длин волн в пределах  $400 < \lambda < 760 \text{ нм}$ :

$$\Phi = \int_{400}^{760} \Phi_{\lambda}(\lambda) \cdot v_{\lambda \text{ а б с}} d\lambda. \quad (2.3)$$

Из совместного решения выражений (2.1) — (2.3) найдем окончательную формулу

$$\Phi = 683 \int_{400}^{760} \Phi_s(\lambda) \cdot v_\lambda d\lambda.$$

В тех случаях, когда функция  $\Phi_s(\lambda)$  точно не известна, что часто бывает при решении задачи встречи летательных аппаратов, для расчета световой части лучистого потока удобно пользоваться приближенной формулой

$$\Phi = 0,683 \sum_{\lambda=400}^{\lambda=760} \Phi_\lambda \cdot v_\lambda,$$

где  $\Phi_\lambda$  — спектральный лучистый поток в пределах длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$  при условии разделения всего диапазона длин волн видимого света на достаточно малые интервалы  $\Delta\lambda$ .

### § 2.3. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### Закон Кирхгофа

Для определенных длины волны  $\lambda$ , температуры  $T$  и направления излучения отношение излучательной способности тела  $e_{\lambda T}$  к его поглотительной способности  $a_{\lambda T}$  в одной и той же точке есть величина постоянная для всех тел:

$$\left(\frac{e_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}\right)_1 = \left(\frac{e_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}\right)_2 = \dots = \left(\frac{e_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}\right)_n = f(\lambda, T) = \text{const}, \quad (2.4)$$

где 1, 2, ...,  $n$  — порядковые номера тел;

$f(\lambda, T)$  — универсальная функция Кирхгофа.

В числе таких тел безусловно может быть и так называемое абсолютно черное тело, которое полностью поглощает падающее на него излучение. При этом лучистая энергия полностью превращается в тепловую. Следовательно, поглотительная способность черного тела для данных  $\lambda$  и  $T$  равна единице, т. е.

$$(a_{\lambda T})_{\text{ид}} = 1.$$

Если излучательная способность черного тела при данных длине волны  $\lambda$  и температуре  $T$  есть  $(e_{\lambda T})_{\text{ид}}$ , то уравнение закона Кирхгофа запишем в виде

$$\left(\frac{e_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}\right)_1 = \left(\frac{e_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}\right)_2 = \dots = \left(\frac{e_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}\right)_n = f(\lambda, T) = (e_{\lambda T})_{\text{ид}}. \quad (2.5)$$

Следовательно, универсальная функция Кирхгофа  $f(\lambda, T)$  равна постоянной излучательной способности черного тела в данном направлении при той же длине волны  $\lambda$  и температуре  $T$ .

Из уравнения закона Кирхгофа можно сделать следующие выводы:

— излучательная способность тела пропорциональна его поглощательной способности при тех же длине волны и температуре;

— излучательная способность черного тела выше, чем у других тел;

— тела, не поглощающие лучистую энергию при данных условиях ( $T$  и  $\lambda$ ), не способны ее излучать.

Если при данной температуре  $T$  длина волны изменяется в пределах  $0 < \lambda < \infty$ , то формула закона Кирхгофа соответствует суммарным значениям излучательной способности  $e_T$  и поглощательной способности  $a_T$ .

Закон Кирхгофа справедлив для тел, состоящих из вещества в любом агрегатном состоянии — твердом, жидком, газообразном, — но только в том случае, если излучение тела является чисто тепловым. Он непригоден, например, в случае люминесцентного излучения, имеющего световой или химический источник энергии.

### Закон Стефана—Больцмана

Суммарная энергетическая светность (плотность излучения)  $R_{\Sigma T \text{ ид}}$  излучения идеального излучателя с температурой  $T$  в среде, обладающей свойствами черного тела и имеющей температуру  $T_{\text{ср}}$ , пропорциональна разности четвертых степеней температур  $T$  и  $T_{\text{ср}}$ :

$$R_{\Sigma T \text{ ид}} = \sigma (T^4 - T_{\text{ср}}^4) \text{ вт/м}^2, \quad (2.6)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана или постоянная идеального излучения, равная отношению суммарной (по всему спектру) энергетической светности черного тела к его абсолютной температуре в четвертой степени:

$$\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-8} \text{ вт/(м}^2 \cdot \text{°K}^4\text{)}.$$

Суммарной энергетической светностью, или суммарной мощностью излучения единицы площади поверхности, называется полная энергия волн всех длин (полный лучистый поток), излучаемая в одну секунду внутри телесного угла в  $2\pi$  стерadian, т. е. в пределах полусферы. Идеальным излучателем здесь и далее считаем абсолютно черное тело. Черное тело достаточно хорошо для инфракрасной области спектра имитируется на практике, например, цилиндрической электропечью с одинаковой температурой стенок, излучающей лучистую энергию через малое по сравнению с диаметром печи отверстие в центре торца. Черное тело может быть имитировано также согнутой в форме острого клина платиновой пластинкой толщиной в несколько десятков микрон при подогреве ее электрическим током или большой полостью с малым отверстием в стенке и однородным распределением температуры внутри нее. В последнем случае излучение соответствует более низким температурам, близким к температуре окружающей среды. Здесь следует сделать замечание о том, что покрывать внутренние стенки

искусственных черных тел чем-либо черным нет необходимости, так как попадающее извне в малое отверстие излучение претерпевает внутри полости многократные отражения и лишь ее очень малая часть выходит наружу из отверстия. В частном случае, когда температура излучателя велика по сравнению с температурой окружающей среды или поглощающая способность среды мала, вторым членом правой части формулы (2.6) можно пренебречь и получить выражение для энергетической светности

$$R_{э,т \text{ ид}} = \sigma T^4 \text{ вт/м}^2. \quad (2.7)$$

Формула (2.7) применима практически во всех случаях использования инфракрасного излучения в решении задач самонаведения и наведения летательных аппаратов, так как атмосфера, являющаяся средой, не обладает свойствами черного тела и имеет, как правило, сравнительно малую температуру.

Из совместного решения выражений (2.7) и (2.12) для черного тела из следствий закона Ламберта (см. ниже) найдем для суммарной энергетической яркости идеального излучателя формулу

$$B_{э,т \text{ ид}} = \frac{1}{\pi} \sigma T^4 \text{ вт/(м}^2 \cdot \text{стер)}. \quad (2.8)$$

Суммарная энергетическая сила света идеального излучателя с поверхностью  $S$  в направлении под углом  $i'$  к нормали поверхности, равная произведению энергетической яркости на площадь поверхности и на косинус угла излучения, рассчитывается по формуле

$$I_{э,т} = \frac{1}{\pi} \sigma S T^4 \cos i' \text{ вт/стер}. \quad (2.9)$$

### Закон Ламберта

Если источник излучения имеет яркость  $B_{э}$ , одинаковую во всех направлениях, то его поверхность считается диффузно-излучающей. В этом случае справедлив закон Ламберта (закон косинуса), утверждающий, что энергетическая сила света диффузно-излучающей поверхности пропорциональна косинусу угла  $i'$  между направлением излучения и нормалью к поверхности:

$$I_{э,т} = B_{э} S \cos i'. \quad (2.10)$$

Закон косинуса строго справедлив только в случае черного тела, а также для идеально диффузно-рассеивающих (идеально матовых) поверхностей, но на практике он применим в целом ряде случаев с достаточно хорошим приближением (реальные рассеивающие, например, белые матовые поверхности, поверхность Солнца, порошкообразные люминофоры и т. д.).

Суммарный лучистый поток  $\Phi_{э, \text{ид}}$ , излучаемый поверхностью идеального излучателя, получим при  $\cos i' = 1$  и  $\Omega = \pi$  из формулы  $I_{э} = \Phi_{э} / \Omega$  (см. табл. 2.2) и уравнения (2.10) в виде выражения

$$\Phi_{э, \text{ид}} = \pi B_{э} S. \quad (2.11)$$

Суммарную энергетическую светность или плотность излучения поверхности  $R_{э\text{ т ид}}$  идеального излучателя найдем из совместного решения формулы (2.8) и формулы  $R_{э} = \Phi_{э}/S$  (см. табл. 2.2):

$$R_{э\text{ т ид}} = \pi B_{э\text{ т ид}}. \quad (2.12)$$

Так как идеальная рассеивающая поверхность отражает весь падающий на нее лучистый поток независимо от его направления и распределяет отраженный поток по закону косинуса, то ее энергетическая светность и энергетическая освещенность равны, т. е.

$$R_{э} = E_{э}, \quad (2.13)$$

а энергетическая яркость выражается формулой

$$B_{э} = \frac{E_{э}}{\pi}. \quad (2.14)$$

Энергетической плотностью  $E_{э}$  потока облучения поверхности с площадью  $S$  на расстоянии  $D$  от источника излучения называется количество энергии, прошедшее за одну секунду через единичную площадку, перпендикулярную направлению излучения. Энергетическая плотность потока облучения определяется формулой

$$E_{э} = I_{э} \frac{1}{D^2}. \quad (2.15)$$

Формула (2.15) справедлива в том случае, когда площадь  $S$  перпендикулярна направлению излучения и расстояние  $D$  по своему порядку существенно больше размера облучаемой поверхности. При решении задач самонаведения и наведения летательных аппаратов это условие, как правило, удовлетворяется. Когда  $D$  недостаточно велико, необходимо проводить интегрирование внутри телесного угла с применением закона Ламберта. Если излучающая поверхность не перпендикулярна направлению излучения, то подставляемая в формулу (2.11) площадь  $S$  находится как проекция излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную этому направлению.

### Закон смещения Голицына—Вина

Длина волны  $\lambda_{\text{max}}$ , соответствующая максимуму энергии в излучении тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре  $T$ :

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{C_{\lambda}}{T}, \quad (2.16)$$

где постоянная закона смещения

$$C_{\lambda} = (0,289782 \pm 0,000013) 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{°К}$$

есть величина, равная произведению абсолютной температуры черного тела на длину волны, при которой спектральная плотность энергетической светности или яркости этого тела максимальна.

Величина  $\lambda_{\max}$  имеет такую же размерность, в которой выражена длина в размерности постоянной закона смещения  $c\lambda$ , т. е. м. Наиболее употребительна в инфракрасной технике формула Голицына — Вина в виде

$$\lambda_{\max} = 2897 : T \text{ мкм.} \quad (2.17)$$

### Закон излучения Планка

Закон Планка получен на основании квантовых представлений об излучениях и характеризует спектральное распределение мощности излучения черного тела для малого интервала длины волны  $\Delta\lambda$  в зависимости от температуры  $T$  и длины волны  $\lambda$ . Спектральная интенсивность энергетической светности идеального излучателя в пределах полушария в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$  при температуре  $T$  определяется формулой Планка

$$r_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} [e^{C_2/\lambda T} - 1]^{-1} \text{ вт/м}^3. \quad (2.18)$$

Постоянные  $C_1$  и  $C_2$  выражаются формулами

$$C_1 = c^2 h, \quad (2.19)$$

$$C_2 = \frac{ch}{k}, \quad (2.20)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме;

$k$  — постоянная Больцмана;

$h$  — квантовая постоянная, или постоянная Планка.

Первая константа излучения

$$C_1 = (5,9440 \pm 0,0002) 10^{-17} \text{ вт} \cdot \text{м}^2.$$

Вторая константа излучения

$$C_2 = (1,43880 - 0,00007) 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{°К}.$$

Для получения суммарной плотности излучения при данной температуре проинтегрируем правую часть формулы Планка (2.18) по длине волны на всем интервале от 0 до  $\infty$ :

$$R_{\sigma T} = C_1 \int_0^{\infty} \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1} d\lambda. \quad (2.21)$$

В результате интегрирования этого выражения с учетом формул (2.19) и (2.20) получим уравнения

$$R_{\sigma T} = \frac{2\pi^5 k^4 T^4}{15c^2 h^3} = \sigma T^4 \text{ вт/м}^2, \quad (2.22)$$

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}, \quad (2.23)$$

где  $\sigma$  — постоянная закона Стефана—Больцмана.

Следовательно, суммирование спектральных плотностей излучения, найденных по уравнению Планка, дает суммарную плотность излучения такую же, как по закону Стефана—Больцмана, что физически вполне закономерно.

Отметим также, что закон Планка позволяет теоретически по формуле (2.23) рассчитать величину постоянной закона Стефана—Больцмана, которая по своему значению близко совпадает с экспериментальными данными. На основании формулы (2.18) можно

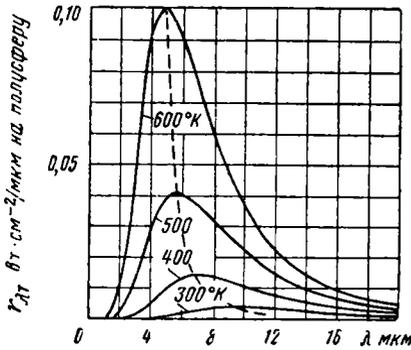


Рис. 2.2. График спектральной плотности энергетической светности излучения черного тела при температурах 300—600° К

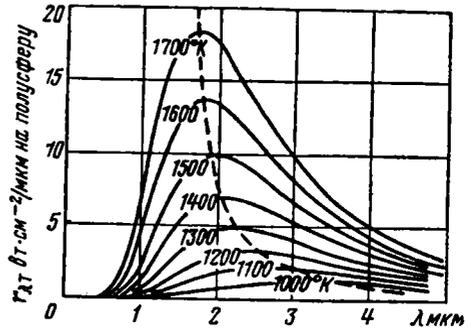


Рис. 2.3. График спектральной плотности энергетической светности излучения черного тела при высоких температурах

построить графики спектральной плотности энергетической светности излучения черного тела при различных температурах. Такие графики в виде изотерм для двух различных диапазонов температур представлены на рис. 2.2 и 2.3.

При рассмотрении графиков видно, что плотность излучения с изменением  $\lambda$ , особенно в диапазоне высоких температур, быстро возрастает. Максимум суммарного излучения при разных температурах соответствует различным длинам волн, смещаясь с ростом температуры в область малых длин. Это явление отражено на графиках пунктирными кривыми, иллюстрирующими закон смещения Голицына—Вина. Полная площадь под кривыми на рис. 2.2 и 2.3 пропорциональна суммарной энергетической мощности и суммарной энергетической плотности излучения, которые с увеличением температуры прогрессивно возрастают. Однако значительная часть мощности излучения, выражаемая этой площадью, падает на область длин волн  $\lambda > 14$  мкм, где излучение практически полностью поглощается атмосферой. Эта часть суммарной мощности излучения составляет при  $T = 600^\circ \text{К}$  около 13%, а при  $T = 300^\circ \text{К}$  около 48%, т. е. почти половину всей излучаемой энергии. Следовательно, определение суммарной энергетической плотности излучения  $R_{\Sigma T}$  в условиях решения задачи встречи в реальной атмосфере

с помощью формулы (2.7) закона Стефана—Больцмана, найденной из рассмотрения площади под изотермой, может привести к существенным ошибкам. Поэтому при использовании интегрального выражения закона Планка для  $R_{\sigma T}$  (2.21) в целях определения суммарной энергетической плотности излучения от источника через реальную атмосферу необходимо проводить интегрирование в пределах от  $\lambda=0$  до  $\lambda_1=14$  мкм, т. е. по формуле

$$R_{\sigma T \text{ атм}} = C_1 \int_{\lambda=0}^{\lambda=14} \lambda^{-5} (e^{C_2/T\lambda} - 1)^{-1} d\lambda. \quad (2.24)$$

Нижний предел интегрирования в данном случае принят  $\lambda=0$  потому, что мощность энергетического излучения при  $\lambda < 0,4$  мкм ничтожно мала, а затем с начала инфракрасного диапазона она резко возрастает. Во всем диапазоне от  $\lambda=0$  до длины волны  $\lambda_{\text{max}}$  максимального излучения она составляет около одной четверти суммарной мощности излучения.

Использовать для практических расчетов плотности излучения номограммы, представленные на рис. 2.2 и 2.3, неудобно, так как, во-первых, их построение требует трудоемких подробных расчетов для каждой кривой и, во-вторых, определение значений, соответствующих точкам между изотермами, методом интерполирования затруднено ввиду неравномерности приращения ординат при изменении  $T$  или  $\lambda$ . Поэтому для этих целей рекомендуется применять номограммы изотерм, построенных в другой системе координат (рис. 2.4). Здесь по оси ординат откладывается величина

$$y = \lambda^{-4} (e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1}, \quad (2.25)$$

а по оси абсцисс — длина волны  $\lambda$ . Масштаб по осям является логарифмическим. Для каждого постоянного значения температуры  $T$  получается изотерма, обладающая геометрическим свойством подобия при перемещении вдоль сплошной прямой, построенной при значении показателя степени  $C_2/\lambda T = 10$ . Это значительно облегчает построение номограммы, так как любая другая изотерма для  $T_2$  может быть построена методом смещения изотермы, рассчитанной для температуры  $T_1$  вдоль этой прямой. Для построения достаточно у второй изотермы рассчитать только абсциссу одной точки на прямой, соответствующую  $\lambda = C_2/10 \cdot T_2$ , а затем сместить первую изотерму вдоль прямой до этой точки. Из этого же свойства следует, что все точки различных изотерм, соответствующие максимуму спектрального излучения, лежат на штрих-пунктирной линии, параллельной прямой  $\lambda = C_2/10 \cdot T$ . Эта прямая позволяет достаточно просто определить графически максимум спектрального излучения для каждой длины волны, а также установить температуру, при которой это обеспечивается интерполированием вдоль прямой максимумов.

Теоретическую формулу для расчета максимального значения спектральной интенсивности энергетической светности излучения

черного тела в зависимости от температуры найдем, подставив в уравнение Планка (2.18) величину длины волны  $\lambda_{\max}$ , соответствующей максимуму излучения, из формулы (2.16) закона Голицына—Вина

$$r_{\lambda T \max} = C_3 T^5, \quad (2.26)$$

где

$$C_3 = C_1 C_2^{-5} (e^{C_2/C\lambda} - 1)^{-1}. \quad (2.27)$$

При принятых выше значениях коэффициентов  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  величина

$$C_3 = 2,08 \cdot 10^{-6} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{°К}^{-5}.$$

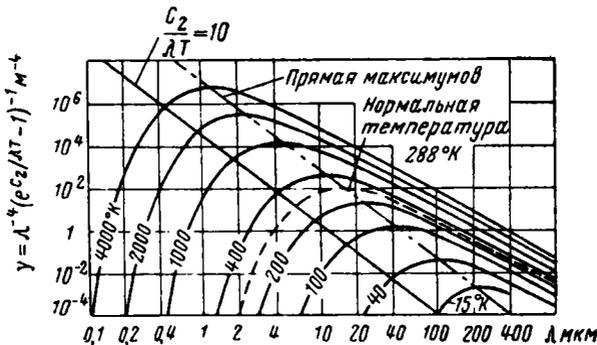


Рис. 2.4. Номограмма изотерм, характеризующих спектральную плотность излучения

Из формулы (2.26) можно сделать вывод о том, что максимальное значение спектральной энергетической светности излучения черного тела пропорционально пятой степени его абсолютной температуры  $T$ . Коэффициент пропорциональности  $C_3$  условимся называть постоянной максимума спектральной энергетической светности. Указанное выше расчетное значение  $C_3$  удовлетворительно совпадает с величиной, найденной экспериментально.

В близкой области инфракрасных излучений при малых величинах  $\lambda T$  по сравнению с  $C_2$  значение  $e^{C_2/\lambda T} \gg 1$ . Тогда в целях упрощения практических расчетов можно вместо формулы Планка (2.18) применять ее упрощенное выражение

$$r_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T}. \quad (2.28)$$

Так, например, уже при  $C_2/\lambda T = 4,6$  величина  $e^{C_2/\lambda T} = 100$ . Следовательно, в этом случае ошибка от упрощения формулы не будет превышать одного процента. При длине волны  $\lambda = 0,76$  мкм применение формулы (2.28) не вносит ошибки более одного процента до температуры  $T = 4100^\circ \text{К}$ , а при  $\lambda = 2,5$  мкм — до температуры  $T = 1250^\circ \text{К}$ .

Для упрощения процесса определения применимости формулы (2.28), с соблюдением однопроцентной точности, на рис. 2.4 пунк-

тирной линией обозначена верхняя граница зоны применимости этой формулы. При значениях  $\lambda T$ , соответствующих точкам номограммы, лежащим выше граничной прямой, следует применять основную формулу Планка (2.18).

Уравнение Рэлея—Джинса имеет вид

$$r_{\lambda T} = ck\lambda^{-4}T, \quad (2.29)$$

где  $c$  — скорость света в  $m \cdot сек^{-1}$ ;

$k$  — постоянная Больцмана;

$$k = 1,38044 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{град}^{-1}.$$

Это уравнение менее сложно, чем уравнение Планка (2.18), но обеспечивает достаточную точность расчетов только в области самых длинных волн инфракрасного диапазона и в области микро-радиоволн, в которой оно практически и применяется.

### Глава III

## ПРОХОЖДЕНИЕ ИНФРАКРАСНОГО И СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И КОСМОСЕ

Работоспособность канала связи приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов в значительной степени зависит от влияния внешней среды, которое выражается в ослаблении лучистой энергии канала связи при прохождении в атмосфере, а также в наличии в пространстве фона, создающего в приборе помехи. Ослабление лучистой энергии в атмосфере порождается тремя различными процессами: молекулярным поглощением, молекулярным рассеянием, рассеянием инородными частицами.

Поглощением лучистой энергии в среде называется ослабление потока излучения вследствие преобразования в другие виды энергии. Рассеянием лучистой энергии в среде называется преобразование распространяющегося в среде потока излучения определенного направления в потоки всевозможных направлений. Поглощение и рассеяние могут быть частичными или полными.

Молекулярным поглощением излучений в атмосфере называется поглощение лучистой энергии молекулами оптически активных атмосферных веществ, а молекулярным рассеянием — рассеяние лучистой энергии отдельными молекулами и различно уплотненными неоднородностями групп молекул атмосферных газов.

Рассеянием излучений инородными частицами атмосферы называется рассеяние лучистой энергии твердыми или жидкими частицами в воздушной среде, из которых состоят дымка, облака, туманы, дождь, снег, град, мгла.

Помехи в работе канала связи приборов наведения и самонаведения летательных аппаратов возникают вследствие попадания в приемное устройство прибора, помимо энергии канала связи, лучистой энергии от посторонних излучателей, которыми могут быть попавшие в поле зрения прибора другие летательные аппараты, ложные искусственные цели, небесные светила, нагретые облака, атмосферные инверсии, наземные предметы и пр.

Основоположником науки об оптических явлениях в атмосфере является М. В. Ломоносов, исследования которого в области излучения полярных сияний, проведенные в XVIII веке, по своему конкретному содержанию и комплексной методике сохранили свое научное значение до настоящего времени. Позднее, в 1840 г., англичанин Д. Гершель опубликовал работу о наличии в инфракрасном спектре излучений полос поглощения атмосферой. В последний период изучением оптики атмосферы занимались крупнейшие деятели науки и в том числе советские ученые С. И. Вавилов, В. В. Шулейкин, В. Г. Фесенков, И. А. Хвостиков, В. В. Шаронов, К. Я. Кондратьев и другие, которые развили научное направление в теории рассеяния и поглощения лучистой энергии в атмосфере на базе физических и математических методов.

Ввиду сложности и многообразия характера среды атмосферы невозможно описать явление ослабления лучистой энергии в атмосфере теоретически настолько подробно, чтобы можно было на базе результатов этой теории решать практические задачи расчета каналов связи приборов самонаведения и наведения. Поэтому в нашей задаче необходимо опираться также на экспериментальные данные, которые, к сожалению, еще не накоплены и не освещены в литературе достаточно полно. Тем не менее современное состояние науки в этой области позволяет изложить кратко основные положения и привести некоторые количественные характеристики процесса ослабления лучистой энергии при прохождении в атмосфере и космическом пространстве.

### **§ 3.1. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ**

Лучистая энергия поглощается молекулой вещества на длинах волн, соответствующих или кратных резонансной частоте ее собственных линейных и вращательных колебаний, и только в том случае, если колебания молекулы сопровождаются колебаниями заряда молекулы или ее дипольного момента. Согласно правилам механики резонансные частоты собственных колебаний какого-либо устройства зависят от распределения масс отдельных его элементов и сил связей между ними. Следовательно, резонансные частоты собственных колебаний молекулы зависят от величины масс атомов, составляющих молекулу, и от сил, связывающих атомы внутри молекулы. Поэтому поглощательные свойства молекул разных веществ по отношению к излучениям различны. Так, например, озон  $O_3$  очень активно поглощает коротковолновые

излучения с длиной волны до 0,3 мкм. Этим, в частности, объясняется то, что атмосфера поглощает практически все коротковолновые ультрафиолетовые солнечные лучи и они не доходят до поверхности земли, поглощаясь особенно интенсивно на высотах 25—40 км, где концентрация озона максимальна.

Зависимость поглощения излучений молекулой от колебаний ее заряда или дипольного момента подтверждается, например, характером поглощения инфракрасного излучения углекислым газом  $\text{CO}_2$ . Если углекислый газ имеет линейную структуру молекулы ( $\text{O—C—O}$ ), то его молекула претерпевает нормальное колебание, при котором атом углерода остается неподвижным, а атомы кислорода движутся в каждый момент симметрично либо к нему, либо от него. Это нормальное колебание не вызывает поглощения инфракрасного излучения. В другом случае при аномальном колебании, если атомы кислорода движутся асимметрично так, что одновременно один из них идет к атому углерода, а другой от него, то атом углерода смещается и молекула поглощает инфракрасное излучение. Это происходит потому, что при несимметричных колебаниях изменяется дипольный момент, а при симметричных — не изменяется. По этой же причине не поглощают инфракрасные излучения молекулы азота  $\text{N}_2$  и кислорода  $\text{O}_2$ , так как колебания их атомов всегда симметричны. Наоборот, значительно поглощают инфракрасное излучение трехатомные молекулы озона  $\text{O}_3$ , в которых колебания атомов асимметричны и сопровождаются изменением дипольного момента. Несимметричные колебания атомов в молекулах могут быть также в некоторых веществах, молекула которых состоит из атомов со значительно отличающимися величинами масс. Примерами таких веществ в атмосфере являются вода  $\text{H}_2\text{O}$ , величины масс атомов которой различаются в 16 раз, и соляная кислота  $\text{HCl}$ , величины масс атомов которой различаются в 35 раз. В этих веществах из-за несимметричности колебаний атомов изменяется дипольный момент и происходит молекулярное поглощение инфракрасного излучения.

Для молекулярного поглощения лучистой энергии в атмосфере, как и в других средах, характерна его селективность, что является следствием наличия максимума поглощения на резонансных частотах, различных у молекул разных веществ. Участки спектра электромагнитных колебаний, соответствующие длинам волн, на которых в данном веществе происходит молекулярное поглощение лучистой энергии, называются полосами поглощения.

В инфракрасной области излучения полосы поглощения или отражения, на которых лучистая энергия ослабляется, соответствуют либо колебательным, либо вращательным движениям внутри молекул, вызванным воздействием проходящей лучистой энергии. Колебательные движения атомов в молекулах вызывают более крупные полосы поглощения. Вращательные движения молекул сопровождаются более слабыми полосами поглощения, накладывающимися на основные полосы, возникающие от колебательных

движений молекул. Чисто вращательное движение молекул соответствует полосам поглощения в длинноволновой части инфракрасного излучения. Ослабление лучистой энергии вследствие ее затрат на колебательные движения молекул более существенно, чем в случае вращательного движения молекул.

Положение полосы поглощения излучения вследствие перехода лучистой энергии во внутримолекулярную энергию вещества среды определяется длиной волны, соответствующей приращению энергии молекулы. Если энергия молекулы до возбуждения лучистой энергией  $E_0$ , а после возбуждения  $E_1$ , то длина волны  $\lambda$  полосы селективного поглощения выражается формулой

$$\lambda = \frac{ch}{E_1 - E_0}, \quad (3.1)$$

где  $h$  — квантовая постоянная;

$c$  — скорость распространения лучистой энергии в вакууме.

Согласно закону Максвелла

$$c = v \sqrt{\epsilon_{\text{ср}} \mu_{\text{ср}}}, \quad (3.2)$$

где  $v$  — скорость распространения лучистой энергии в данной среде;

$\epsilon_{\text{ср}}$  — диэлектрическая постоянная среды;

$\mu_{\text{ср}}$  — магнитная проницаемость среды,

$$\sqrt{\epsilon_{\text{ср}} \mu_{\text{ср}}} = n \quad (3.3)$$

есть показатель преломления среды. Следовательно, длина волны полосы селективного поглощения прежде всего зависит от энергетических уровней, характеризующих данное вещество, и, кроме того, взаимосвязана с его диэлектрическими и магнитными свойствами.

Длины волн полос селективного поглощения определяются экспериментально или рассчитываются по формулам. При предположении, что у любого вещества может быть  $(3m-6)$  или  $(3m-5)$  основных колебаний молекул с частотой  $\nu_i$  и все эти колебания могут быть либо раздельными, либо совпадающими, найдены расчетные формулы и сделан вывод о том, что наряду с основными колебаниями наблюдается еще целый ряд обертонов и комбинационных частот. Наличие дополнительных менее интенсивных полос поглощения лучистой энергии молекулами вещества объясняется тем, что эти молекулы в ряде случаев обладают не только свойствами гармонического осциллятора, но и дополнительно ангармоничностью, выражающейся в содержании значительного числа невырожденных собственных частот.

Количественная сторона молекулярного поглощения инфракрасных или световых излучений в каком-либо веществе зависит от количества молекул, приходящихся на единицу длины пути распространения лучистой энергии, что определяется концентрацией и агрегатным состоянием вещества. Так, например, вода, которая

может находиться в атмосфере как в газообразном, так и в жидком состоянии, поглощает инфракрасные излучения в различных агрегатных состояниях в разной степени.

На рис. 3.1 приведены графики пропускания лучистой энергии слоями воды толщиной 10; 1,0; 0,05; 0,01 и 0,001 мм. Даже при таких тонких слоях жидкой воды поглощение инфракрасной лучистой энергии, особенно при длине волны около 3 и 6 мкм, весьма значительно. Вода в жидком агрегатном состоянии при толщине ее слоя более 10 мм совершенно не пропускает инфракрасные излучения с длиной волны более 2 мкм. Более тонкие слои жидкой воды сильно поглощают инфракрасные излучения. Именно поэтому в ряде случаев в оптических системах в качестве теплофильтров применяют прозрачные кюветы с водой.

Наряду с этим вода в газообразном состоянии в виде пара даже при значительно большем количестве ее молекул на пути излучения пропускает инфракрасную лучистую энергию значительно лучше, чем жидкая вода. Для сравнения количества воды в жидком и газообразном состоянии введено понятие эквивалентного слоя воды, толщина которого считается равной высоте  $h_{\text{эк}}$  столба воды, образующегося при полной конденсации пара в столбе атмосферы с таким же поперечным сечением.

Водяной пар, эквивалентный слою воды даже толщиной в несколько сантиметров, в инфракрасной области более прозрачен, чем слой жидкой воды толщиной в несколько миллиметров. При этом нужно иметь в виду, что эквивалентный слой воды толщиной в 5—8 см соответствует в атмосфере количеству водяных паров, содержащихся при относительной влажности 100% и температуре 300° К в пространстве, характеризуемом столбом длиной 2—3 км.

### § 3.2. РАСЧЕТ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ

Пусть пучок лучей монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda$  проходит вдоль канала связи прибора наведения или самонаведения в атмосфере. Так как длина канала связи велика по сравнению с его поперечным размером, то можно пучок лучей в нашей задаче считать параллельным. Излучаясь или отражаясь от цели в точке  $C$  (рис. 3.2), лучистый поток с длиной волны  $\lambda$ , выходящий с единицы площади в интервале длин волн от  $\lambda$  до

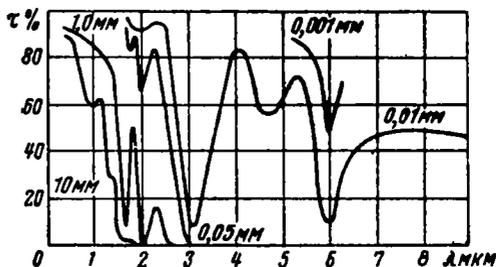
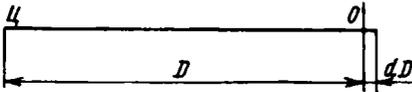


Рис. 3.1. Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  лучистой энергии слоями воды различной толщины от длины волны  $\lambda$

$(\lambda + d\lambda)$ , имеет спектральную энергетическую светность  $R_{\lambda}$ , а пройдя расстояние  $D$  от цели, создает в точке  $O$  прибора самонаведения или наведения на поверхности, перпендикулярной направлению пучка, спектральную энергетическую освещенность  $E_{\lambda}(D)$ , представляющую собой функцию от дальности.

Молекулярное поглощение излучения в бесконечно тонком слое  $dD$ , перпендикулярном направлению лучистого потока, если нет других потерь энергии, пропорционально освещенности  $E_{\lambda}(D)$ , создаваемой излучением в плоскости  $O$ , и толщине рассматриваемого слоя. Следовательно, падение освещенности  $dE_{\lambda}$  вследствие молекулярного поглощения в слое  $dD$  выражается зависимостью



$$dE_{\lambda} = -\alpha_{\lambda} \times$$

$$\times E_{\lambda}(D) dD, \quad (3.4)$$

Рис. 3.2. К расчету молекулярного поглощения лучистой энергии в атмосфере

где  $\alpha_{\lambda}$  — коэффициент пропорциональности, на-

зываемый спектральным коэффициентом поглощения для данной длины волны  $\lambda$ . Знак минус в формуле (3.4) означает, что освещенность на участке слоя падает.

Интегрирование выражения (3.4) на всем интервале дальности  $D$  дает для энергетической освещенности в плоскости  $O$  формулу

$$E_{\lambda}(D) = R_{\lambda} \cdot e^{-\alpha_{\lambda} D}, \quad (3.5)$$

выражающую экспоненциальный закон поглощения (Бугера — Ламберта), справедливый при предположении, что распределение лучистой энергии вдоль канала связи является равномерным, а поток — монохроматическим ( $R_{\lambda}$  — спектральная энергетическая светность цели в точке  $\mathcal{C}$ ).

В действительности эти условия не соблюдаются, так как, во-первых, атмосфера, в которой распространяется лучистая энергия, не является идеально однородной средой, а во-вторых, индикаторы излучения приборов самонаведения или наведения наиболее часто воспринимают не монохроматическое, а суммарное излучение. По отношению к суммарному инфракрасному излучению коэффициент поглощения может считаться приблизительно постоянным по всему используемому интервалу спектра только в том случае, когда средой канала связи является достаточно плотный туман, содержащий жидкие частицы большого по сравнению с длиной волны излучения размера. Во всех других случаях прохождения инфракрасного излучения экспоненциальный закон Бугера — Ламберта (3.5) дает погрешность, заключающуюся в том, что при расчете по этой формуле прозрачность падает с увеличением дальности  $D$  распространения лучистой энергии быстрее, чем это имеет

место в действительности. Эта погрешность при дальности  $D=25$  км достигает 2,2%, а при  $D=100$  км — 10%.

Для более точных расчетов молекулярного поглощения необходимо полагать коэффициент поглощения зависящим как от длины волны, так и от дальности распространения лучистой энергии в виде функции  $\alpha_{\text{пл}}(D)$ . Тогда спектральная энергетическая освещенность на расстоянии  $D$  от цели  $\mathcal{C}$  (рис. 3.2) выражается формулой

$$E_{\text{эл}}(D) = R_{\text{эл}} \cdot \exp \left[ - \int_0^D \alpha_{\text{пл}}(D) dD \right]. \quad (3.6)$$

Если излучаемая целью инфракрасная энергия содержит, как это имеет место в действительности, широкую полосу спектра длин волн от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$  и распределение энергетической светности лучистой энергии в пучке у цели  $\mathcal{C}$  характеризуется функцией вида  $R_{\text{э}}(\lambda) d\lambda$ , то распределение энергии в пучке на плоскости  $O$  прибора самонаведения определяется зависимостью

$$E_{\text{э}}(\lambda, D) d\lambda = R_{\text{э}}(\lambda) \cdot e^{-\alpha_{\text{пл}} D} d\lambda. \quad (3.7)$$

Суммарную энергетическую освещенность  $E_{\text{э}}(D)$  на плоскости  $O$  для всего потока излучения в интервале длин волн от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$  находим интегрированием формулы (3.7):

$$E_{\text{э}}(D) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{\text{э}}(\lambda) \cdot e^{-\alpha_{\text{пл}} D} d\lambda.$$

Тогда точное значение коэффициента суммарного пропускания атмосферы  $\tau_{\text{п}}$  на дальность  $D$  при молекулярном поглощении суммарной мощности излучения выразится аналитической формулой

$$\tau_{\text{п}} = \frac{E_{\text{э}}(D)}{R_{\text{э}}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{\text{э}}(\lambda) e^{-\alpha_{\text{пл}} D} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{\text{э}}(\lambda) d\lambda}, \quad (3.8)$$

где

$$R_{\text{э}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{\text{э}}(\lambda) d\lambda \quad (3.9)$$

есть суммарная энергетическая светность лучистого потока у цели  $\mathcal{C}$ .

Для внесения ясности в терминологию необходимо пояснить отличие коэффициента пропускания от коэффициента прозрачности. Коэффициентом пропускания  $\tau$  тела или ограниченного по протяженности количества вещества называется отношение потока излучения, пропущенного в заданном направлении данным телом (веществом), к потоку излучения, упавшему на него. Коэффициентом

том прозрачности  $\theta$  вещества называется отношение потока излучения, прошедшего в веществе без изменения направления путь, равный единице, к потоку излучения, вошедшему в это вещество в виде параллельного пучка. При этом имеется в виду изменение потока излучения, происходящее только внутри самого вещества, без влияния внешних поверхностей, ограничивающих данное вещество.

Аналитическая формула (3.8) для вычисления коэффициента пропускания атмосферы при молекулярном поглощении суммарной мощности излучения полезна для понимания физической природы коэффициента пропускания и может быть применена для выполнения расчетов в случае необходимости получения точных результатов. Однако для практических инженерных расчетов формула (3.8) неудобна из-за громоздкости расчетов. Поэтому в литературе приводится большое количество экспериментальных формул для расчета поглощения инфракрасного излучения. Подробный анализ значительного количества этих формул содержится в монографиях К. Я. Кондратьева, а также Р. Смита, Ф. Джонсона, Р. Чесмера.

Т. Элдер и Д. Стронг предложили для расчета молекулярного поглощения атмосферой суммарного потока инфракрасной лучистой энергии экспериментальную формулу, обеспечивающую удовлетворительную точность расчета, если весь практически применяющийся в приборах самонаведения и наведения диапазон длин волн от 0,8 до 14 *мкм* разбить на восемь интервалов и подобрать постоянные коэффициенты формулы на основе опытных данных по участкам. Эта формула определяет коэффициент  $\theta_{pi}$  прозрачности атмосферы для  $i$ -го интервала при молекулярном поглощении на базе экспериментальных результатов с использованием величины количества водяного пара на пути лучистой энергии в виде эквивалентного слоя воды  $h_{эк}$  в *мм*. Формула Т. Элдера и Д. Стронга имеет вид

$$\theta_{pi} = \theta_i - k_i \lg h_{эк}, \quad (3.10)$$

где  $\theta_i$  и  $k_i$  — безразмерные коэффициенты, постоянные для полосы пропускания (окна) в интервале длин волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_{i+1}$  (см. табл. 3.1).

Величины коэффициентов  $k_i$  и  $\theta_i$  установлены авторами формулы (3.10) на основе большого количества экспериментов при различных значениях высоты эквивалентного слоя воды вплоть до 200 *мм*. Однако для условий, когда из-за высокой влажности атмосферы и большой дальности действия канала связи эквивалентное содержание воды выше указанного значения, достоверность формулы (3.10) не проверена.

Уравнение (3.10) обеспечивает удовлетворительную точность при условии, если в атмосфере отсутствует рассеяние инфракрасного излучения инородными твердыми и жидкими частицами. Такие условия, по мнению авторов формулы, выполняются на вы-

сотах более 2—3 км. Это близко соответствует истине, так как количество пылинок, являющихся твердыми инородными частицами, а также представляющих собой ядра конденсации влаги в атмосфере в виде дождя, снега, града и капель дымки и тумана, даже в сухую погоду на высотах 2—3 км не превышает 750—350 шт. в 1 см<sup>3</sup>, в то время как около поверхности земли оно достигает 1,3 · 10<sup>5</sup> шт. в 1 см<sup>3</sup>. На высотах свыше 4 км количество пылинок в 1 см<sup>3</sup> атмосферы равно всего нескольким десяткам. После дождя количество пылинок уменьшается в 3—4 раза (рис. 3.3) и равно у поверхности земли примерно 3 · 10<sup>4</sup> единиц в 1 см<sup>3</sup>. Кроме того, следует иметь в виду, что слой запыленного воздуха над крупными индустриальными центрами, по опытным данным, распространяется обычно только до высот 500—700 м, а количество пылинок в атмосфере над подстилающей морской поверхностью вообще значительно меньше и при всех условиях не превышает количества, определяемого кривой «после дождя» на графике рис. 3.3.

Таблица 3.1

№ полосы на рис. 3.4	Интервал длин волн мм	$k_i$	$\theta_i$
1	0,72—0,92	15,1	106,3
2	0,92—1,1	16,5	106,3
3	1,1—1,4	17,1	96,3
4	1,4—1,9	13,1	81,0
5	1,9—2,7	13,1	72,5
6	2,7—4,3	12,5	72,3
7	4,3—5,9	21,2	51,2
8	6,0—15	—	—

Для определения эквивалентного слоя  $h_{\text{ЭК}}$  воды, содержащейся в парах тропосферы на высотах свыше 3 км, Т. Элдер и Д. Стронг рекомендуют формулу

$$h_{\text{ЭК}} = \sigma_0 \cdot D \cdot 10^{-(3+0,2H)}, \quad (3.11)$$

где  $\sigma_0$  — абсолютная влажность на поверхности земли в г · см<sup>-3</sup>;

$H$  — средняя высота зоны работы канала связи в км;

$D$  — дальность действия канала связи в м (рекомендуется при расчетах принимать максимальную дальность по тактико-техническим требованиям);

$h_{\text{ЭК}}$  — высота эквивалентного слоя воды, осажденной на одном километре действия канала связи, в мм.

Для упрощения пользования формулой (3.10) можно построить номограмму (рис. 3.4), позволяющую непосредственно определять коэффициент  $\theta_{pi}$  прозрачности атмосферы при молекулярном поглощении в зависимости от величины эквивалентного слоя воды  $h_{эк}$ , рассчитанного по формуле (3.11). Для диапазона 6,0—15 мкм использованы данные Р. Лангера.

По справедливому выводу К. Я. Кондратьева, экспоненциальный закон поглощения обладает несомненными преимуществами перед законом поглощения квадратичного корня, получившим значительное распространение в США.

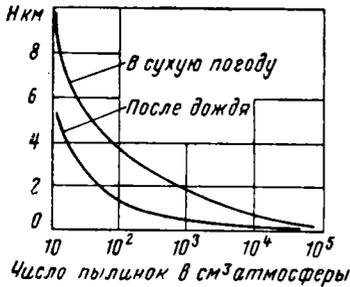


Рис. 3.3. График содержания пыли в атмосфере

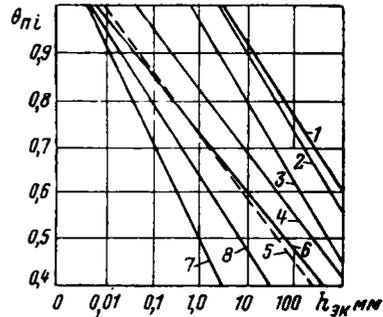


Рис. 3.4. Номограмма коэффициента прозрачности при молекулярном поглощении (обозначения позиций см. в табл. 3.1)

Следовательно, расчет абсолютной величины пропускания лучистой энергии атмосферой при учете молекулярного поглощения целесообразно проводить в соответствии с уравнением (3.5) по экспоненциальному закону

$$\Phi'_{э,pi}(D) = \Phi_{э,i} e^{-\alpha_{pi} D} = \Phi_{э,i} \theta_{pi}^D, \quad (3.12)$$

- где  $D$  — дальность канала связи от цели до прибора в км;  
 $\Phi_{э,i}$  — элементарный лучистый поток в  $i$ -м интервале пропускания, излучаемый или отражаемый целью вдоль канала связи прибора самонаведения или наведения, в вт;  
 $\Phi'_{э,pi}(D)$  — элементарный лучистый поток в  $i$ -м интервале пропускания, попадающий при молекулярном поглощении на плоскость, перпендикулярную направлению канала связи в приборе самонаведения или наведения, на дальности  $D$  от цели в вт;  
 $\theta_{pi}$  — коэффициент прозрачности атмосферы на длине одного км при молекулярном поглощении для  $i$ -го интервала спектра инфракрасного излучения.

Величина  $\theta_{\pi i} = e^{-\alpha_{\pi i}}$ ,

где  $\alpha_{\pi i}$  — коэффициент молекулярного поглощения атмосферы на длине 1 км в  $i$ -м интервале пропускания инфракрасной лучистой энергии в  $\text{км}^{-1}$ .

Величина

$$\tau_{\pi i} = \theta_{\pi i}^D = e^{-\alpha_{\pi i} D} \quad (3.13)$$

называется коэффициентом пропускания атмосферы при молекулярном поглощении вдоль канала связи на дальность  $D$  км. Тогда формула (3.12) для расчета элементарного потока лучистой энергии, прошедшей вдоль канала связи прибора наведения или самонаведения на дальность  $D$  км при наличии молекулярного поглощения в  $i$ -м интервале длин волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_{i+1}$ , переписывается в следующем виде:

$$\Phi_{\text{э.п.т.}}(D) = \Phi_{\text{э.п.т.}} \tau_{\pi i}. \quad (3.14)$$

Величина коэффициента прозрачности  $\theta_{\pi i}$ , необходимая для подстановки в формулу (3.14), может быть рассчитана по формуле (3.10) с использованием табл. 3.1 или номограммы на рис. 3.4 и формулы (3.11).

### § 3.3. МОЛЕКУЛЯРНОЕ РАССЕЯНИЕ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ

Молекулярное рассеяние лучистой энергии происходит вследствие потерь ее на диффузное рассеяние и отражение при прохождении границ между отдельными молекулами или различно уплотненными группами молекул атмосферных газов с разными показателями преломления. Эти неоднородности в газовой среде атмосферы весьма нестабильны и возникают, изменяются и исчезают непрерывно и с большой скоростью, так как их природа имеет своей основой молекулярное тепловое движение, которое зависит от местных температурных условий и содержания веществ в каждой конкретной микроне атмосферы. Все эти параметры в атмосфере весьма неоднородны и нестабильны в разное время года и суток и сильно зависят от местных метеорологических условий.

Если рассматривать атмосферу как идеально чистую и сухую газовую среду, не содержащую взвешенных частиц, то можно считать молекулярное рассеяние лучистой энергии подчиняющимся закону Рэлея. Этот закон распространяется на среду, в которой размер частиц мал по сравнению с длиной волны излучения. Следовательно, при прохождении инфракрасного излучения с длинами волны более 0,8 мкм закон Рэлея заведомо справедлив для диффузного рассеяния отдельными молекулами атмосферных газов, так как размер частичек в данном случае не превышает величин порядка  $(1,9 \div 4,0) \cdot 10^{-4}$  мкм. В отношении рассеяния на границах уплотненных групп молекул закон Рэлея справедлив тогда, когда размеры этих групп малы по сравнению с длиной волны излучения. Так как уплотнения в атмосфере в виде капель воды, составляю-

щих дыму, туман и облака, имеют в подавляющем большинстве размеры свыше 0,1 мк, то, очевидно, действие закона Рэлея может быть распространено без существенной погрешности только на газообразные уплотнения молекул с размерами, не превышающими сотой доли микрона.

Требование малости размеров частиц по сравнению с длиной волны лучистой энергии вытекает из того, что теория Рэлея и флуктуационная теория рассеяния построены в предположении постоянства в данный момент электрического поля волны излучения на всем протяжении частицы. Это предположение соблюдается в том случае, если элементарный объем частицы в виде группы молекул имеет радиус  $r$ , удовлетворяющий условию  $2\pi r \ll \lambda$ , а среда внутри объема соответствует условию

$$\frac{2\pi r n}{\lambda} \ll 1,$$

где  $n$  — показатель преломления среды.

Следовательно, к молекулярному рассеянию может быть отнесено диффузное рассеяние только в тех группах молекул атмосферного газа, которые удовлетворяют двум упомянутым выше условиям и возникают вследствие непрерывных флуктуаций плотности анизотропии из-за изменения в процессе теплового движения молекул их количества в этих элементарных объемах. Особенно значительные флуктуации плотности и анизотропии имеют место вблизи критического состояния вещества, т. е. около критической температуры.

Флуктуации плотности и анизотропии в элементарных объемах атмосферного газа приводят к флуктуации оптической неоднородности и показателя преломления вещества, что вызывает диффузное молекулярное рассеяние. Это объяснение молекулярного рассеяния называется флуктуационной теорией рассеяния, которая приводит к тому же результату, что и метод Рэлея.

Таким образом, суммарный поток лучистой энергии  $\Phi'_{\text{э.р.м}}$  молекулярного рассеяния на единице длины пути выражается формулой Рэлея

$$\Phi'_{\text{э.р.м}} = \frac{16\pi^3 V}{3\lambda^4 N_0} (n - 1)^2 \Phi_{\text{э}}, \quad (3.15)$$

где  $V$  — объем газа в  $m^3$ ;

$N_0$  — число молекул в единице объема газа;

$n$  — показатель преломления газа;

$\Phi_{\text{э}}$  — суммарный поток лучистой энергии цели до прохождения через среду в  $вт$ .

При этом прохождение лучистой энергии при молекулярном рассеянии вдоль канала связи на расстоянии  $D$  выражается экспоненциальным законом

$$\Phi_{\text{э.р.м}}(D) = \Phi_{\text{э}} e^{-\alpha_{\text{р.м}} D}, \quad (3.16)$$

где

$$\alpha_{p.m} = \frac{16\pi^3}{3\lambda^4 N_0} (n - 1)^2, \quad (3.17)$$

$\Phi_{\text{э.р.м}}(D)$  — суммарный поток лучистой энергии, прошедший через среду на дальность  $D$  км при молекулярном рассеянии.

Так как  $\alpha_{p.m}$  — коэффициент молекулярного рассеяния излучения в атмосфере при прохождении пути в 1 км, то коэффициент прозрачности атмосферы  $\theta_{p.m}$  при молекулярном рассеянии на пути в 1 км подобно уравнению (3.13) выразится формулой

$$\theta_{p.m} = e^{-\alpha_{p.m}}. \quad (3.18)$$

Тогда суммарный лучистый поток  $\Phi_{\text{э.р.м}}(D)$ , прошедший вдоль канала связи в атмосфере на дистанцию  $D$  км при молекулярном рассеянии, определится расчетной формулой

$$\Phi_{\text{э.р.м}}(D) = \Phi_{\text{э}} \theta_{p.m}^D. \quad (3.19)$$

Т. Элдер и Д. Стронг предложили для расчета коэффициента прозрачности атмосферы при молекулярном рассеянии инфракрасного излучения формулу

$$\theta_{p.m} = 0,998^{k_{\text{эк}}}, \quad (3.20)$$

результаты расчетов по которой вполне удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными.

Итоговая формула для расчета суммарного лучистого потока, пропускаемого атмосферой при молекулярном рассеянии на длине  $D$  канала связи, запишется на основании выражений (3.19) и (3.20) в следующем виде:

$$\Phi_{\text{э.р.м}}(D) = \Phi_{\text{э}} \cdot 0,998^{k_{\text{эк}} D}. \quad (3.21)$$

Величина

$$\tau_{p.m} = \theta_{p.m}^D = 0,998^{k_{\text{эк}} D} \quad (3.22)$$

является коэффициентом пропускания атмосферы при молекулярном рассеянии вдоль канала связи на дальность  $D$  км. Тогда формула для расчета суммарного потока излучения, прошедшего через атмосферу вдоль канала связи на дальность  $D$  км при молекулярном рассеянии, примет вид

$$\Phi_{\text{э.р.м}}(D) = \Phi_{\text{э}} \tau_{p.m}. \quad (3.23)$$

#### § 3.4. РАСЧЕТ ОБЩЕГО ОСЛАБЛЕНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В ЧИСТОЙ АТМОСФЕРЕ

Анализ природы ослабления лучистой энергии в атмосфере и изложение методов расчета различных по своей природе видов ослабления позволяют перейти к рассмотрению общего ослабления инфракрасной и световой энергии при прохождении вдоль канала

связи приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов в чистой атмосфере, незамутненной инородными частицами. Ослабление лучистой энергии в чистой атмосфере является в общем случае результатом влияния на проходящую энергию канала связи молекулярного поглощения и молекулярного рассеяния.

В атмосфере всегда происходит молекулярное рассеяние лучистой энергии. Величина суммарного потока излучения  $\Phi_{э.р.м}(D)$ , прошедшего сквозь чистую (незамутненную) атмосферу вдоль канала связи на дальность  $D$  км при молекулярном рассеянии, определяется по формуле (3. 23).

Молекулярное поглощение имеет избирательный (селективный) характер, будучи различным по отношению к лучистой энергии разных длин волн. При некоторых значениях длины волны излучения молекулярное поглощение в атмосфере велико и ослабляет лучистую энергию на 100%. На некоторых участках спектра длин волн молекулярное поглощение лучистой энергии мало и не превышает 10÷20%. Поэтому расчет молекулярного поглощения в атмосфере необходимо вести по элементарным интервалам спектра длин волн с последующим суммированием по всему заданному диапазону длин волн. Хорошие результаты дает расчет величины молекулярного поглощения в интервале длин волн по формуле (3. 14).

Для расчета элементарного потока  $\Phi_{эi}(D)$  лучистой энергии в  $i$ -м интервале длин волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_{i+1}$ , прошедшего вдоль канала связи на дальность  $D$  км сквозь чистую незамутненную инородными частицами атмосферу и претерпевшего ослабление под действием молекулярного рассеяния и молекулярного поглощения, необходимо определить общий для  $i$ -го интервала коэффициент пропускания  $\tau_{чi}$  чистой атмосферы. Очевидно, что величина этого коэффициента выражается формулой

$$\tau_{чi} = \tau_{пi} \tau_{р.м}, \quad (3. 24)$$

где  $\tau_{пi}$  и  $\tau_{р.м}$  — соответственно коэффициенты пропускания атмосферы при молекулярном поглощении и молекулярном рассеянии вдоль канала связи на дальность  $D$  км в  $i$ -м интервале длин волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_{i+1}$  ( $\tau_{р.м}$  одинаков для всех интервалов длин волн). Тогда искомый элементарный поток лучистой энергии, прошедший в чистой атмосфере, определяется следующей формулой:

$$\Phi_{эi}(D) = \Phi_{эi} \cdot \tau_{чi} = \Phi_{эi} \cdot \tau_{пi} \cdot \tau_{р.м}. \quad (3. 25)$$

Общий лучистый поток  $\Phi_{э.ч}(D)$ , пропускаемый чистой атмосферой в  $m$  элементарных интервалах длин волн, найдем суммированием соответствующих элементарных потоков  $\Phi_{эi}(D)$  по формуле

$$\Phi_{э.ч}(D) = \sum_{i=1}^{i=m} \Phi_{эi} \cdot \tau_{пi} \tau_{р.м}, \quad (3. 26)$$

где величины  $\tau_{пi}$  и  $\tau_{р.м}$  определяются уравнениями (3. 13) и (3. 22).

### § 3.5. ГРАФИКИ ПРОПУСКАНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ АТМОСФЕРОЙ

В ряде случаев оказывается удобным использовать для определения молекулярного поглощения лучистой энергии в атмосфере графики полос молекулярного поглощения. Каждый такой график может отражать молекулярное поглощение только для одних каких-то определенных атмосферных условий. Поэтому для расширения возможности использования графиков необходимо иметь

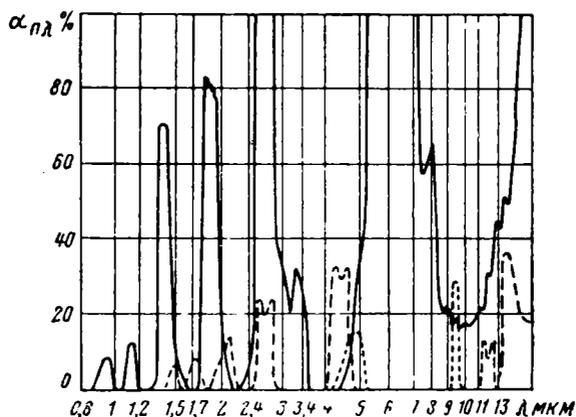


Рис. 3.5. График поглощения излучения в атмосфере водяными парами, углекислым газом и озоном:

— — — — — водяные пары;  
 - - - - - углекислый газ;  
 . . . . . озон

в распоряжении достаточно большое их количество, охватывающее различные хотя бы наиболее вероятные состояния атмосферы. В этих целях мы приводим ряд имеющихся в литературе графиков.

Чтобы представить характер действия наиболее сильных атмосферных поглотителей инфракрасного и светового излучения паров воды, углекислого газа и озона, приведем широко распространенные графики молекулярного поглощения этих веществ (рис. 3.5).

Атмосферное молекулярное поглощение излучения определяется главным образом молекулярным поглощением инфракрасной и световой лучистой энергии водяными парами, которые содержатся в атмосфере в количестве от 0 до 4% по объему. Это поглощение достигает 60—80% при длине волн 1,3—1,45; 1,8—1,95; 7,3—8,2 и 14—15 мкм и практически равно 100% в интервалах 2,6—2,85; 5,3—7,5 мкм и при  $\lambda > 15$  мкм вплоть до длинноволновой границы инфракрасного излучения. В близкой инфракрасной области максимумы молекулярного поглощения излучения водяным паром имеют место при длинах волн 0,94 и 1,13 мкм, но они не превышают соответственно 8 и 12%.

Максимальное поглощение инфракрасного излучения углекислым газом средней концентрации имеет место в интервалах длин волн 2,5—2,8 мкм (20—24%); 4,1—4,6 мкм (31—33%); 11—13 мкм (10—13%) и 13—15 мкм (35—20%). Молекулярное поглощение лучистой энергии углекислым газом при длинах волн 1,5; 1,7; 2,15 мкм не превышает 7—13% и по сравнению с молекулярным поглощением водяным паром может считаться малым, так как содержание углекислого газа в незагрязненном индустриальными выделениями воздухе тропосферы характеризуется средней величиной 0,03% по объему, а над индустриальными центрами — не более 0,05%.

Озон имеет полосы поглощения инфракрасного излучения в интервалах длин волн 4,3—5,1 мкм с максимумом 15% при  $\lambda=4,7$  мкм и 9,2—9,8 мкм с максимумом 25—30% при  $\lambda=9,5$  мкм. Величины поглощения относятся к среднему содержанию озона в атмосфере, определяющемуся величиной  $4 \cdot 10^{-5}\%$  по объему. Несколько большее количество озона содержится в нижней половине стратосферы. В верхних слоях стратосферы наблюдаются только следы озона. В тропосфере озон содержится в количестве  $10^{-6}$ — $10^{-5}\%$  по объему, за исключением кратковременных послегрозовых периодов, когда наблюдается местное увеличение количества озона. Поэтому можно с достаточно высокой точностью пренебречь молекулярным поглощением озона в тропосфере по сравнению с поглощающим действием водяного пара.

В отдельных случаях, когда канал связи системы самонаведения предназначен для работы в зоне наивысшей концентрации озона на высотах 35—55 км, где количество водяного пара пренебрежимо мало, целесообразно брать рабочий диапазон длин волн канала связи вне указанных выше полос поглощения озона или применять приемники, воспринимающие лучистый поток достаточного широкого интервала спектра инфракрасного излучения.

А. С. Локком составлены графики прозрачности атмосферы в диапазоне видимого и инфракрасного излучения при различном содержании водяного пара, в основном определяющего характер полос молекулярного поглощения лучистой энергии (рис. 3.6).

Кривые *a* и *б* отражают прозрачность атмосферы на дальности  $D=1,83$  км при количестве водяного пара, характеризуемом эквивалентным слоем воды  $h_{\text{эк}}=17$  мм, и при дымке, пропускающей 60% красных лучей с длиной волны 0,61 мкм. Участок *б* относится к видимому и ультрафиолетовому излучению, а участок *a* — к инфракрасному излучению. Дымка, учтенная при построении кривой *a*, характеризуется коэффициентом прозрачности  $\theta_{\text{д}}=0,59$  для видимого света с длиной волны 0,55 мкм, что соответствует метеорологической дальности видимости большого черного предмета, равной примерно 15 км. Согласно табл. 3.4 такая дымка может быть отнесена к категории слабых.

Кривая *в*, состоящая из двух ветвей, показывает, прозрачность атмосферы при молекулярном поглощении в условиях, характери-

зуемых эквивалентным слоем воды  $h_{\text{эк}}=0,08$  мм, но без дымки. Кривая  $\epsilon$  характеризует изменение прозрачности атмосферы в полосе поглощения с длиной волны  $\lambda=5\div 8$  мкм, если содержание водяного пара изменено до величины, эквивалентной слою воды  $h_{\text{эк}}=0,82$  мм.

Из сравнения кривых  $\epsilon$  и  $\delta$  следует, что увеличение содержания водяного пара в 10 раз приводит к снижению прозрачности атмосферы в 2—20 раз, причем максимальное изменение прозрачности

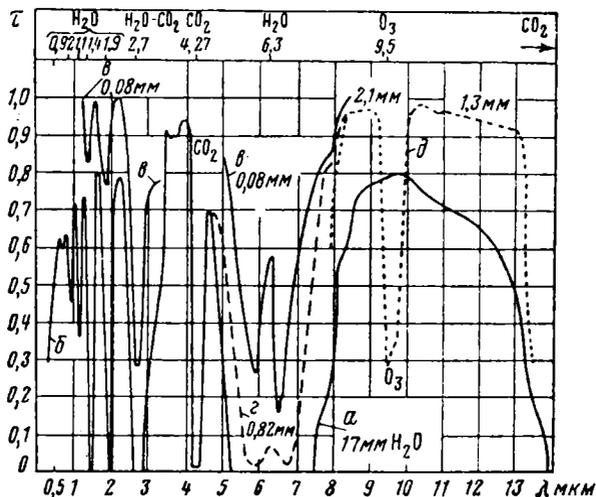


Рис. 3.6. График пропускания атмосферы

относится к центральной зоне полос пропускания. Это явление очевидно подтверждает решающее значение в данных условиях молекулярного поглощения, носящего селективный характер и порождающего полосы поглощения лучистой энергии, по сравнению с другими видами ослабления инфракрасного излучения в атмосфере: молекулярным рассеянием и рассеянием на инородных частицах.

Кривая  $\delta$  характеризует прозрачность атмосферы с содержанием водяных паров, эквивалентным слою воды  $h_{\text{эк}}=1,8\div 2,1$  мм, по отношению к излучению Солнца. Эта кривая четко показывает основную полосу поглощения инфракрасного излучения озоном с максимумом при  $\lambda=9,5$  мкм, как и в случае кривой поглощения озона (см. рис. 3.5).

Анализ графиков рис. 3.6 позволяет сделать вывод о том, что наилучшее пропускание лучистой энергии атмосферной имеет место в диапазоне длин волн: 0,6—0,8; 1,0—1,1; 1,2—1,3; 1,55—1,75; 2,0—2,5; 3,3—4,2; 4,5—4,7 мкм и в широком интервале спектра от 8 до 12,5 мкм. В этих диапазонах коэффициент пропускания для условий кривой  $\alpha$  характеризуется в относительных единицах ве-

личинами порядка 0,6—0,9. Наибольшее поглощение лучистой энергии при наличии водяных паров, углекислого газа и озона имеет место в максимумах молекулярного поглощения на длинах волн: 0,92—1,1; 1,4; 1,9; 2,7; 4,27; 6,3; 9,5 мкм, а также при  $\lambda > 13$  мкм. Эти значения длин волн приведены в верхней части графиков на рис. 3.6 с указанием над ними основного для данной длины волны поглощающего вещества.

На рис. 3.7 представлены осредненные графики пропускания атмосферы в различных направлениях от горизонта до вертикали, построенные на базе опытов на дальностях 0,3; 5,5 и 16,25 км в ясные мартовские дни 1956 г. при температуре 16—19° С. Сравнивая графики пропускания атмосферы *A*, *B* и *C* с кривой *a* на рис. 3.6, приходим к выводу, что при увеличении концентрации в атмосфере водяных паров, соответствующем возрастанию толщины эквивалентного слоя с 1,1 до 13,7 и 52 мм, коэффициент пропускания воздуха уменьшается соответственно в соотношении от 1 : 4 : 10 до 1 : 2 : 3.

Графики рис. 3.7 построены с отражением мелких колебаний спектральной прозрачности атмосферы, что авторы относят к достоинствам работы. Эти колебания, по-видимому, в значительной части являются следствием случайных изменений свойств атмосферы, резко проявившихся ввиду недостаточности количества измерений. Поэтому в нашей задаче для оценки прозрачности атмосферы с использованием этих графиков целесообразно ориентироваться на осредненные значения коэффициента пропускания и не учитывать мелкие колебания, создавшие тонкую структуру зависимости атмосферного пропускания от длины волны. Отметим, что тонкая структура графиков рис. 3.7 экспериментально подтверждает исключительную нестабильность состояния атмосферы от места к месту и во времени, на что было указано выше.

Для создания представления об изменении атмосферного поглощения лучистой энергии в зависимости от высоты приведем графики рис. 3.8 поглощения излучения в диапазоне длин волн до 50 мкм для нижней и верхней границ тропосферы (0 и 11 км), а также графики рис. 3.9 поглощения излучения в приземном слое атмосферы и на высоте 13,7 км при  $\lambda$  до 10 мкм. В верхней части рис. 3.9 указаны формульные обозначения водяных паров, углекислого газа и озона, отмечающие полосы атмосферного поглощения лучистой энергии, в которых данные вещества обладают сильными поглощающими свойствами.

Если прохождение излучения практически не изменяется с высотой в коротковолновом участке спектра, то в световом, и особенно в инфракрасном интервале длин волн, наоборот, поглощение лучистой энергии существенно уменьшается при переходе из приземного слоя атмосферы в верхние слои тропосферы (см. рис. 3.8 и 3.9). Это объясняется уменьшением содержания паров при таком перепаде высот примерно в 100 раз и углекислого газа — в 9—10 раз.

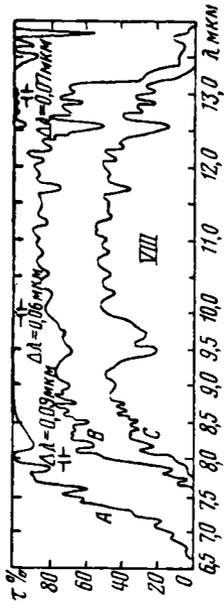
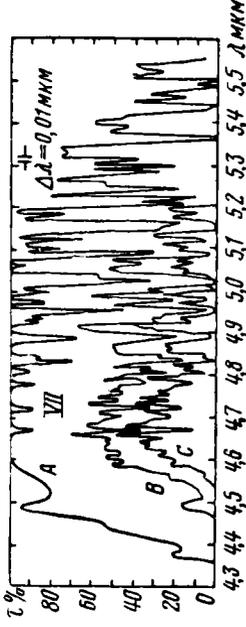
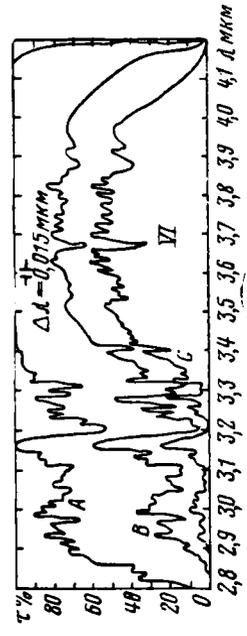
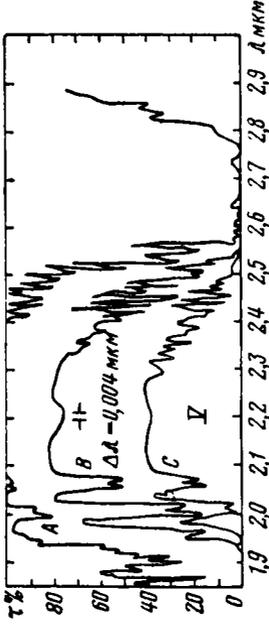
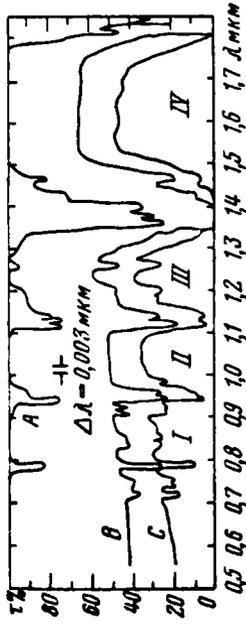


Рис. 3.7. График пропускания атмосферы. Римскими цифрами указаны полосы пропускания; Δλ — интервалы длины волны при измерениях.

Между графиками прозрачности атмосферы на высотах 11 и 13,7 км имеется расхождение в величине поглощения в полосах с максимумами при длине волны 4,3 и 2,8 мкм. Эти расхождения носят локальный характер и являются следствием специфичности местных условий, зависящих от времени года и суток и местных

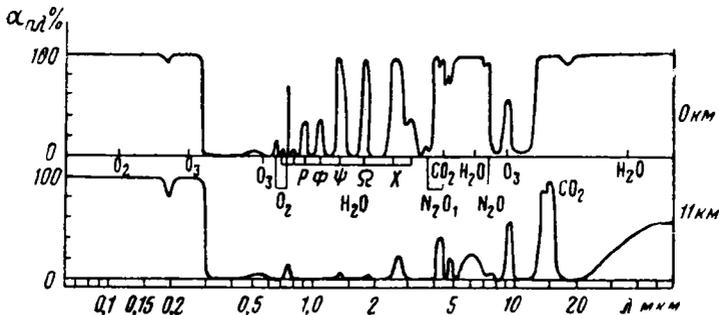


Рис. 3.8. Спектральный коэффициент поглощения атмосферы на разных высотах

метеорологических условий. В остальном графики прозрачности атмосферы примерно одинаково отражают характер полос атмосферного поглощения лучистой энергии как в прозрачном слое, так и в верхних слоях тропосферы.

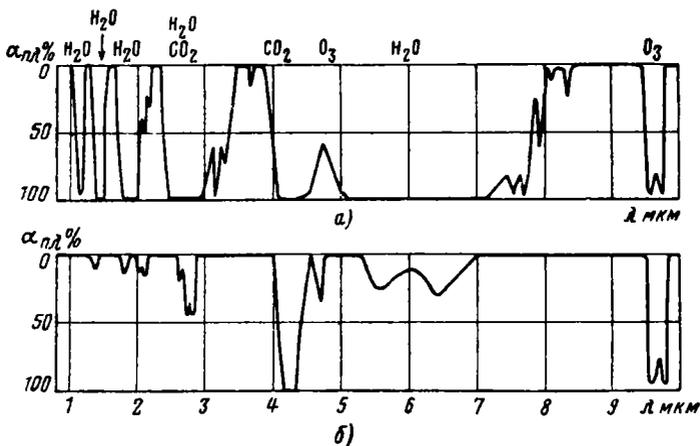


Рис. 3.9. Графики атмосферного поглощения лучистой энергии в приземном слое (а) и на высоте 13,7 км (б)

Из анализа графиков рис. 3.8 и 3.9 можно сделать важный для проблемы наведения и самонаведения летательных аппаратов вывод о том, что на высотах выше 9—10 км инфракрасная лучистая энергия распространяется практически без потерь. Это создает

в верхней тропосфере, стратосфере и космосе особенно благоприятные условия для самонаведения и наведения с помощью инфракрасного канала связи летательных аппаратов класса «воздух—воздух», которые могут стартовать с носителя на высотах выше 9 км.

Пропускание излучения в нижней тропосфере отражено графиками на рис. 3. 10 и 3. 11, из которых следует, что прозрачность воздуха особенно резко снижается с уменьшением высоты в области видимого излучения. На высотах

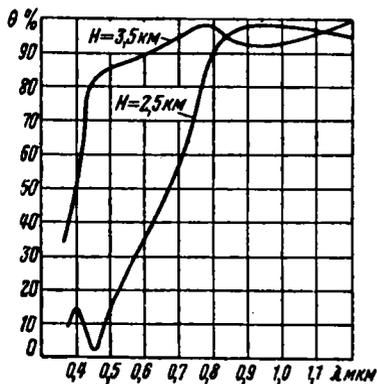


Рис. 3. 10. Прозрачность атмосферы на различных высотах для инфракрасных лучей

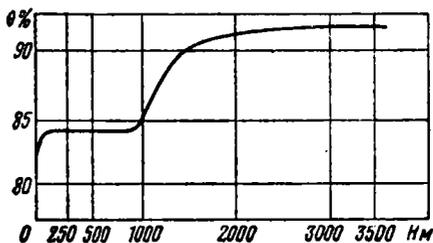


Рис. 3. 11. Зависимость прозрачности атмосферы для инфракрасных лучей от высоты

1,5—3,5 км прозрачность атмосферы в инфракрасной области с изменением высоты практически не изменяется. Меньшая прозрачность атмосферы в инфракрасной области на высотах до 0,8—0,9 км связана с более высоким содержанием в приземном слое поглотителей лучистой энергии водяных паров и углекислого газа, а также твердых инородных частиц, рассеивающих излучение и способствующих конденсации влаги, т. е. образованию дымки, тумана, облаков, дождя, снега и града.

### § 3. 6. ПРИРОДА РАССЕЯНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ ИНОРОДНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Среда, содержащая инородные частицы, называется мутной. Она состоит из сплошной (дисперсионной) среды и включенных в эту среду инородных частиц (дисперсной фазы). Мутная среда называется также золей или коллоидом. В случае, если дисперсионной средой является атмосферный воздух, а дисперсной фазой — твердые и жидкие инородные частицы, то мутная среда называется аэрозолем.

Упрощенная схема аэрозоля, в которой инородные частицы условно представлены в виде шариков различного радиуса, приведена на рис. 3. 12. Из рассмотрения этой схемы очевидно, что часть лучистой энергии проходит через данный слой среды без потерь на рассеяние инородными частицами, так как некоторые

лучи падающего пучка не встречаются с частицами и выходят из среды, не меняя своего направления. Часть лучистой энергии вследствие отражения некоторых лучей при встрече с инородными частицами изменяет в среде свое направление, что приводит к уменьшению лучистого потока вдоль направления канала связи. Некоторые лучи, претерпев в среде ряд отражений на поверхностях частиц, могут выйти из слоя среды вдоль направления канала связи. Но во всех случаях встречи лучей с частицами происходит рассеяние энергии вследствие потерь на рассеяние во всех направлениях ввиду отклонения поверхностей частиц от идеально зеркальных.

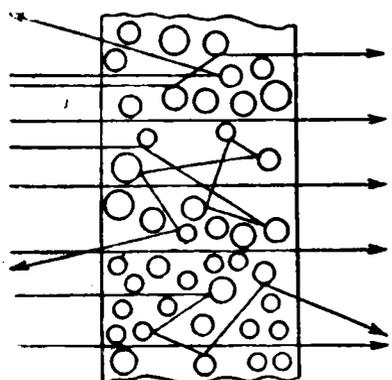


Рис. 3.12. Схема рассеяния на частицах аэрозоля

Угол минимального рассеяния лучистой энергии мелкими инородными частицами в атмосфере равен примерно  $90^\circ$  и увеличивается с ростом размера частиц до  $120-125^\circ$ .

Академиком В. В. Шулейкиным разработана теория рассеяния на крупных частицах, обладающих свойствами диэлектриков, к которым могут быть отнесены в подавляющем большинстве инородные частицы атмосферы, состоящие из конденсированной воды и физиологических и минеральных веществ. Им построены для частиц с различными размерами индикатрисы рассеяния, определяющие характер распре-

деления диффузно отражаемой лучистой энергии. Если для малых частиц, подчиняющихся закону Рэлея, индикатриса рассеяния симметрична, то с дальнейшим увеличением размера частиц индикатрисы рассеяния теряют симметрию и все более вытягиваются вперед по направлению возбуждающего пучка лучистой энергии (рис. 3.13). Это из теории дифракции объясняется тем, что разность фаз различных волн излучения, отражаемых разными микроскопическими элементами поверхности частицы и образующих при наложении рассеяний лучистый поток, зависит от угла рассеяния каждой волны, минимальна вдоль направления возбуждающего пучка и максимальна в обратном направлении. Поэтому интерференция волн рассеянной лучистой энергии создает усиление по направлению возбуждающего потока излучения и ослабление в обратном направлении.

Индикатрисы на рис. 3.13 построены для частиц различных размеров по методу В. В. Шулейкина. Во всех случаях частица расположена на пересечении осей, а лучистый поток направлен вдоль стрелки. Индикатриса *a* соответствует малой частице, рассеяние на которой подчиняется закону Рэлея, т. е. является молекулярным. Во всех остальных случаях размер частиц соизмерим

с длиной волны и последовательно увеличивается. Часть энергии рассеяния, претерпевшая поляризацию, показана на индикатрисах заштрихованной зоной. Поляризация максимальна в направлении, перпендикулярном возбуждающему лучистому потоку.

Рассеяние лучистой энергии инородными частицами в атмосфере происходит вследствие отражения излучений на поверхности этих частиц, являющейся границей между двумя средами с раз-

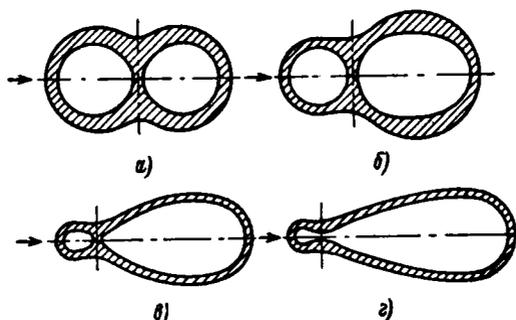


Рис 3. 13. Индикатрисы рассеяния излучения на инородных частицах

личными показателями преломления. Инородными частицами в газообразной среде атмосферы можно назвать жидкие и твердые включения в виде водяных капель дождя, туманов, облаков и твердых частиц снега, града, неорганической и органической пыли земного и космического происхождения. Неорганические и органические пылинки, а также атмосферные ионы могут служить ядрами конденсации водяных паров, являясь при этом неоднородными включениями в каплях воды, увеличивающими в них количество и размер рассеивающих поверхностей.

Число твердых частичек, являющихся ядрами конденсации водяных паров в единице объема атмосферы, зависит от местных условий: характера подстилающей земной поверхности, состояния движения масс воздуха и общего метeosостояния и в свою очередь определяет количество и размер образующихся капель. При большом количестве твердых частиц до 120—150 тыс. в  $1 \text{ см}^3$ , что имеет место над крупными центрами тяжелой индустрии, в процессе концентрации влаги образуются весьма мелкие капли размером порядка десятых долей  $\text{мкм}$ , создающие дымку.

### § 3. 7. РАСЧЕТ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В ДЫМКЕ

Дымкой называется такое состояние замутненной атмосферы, когда видимость нормального невооруженного глаза превышает дальность 800—1000 м. При таких условиях инфракрасное излучение с длиной волны 2—5  $\text{мкм}$  ослабляется несущественно, что по-

зволяет увеличить дальность канала связи в инфракрасном диапазоне в 2—4 раза по сравнению со световым диапазоном.

По экспериментальным данным, ослабление инфракрасного излучения вследствие рассеяния в дымке на дальности 10 км при длине волны 3 мкм не превышает 0,013%. Некоторое представление о прозрачности слоя дымки можно получить из рассмотрения графиков рис. 3.14. Кривые характеризуют пропускание дымки с эквивалентной толщиной слоя воды 17 мм посредством значений коэффициента  $\tau_d$  пропускания атмосферы в условиях неодинаковой

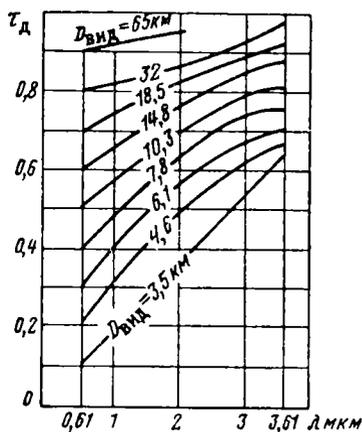


Рис. 3.14. График пропускания на дальности 1830 м при рассеянии в дымке с толщиной эквивалентного слоя воды 17 мм и различной дальностью видимости

по плотности дымки, во всех случаях эквивалентной слою воды в 17 мм, и различных дальностей видимости. Величины дальности видимости  $D_{вид}$  указаны цифрами на соответствующих кривых рис. 3.14. В качестве опорных при построении кривых пропускания здесь приняты точки, соответствующие окну пропускания лучистой энергии атмосферой с длиной волны 0,61 мкм. Общий ход кривых достаточно отчетливо показывает во всех случаях повышение пропускания атмосферы с увеличением длины проходящего излучения. Несколько аномальный в смысле направления кривизны вид кривой для дальности 32 км, по нашему мнению, является следствием ошибок в эксперименте или при их обработке.

А. С. Локком приводятся также экспериментальные значения коэффициента пропускания дымки в окне пропускания вблизи  $\lambda = 10$  мкм для прочих условий, таких же как на рис. 3.14 (см. табл. 3.2).

Таблица 3.2

Значения коэффициента  $\tau_d$  пропускания дымки при  $\lambda \approx 10$  мкм

$D$ в м	6,1	7,8	10,3	14,8	18,5	32
$\tau_d$	0,72	0,79	0,83	0,85	0,86	0,87

Из сравнения величин коэффициента пропускания атмосферы для окон с  $\lambda = 3,61$  мкм и  $\lambda = 10$  мкм в одинаковых условиях при дымке на основании графиков рис. 3.14 и табл. 3.2 можно сделать вывод о том, что значения  $\tau_d$  отличаются несущественно в этих окнах. Несколько меньшие значения коэффициента прозрачности

дымки при больших длинах волн (10 мкм), чем при меньших (3.61 мкм), по-видимому, являются следствием неучета различных условий эксперимента в отношении молекулярного поглощения. В действительности коэффициент пропускания одинаковой дымки с увеличением длины волны при исключении влияния других причин ослабления лучистой энергии возрастает.

Из обобщения количественных характеристик ослабления лучистой энергии атмосферной дымкой по ряду отечественных и зарубежных источников можно сделать вывод о том, что пропускание дымки возрастает наиболее быстро в диапазоне длин волн световой и близкой инфракрасной области и в начале средневолнового инфракрасного диапазона до  $\lambda = 4 \div 5$  мкм. В дальнейшем при  $\lambda = 4 \div 14$  мкм возрастание функции  $\tau_d(\lambda)$  становится более плавным. Рассмотрение рассеяния дымкой инфракрасного излучения с длинами волн более 14—15 мкм не представляет в нашей задаче практического интереса, так как в этом случае из-за большого молекулярного поглощения парами  $H_2O$ ,  $CO_2$  и  $N_2O$  лучистая энергия почти не проходит через атмосферу.

Для оценки характера рассеяния лучистой энергии, когда минимальный размер инородных частиц конденсированной воды определяется десятными долями мкм, а сами частицы могут считаться диэлектриками, академик В. В. Шулейкин предложил зависимость

$$\Phi'_{\text{элд}} \sim \frac{1}{\lambda^p}, \quad (3.27)$$

в которой показатель степени  $p$  с увеличением диаметра частиц уменьшается и определяется по табл. 3.3.

Таблица 3.3

Значения показателя степени  $p$  в формуле (3.27)

Диаметр частиц $d$ в мкм	0,07	0,10	0,15	0,23	0,30	0,35	0,63	$\geq 1,2$
$p$	4,0	3,5	3,0	2,5	2,0	1,5	0,5	0

В. В. Шулейкиным показано, что при размере частиц 1,2 мкм и более показатель степени  $p=0$ , а следовательно, и интенсивность рассеяния света на инородных частицах не зависит от длины волны. Инородные частицы в атмосфере с размером более 1—1,2 мкм составляют туман и облака, белесоватый цвет которых объясняется тем, что свет, проходящий и рассеянный, при таких больших размерах частиц не изменяет своего спектрального состава. Еще более наглядно это явление проявляется в эмульсиях, например в молоке, где дисперсионной средой является вода, а дисперсной фазой — частицы жира относительно большого размера. Теоретические вы-

воды В. В. Шулейкина о величине показателя степени  $p$  длины волны в формуле (3.27) рассеяния на крупных частицах подтверждены результатами ряда экспериментов зарубежных и отечественных ученых в районах Саргассова моря, Атлантического океана и морей Советского Союза.

Для расчета ослабления лучистой энергии вследствие рассеяния в дымке можно использовать экспоненциальный закон

$$\Phi_{\text{э}\lambda\text{д}}(D) = \Phi_{\text{э}\lambda} \cdot e^{-\alpha_{\lambda\text{д}} D}, \quad (3.28)$$

где  $\Phi_{\text{э}\lambda}$  — поток лучистой энергии длины волны  $\lambda$  в канале связи у цели;

$\Phi_{\text{э}\lambda\text{д}}(D)$  — поток лучистой энергии длины волны  $\lambda$  после ослабления вследствие рассеяния в дымке в канале связи длиной  $D$ ;

$\alpha_{\lambda\text{д}}$  — коэффициент рассеяния лучистой энергии с длиной волны  $\lambda$  вследствие рассеяния на инородных частицах в дымке.

Если длина  $D$  канала связи выражена, например, в  $m$ , то величина  $\alpha_{\lambda\text{д}}$  имеет обратную размерность  $m^{-1}$ .

Коэффициент рассеяния  $\alpha_{\lambda\text{д}}$  зависит от концентрации частиц, т. е. их числа в  $1\text{ м}^3$ , а также от законов их распределения по показателю преломления. Эти характеристики на практике не могут быть известны с высокой точностью из-за большой неоднородности атмосферы. Поэтому рассеивающие свойства дымки характеризуются обычно для лучистой энергии заранее выбранной опорной длины волны  $\lambda_1$  коэффициентом рассеяния  $\alpha_{\lambda_1}$  или коэффициентом прозрачности:

$$\theta_{\lambda_1} = \frac{\Phi_{\text{э}\lambda_1}(D=1)}{\Phi_{\text{э}\lambda_1}} = e^{-\alpha_{\lambda_1} D}. \quad (3.29)$$

Если принять в качестве опорной длины волны величину  $\lambda_1 = 0,555\text{ мкм}$ , соответствующую наилучшей видимости человеческого глаза, то коэффициент рассеяния лучистой энергии в дымке определяется формулой

$$\alpha_{\lambda_1} = \frac{3,92}{D_{\text{вид}}}, \quad (3.30)$$

где  $D_{\text{вид}}$  — метеорологическая дальность видимости, оцениваемая путем наблюдения днем в горизонтальном направлении темного (почти черного) предмета больших размеров.

Тогда из уравнений (3.29) и 3.30) коэффициент прозрачности при рассеянии в дымке для опорной длины волны  $\lambda_1$  выразится формулой

$$\theta_{\lambda_1} = e^{-\frac{3,92 D}{D_{\text{вид}}}}. \quad (3.31)$$

Так как рассеянный в дымке поток лучистой энергии согласно формуле В. В. Шулейкина (3.27) обратно пропорционален длине волны, то можно написать зависимость

$$\frac{\alpha_{\lambda_1}}{\alpha_{\lambda}} = \frac{\Phi'_{\text{эл}\lambda_1}}{\Phi'_{\text{эл}\lambda}} = \left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right)^p. \quad (3.32)$$

Отсюда следует, что для данного размера частиц произведение коэффициента рассеяния лучистой энергии на мелких инородных частицах, в частности в дымке, на соответствующую длину волны  $\lambda$  в степени  $p$  есть величина постоянная. Запишем это важное положение о рассеянии лучистой энергии на инородных частицах в следующем виде:

$$\alpha_{\lambda_1} \cdot \lambda_1^p = \alpha_{\lambda_2} \cdot \lambda_2^p = \dots = \alpha_{\lambda} \cdot \lambda^p. \quad (3.33)$$

Здесь  $p$  — показатель В. В. Шулейкина (см. табл. 3.3), а  $\lambda_1 = 0,555$  мкм.

Таким образом, если для данной дымки известны метеорологическая дальность видимости  $D_{\text{вид}}$  и средний размер частицы  $d$ , то можно найти по формуле (3.30) коэффициент рассеяния  $\alpha_{\lambda_1}$  для излучения опорной длины волны  $\lambda_1$ , а затем по формуле (3.32) — коэффициент рассеяния  $\alpha_{\lambda}$  для лучистой энергии любой другой длины волны. Коэффициент прозрачности  $\theta_{\lambda}$  при рассеянии на инородных частицах в дымке для лучистой энергии длины волны  $\lambda$  с учетом выражений (3.30) и (3.33) по аналогии с уравнением (3.29) выразится формулой

$$\theta_{\lambda d} = e^{-\frac{3,92}{D_{\text{вид}}} \cdot \left(\frac{0,555}{\lambda}\right)^p}. \quad (3.34)$$

Элементарный лучистый поток с длиной волны  $\lambda$ , в малом интервале  $d\lambda$  прошедший через дымку вдоль канала связи на дальность  $D$  при влиянии рассеяния на инородных частицах, определяется по итоговой формуле экспоненциального закона

$$d\Phi_{\text{эл}d}(D) = \Phi_{\text{эл}} \cdot \theta_{\lambda d}^p d\lambda = \Phi_{\text{эл}} \cdot \tau_{\lambda d} \cdot d\lambda, \quad (3.35)$$

где  $\Phi_{\text{эл}}$  — поток лучистой энергии длины волны  $\lambda$  в канале связи у цели;

$\tau_{\lambda d}$  — коэффициент пропускания атмосферы вдоль канала связи дальностью  $D$  для лучистой энергии длины волны  $\lambda$  при рассеянии на инородных частицах в дымке.

Для нахождения суммарного потока  $\Phi_{\text{эл}d}(D)$  излучения в заданном диапазоне длин волн, прошедшего через дымку вдоль канала связи с дальностью  $D$  при рассеянии на инородных частицах, необходимо просуммировать по всему диапазону электромагнитные потоки, выраженные формулой (3.35).

Необходимо указать, что в литературе для расчета коэффициента ослабления лучистой энергии с длиной волны  $\lambda$  в дымке без

учета избирательного поглощения иногда рекомендуется соотношение, имеющее в наших обозначениях следующий вид:

$$\frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{\lambda_1}} = \left( \frac{0,55}{\lambda} \right)^4. \quad (3.36)$$

Формула (3.36) выражает частный случай рекомендуемого нами закона рассеяния лучистой энергии на инородных частицах (3.33), выведенного на основании формулы В. В. Шулейкина (3.27). Формула (3.36) написана на основании закона Рэлея, который полагает рассеяние обратно пропорциональным четвертой степени длины волны и справедлива только для частиц с  $d < 0,07$  мкм, когда показатель В. В. Шулейкина  $\rho = 4$  (см. табл. 3.3). Следовательно, формула (3.36) не обеспечивает расчет  $\alpha_\lambda$  для дымки, в которой инородные частицы в виде капель могут иметь размеры до 1 мкм. Большая погрешность формулы (3.36) подтверждается и тем, что она рекомендуется [3] для случая с дальностью видимости  $D_{\text{вид}} > 10$  км. Ю. А. Иванов и Б. В. Тяпкин считают при дальности видимости 10 км погоду ясной. В этом случае, как известно, дымка отсутствует. Исходя из изложенного нецелесообразно применять формулу (3.36) для расчета рассеяния в дымке.

Для создания представления о дальности видимости и прозрачности атмосферы в диапазоне видимого излучения при различных ее состояниях приведем табл. 3.4, заимствованную из книги А. А. Шишловского.

Таблица 3.4

Коэффициент прозрачности атмосферы  
в диапазоне видимого излучения

Балл по коду	Дальность видимости $D_{\text{вид}}$ км	Состояние атмосферы	Коэффициент прозрачности $\theta$ км <sup>-1</sup>
0	0,05	Очень сильный туман	—
1	0,2	Сильный туман	—
2	0,5	Средний туман	0,0004
3	1	Слабый туман	0,02
4	2	Очень сильная дымка	0,14
5	4	Сильная дымка	0,38
6	10	Слабая дымка	0,67
7	20	Удовлетворительная видимость	0,82
8	50	Хорошая видимость	0,92
9—10	50	Исключительная видимость	—
10	150—270	Идеальная атмосфера	0,99

### § 3.8. РАСЧЕТ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В ТУМАНЕ

Туманом принято называть такое состояние насыщенной всядными каплями атмосферы, при котором дальность видимости человеческого глаза не превышает 800—1000 м. Туман образуется при охлаждении влажного теплого воздуха вследствие конденсации паров воды. Теплый воздух охлаждается или при быстром охлаждении поверхности земли вследствие теплового излучения в верхние слои атмосферы в ясную погоду, или при вторжении теплых масс воздуха в пространство с низкой температурой.

Различные авторы приводят разные диапазоны размеров капель тумана. При этом наиболее мелкие капли тумана характеризуются размером от 0,1 до 0,5 мкм, а в качестве верхнего предела указываются от 50 до 100 мкм. Безусловно, эта противоречивость связана с тем, что и в действительности в зависимости от местных условий туманы могут быть очень разными. Более того, даже в массе одного тумана вследствие местных неоднородностей могут быть самые различные по размеру капли воды. Мелкие капли воды, характерные для атмосферы с дымкой, могут содержаться и в тумане среди крупных капель, так как природа тумана и дымки одинакова и точной границы между ними в действительности не существует. Аналогично в природе не существует точной границы между размерами мелких капель дождя и крупных капель тумана, так как последние различимы невооруженным глазом и выпадают на землю в виде водяных осадков. Однако целесообразно для определения тумана принять какие-то характеристики, отражающие мнение большинства авторов литературы в области метеорологии.

Подавляющее большинство капель туманов при положительных температурах имеет размер от 7 до 15 мкм, а при отрицательных температурах — от 2 до 5 мкм. Количество капель в 1 см<sup>3</sup> атмосферы равно при сильном тумане 100—600, а при слабом 80—100, в то время как для дымки это число не превышает 10—40 шт. По нашему мнению, в качестве условного наименьшего размера капель тумана целесообразно принять величину диаметра частиц в дисперсионной среде  $d=1$  мкм, близкую к установленной В. В. Шулейкиным величине  $d=1,2$  мкм как к границе, выше которой интенсивность рассеяния световой энергии на инородных частицах не зависит от длины волны. Кроме того, эта величина соответствует максимуму экспериментальной кривой рассеяния световой энергии в зависимости от размера частиц дисперсной фазы (рис. 3.15). Кривая характерна тем, что она, во-первых, указывает на наличие максимума интенсивности рассеяния света на инородных частицах при значении их размера, близком к граничному размеру В. В. Шулейкина ( $d=1,2$  мкм), и, во-вторых, свидетельствует о факте одинаковой интенсивности рассеяния для двух величин размера частиц, т. е. для двух различных степеней дисперсности среды. Это кажущееся аномальным явление впервые объяснено чл.-корр. АН СССР Н. Н. Андреевым и использовано

им при составлении формулы для расчета интенсивности рассеяния на крупных инородных частицах.

Раздробление вещества дисперсной фазы на частицы, значительно меньшие длины волн, т. е. подчиняющиеся в рассеянии лучистой энергии закону Рэлея, приводит к уменьшению потерь энергии на рассеяние в данном веществе. Это происходит потому, что в данном случае рассеяние лучистой энергии является следствием главным образом дифракции на мелких частицах и пропорционально квадрату их объема. Если частицы в веществе по размеру больше длины волны, то рассеяние лучистой энергии создается главным образом за счет отражения и, следовательно,

его интенсивность пропорциональна не квадрату объема частиц, а их поверхности. Но при крупных частицах то же количество вещества раздробляется на меньшее число частиц, что приводит к сокращению общей рассеивающей поверхности частиц, а следовательно, и к уменьшению рассеяния лучистой энергии на частицах дисперсной фазы.

Формула Н. Н. Андреева в наших обозначениях может быть записана в следующем виде:



Рис. 3.15. Экспериментальная зависимость интенсивности рассеянного света

$$\Phi'_{э.р.т} = N_0 \cdot S \cdot k_1 \Phi_э,$$

где  $\Phi_э$  — поток лучистой энергии, выходящий от цели вдоль канала связи;

$\Phi'_{э.р.т}$  — поток лучистой энергии, рассеянный в тумане частицами, большими длины волны, на единичной длине пути;

$N_0$  — число частиц тумана в единице объема атмосферы;

$S$  — площадь нормальной к направлению потока лучистой энергии поверхности частицы;

$k_1$  — коэффициент пропорциональности.

Практическое применение формулы Н. Н. Андреева требует знания числовых значений коэффициента пропорциональности  $k_1$ .

Академик В. В. Шулейкин, предполагая, что концентрация крупных рассеивающих инородных частиц не настолько велика, чтобы учитывать вторичное, третичное и высших порядков рассеяние лучистой энергии, нашел для расчета элементарного лучистого потока рассеяния на крупной частице формулу

$$\Phi'_{э.р.т} = \Phi_э \cdot \pi r^2 \frac{W_{э.р}}{W_э} 10^{-8},$$

где  $W_э$  — лучистая энергия, падающая на перпендикулярное направлению потока экваториальное сечение частицы;

$W_{э.р}$  — лучистая энергия, рассеянная частицей во всех направлениях;

$r$  — радиус частицы в  $мкм$ ;

$\Phi_{э.и}$  — поток лучистой энергии, падающий на  $1 см^2$  нормальной поверхности, при условии, что  $1 см^3$  среды содержит  $N_0$  крупных рассеивающих частиц;

$10^{-8}$  — множитель, необходимый в связи с тем, что радиус частицы выражен не в  $см$ , а в  $мкм$ .

В слое атмосферы толщиной  $dD$  на каждый квадратный сантиметр сечения потока приходится  $N_0 dD$  частиц, а потому элементарное рассеяние лучистого потока на пути  $dD см$  равно

$$d\Phi'_{э.р.и} = -\Phi_{э.и} N_0 \pi r^2 \frac{W_{э.р}}{W_э} 10^{-8} dD, \quad (3.37)$$

где величина

$$\alpha_{р.т.и} = N_0 \pi r^2 \frac{W_{э.р}}{W_э} 10^{-8}$$

есть коэффициент рассеяния лучистой энергии на крупных частицах тумана или другой замутненной среды в элементарном объеме на пути в  $1 см$ .

Принимая закон аддитивности, т. е. считая эффект действия множества частиц тождественным сумме действия всех отдельно взятых частиц, В. В. Шулейкин пришел к выводу, что пространственный коэффициент рассеяния энергии выражается той же зависимостью, которая справедлива для коэффициента рассеяния одной крупной частицы из рассматриваемого множества.

Следовательно, величина лучистого потока  $\Phi_{э.р.т}$ , прошедшего через атмосферу вдоль канала связи на дальность  $D км$  при рассеянии на крупных инородных частицах в тумане, выразится формулой

$$\Phi_{э.р.т} = \Phi_э \cdot e^{-\alpha_{р.т} D}, \quad (3.38)$$

или

$$\Phi_{э.р.т} = \Phi_э \theta_{т}^D = \Phi_э \tau_{т}, \quad (3.39)$$

где

$$\alpha_{р.т} = N_0 \pi r^2 \frac{W_{э.р}}{W_э} 10^{-3} \quad (3.40)$$

— пространственный коэффициент рассеяния лучистой энергии в тумане на пути в  $1 км$ ;

$$\theta_{т} = e^{-N_0 \pi r^2 \frac{W_{э.р}}{W_э} 10^{-3}} \quad (3.41)$$

— коэффициент прозрачности атмосферы в тумане на единичном пути  $D=1 км$ ;

$$\tau_{т} = \theta_{т}^D \quad (3.42)$$

— коэффициент пропускания атмосферы в тумане вдоль канала связи длиной  $D$  км.

Величина отношения  $W_{э,р}/W_э$  представлена В. В. Шулейкиным в виде графической зависимости в логарифмических координатах, где по оси абсцисс отложена величина  $2\pi r/\lambda$ , характеризующая средний размер частиц в среде и длину волны проходящего излучения (рис. 3.16).

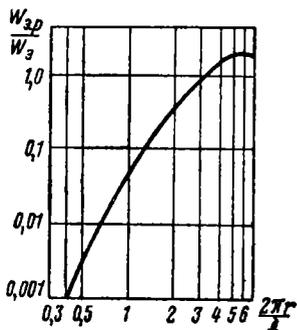


Рис. 3.16. Кривая отношения  $W_{э,р}/W_э$  в формуле (3.40) коэффициента рассеяния по В. В. Шулейкину

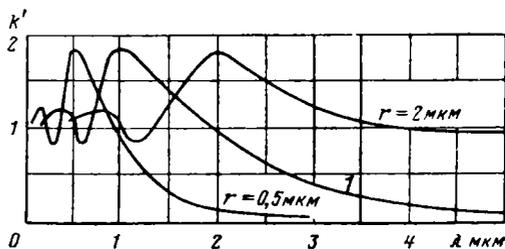


Рис. 3.17. Зависимость коэффициента  $k'$  [см. формулу (3.43)] от длины волны излучения и радиуса капель тумана

В литературе по прохождению излучений в атмосфере рекомендуется применять для расчета коэффициента прозрачности тумана формулу И. Страттона и Г. Хоутона

$$\theta_{т.} = e^{-2\pi N_0 r^2 k'} = e^{-\alpha_{р.т.}}, \quad (3.43)$$

где обозначения  $\theta_{т.}$ ,  $N_0$ ,  $r$  и  $\alpha_{р.т.}$  соответствуют принятым нами выше при рассмотрении теории академика В. В. Шулейкина;  $k'$  — функция рассеяния, зависящая от размера частиц и длины волны проходящего излучения.

И. Страттон и Г. Хоутон построили пучок кривых (рис. 3.17) функции рассеяния  $k'(\lambda)$  для частиц тумана трех размеров  $r=0,5$ ;  $1,0$  и  $2,0$  мкм. Анализ этих кривых позволяет прийти к согласующемуся с теорией В. В. Шулейкина выводу о том, что максимальные и соответственно минимальные значения функции рассеяния одинаковы при различных длинах волн излучения, проходящего в тумане, если туман содержит частицы разных размеров, как это всегда бывает на практике.

Однако необходимо отметить, что коэффициент рассеяния лучистой энергии в тумане  $\alpha_{р.т.}$  в формуле (3.43) по сравнению с соответствующим коэффициентом формулы (3.40) имеет лишний множитель цифру 2. Эта ошибка при расчете рассеяния длинноволнового излучения на инородных частицах тумана приведет к заниженной теоретической прозрачности атмосферы в инфракрасной области.

В действительности так и получается, что при расчете по формуле И. Страттона и Г. Хоутона теоретическая прозрачность тумана оказывается значительно ниже фактической, определенной многократными опытами. На это несоответствие впервые указал в 1942 г. проф. И. А. Хвостиков. В его книге на основании опытов советских ученых приводится график (рис. 3.18), характеризующий прозрачность туманов в зависимости от размера капель и длины волны, и делается правильный вывод о более высокой прозрачности туманов в инфракрасном диапазоне по сравнению со световым. При этом И. А. Хвостиков указывает, что отношение прозрачности тумана в инфракрасном диапазоне с  $\lambda = 1,2$  мкм к прозрачности в видимых лучах с  $\lambda = 0,4$  мкм растет вплоть до капель радиуса 10—12 мкм. Далее он делает совершенно правильный вывод о том, что подобные результаты, которые получаются весьма часто, находятся в противоречии с теорией И. Страттона Г. Хоутона.

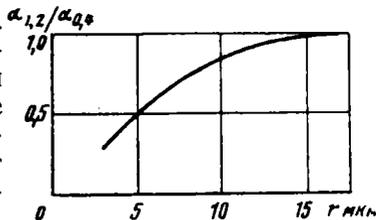


Рис. 3.18. Зависимость отношения коэффициента рассеяния в тумане  $\alpha_{1,2}$  при  $\lambda = 1,2$  мкм к коэффициенту рассеяния  $\alpha_{0,4}$  при  $\lambda = 0,4$  мкм от радиуса частиц  $r$

Однако нельзя полностью согласиться с проф. И. А. Хвостиковым, назвавшим это противоречие указанной выше теории с практикой кажущимся. Данное им толкование физической природы этого противоречия, что более высокая фактическая прозрачность туманов по сравнению с расчетной объясняется в определенной степени наличием в тумане мелких частичек, кроме крупных, правильно, но нуждается в сформулированном выше дополнении на основании теории академика В. В. Шулейкина.

Таким образом, рекомендации о применении формул И. Страттона — Г. Хоутона для расчета прохождения инфракрасного излучения в тумане следует заменить рекомендацией применять более точные формулы (3.38) — (3.41) академика В. В. Шулейкина.

### § 3.9. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ПРОЗРАЧНОСТИ ТУМАНОВ, ОБЛАКОВ И ДОЖДЯ

Известно, что во многих случаях связь на инфракрасных лучах в тумане успешно осуществлялась на сотни метров и даже на несколько километров. Так, например, еще в 1930 г. при сравнительно низком уровне развития инфракрасной техники можно было зафиксировать в тумане миноносец с помощью инфракрасного излучения на расстоянии до 4 км. Наиболее наглядно прохождение излучений в тумане можно представить, если имеющиеся в литературе данные выразить в виде кривых, отражающих зависимость коэффициента прозрачности различных туманов от длины волны (рис. 3.19). Кривая 1 (рис. 3.19) характеризует прозрачность есте-

ственного легкого тумана с оптической плотностью 0,14 на 1 км при наличии в тумане водяного пара, явившегося причиной полос поглощения на отдельных участках спектра излучения. Из рассмотрения кривой 1 следует, что коэффициент прозрачности легкого тумана в инфракрасном диапазоне спектра характеризуется величинами 0,7—1,0 (кроме полос поглощения водяного пара), несколько повышаясь с увеличением длины волны. Очень важно, что при наличии в легком тумане водяных паров коэффициент его прозрачности при  $\lambda = 3 \div 4$  мкм достигает 0,9, а при  $\lambda = 8 \div 12$  мкм близок к единице.

Кривые 2—5 построены по данным американских и английских работ Андерсона, Граната, Гульбурта.

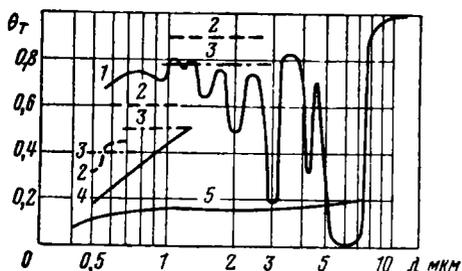


Рис. 3.19. Зависимость коэффициента прозрачности  $\theta_\tau$  различных естественных и искусственных водных туманов от длины волны излучения  $\lambda$ .

Прерывистые графики 2 и 3 построены по результатам исследования искусственных водных туманов из мелких 2 и из крупных частиц 3. При этом экспериментально подтверждено, что, во-первых, в инфракрасном диапазоне туман с мелкими инородными частицами прозрачнее тумана с крупными частицами и, во-вторых, с увеличением длины волны излучения от 0,5 до 1,0—1,2 мкм прозрачность любого тумана

существенно возрастает. Последнее положение наглядно подтверждается также кривой 4, соответствующей прозрачности тумана в горных условиях, и кривой 5, характеризующей прозрачность естественных туманов с относительно высоким содержанием воды. При дальнейшем увеличении длины волны инфракрасного излучения от  $\lambda = 1,2$  мкм вплоть до  $\lambda = 12 \div 14$  мкм во всех туманах также повышается прозрачность, но более замедленно.

Облака представляют собой области атмосферы, насыщенные сконденсированной в капли водой. Они расположены, как правило, на высотах от 1 до 9 км. Кроме того, как указано в § 1.1, на высоте 20—25 км наблюдаются тонкие перламутровые облака и на высоте около 80 км — прозрачные серебристые облака. Так как перламутровые и серебристые облака — относительно редкое явление, их можно не учитывать при определении среднего наиболее вероятного ослабления лучистой энергии в облаках.

На основании обработки многократных наблюдений различных облаков А. М. Боровиков установил, что облака состоят главным образом из капель с радиусом 5—7 мкм. Такие капли составляют около 50% всего учтенного в экспериментах количества капелек облаков. Средний размер капель определяется радиусом около

8 мкм и изменяется для разных типов облаков несущественно (от 6,8 до 9,7 мкм). Размеры отдельных капель должны быть от 1—4 мкм до 40—70 мкм. Расстояние между каплями изменяется от 1,1 до 1,6 мкм. Водность облаков в относительных единицах равна 8—34 и возрастает от периферии к центру облака. Абсолютная водность изменяется от 0,01 г/м<sup>3</sup> в облаках типа стратус до нескольких г/м<sup>3</sup> в низких слоистокучевых облаках. Средняя водность обычных облаков не превышает 0,2 г/м<sup>3</sup>, а для тяжелых облаков она равна примерно 1 г/м<sup>3</sup>.

В облаках, так же как и в тумане, наряду с крупными каплями содержится большое количество субмикроскопических частиц радиусом в десятые доли мкм. Эти мелкие частицы в облаках, так же как и в тумане, положительно влияют на прохождение инфракрасных излучений.

Исходя из изложенного выше можно сделать вывод о том, что облака по своим характеристикам в отношении пропускания лучистой энергии подобны туманам. Поэтому для определения прозрачности облаков можно применять все методы, описанные выше при рассмотрении вопроса о прохождении лучистой энергии сквозь туман.

Анализ результатов экспериментов по определению прозрачности различных туманов и облаков свидетельствует о большом разнообразии характера их прозрачности, что связано с весьма широкими пределами изменения их структуры в зависимости от местных метеорологических условий и не только при переходе от одного тумана или облака к другому, но и в одном тумане или облаке с течением времени. Поэтому не представляется возможным дать какие-то единые указания о выборе рабочей длины волны канала связи прибора самонаведения или наведения, обеспечивающей одинаково хорошие условия прохождения лучистой энергии в различных туманах и облаках.

Тем не менее можно вполне определенно сформулировать вывод о более высокой прозрачности туманов и облаков в инфракрасной области спектра по сравнению с диапазоном видимого излучения. Наибольшего эффекта в применении инфракрасного излучения в каналах связи приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов при тумане и облачности можно добиться в том случае, если прибор снабдить устройством для автоматического определения основных параметров тумана и облаков и автоматической настройки канала связи на работу в полосе наилучшей прозрачности.

Дождь — разновидность атмосферных осадков, продукт конденсации содержащегося в воздухе водяного пара, выпадающий из облаков в виде жидких капель с диаметром не менее 100—200 мкм. Рассеяние лучистой энергии на дождевых каплях ввиду их большого по сравнению с практически важными длинами волн светового и инфракрасного излучения размера согласно теории В. В. Шулейкина не зависит от длины волны лучистой энергии.

Поэтому инфракрасная энергия в смысле рассеяния не имеет существенных преимуществ при прохождении в дожде по сравнению со световой.

Дополнительно к рассеянию лучистая энергия претерпевает в каплях дождя молекулярное селективное поглощение, которое суммируется с селективным поглощением в парах воды, углекислом газе и озоне.

В табл. 3.5 и 3.6 приводятся некоторые данные, характеризующие содержание влаги и ее распределение в атмосфере при различных ее состояниях.

Таблица 3.5

Содержание влаги в водяном паре  
насыщенного воздуха при различных температурах

$t^{\circ} \text{C}$	-20	-10	0	10	20	30	40	50
Содержание водяного пара в $\text{г}/\text{м}^3$	1,08	2,35	4,85	9,41	17,32	30,38	51,10	82,80

Таблица 3.6

Состояние влаги в атмосфере

Тип осадков	Радиус каплей $r$ $\text{мкм}$	Число каплей $\text{см}^3$	Среднее расстояние между каплями $\text{см}$	Содержание воды $\text{г}/\text{м}^3$	Осадок $\text{мм}/\text{час}$
Слабый туман	5	11,4	0,445	$6 \cdot 10^{-3}$	след
Плотный сырой туман	50	200	2,1	$55,5 \cdot 10^{-3}$	0,05
Изморось	100	—	3,6	$92,6 \cdot 10^{-3}$	0,25
Легкий дождь	225	—	7,0	0,130	1,0
Умеренный дождь	500	530	12,3	0,278	4,0
Сильный дождь	750	—	13,0	0,833	15,0
Очень сильный дождь	1050	—	13,7	1,852	40,0
Ливень	1500—2500	380	13,8	5,401	100,0

Из анализа табл. 3.5 и 3.6 следует, что количество воды в дождевых каплях на одинаковый объем атмосферы даже при ливне меньше в несколько раз, чем в парах воды при плюсовых температурах. Еще более заметна эта разница при других осадках и тем более при тумане. Следовательно, селективное молекулярное поглощение в каплях тумана и дождя мало по сравнению с суммар-

ным селективным молекулярным поглощением в парах воды, углекислом газе и озоне. Экспериментальные исследования подтверждают это теоретическое положение тем фактом, что в полосах хорошего селективного пропускания паров воды внезапно начавшийся дождь не приводит к заметному увеличению селективного поглощения. Поэтому световое и инфракрасное излучения по отношению к ослаблению в дожде в соответствующих полосах пропускания равноценны.

Если дождь смешан с туманом или дымкой, то инфракрасное излучение проходит лучше светового. Необходимо иметь в виду, что при длительном дожде в районе цели температура ее излучения может понизиться вследствие охлаждающего влияния атмосферной влаги.

### § 3. 10. РАССЕЯНИЕ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ ТВЕРДЫМИ ИНОРОДНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Мглой называется помутнение воздуха, вызванное наличием в нем твердых частиц в виде минеральной пыли, продуктов сгорания, органической пыли (пыльца растений, микробы, бактерии, мелкие насекомые) и кристалликов льда и снега. В § 3. 6 вопрос о содержании твердых частиц в атмосфере уже рассматривался в связи с тем, что они часто являются ядрами конденсации влаги и содействуют образованию дымки и тумана. Но они и сами по себе являются инородными элементами атмосферы, рассеивающими лучистую энергию.

В подавляющем большинстве случаев мгла минерального происхождения образуется крупными частицами, диаметр которых составляет десятки *мкм*. В такой мгле, как и при дожде с диаметром капель более 50—60 *мкм*, инфракрасное излучение и тем более световое проходят очень плохо. В том случае, когда видимость во мгле не превышает 100—200 *м*, нельзя рассчитывать на успешное обеспечение действия канала связи с использованием лучистой энергии. Однако минеральная мгла с крупными частицами вдали от пустынь в средних и высоких широтах Земли, и особенно над морями и океанами, не может распространяться выше 300—600 *м* и далее 50—70 *км* от места возникновения и быть долговременной, так как скорость падения частиц на землю пропорциональна квадрату их размера. Скорость  $v_{\text{ч}}$  падения частиц в атмосфере определяется формулой

$$v_{\text{ч}} = 4,15d^2 \cdot 10^3 \text{ м/сек},$$

где  $d$  — диаметр частицы в *см*.

Например, средняя по размерам частица сильной мглы с диаметром 50 *мкм* падает в атмосфере со скоростью  $v_{\text{ч}} = 0,1 \text{ м/сек}$ . Такая частица при средней скорости ветра в летний период  $U \leq 10 \text{ м/сек}$  (см. график рис. 1.2) опустится с высоты 500 *м* на землю, не пролетев дальше 50 *км*. Следовательно, сильная мгла

серого оттенка с крупными минеральными частицами может быть только в приземном слое. В средних и высоких широтах она вообще бывает редко. Поэтому она может не учитываться при проектировании канала связи приборов, предназначенных для применения на высотах более 1—2 км в любых широтах, а в средних и высоких широтах земли также и в приземном слое.

Мгла, возникающая вблизи крупных индустриальных центров, обычно состоит из мелких частиц с диаметром до 1—2 мкм и распространяется по высоте до 500—700 м. Мгла с индустриальными инородными частицами придает освещению местности голубоватый

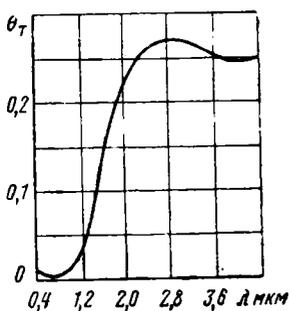


Рис. 3.20. Зависимость коэффициента прозрачности  $\theta_{\tau}$  черного искусственного тумана с копотью от длины волны излучения  $\lambda$

оттенок, а также сообщает восходящему и наиболее часто заходящему за горизонт солнцу багрово-красный цвет. Это объясняется тем, что мгла с мелкими индустриальными частицами лучше пропускает более длинноволновую лучистую энергию, а в видимой области спектра именно красные лучи являются самыми длинноволновыми. Такая мгла пропускает даже видимую лучистую энергию, поэтому она не будет серьезным препятствием для прохождения длинноволновых инфракрасных излучений.

Материалов по экспериментальной оценке ослабления инфракрасного излучения мглой с индустриальными частицами в известной нам литературе не имеется. По нашему мнению, некоторое представление об ослаблении лучистой энергии мглой, в составе которой значительную часть занимает

копоть, может дать график зависимости ослабления излучения черным искусственным туманом с копотью, построенный на базе экспериментов Кюльба (рис. 3.20). Эти эксперименты проведены при длине пути излучения 15 м. В качестве источника излучения использовалась вольфрамовая точечная электрическая лампа накаливания мощностью 400 вт, установленная в фокусе вогнутого зеркала диаметром 75 см.

Снежной мглой называется замутнение атмосферы, вызванное наличием в воздушной среде кристалликов льда в форме снежинок. Основными видами снежных кристаллов являются пластинчатые со средним диаметром 0,3—2,0 мм и стержневые со средней длиной 0,5—0,8 мм. Часто основные формы снежных кристаллов соединяются при соударении в воздухе в снежинки различных размеров и форм. Максимальный размер снежинок доходит до 10 мм, а их вес — до 0,2—0,5 г. Во всех случаях размеры снежинок несоизмеримо велики по сравнению с длиной волны видимого света и ближнего и средневолнового инфракрасного излучения. Поэтому снежинки являются существенным препятствием на пути лучистой энергии интересующего нас диапазона. Однако пропускание лучи-

стой энергии снежной мглой зависит не только от размера, но и от количества снежинок в единице объема атмосферы и при малой их концентрации может быть достаточно высоким. Следует отметить, что снег в широтах до 40—45° бывает редко и даже в такой стране, как СССР в целом, имеющем большие территории в области полярного круга, составляет не более 25—30% всего годового количества осадков.

Другая форма кристалликов льда в атмосфере, называемая градом, может содержать частицы размером до нескольких десятков мм и безусловно является серьезным препятствием прохождению лучистой энергии. Град — явление весьма редкое и продолжающееся обычно не более нескольких минут. Поэтому град при определении средних наиболее вероятных показателей прозрачности атмосферы по отношению к видимому и инфракрасному излучению может не учитываться.

---

## Глава IV

### ИЗЛУЧЕНИЕ ЦЕЛЕЙ И ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ

Реально существующие в природе предметы не являются идеальными излучателями, т. е. абсолютно черными телами. Для реальных тел суммарная поглощательная способность  $a_T$ , равная отношению суммарной поглощаемой телом лучистой энергии  $W_{э.погл}$  к суммарной лучистой энергии  $W_{э.пад}$ , падающей на тело при той же температуре  $T$ , отличается от единицы. Наиболее черное из реальных тел — сажа имеет суммарную поглощательную способность  $a_T = 0,85 \div 0,99$ .

Величина  $a_T$  выражается формулой

$$a_T = \frac{W_{э.погл}}{W_{э.пад}}. \quad (4.1)$$

Все реальные тела, способные излучать энергию, называются в отличие от идеального излучателя нечерными телами. Характер излучения нечерных тел зависит от их физических свойств и может содержать в себе лучистую энергию всего спектра длин волн или только какой-то его определенной полосы. В первом случае излучение тела называется серым, а во втором — спектральным. Соответственно в этих случаях излучатели носят название серого или спектрального.

#### § 4.1. ЛУЧИСТАЯ ЭНЕРГИЯ СЕРЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Серым телом называется тепловой излучатель, имеющий относительное распределение энергии по спектру длин волн, одинаковое с относительным распределением энергии по спектру длин волн

идеального излучателя при той же температуре. Различие между серым и идеальным излучателем при одинаковой температуре выражается в более низкой у первого по сравнению со вторым излучательной способности для каждой длины волны и для всего спектра лучистой энергии.

Основной характеристикой серого излучателя является суммарная излучательная способность  $e_T$ , равная отношению его суммарной энергетической яркости  $B_{\text{эТс}}$  к суммарной энергетической яркости  $B_{\text{эТид}}$  идеального излучателя при той же температуре:

$$e_T = \frac{B_{\text{эТс}}}{B_{\text{эТид}}}. \quad (4.2)$$

Суммарная излучательная способность тела  $e_T$  согласно закону Кирхгофа пропорциональна его суммарной поглощательной способности  $a_T$ , зависящей от свойств и температуры тела. Эта пропорциональность отражается уравнением

$$e_T = a_T \cdot e_{T \text{ид}}, \quad (4.3)$$

где  $e_{T \text{ид}}$  — универсальная функция Кирхгофа, равная в данном случае суммарной излучательной способности идеального излучателя при температуре  $T$ .

Если суммарная интенсивность серого излучателя отличается от интенсивности идеального излучателя постоянным множителем  $\sigma_c$  — коэффициентом излучения серого излучателя, не зависящим от длины волны лучистой энергии, то для серого излучения можно использовать все законы идеального излучения, введя в соответствующие формулы коэффициенты.

Формулу (2.7) закона Стефана—Больцмана для серого излучателя можно записать в следующем виде:

$$R_{\text{эТс}} = \sigma_c T^4 \text{ вт/м}^2, \quad (4.4)$$

где  $R_{\text{эТс}}$  — суммарная энергетическая светность (плотность излучения) серого излучателя с температурой  $T$ .

Суммарные излучательные способности идеального и реального серых излучателей, поверхности которых могут считаться матовыми и подчиняющимися закону Ламберта, можно сравнить с помощью отношения суммарной энергетической светности  $R_{\text{эТс}}$  серого излучателя к суммарной энергетической светности  $R_{\text{эТид}}$  идеального излучателя при той же температуре

$$R_{\text{эТс}}/R_{\text{эТид}}. \quad (4.5)$$

Подставляя в отношение (4.5) величины  $R_{\text{эТид}}$  и  $R_{\text{эТс}}$  из уравнений (2.7) и (4.4), найдем выражение

$$\frac{R_{\text{эТс}}}{R_{\text{эТид}}} = \frac{\sigma_c}{\sigma} = \varepsilon_T, \quad (4.6)$$

на основании которого сформулируем следующее положение. Величина  $\varepsilon_T$  отношения суммарной энергетической светности  $R_{\sigma T c}$  серого излучателя к суммарной энергетической светности  $R_{\sigma T}$  идеального излучателя при одинаковой температуре, равная отношению коэффициента излучения серого излучателя  $\sigma_c$  к постоянной Стефана—Больцмана  $\sigma$ , называется суммарной относительной излучательной способностью или степенью черноты серого излучателя. Тогда суммарная энергетическая светность серого излучателя выражается через постоянную Стефана—Больцмана и температуру формулой

$$R_{\sigma T c} = \varepsilon_T \sigma T^4 \text{ вт/см}^2. \quad (4.7)$$

Если излучение с поверхности серого тела не подчиняется закону Ламберта, то величина  $\varepsilon_T$  соответствует суммарной относительной излучательной способности по нормали к поверхности. Поэтому величина  $\varepsilon_T$  называется также суммарной относительной излучательной способностью или степенью черноты нормального излучения реальных тел. Числовые значения степени черноты  $\varepsilon_T$  приведены в табл. 4.1 и 4.2.

Из рассмотрения табл. 4.1 и 4.2 можно сделать вывод о том, что суммарная излучательная способность непрозрачных материалов в первую очередь определяется свойствами их поверхности. Изменение свойств поверхности приводит для одного и того же материала к существенному изменению его излучательной способности. Например, из табл. 4.2 следует, что при одинаковой температуре  $150^\circ\text{C}$  сталь может иметь в зависимости от состояния ее поверхности суммарную нормальную относительную излучательную способность от 0,11 (полированная до блеска) до 0,60 (холоднокатаная чистая). Алюминий при температуре  $100^\circ\text{C}$  изменяет свою суммарную нормальную относительную излучательную способность более чем в 2 раза от 0,07 (листовой с грубой поверхностью) до 0,18 (полированный).

Зависимость излучательной способности материалов от их температуры весьма разнообразна. В отдельных случаях величина  $\varepsilon_T$  практически не зависит от температуры излучателя (бериллий, титан, специальная алюминиевая краска после нагрева до температуры  $325^\circ\text{C}$ , тусклая латунная пластина и др.). В некоторых случаях суммарная излучательная способность с температурой возрастает весьма быстро (оксидированная латунь, холоднокатаная чистая сталь и др.) или медленно (стекло ковекс  $D$ , никель и др.). Но в ряде случаев увеличение температуры излучателя приводит к снижению суммарной излучательной способности материала (цинк, полированный алюминий, уголь, полированная или расплавленная медь и т. д.) или к ее немонотонному изменению (серебро, стекло нонекс, полированный алюминий и др.). Необходимо отметить, что некоторые металлы, полированная поверхность которых с течением времени окисляется и тускнеет, не имеют стабильной во времени излучательной способности даже при постоянной тем-

Таблица 4. I

Суммарная относительная излучательная способность или степень черноты  $\epsilon_T$  нормального излучения различных материалов

Наименование материала	$t^{\circ} \text{C}$	$\epsilon_T$
Алюминий полированный	225—575	0,039—0,057
„ шероховатый	26	0,055
Железо полированное	425—1020	0,144—0,377
„ свежемобработанное наждаком	20	0,242
„ окисленное	100	0,736
„ окисленное гладкое	125—525	0,78—0,82
„ литое необработанное	925—1115	0,87—0,95
Сталь жароупорная окисленная	225—350	0,8—0,09
Стальное литье полированное	770—1040	0,52—0,56
Сталь листовая шлифованная	940—1100	0,55—0,61
Чугун обточенный	830—950	0,60—0,70
Окись железа	500—1200	0,85—0,95
Золото, тщательно полированное	225—635	0,018—0,035
Латунная пластина, прокатанная, с естественной поверхностью	22	0,06
Латунная пластина, прокатанная, обработанная грубым наждаком	22	0,20
Латунная пластина тусклая	50—350	0,22
Медь, тщательно полированная, электролитная	80—115	0,018—0,023
Медь торговая, шабрная до блеска, но не зеркальная	22	0,072
Окись меди	800—1100	0,66—0,54
Расплавленная медь	1075—1272	0,16—0,13
Молибденовая нить	725—2600	0,096—0,292
Никель технически чистый, полированный	225—375	0,07—0,087
Никелированное травленое железо, неполированное	20	0,11
Никелевая проволока	185—1000	0,096—0,186
Окись никеля	650—1255	0,59—0,86
Хромоникель	125—1034	0,64—0,76
Олово, блестящее луженое листовое железо	25	0,043—0,064
Платина чистая, полированная пластина	225—625	0,054—0,104

Наименование материала	$t^{\circ} \text{C}$	$\epsilon_T$
Платиновая лента	925—1115	0,12—0,17
„ нить	25—1230	0,036—0,192
„ проволока	225—1375	0,073—0,182
Ртуть очень чистая	0—100	0,09—0,12
Свинец серый, окисленный	25	0,281
Серебро полированное чистое	225—625	0,0198—0,0324
Хром полированный	100—1000	0,08—0,26
Цинк продажный (99,1%), полиро- ванный	225—325	0,045—0,053
Железо оцинкованное листовое блестящее	28	0,228
Железо оцинкованное листовое се- рое окисленное	24	0,276
Картон асбестовый	24	0,96
Бумага асбестовая	40—370	0,93—0,945
Бумага тонкая, наклеенная на метал- лическую пластину	19	0,924
Вода	0—100	0,95—0,963
Гипс	20	0,903
Дуб строганный	20	0,895
Кварц плавленный шероховатый	20	0,932
Кирпич красный шероховатый	20	0,93
„ шамотный глазированный	1100	0,75
„ огнеупорный	—	0,8—0,9
Лак белый эмалевый на железной шероховатой пластине	23	0,906
Лак черный блестящий распыленный на железной пластине	25	0,875
Лак черный матовый	40—95	0,96—0,98
Шеллак черный блестящий на луже- ном железе	21	0,821
Шеллак черный матовый	75—145	0,91
Краски масляные различных цветов	100	0,92—0,96
Краска алюминиевая после нагрева до $325^{\circ} \text{C}$	150—315	0,35
Мрамор сероватый, полированный	22	0,931
Стекло гладкое	22	0,937
Сажа, свечная копоть	95—270	0,952

Продолжение

Наименование материала	$t^{\circ} \text{C}$	$\epsilon_T$
Сажа, с жидким стеклом	100—185	0,959—0,947
„ ламповая 0,075 мм и больше	40—370	0,945
Толь	21	0,910
Уголь очищенный (0,9% золы)	125—625	0,81—0,79
Угольная нить	1040—1405	0,526
Фарфор глазированный	22	0,924
Штукатурка шероховатая, известковая	10—88	0,91

Таблица 4.2

Суммарная относительная излучательная способность или степень черноты  $\epsilon_T$  нормального излучения металлов, оптических материалов и других веществ (по американским данным)

Материал	Состояние поверхности	$\epsilon_T$ при $t^{\circ} \text{C}$			
		100	150	320	500
Магнитный сплав	Полированный	0,11—0,13			
Алюминий	Листовой	0,09			
„	Листовой с грубой поверхностью	0,07			
„	Полированный	0,095	0,053	0,063	
„	„	0,18			
Алюминиевая фольга		0,04			
Алюминиевая краска		0,29			
То же		0,18		0,18	0,18
Бериллий		0,61	0,61	0,61	0,61
Латунь	Полированная	0,05—0,059			
Латунь оксидированная		0,07	0,61	0,6	0,59
Уголь	Пластинчатый с грубой поверхностью	0,77		0,77	0,72
Уголь с графитом	То же	0,76		0,75	0,71
Хром	Полированный	0,075			
Медь	Полированная	0,052—0,04	0,03	0,03	

Материал	Состояние поверхности	$\epsilon_T$ при $t^\circ \text{C}$			
		100	150	320	500
Сплав медь-никель	Полированный	0,059			
Стекло	Толщина 1,57 мм	0,835		0,87	0,82
Стекло	Толщина 3,4 мм	0,83		0,90	0,91
Кварц плавленный	Толщина 1,96 мм	0,775		0,76	0,67
Краски пигментные	Любого цвета	0,90—0,94			
Чугун	Темно-серая поверхность	0,31			
"	Грубая поверхность	0,27			
Ламповая сажа		0,84			0,78
Молибден	Полированный	0,071			
Никель	"	0,072			0,13
Сплав серебро-никель	"	0,135			
Краска отражающая белая	Чистая	0,79			
Краска отражающая кремовая	"	0,77			
Краска отражающая черная	"	0,34			
Краска отражающая бронзовая	"	0,51			
Серебро	Полированное	0,052—0,02	0,02	0,03	0,04
Сталь нержавеющая	Полированная	0,074—0,09			
Сталь	"	0,066			
"	Холоднокатаная, чистая	0,08	0,60		
"	Полированная шерстью		0,46		
"	Травленая		0,35		
"	Полированная до блеска		0,11		
Олово	Полированное	0,069			
"	Промышленное покрытие	0,084			
Титан	То же	0,31	0,31	0,31	0,31
Вольфрам	Полированное покрытие	0,066			
Цинк	Промышленное покрытие	0,31		0,11	

пературе, например олово, серебро, медь, луженое листовое железо.

Неоднородные материалы обладают суммарной излучательной способностью, зависящей от толщины покрывающей пленки, свойств органических растворителей, свойств наполнителей и структуры краски и других особенностей веществ, составляющих материал. В качестве примеров таких неоднородных материалов излучателей можно назвать анодированный алюминий, лакированные поверхности, окрашенную пленку, травленные поверхности, поверхности, покрытые масляными красками.

Суммарная излучательная способность веществ, оптически активных для лучистой энергии излучаемого диапазона длин волн, существенно зависит от толщины излучателя в направлении потока излучения.

Из анализа табл. 4.1 и 4.2 можно прийти также к весьма важному выводу для решения задач по созданию приборов наведения и самонаведения летательных аппаратов: при обычных для земной поверхности и атмосферы в пределах высот до 150—200 км температурах от 200 до 450° К большую группу реальных тел (земля, растительный покров земли, вода, лед, кирпичные, бетонные и каменные сооружения, пигментные краски любого цвета, одежда, стекло, дерево, кожа человека и животных) можно рассматривать в качестве серых излучателей, близких к идеальным. Исключением из этой группы серых тел являются полированные поверхности всех металлов, а также свежеработанные резанием, шлифованием, прокаткой поверхности алюминия, олова, платины, серебра, золота, меди, латуни, молибдена, никеля, хрома, вольфрама, а также поверхности ртути и специальной алюминиевой краски после обработки нагревом до 325° С. Полированные металлы и металлические краски имеют, как правило, относительно меньшую суммарную излучательную способность во всех условиях.

Существенная разница в излучательной способности металлических и пигментных красок вызвана принципиальным различием в поглотельном и рассеивающем свойствах их наполнителей, по-разному влияющих на изменение поглощения органических растворителей. Последние в чистом виде вообще являются сильно поглощающими, а следовательно, и сильно излучающими в инфракрасной области средами потому, что собственные частоты колебаний молекул их основных химических составляющих — соединений углерода с водородом типа С—Н, С—С, СН<sub>2</sub>, СН<sub>3</sub> и других расположены в области, соответствующей спектральному диапазону длин волн от 3 до 15 мкм.

Металлический наполнитель влияет на поглощение органических растворителей вследствие того, что его частицы представляют собой в основном мельчайшие пластинки, самопроизвольно располагающиеся в процессе окраски вдоль поверхности окрашивающей пленки. Поэтому падающее на окрашивающую пленку излучение рассеивается избирательно главным образом назад во внешнюю

среду так, что путь лучистой энергии в органическом растворителе, а следовательно, и ее суммарное поглощение оказываются минимальными. В этих условиях суммарная излучательная способность металлических красок, естественно, также минимальна.

Наполнитель пигментных красок имеет в основном зернистую структуру и рассеивает падающую лучистую энергию во всех направлениях и многократно, существенно увеличивая при этом длину пути лучей в среде пленки органического растворителя. При этом увеличивается суммарная поглощательная, а следовательно, и суммарная излучательная способность окрашивающей пленки с пигментным наполнителем.

#### § 4.2. ЛУЧИСТАЯ ЭНЕРГИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Спектральным, избирательным или селективным излучателем называется такой, у которого излучательная способность меньше единицы и зависит от длины волны лучистой энергии и от его температуры.

Излучательная способность  $e_{\lambda T}$  такого излучателя называется по ГОСТу 7601—55 спектральной. Вообще в литературе для обозначения спектрального излучателя и спектральной излучательной способности применяются термины — избирательный и селективный, но мы примем основной термин, соответствующий указанному выше ГОСТу.

Спектральной излучательной способностью  $e_{\lambda T}$  излучателя или вообще тела является отношение спектральной энергетической яркости  $B_{\lambda T}$  данного источника излучения к спектральной энергетической яркости  $B_{\lambda T \text{ ид}}$  идеального излучателя при той же температуре  $T$  и длине волны

$$e_{\lambda T} = \frac{B_{\lambda T}}{B_{\lambda T \text{ ид}}}, \quad (4.8)$$

где под величинами  $B_{\lambda T}$  и  $B_{\lambda T \text{ ид}}$  понимается лучистая энергия, излучаемая равными элементами поверхностей спектрального излучателя и соответственно идеального излучателя в одном направлении при одинаковых температуре, элементарном участке спектра длин волн и интервале времени.

Для реальных спектрального и идеального излучателей, поверхности которых могут считаться диффузно-излучающими и подчиняющимися закону Ламберта, величина  $e_{\lambda T}$  выражается следующей формулой:

$$e_{\lambda T} = \frac{R_{\lambda T}}{R_{\lambda T \text{ ид}}}, \quad (4.9)$$

где  $R_{\lambda T}$  и  $R_{\lambda T \text{ ид}}$  — спектральная энергетическая светность спектрального и соответственно идеального излучателей при одинаковых температуре и элементарном участке спектра длин волн.

Связь спектральной излучательной способности  $e_{\lambda T}$  со спект-

ральной поглощательной способностью  $a_{\lambda T}$  того же спектрального излучателя согласно закону Кирхгофа выражается формулой

$$e_{\lambda T} = a_{\lambda T} \cdot e_{\lambda T \text{ ид}}, \quad (4.10)$$

где  $e_{\lambda T \text{ ид}}$  — универсальная функция Кирхгофа  $f(\lambda, T)$ , равная в данном случае спектральной излучательной способности идеально-го излучателя при температуре  $T$  и длине волны  $\lambda$ .

Спектральный излучатель излучает лучистую энергию главным образом в определенных полосах или линиях спектра, а вообще может иметь некоторое малое излучение и в других участках или во всем спектре. Спектральный излучатель, излучающий лучистую энергию очень сильно только в одной узкой линии спектра излучения, называется монохроматическим.

В подавляющем большинстве спектральных излучатели являются искусственными. Из естественных излучателей к спектральным можно отнести некоторые звезды, имеющие относительно сильное излучение в полосе ультрафиолетовой части спектра.

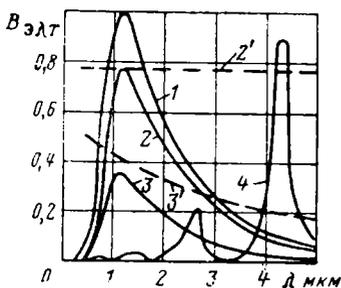


Рис. 4.1. График излучательной способности идеального и реальных излучателей:

— — — — — спектральная излучательная способность в относительных единицах

Одним из наиболее вероятных при работе инфракрасных приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов спектральных источников излучения являются реактивные двигатели самолетов и ракет, имеющие резкий максимум излучения в сравнительно узкой полосе спектра шириной до 0,3—0,4 мкм.

На рис. 4.1 приведены графики, характеризующие в относительных единицах излучательную способность идеального излучателя 1, серого излучателя 2, спектральных излучателей — вольфрама 3 и факела керосинового реактивного двигателя 4, а также спектральной излучательной способности серого и спектральных излучателей — угля и вольфрама.

По оси ординат в относительных единицах для кривых 1—4 отложена спектральная энергетическая яркость излучения, а для кривых 2' и 3' спектральная излучательная способность  $e_{\lambda T}$ . Графики 2' и 3' построены по формуле (4.8) так, что их ординаты при любой длине волны равны отношению спектральной энергетической яркости серого излучателя (2') и вольфрама (3') к спектральной энергетической яркости идеального излучателя при той же температуре.

Температура идеального и серого излучателей и вольфрама равна 2450° К. Следовательно, максимумы их излучения согласно закону смещения Голицына—Вина расположены при  $\lambda = 1,2$  мкм.

Максимумы излучения факела реактивного двигателя расположены на длинах волн 2,7 и 4,3 мкм. Спектральный характер излучения факела очевиден, поэтому кривая его спектральной излучательной способности нами не рассчитывалась.

График спектральной излучательной способности серого тела 2' представляет собой прямую, параллельную оси абсцисс, что подтверждает подобие спектрального распределения серого и идеального излучателей.

Кривая спектральной излучательной способности вольфрама 3' является монотонно убывающей, что характеризует данный излучатель как спектральный с относительным максимумом по сравнению с идеальным излучателем, сдвинутым в направлении коротковолновой световой лучистой энергии. Поэтому вольфрам часто применяется в излучателях световой энергии — лампах накаливания. Однако он может использоваться и в качестве излучателя в близкой инфракрасной области, где его спектральная излучательная способность достигает 0,25—0,45.

Смещение максимума спектральной излучательной способности в область коротких волн, показанное на примере вольфрама, характерно в той или иной степени для подавляющего большинства металлов. При низких температурах, обычных для поверхности Земли и ближайшей атмосферы, это смещение максимума спектральной излучающей способности металлов тоже имеет место, но кривые функции  $e_{\lambda T}(\lambda)$  являются более пологими. При дальнейшем снижении температуры металлов кривые их спектральной излучающей способности  $e_{\lambda T}(\lambda)$  вырождаются в прямые, параллельные оси абсцисс. Это означает, что металлы при определенных условиях из спектральных излучателей превращаются в серые.

Необходимо также иметь в виду, что вследствие особенностей физических свойств некоторые материалы при определенных условиях, оставаясь суммарными излучателями, превращаются из серых в идеальные. Это происходит в том случае, когда с изменением температуры вещество из непрозрачного превращается в прозрачное либо по всему спектру излучения, либо на каком-то его участке. В последнем случае вещество может рассматриваться как серый излучатель в частотах спектра лучистой энергии, за исключением участка, в котором оно прозрачно. Примером такого вещества является оптическое стекло, содержащее  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{CO}_3$ ,  $\text{PbO}$  и другие примеси.

При нормальных для оптических приборов толщинах оно непрозрачно в инфракрасной области спектра на длинах волн  $\lambda > 2,0 \div 2,5$  мкм, если его температура не превышает пределы, обычные для условий эксплуатации внутренних оптических деталей приборов наведения и самонаведения летательных аппаратов, и во всяком случае не более  $400^\circ \text{K}$ . В этих условиях стекло в инфракрасной области с  $\lambda > 2,0 \div 2,5$  мкм сильно поглощает и является не серым, а идеальным излучателем. Наоборот, является серым стеклянное тело, нагретое до температуры свечения, примерно равной

950° К, т. е. заведомо большей указанного выше предела 400° К. Оно излучает большую часть энергии в инфракрасной области, где оно непрозрачно. В видимой области спектра данное тело полупрозрачно и поэтому имеет незначительное по сравнению с суммарным излучением. Это незначительное видимое излучение, однако, вполне достаточно, чтобы глаз воспринимал такое тело светящимся.

Для конструктора из изложенного выше полезно сделать вывод о том, что оптические материалы с подобными свойствами неприменимы в оптических деталях приборов самонаведения и наведения, если эти детали подвержены высокотемпературному аэродинамическому нагреву вследствие взаимодействия внешних поверхностей летательного аппарата и воздушной среды или под влиянием теплопередачи от раскаленных деталей и газовых струй двигателей. Такими оптическими деталями в первую очередь являются обтекатели, прозрачные в инфракрасной области.

#### § 4.3. ГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ

Графический метод определения излучательной способности излучателей позволяет с помощью спектральных кривых энергетической яркости рис. 4.1 определять суммарную излучательную способность  $e_T$  излучателей, а также их спектральную излучательную способность  $e_{\lambda T}$ , в любом интервале длин волн спектра лучистой энергии. Так как  $e_T$  является отношением суммарной энергетической яркости излучателя к суммарной энергетической яркости идеального излучателя при той же температуре [см. формулу (4.2)], то она определяется графически как отношение площадей под соответствующими кривыми по всему спектру лучистой энергии. Спектральная излучательная способность излучателя  $e_{\lambda T}$  в определенном интервале  $\Delta\lambda$  длин волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_i + \Delta\lambda$  определяется графически подобным способом как отношение площадей на данном интервале под кривыми энергетической яркости рассматриваемого и идеального излучателей.

#### § 4.4. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Коэффициентом полезного действия излучателя в определенной области спектра лучистой энергии называется отношение соответствующей светности в этой области спектра к суммарной энергетической светности в этой области или по всему диапазону длин волн  $0 < \lambda < \infty$  при одинаковой температуре.

Энергетическим коэффициентом полезного действия  $\eta_{\text{э.инк}}$  инфракрасного излучателя называется отношение его энергетической светности в инфракрасной области спектра с  $0,76 \text{ мкм} < \lambda < \infty$  к его суммарной энергетической светности по всему диапазону длин волн  $0 < \lambda < \infty$  при одинаковой температуре.

Величина  $\eta_{\text{э.ик}}$  выражается формулой

$$\eta_{\text{э.ик}} = \frac{\int_{0,76}^{\infty} r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda}, \quad (4.11)$$

где  $r_{\lambda T}(\lambda)$  — спектральная плотность энергетической светности рассматриваемого излучателя, являющаяся при данной постоянной температуре  $T$  функцией длины волны  $\lambda$ .

Энергетическим коэффициентом полезного действия  $\eta_{\text{э.св}}$  излучателя в световом диапазоне называется отношение его энергетической светности в интервале длин волн  $0,4 < \lambda < 0,76$  мкм к его суммарной энергетической светности по всему диапазону длин волн при одинаковой температуре:

$$\eta_{\text{э.св}} = \frac{\int_{0,4}^{0,76} r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda}. \quad (4.12)$$

Световым коэффициентом полезного действия  $\eta_{\text{св}}$  излучателя называется отношение светности излучателя, воспринимаемой глазом, к его суммарной энергетической светности по всему диапазону длин волн при одинаковой температуре:

$$\eta_{\text{св}} = \frac{\int_{0,4}^{0,76} v_{\lambda \text{абс}}(\lambda) r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda}, \quad (4.13)$$

где  $v_{\lambda \text{абс}}$  — коэффициент видности, определяемый формулами (2.1) и (2.2).

С учетом этих формул величина  $\eta_{\text{св}}$  определяется выражением

$$\eta_{\text{св}} = \frac{\int_{0,4}^{0,76} v_{\lambda}(\lambda) r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda}{M_{\text{св}} \int_0^{\infty} r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda}, \quad (4.14)$$

где  $M_{\text{св}}$  — механический эквивалент света, численно равный  $0,00146$  вт/лм;

$v_{\lambda}(\lambda)$  — коэффициент относительной видности, определяемый графиком видности (см. рис. 2.1).

Видимым коэффициентом полезного действия  $\eta_{\text{в}}$  излучателя на-

зывается отношение светности видимого потока к энергетической светности лучистого потока в пределах длин волн светового диапазона при одинаковой температуре:

$$\eta_{\text{в}} = \frac{\int_{0,4}^{0,76} v_{\lambda}(\lambda) r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda}{M_{\text{св}} \int_{0,4}^{0,76} r_{\lambda T}(\lambda) d\lambda} \quad (4.15)$$

Между указанными выше коэффициентами полезного действия существуют следующие очевидные зависимости:

$$\eta_{\text{св}} = \eta_{\text{в}} \cdot \eta_{\text{э.св}}, \quad (4.16)$$

$$\eta_{\text{э.инк}} + \eta_{\text{э.св}} = \eta_{\text{э.общ}}, \quad (4.17)$$

где  $\eta_{\text{э.общ}}$  — общий энергетический коэффициент полезного действия излучателя в инфракрасном и световом диапазонах излучения.

#### § 4.5. КАЖУЩИЕСЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Кажущимися температурами реального излучателя называются температуры, при которых лучистый поток идеального излучателя в радиационном, яркостном или цветовом отношении равноценен лучистому потоку реального при его истинной температуре  $T$ . Понятия кажущихся температур полезны при имитации реальных тел, излучательная способность которых всегда ниже единицы, с помощью идеальных излучателей, а также при сравнении реальных излучателей друг с другом и с идеальным излучателем.

Радиационной температурой  $T_r$  называется температура идеального излучателя, при которой он имеет суммарную излучательную способность, одинаковую с суммарной излучательной способностью реального излучателя при температуре  $T$ . Между величинами  $T_r$  и  $T$  существует зависимость

$$T_r = T \sqrt[4]{\epsilon_T}, \quad (4.18)$$

которая элементарно получается из формул (2.7) и (4.7). Так как суммарная относительная излучательная способность реального излучателя  $\epsilon_T$  меньше единицы, то радиационная температура идеального излучателя всегда меньше истинной температуры  $T$  соответствующего реального излучателя, т. е.  $T_r < T$ .

Яркостной температурой  $T_b$  называется температура идеального излучателя, при которой его энергетическая яркость в пределах узкого участка спектра на длине волны  $\lambda$  равноценна энергетической яркости реального излучателя в пределах того же узкого

участка спектра при температуре  $T$ . Зависимость  $T$  от  $T_b$  на основании закона Планка выражается формулой

$$T = \frac{C_2}{\lambda} \frac{1}{\ln(\varepsilon_{\lambda T} e^{C_2/\lambda T_b})}, \quad (4.19)$$

где  $\varepsilon_{\lambda T}$  — спектральная относительная излучательная способность;  
 $C_2$  — постоянная формулы (2.18) Планка, равная  $1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{°К}$ .

Обычно в фотометрии яркостную температуру принимают для длины волны  $\lambda = 0,665 \text{ мкм}$ . Тогда уравнение (4.19) приводится к следующему виду:

$$T = 21\,600 \cdot [\ln(\varepsilon_{\lambda T} \cdot e^{21\,600/T_b})]^{-1}. \quad (4.20)$$

Так как интенсивность идеального излучателя всегда выше интенсивности реального излучателя при той же температуре, то яркостная температура всегда ниже истинной температуры, т. е.  $T_b < T$ .

Цветовой температурой  $T_c$  называется температура идеального излучателя, обеспечивающая в видимой области цветность его излучения, одинаковую с цветностью излучения реального излучателя при температуре  $T$ . Следовательно, цветовой температурой называется температура идеального излучателя, при которой относительное распределение спектральной плотности его энергетической яркости и энергетической яркости реального излучателя в видимой области спектра близки. При этом критерием близости служит цветность излучений, т. е. отношение спектральных плотностей яркости при двух заданных длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Величины  $T_c$  и  $T$  связаны формулой

$$\frac{1}{T_c} = \frac{1}{T} + \frac{\ln \frac{e_{\lambda_1 T}}{e_{\lambda_2 T}}}{C_2 \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}, \quad (4.21)$$

где  $e_{\lambda_1 T}$  и  $e_{\lambda_2 T}$  — спектральные излучательные способности реального излучателя при длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ;  
 $C_2$  — постоянная из формулы (2.18) Планка.

Цветовая температура отличается от истинной в связи с различным распределением спектрального излучения идеального и реальных излучателей. Для серых тел цветовая и истинная температуры одинаковы, так как серые тела и идеальный излучатель имеют подобное распределение спектрального излучения. Понятие цветовой температуры полезно при оценке суммарной чувствительности приемников излучения с избирательной реакцией, так как оно характеризует качественные показатели потока лучистой энергии. Цветовая температура излучателя может казаться выше или ниже его истинной температуры. В отдельных случаях это кажущееся

различие может быть очень большим. Так, например, цветовая кажущаяся температура голубого неба оценивается величиной около  $25\,000^\circ\text{K}$ , что, как известно, весьма далеко от действительности (см. § 1.1).

#### § 4.6. ВЛИЯНИЕ СРЕДЫ НА РЕАЛЬНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

Влияние окружающей среды на реальные излучатели неизбежно, если они не изолированы от внешней среды и друг от друга. Тогда лучистый поток каждого реального излучателя содержит в себе собственное излучение, возникающее при колебаниях молекул и атомов вещества излучателя, а также побочные потоки, создающиеся вследствие отражения при падении на излучатель лучистой энергии от посторонних источников. При этом излучение реального излучателя в отличие от идеального содержит побочные отраженные потоки, которых нет у черного тела, полностью поглощающего падающую на него лучистую энергию.

Относительная излучательная способность  $\epsilon_{Tн}$  неизолированного реального серого излучателя в отличие от изолированного [см. формулу (4.5)] выражается уравнением

$$\epsilon_{Tн} = \frac{R_{эTс} + R_{э,отр}}{R_{эTид}}, \quad (4.22)$$

где  $R_{эTс}$  и  $R_{эTид}$  — суммарные энергетические светности серого и идеального излучателей при температуре  $T$ ;  
 $R_{э,отр}$  — суммарная энергетическая светность неизолированного серого излучателя, возникающая в направлении собственного лучистого потока вследствие отражения посторонней лучистой энергии, падающей от других неизолированных излучателей.

Практически применительно к условиям решения задачи наведения и самонаведения летательных аппаратов неизолированными серыми излучателями следует считать открытые низкотемпературные излучатели, подверженные облучению от посторонних, более нагретых источников лучистой энергии. Таким неизолированным серым излучателем можно, например, считать орбитальный искусственный спутник, подверженный на солнечной стороне Земли облучению лучистой энергией Солнца. Необходимо при этом отметить, что спутник Земли летит в солнечных лучах около двух третей времени полета по орбите и из-за поглощения солнечной лучистой энергии нагревается. Поэтому температура  $T$  собственного излучения спутника должна приниматься в виде функции времени полета по орбите с учетом солнечного подогрева на солнечном участке и последующего остывания в тени Земли.

Высокотемпературные открытые излучатели, как, например, реактивный двигатель с температурой  $1000\text{—}1300^\circ\text{K}$ , значительно превышающей температуру большинства других близкорасполо-

женных в воздушной среде излучателей, можно считать практически изолированными реальными излучателями. В этом случае параметры лучистой энергии для серого излучателя нужно рассчитывать по формулам (4.2)—(4.7), а для спектрального — по формулам (4.8)—(4.10).

#### § 4.7. ИЗЛУЧЕНИЕ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Излучение летательных аппаратов в нашей задаче является одним из основных источников лучистой энергии канала связи приборов самонаведения или наведения. Характер этого излучения во многом определяет принцип действия, схему и конструкцию рассматриваемых приборов. Поэтому из всех возможных излучений целей в первую очередь нужно рассмотреть излучение самолетов, ракет и космических летательных аппаратов.

Для самолетов при всех режимах полета характерна большая концентрированная действующая мощность двигателей, сопровождающаяся непрерывным выделением интенсивных потоков инфракрасной лучистой энергии. Кроме того, при полете с большими сверхзвуковыми скоростями вследствие аэродинамического торможения воздушного потока происходит значительный нагрев обшивки, излучение которой также лежит в инфракрасной области.

#### Излучение поршневых самолетных двигателей

Основными излучателями инфракрасной лучистой энергии самолетов с поршневыми двигателями являются выхлопные патрубки с температурой, изменяющейся по длине в пределах 1100—500° К, выхлопные газы с температурой до 1200—1350° К, а также капоты двигателей с температурой 350—370° К. Мощность лучистого потока этих излучателей, кроме температуры, зависит от формы, размеров и излучательных свойств, их поверхностей, а также от их размещения и экранировки на самолете.

Определенное влияние на мощность излучения оказывает режим работы двигателя, от которого зависит температура всех рассматриваемых излучателей, а также размер, форма и содержание факелов выхлопных газов. Из-за недостатка кислорода в топливной смеси двигателей, возрастающего с высотой полета, в выхлопных струях поршневого двигателя содержится много мелких твердых частиц углерода, являющихся продуктом неполного сгорания органического топлива. Эти раскаленные до температуры 1250—1350° К твердые частицы в газовой среде увеличивают излучательную способность выхлопных струй, так как суммарная излучательная способность или степень черноты у частичек углерода (0,7—0,8) значительно выше, чем у самой газовой среды (0,1—0,2), состоящей в основном из углекислого газа  $\text{CO}_2$ , водяных паров  $\text{H}_2\text{O}$  и молекулярного азота  $\text{N}_2$ . Сложность состава и монотонное убывание температуры выхлопной струи поршневого двигателя

по мере удаления от среза патрубка делают инфракрасный спектр ее излучения, как правило, непрерывным.

Выхлопные патрубки двигателей изготавливаются из жаропрочной стали и располагаются непосредственно на двигателях в верхней или нижней части центроплана вдоль продольной оси самолета, если двигатели установлены на крыльях, и продольными рядами на боковых поверхностях носовой части фюзеляжа, если самолет одномоторный с V-образной компоновкой. В первом случае инфракрасная энергия излучения патрубков направлена в основном в нижнюю или верхнюю и боковые полусферы, к которым обращена их наибольшая поверхность, а максимум излучения патрубков находится около центроплана. Во втором случае инфракрасная энергия излучения патрубков направлена в основном в верхнюю и нижнюю полусферу (от верхних и нижних поверхностей патрубков) и в меньшем количестве в боковые полусферы (от боковой поверхности колена патрубков). Относительно меньшая мощность излучения патрубков в передней и задней полусферах во втором случае объясняется тем, что ряды патрубков симметричны относительно продольной оси и патрубки экранируют друг друга в продольном направлении. Это приводит к уменьшению эффективной излучающей поверхности патрубков в продольном направлении.

Температура патрубков максимальна у коллектора ( $1100—1000^{\circ}\text{K}$ ) и убывает к срезу ( $600—500^{\circ}\text{K}$ ). Окисленная при нагревании поверхность жаропрочной листовой стали патрубков имеет суммарную относительную излучательную способность  $\epsilon_T = 0,8 \div 0,9$  (см. табл. 4. 1). В общем балансе инфракрасного излучения самолета с поршневыми двигателями излучение патрубков составляет  $55—65\%$ .

Поверхность капота двигателя при окраске алюминиевой краской имеет суммарную относительную излучательную способность  $\epsilon_T = 0,18 \div 0,35$  (см. табл. 4. 1 и 4. 2) и при указанной выше относительно низкой температуре не влияет существенно на общую мощность инфракрасного излучения в верхней и нижней полусферах самолета.

Длины волн максимального излучения капотов двигателей самолета согласно закону Голицына — Вина лежат в интервале  $7,8—8,3$  мкм. Эти длины волн расположены на краю мощной полосы поглощения лучистой энергии атмосферными парами воды. При  $\lambda = 8$  мкм пропускание не превышает  $30\%$ , а при  $\lambda = 5,3 \div 7,5$  мкм вообще отсутствует (см. § 3. 4). Поэтому нагретая поверхность капота двигателя может быть полезной в качестве излучателя канала связи приборов наведения и самонаведения только на высотах более  $9—10$  км, где содержание водяных паров в атмосфере становится достаточно малым, а пропускание инфракрасной энергии с  $\lambda = 7,8 \div 8,3$  мкм практически полным (см. рис. 3. 8 и 3. 9). Наиболее выгодно использовать излучение капота двигателя при встречной атаке, так как именно в передней полусфере оно максимально.

Общее представление о характере распределения мощности излучения летательных аппаратов обычно создается с помощью индикатрис инфракрасной лучистой энергии, представляющих собой кривые, соединяющие концы векторов  $\bar{I}_0$  энергетической силы излучения различных точек поверхности излучателя в нормальном направлении.

В качестве первого примера приведем горизонтальную индикатрису инфракрасного излучения самолета Си-47 с двумя сравнительно маломощными поршневыми двигателями, снабженными выхлопными патрубками диаметром 150 мм и длиной 1000 мм (рис. 4.2). Патрубки размещены под центропланом с внешней стороны каждого двигателя таким

образом, что излучение каждого патрубка в горизонтальной плоскости направлено только во внешнюю сторону. Все излучение патрубков в вертикальной плоскости направлено в нижнюю полусферу, так как патрубки экранируются сверху центропланом. В связи с этим излучение в нижнюю полусферу усиливается инфракрасным потоком, отраженным и излученным экранирующей

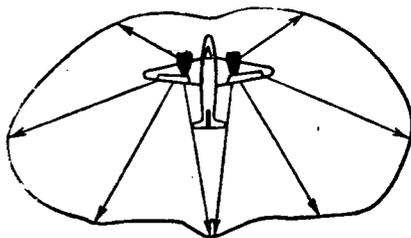


Рис. 4.2. Горизонтальная индикатриса излучения самолета Си-47 с двумя поршневыми двигателями

поверхностью центроплана. Поэтому максимум излучения патрубков направлен в нижнюю полусферу. Это тактически обосновано, так как в воздушном бою нападение летательного аппарата класса «воздух—воздух» с инфракрасным каналом связи более вероятно сверху, где инфракрасное излучение рассматриваемого самолета минимально. Однако данный самолет представляет собой хорошую цель для зенитных ракет с инфракрасным каналом связи. Пренебрежение последним обстоятельством при выборе компоновочной схемы двигателей и патрубков самолета Си-47, по-видимому, вызвано тем, что инфракрасные каналы связи приборов наведения и самонаведения больше развиты в летательных аппаратах класса «воздух—воздух», чем в зенитных системах.

Мощность инфракрасного излучения поверхности патрубка в направлении, перпендикулярном продольной оси самолета, равна 1940 вт. Вектор энергетической силы излучения  $\bar{I}_0$  в нормальном к поверхности патрубка направлении равен 620 вт/стер. Если считать, как это было указано выше, что излучение патрубков составляет 55÷65% всей суммарной инфракрасной энергии, распространяемой самолетом, то максимальный вектор энергетической силы излучения в индикатрисе на рис. 4.2 равен примерно 1000 вт/стер.

На рис. 4.3 приводится пример горизонтальной и вертикальной индикатрис инфракрасного излучения другого самолета с двумя 12-цилиндровыми поршневыми двигателями, у которого максимальное излучение характеризуется величиной мощности такого

же порядка (1700 вт в горизонтальной плоскости и 120 вт в вертикальной плоскости). Следовательно, самолет Си-47 по своему излучению может считаться типовым для летательных аппаратов с двумя поршневыми двигателями.

При работе канала связи на больших дальностях, когда излучение двух двигателей не разрешается прибором отдельно, инфракрасное излучение самолета можно рассматривать как энергию точечного излучателя. Суммарная мощность такого излучателя во всех направлениях считается равной суммарной мощности из-

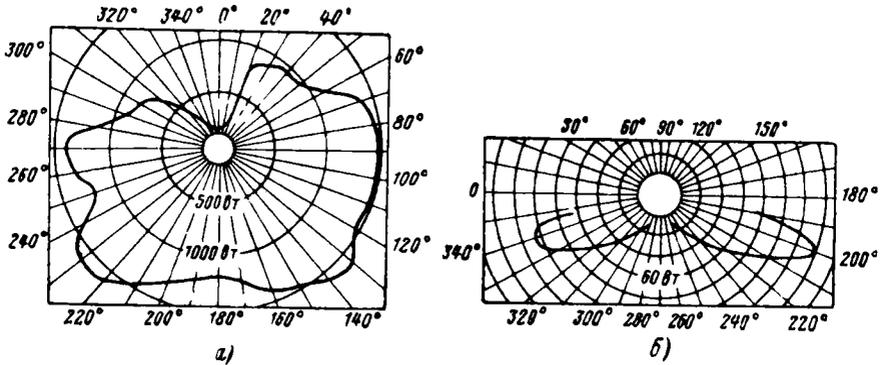


Рис. 4.3 Горизонтальная (а) и вертикальная (б) индикатрисы излучения самолета с двумя 12-цилиндровыми поршневыми двигателями

лучения двух патрубков во всех направлениях, увеличенной для учета излучения выхлопных струй и капота в 1,5—1,8 раза. При этих условиях суммарная мощность излучения самолета Си-47 как реального серого излучателя, эквивалентная мощности инфракрасной лучистой энергии точечного источника, рассчитывается приближенно на базе формулы (4.7) следующим образом:

$$\Phi_s \approx (1,5 \div 1,8) \pi d_{\text{патр}} l_{\text{патр}} \cdot \varepsilon_T \sigma T_{\text{патр}}^4 = (26 \div 35) 10^3 \text{ вт},$$

где

$d_{\text{патр}} = 0,15 \text{ м}$  — средний диаметр патрубка;

$l_{\text{патр}} = 1,0 \text{ м}$  — длина патрубка;

$\varepsilon_T = 0,8 \div 0,9$  — суммарная относительная излучательная способность поверхности патрубков;

$\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-8} \text{ вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°К})$  — постоянная Стефана — Больцмана;

$T_{\text{патр}} = 800^\circ \text{К}$  — средняя абсолютная температура патрубков, рассчитанная по формуле

$$T_{\text{патр}} = \frac{1}{2} (T_{\text{max}} - T_{\text{min}}) = 800^\circ \text{К},$$

при приближенном предположении линейности функции  $T(l)$ ;

$l$  — текущая длина патрубка вдоль его оси;

$T_{\max} = 1100^{\circ}\text{K}$  — максимальная температура патрубков (у коллектора);

$T_{\min} = 500^{\circ}\text{K}$  — минимальная температура патрубков (у среза).

### Излучение реактивных двигателей летательных аппаратов

Основными излучателями турбореактивного самолета при дозвуковых скоростях является двигатель и реактивная струя раскаленных газов, доля которой в общем балансе инфракрасного излучения самолета значительно меньше (до 20—25%), чем у самолета с поршневыми двигателями. Это объясняется тем, что в реактивном двигателе благодаря избытку кислорода топливная смесь сгорает более полно и факел выходящих газов практически не содержит раскаленных твердых частиц углерода с большим излучением инфракрасной лучистой энергии.

Излучение основных газовых составляющих факела турбореактивного двигателя паров воды и углекислого газа возбуждается колебаниями молекул с частотами, совпадающими с собственными частотами колебаний молекул тех же веществ в атмосфере. На-

пример, полосы наиболее интенсивного излучения раскаленного углекислого газа (рис. 4.4) имеют при всех температурах максимумы на длинах волн 2,7 и 4,3 мкм, одинаковых с длинами волн максимумов полос поглощения углекислого газа в атмосфере (см. рис. 3.5). Так как пары воды и углекислый газ являются основными поглотителями инфракрасной лучистой энергии в атмосфере, то использование излучения газовой струи турбореактивного двигателя в качестве источника энергии канала связи приборов наведения и самонаведения может быть высокоэффективным только на высотах более 9—10 км, где содержание паров воды и углекислого газа достаточно мало.

Таким образом, в общем случае (для всех высот) канал связи приборов наведения и самонаведения летательного аппарата на турбореактивный самолет следует рассчитывать по излучению корпуса, удлинительной трубы и реактивного конуса двигателя. Наибольшая мощность инфракрасного излучения турбореактивного двигателя создается поверхностями агрегатов, содержащихся в его внутренней открытой полости: внутренней поверхностью удлинительной трубы и реактивного конуса и поверхностями турбинных колес компрессора, особенно их лопаток.

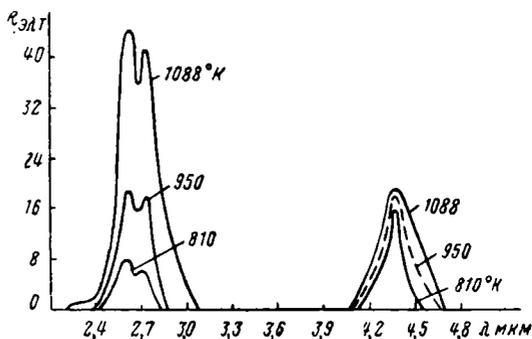


Рис. 4.4. График излучения раскаленного углекислого газа

Поверхности деталей во внутренней полости двигателя омываются со скоростью 340—400 *м/сек* газовым потоком, нагретым до температуры около 1000° К. Наивысшую температуру имеют лопатки газовой турбины, на нагрев которых дополнительно влияет выделение тепла за счет аэродинамического торможения газового потока при его встрече с лопатками. Нагрев за счет аэродинамического торможения газового потока происходит и на всех других поверхностях внутренней полости двигателя, но в меньшей степени, чем на лопатках турбины. Это объясняется тем, что в определенных точках лопаток направление потока перпендикулярно поверхности, и поэтому поток тормозится полностью. Как известно, при полном торможении вся кинетическая энергия газа переходит в его тепловую энергию. При неполном торможении газа, в случае встречи потока с поверхностью не под прямым углом происходит лишь частичная потеря скорости газовой среды с преобразованием кинетической энергии в тепловую. Горячий газ, омывающий поверхности деталей двигателя, нагревает их.

Абсолютная температура торможения  $T_{\text{торм.ид}}$  близкой по своим параметрам к воздуху идеальной газовой среды при полном торможении в адиабатических условиях определяется широко известной в аэродинамике приближенной формулой

$$T_{\text{торм.ид}} = T_{\infty} + \frac{v_{\infty}^2}{2000} = T_{\infty} (1 + 0,2M^2) \text{ } ^\circ\text{К}, \quad (4.23)$$

где  $T_{\infty}$  — абсолютная температура газа до торможения;

$v_{\infty}$  — скорость газового потока относительно твердого тела, на поверхности которого происходит полное торможение;

$M$  — число Маха, равное отношению скорости газового потока к скорости распространения звука в тех же условиях.

Дополнительное нагревание газового потока при полном торможении на лопатках газотурбинного двигателя самолета в рассматриваемых условиях согласно формуле (4.23) сопровождается повышением температуры газа от 1000 до 1050—1080° К. В полете при длительной работе двигателя температура поверхности лопаток турбокомпрессора близка к температуре газового потока. Температура внутренних поверхностей удлинительной трубы и реактивного конуса двигателя также близка к температуре газовой среды и зависит от внутренней теплоотдачи материала этих деталей и свойств системы охлаждения. В рассматриваемом примере она равна 900—1000° К.

Для создания представления о температурах во внутренней полости турбореактивного двигателя приведем графики изменения температуры газового потока вдоль оси турбокомпрессора на высотах от 11 до 25 км при  $M=1,2$ ; 2 и 2,6 (рис. 4.5). Из приведенных графиков следует, что температура газов в видимой при атаке сзади части турбокомпрессора при сверхзвуковой скорости потока,

соответствующей числу  $M=1,2$ , превышает  $600^\circ\text{K}$  и возрастает при  $M=2,6$  до  $950^\circ\text{K}$ . По мере дальнейшего совершенствования летательных аппаратов их скорость, а следовательно, и температура видимых при атаке сзади поверхностей внутренней плоскости турбореактивного двигателя самолета и струи газов будет увеличиваться. Это создает хорошие условия в настоящее время и в перспективе для использования инфракрасного излучения внутренней полости турбореактивных двигателей (ТРД) самолетов в качестве

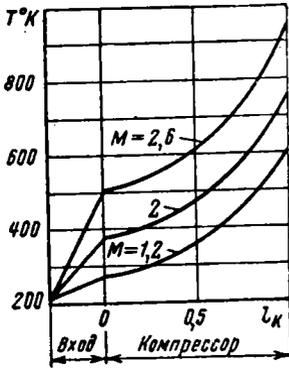


Рис. 4.5. График изменения температуры газового потока вдоль оси турбокомпрессора летательного аппарата

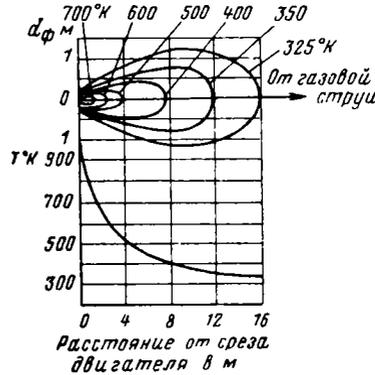


Рис. 4.6. К излучению факела газовой струи турбореактивного двигателя ( $d_{\text{ф}}$  — диаметр факела)

источника лучистой энергии канала связи приборов наведения и самонаведения при атаке сзади. При атаке самолета с турбореактивным двигателем в передней полусфере или под большими ракурсами в задней полусфере использование излучения внутренней полости ТРД в первом случае невозможно, а во втором малозффективно. При встречной атаке можно использовать нагрев обшивки самолета, если скорость его достаточно велика. Вопрос об аэродинамическом нагреве обшивки летательных аппаратов рассматривается ниже.

В ряде атак удобно использовать для самонаведения или наведения излучение факела газовой струи ТРД самолета. Основные параметры такого факела приведены на рис. 4.6. Существенно, что температура факела по мере удаления от среза ТРД и оси струи весьма быстро убывает, начиная примерно с  $900^\circ\text{K}$ , и уже при удалении от среза на  $4\text{ м}$  и от оси струи на  $0,25\text{ м}$  не превышает  $500^\circ\text{K}$ . Это соответствует согласно закону смещения максимуму излучения при длине волны  $5,8\text{ мкм}$ , совпадающей с центральной зоной мощной полосы поглощения лучистой энергии в атмосфере (см. рис. 3.6). Только при удалении от среза более  $12\text{ м}$  и от оси более  $0,75\text{ м}$  излучение газового факела имеет длину волны более

8,3 мкм, т. е. за пределами указанной выше полосы поглощения. Но мощность излучения в этой области факела при коэффициенте излучения  $\epsilon_T \approx 0,1-0,2$  относительно мала, что резко снижает дальность действия приемных устройств канала связи. Поэтому при атаках под большими ракурсами в качестве источника излучения канала связи приборов самонаведения и наведения нужно использовать центральную часть факела у среза с температурой 900—600° К. Ее размеры определяются диаметром 0,5 м и длиной 2—3 м. Эта часть факела создает инфракрасное излучение с длинами волн 3,2—4,8 мкм, пропускание которого в атмосфере достигает 70—90%.

Индикатриса излучения турбореактивного самолета или ракеты, характеризующая главным образом влияние лучистой энергии внутренней полости двигателей, имеет более узконаправленный характер вдоль линии полета в задней полусфере, чем в случае самолета с поршневыми двигателями. Это положение наглядно иллюстрируется индикатрисами излучения американского бомбардировщика типа Дуглас В-66 с двумя турбореактивными двигателями (рис. 4.7). Сплошные индикатрисы соответствуют излучению без учета отраженных потоков лучистой энергии. Пунктирные линии характеризуют дополнительные отраженные лучистые потоки. Сравнение индикатрис на рис. 4.2 и 4.7 позволяет сделать вывод, что максимальная энергетическая сила излучения самолета с двумя ТРД направлена вдоль продольной оси и в 5—6 раз превышает соответствующую величину для самолета с двумя поршневыми двигателями.

Вертикальные индикатрисы летательных аппаратов с турбореактивными двигателями (см. рис. 4.7 и 4.8) более развиты в нижней полусфере, куда направлена значительно большая часть инфракрасного излучения. Кроме того, в верхней полусфере инфракрасное излучение может быть неравномерным по углу из-за экранирования лучистой энергии хвостовым оперением. Такое экранирование, например, является причиной резкого минимума излучения на индикатрисе рис. 4.7 в зоне курсовых углов 17—22°. Неравномерность по углу излучения цели в верхней полусфере при определенных условиях может привести к потере цели в процессе слежения за нею оптическим координатором прибора наведения или самонаведения. Поэтому при разработке инфракрасных приборов наведения и самонаведения необходимо предусматривать устройства, обеспечивающие повторный поиск цели в случае ее потери в процессе движения летательного аппарата по траектории встречи, или исключать возможность потери цели путем создания достаточно высокочувствительных принимающих устройств координаторов.

Излучение прямооточных реактивных двигателей на жидком и твердом топливе по характеру индикатрисы и спектральному составу излучения приближенно подобно излучению турбореактивных двигателей. Температура внутренних стенок камер ракет-

ного двигателя в зависимости от расхода охладителя и размеров камеры характеризуется графиками рис. 4.9. Эти графики построены для достаточно широких диапазонов изменения диаметра сопла  $100 \leq d_1 \leq 200$  мм, абсолютного расхода охладителя  $10 \leq Q_3 \leq 30$  г/см·сек, относительного расхода охладителя в процентах от расхода горючего  $28 \leq q \leq 35\%$  и тяги от 2 до 15 т. Поэтому температурные параметры графиков рис. 4.9 могут считаться обоб-

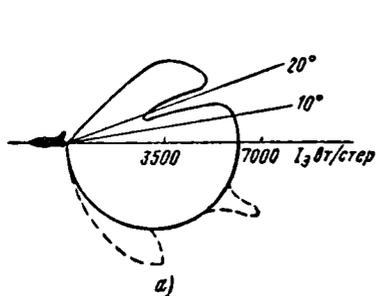


Рис. 4.7. Индикатрисы излучения американского бомбардировщика Дуглас В-66 с двумя турбореактивными двигателями:

а—вертикальная; б—горизонтальная

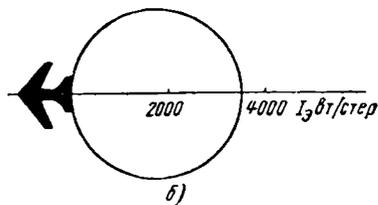
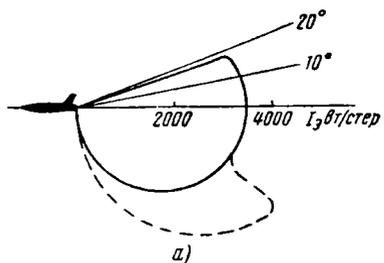


Рис. 4.8. Индикатрисы излучения американского истребителя F-104 с турбореактивным двигателем:

а—вертикальная; б—горизонтальная

щенными для типовых ракетных двигателей. Следовательно, максимальные температуры стенок камеры ракетных двигателей равны  $620-1050^\circ \text{K}$ , а средние —  $550-970^\circ \text{K}$ . Эти температуры практически одинаковы с приведенными выше температурами внутренней полости турбореактивных двигателей.

Это обстоятельство, а также подобие излучательных свойств поверхностей турбореактивных и прямоточных двигателей летательных аппаратов позволяет при выборе параметров оптической системы координатора (включая индикатор лучистой энергии) считать излучение воздушных целей с двигателями одинаковой мощности приближенно подобным.

Увеличение скорости летательных аппаратов невозможно без дальнейшего увеличения мощности двигателей. Повышение мощности двигателей обеспечивается применением топлив и окислителей с более высокой температурой сгорания и теплотворной способностью, улучшением отвода тепла из стенок камеры сгорания во

внешнюю среду и увеличением количества газов и скорости их истечения из сопла летательного аппарата. В последние годы в качестве топлива ракетных двигателей вместо ранее широко распространенного керосина с теплотой сгорания около 10 000 ккал/кг применяются соединения водорода и бора — пентаборан, диборан и металл бериллий с теплотой сгорания 16 000—18 000 ккал/кг. Еще

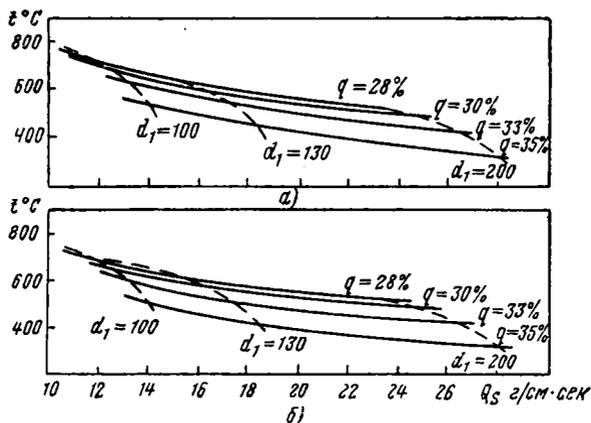


Рис. 4.9. Температура стенок камеры реактивного двигателя в зависимости от относительного расхода охладителя в процентах от расхода горючего

более высокую теплоту сгорания имеет водородное топливо (около 29 000 ккал/кг). В ядерных ракетных двигателях при применении в качестве активного вещества урана или плутония и в качестве рабочего тела водорода теплота сгорания достигает 60 000—70 000 ккал/кг, а температура 6000° К. Поэтому с дальнейшим развитием ракетной техники излучение двигателей летательных аппаратов будет еще более мощным источником лучистой энергии для канала связи приборов наведения и самонаведения [1].

### Излучение летательных аппаратов вследствие аэродинамического нагрева

При движении сверхзвуковых ракет на пассивном участке, а также при встречном наведении или самонаведении сверхзвуковых летательных аппаратов важным источником лучистой энергии является их обшивка, нагревая при торможении встречного потока воздуха. Обшивка нагревается путем теплопередачи от нагретого заторможенного слоя воздуха и вследствие трения обшивки об уплотненную газовую среду.

Уплотнение газовой среды, обтекающей твердое тело, растет с увеличением скорости обтекания и становится существенным уже при числах  $M$ , близких к единице. Увеличение скорости газа выше

так называемой критической скорости, равной скорости распространения звука в данных условиях ( $M=1$ ), сопровождается резким качественным изменением характера потока газовой среды. Это является следствием того, что любые местные возмущения, создаваемые в газовом потоке обтекаемым твердым телом, могут распространяться в газовой среде только со скоростями, не превышающими критической скорости.

Местные возмущения от помещенного в газовом потоке твердого тела при докритической скорости обтекания ( $M<1$ ) распространяются в пространстве перед этим телом и создают постепенное изменение направления обтекающего потока газовой среды. Совсем другой характер явления обтекания твердого тела получается при закритических скоростях ( $M>1$ ). В этом случае местные возмущения от обтекаемого твердого тела не распространяются в пространстве перед этим телом и не вызывают здесь постепенного изменения направления потока. Поэтому направление сверхзвукового газового потока при встрече с твердым телом резко изменяется в непосредственной близости от его передней поверхности.

При этом в газовой среде возникают отходящие ударные волны резких возмущений со сверхзвуковыми скоростями. Однако эти волны в силу указанного выше свойства газовой среды не могут распространяться в ней со скоростью выше звуковой и, удаляясь от поверхности твердого тела, очень быстро теряют свою скорость. Их удаление от возмущающей поверхности твердого тела прекращается тогда, когда их скорость уменьшится до скорости обтекающего сверхзвукового потока. В точках пространства перед твердым телом, в которых скорости встречающихся возмущенного и обтекающего потоков равны, скачкообразно изменяются вектор скорости, давление и температура газовой среды. Зона пространства, содержащая в себе такие точки, называется скачком уплотнения.

Форма, размеры, плотность и температура скачка уплотнения зависят от свойств возмущающего твердого тела и газового потока. Наиболее характерными формами головной части сверхзвуковых летательных аппаратов являются конус, сфера или близкие к ним поверхности вращения. Примеры скачков уплотнения приведены на рис. 4.10. Наиболее слабый скачок уплотнения (*a*) образуется при обтекании острых иглообразных конусов. В этом случае скачок имеет форму конической поверхности. С увеличением угла при вершине конуса скачок уплотнения (*b*) усиливается. При обтекании конусов с конечным значением угла и сфер скачок уплотнения (*в*) имеет криволинейную форму. При закругленной или плоской лобовой части поверхности твердого тела скачок уплотнения несколько удален от осевой точки поверхности тела. При острых конусах твердых тел скачки уплотнения присоединены к вершинам.

В слое скачка существенно проявляется действие сил внутреннего трения и теплообмена между частицами газовой среды, в результате чего возникает волновое сопротивление потока движению твердого тела, обусловленное рассеиванием механической энергии

в скачках уплотнения, и часть механической энергии газового потока превращается в тепловую. Эта тепловая энергия скачка конвективным путем нагревает поверхность обшивки летательного аппарата. При сверхзвуковых скоростях обшивка летательного аппарата нагревается также и за счет теплоты сопротивления трения в пограничном слое. Обшивка летательного аппарата при любых скоростях дополнительно нагревается под действием внешних излучателей (солнца, неба, поверхности земли) и внутренних источников тепла летательного аппарата (двигателя, аппаратуры и электродвигателей управления, искусственных обогревателей и др.). Однако этот дополнительный нагрев при сверхзвуковых скоростях существенно меньше аэродинамического.

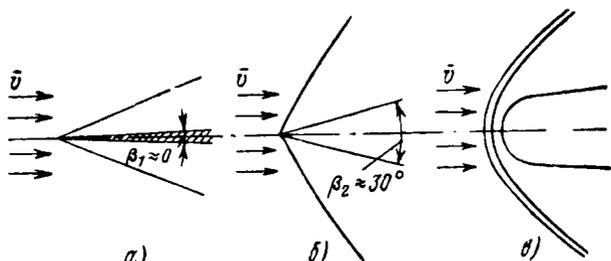


Рис. 4. 10. Характер скачков уплотнения при типовых формах обтекателей головной части летательных аппаратов

Температура торможения воздушного потока приблизительно определяется формулой (4.23). Для более точных расчетов при  $M > 7$  можно использовать формулу

$$T_{\text{торм}} = T_{\infty} \left( 1 + \frac{0,2}{k_M} M^2 \right)^{0,9}, \quad (4.24)$$

учитывающую изменение плотности атмосферы вследствие диссоциации молекул атмосферных газов при скоростях летательного аппарата, соответствующих  $M > 7$ . Коэффициент  $k_M$  равен отношению молекулярных весов идеальной и диссоциированной атмосферы.

Температура торможения потока для диссоциированной атмосферы ниже, чем для идеальной. Эта разница может быть охарактеризована графиками температур торможения идеального и реального газов при полете летательного аппарата со сверхзвуковой скоростью на высоте 60 км при температуре атмосферы  $T_{\infty} = 200^{\circ} \text{K}$  (рис. 4.11).

Из графиков рис. 4.11 следует, что при  $M = 7$  ( $v = 2,1$  км/сек) температура торможения реального газа, незначительно превышающая  $2000^{\circ} \text{K}$ , отличается от температуры торможения идеального газа примерно на  $600^{\circ}$ . При больших скоростях эта разница температур становится еще более существенной, так как диссоциация атмосферы усиливается.

Диссоциация атмосферы начинается при увеличении температуры более  $2000^{\circ}\text{K}$ , так как в диапазоне  $T_{\infty}=2000\div 3000^{\circ}\text{K}$  происходит диссоциация молекул кислорода в атомы, а при  $T_{\infty}>3000^{\circ}\text{K}$  начинается диссоциация молекул азота. Одновременно часть освободившихся атомов азота и кислорода образует новые химические соединения — окись, закись и двуокись азота ( $\text{NO}$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{NO}_2$ ). При  $T_{\infty}>4500^{\circ}\text{K}$  начинается выделение свободных электронов за счет ионизации атомов кислорода и азота.

Температура поверхности летательного аппарата всегда ниже температуры торможения вследствие потерь теплопередачи. Наивысшая температура обшивки теплоизолированного летательного аппарата (в критической точке) характеризуется на рис. 4.11 кривой 3. По мере удаления от критической точки температура поверхности летательного аппарата уменьшается. На высотах до 60—70 км пограничный слой может нагреваться до температур 1300—1500°K.

На больших высотах среда атмосферы разрежена настолько, что она не может считаться непрерывной. Поток молекул и атомов уменьшается с высотой очень быстро. Поэтому ударная волна и пограничный слой на высотах более 60—70 км существенно утолщаются и становятся менее резко выраженными; на высоте 100—110 км они разрыхляются и теряют форму, а на высоте более 140—150 км вообще не образуются. В таких условиях законы аэродинамики плотных слоев атмосферы несправедливы. Специфические для разреженной атмосферы теоретические положения аэродинамики и соответствующие методы расчета пока не разработаны.

Температуру нагрева обшивки летательных аппаратов от столкновений их с отдельными молекулами и атомами разреженной воздушной среды можно определить экспериментально в вакуумных аэродинамических трубах. В одном из таких экспериментов обнаружен значительный нагрев поверхности обдуваемой модели, подобный по своему порядку нагреву при такой же скорости потока в плотной атмосфере. По мнению американских специалистов, в некоторых условиях аэродинамический нагрев летательного аппарата и образование ионизированного слоя сзади него на высотах полета орбитальных аппаратов в разреженной атмосфере могут быть настолько существенными, что их использование в ка-

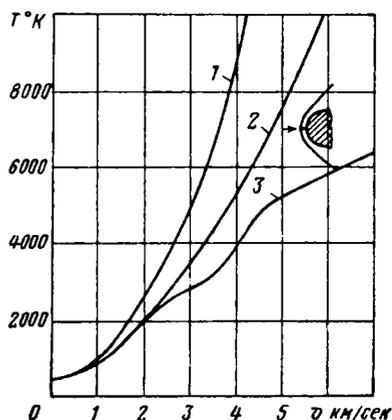


Рис. 4.11. Температуры торможения при гиперзвуковом полете на высоте 60 км для идеального (1) и реального (2) газов, а также в критической точке (3) теплоизолированного тела

честве источников лучистой энергии приборов наведения и самонаведения окажется весьма эффективным.

Явление нагрева обшивки летательного аппарата в разреженной атмосфере может быть объяснено следующим образом. В этих условиях отсутствуют плотный пограничный слой, непосредственно обволакивающий поверхность обшивки, и скачок уплотнения, а во встречном разреженном потоке воздуха содержатся отдельные высокоэнергетические частицы, движущиеся со скоростью, значительно превышающей среднюю скорость потока. Высокоэнергетические частицы, не встречая препятствия в виде обволакивающего обшивку плотного пограничного слоя и скачка уплотнения, сильно ударяются о поверхность головной части летательного аппарата и создают высокую температуру торможения на элементарной поверхности в месте удара. Однако для нагрева конечной области обшивки нужно очень большое количество ударов высокоэнергетических частиц об эту поверхность. Кроме того, в разреженном воздухе охлаждение обшивки за счет излучения весьма эффективно.

Поэтому температуры аэродинамического нагрева даже головной области летательных аппаратов в разреженной атмосфере ( $H > 140 \div 150$  км) в средних условиях ниже температур аэродинамического нагрева в плотной атмосфере. Это положение в определенной степени подтверждается тем, что температуры поверхностей летательных аппаратов при движении по орбите расположены в диапазоне нормальных температур. Так, например, максимум излучения американской космической ракеты «Пионер-5» при пассивном движении в разреженной атмосфере расположен вблизи 9—10 мкм, что согласно закону смещения Голицына — Вина соответствует температуре около 290—330° К. Вероятнее всего такие температуры поверхности орбитальных летательных аппаратов создаются не аэродинамическим нагревом, а облучением от Солнца и неба и теплопередачей от собственной нагретой аппаратуры управления из внутренней полости.

Мощность излучения типового искусственного спутника Земли примерно равна 1000 вт. Такая мощность излучения возможна при температурах, значительно превышающих 300° К. Следовательно, отрывочные данные о температурах обшивки летательных аппаратов при их полете в разреженной атмосфере противоречивы. Возможно, что это связано с неоднородностью свойств атмосферы, в которой вокруг земли имеются сравнительно тонкие пояса высокоэнергетических частиц и зоны ионизации, а также с процессами рекомбинации атмосферных ионов и электронов на поверхности летательных аппаратов.

Следует отметить, что характер и природа излучения искусственных спутников Земли пока детально не изучены и успех такого изучения в значительной степени зависит от создания совершенной оптической аппаратуры для исследования светового и инфракрасного излучений летательных аппаратов.

В целях повышения объективности оценки характера излучения поверхности летательных аппаратов вследствие аэродинамического нагрева в плотных слоях атмосферы приведем и обобщим соответствующие сведения из различных источников. При полете самолета на высоте 10 км со скоростью, соответствующей числу  $M=0,8$ , температура аэродинамического нагрева его обшивки равна  $250^\circ\text{K}$  и увеличивается с ростом  $M$  до 2,4 примерно вдвое. Возрастание скорости самолета в 3 раза и температуры нагрева его обшивки в 2 раза в соответствии с законом Стефана — Больцмана повышает мощность его излучения в 16 раз, а дальность его обнаружения в 4—5 раз. При этом максимум интенсивности излучения смещается с длины волны 11,6 мкм в область 5,5—6 мкм, где коэффициент пропускания тропосферы близок к нулю (см. рис. 3. 6). Следовательно, слежение за самолетом, летящим со скоростью при  $M \approx 2,4$  на высоте 10 км, наземными тепlopеленгаторами зенитной обороны практически невозможно. Поэтому роль инфракрасных головок самонаведения ракет класса «воздух—воздух» в данных условиях исключительно велика.

Экспериментальные величины температуры аэродинамического нагрева обшивки ряда зарубежных самолетов и расчетные кривые нагрева обшивки летательных аппаратов в точке торможения воздушного потока при  $M < 3$  в тропосфере без учета потерь на излучение во внешнюю среду представлены на рис. 4. 12. Из рассмотрения этого графика очевидно, что по своему порядку расчетные и экспериментальные температуры аэродинамического нагрева близки. Однако разброс экспериментальных точек 2 и 3 при практически одинаковых значениях  $M$  показывает, что нагрев обшивки летательных аппаратов значительно зависит не только от скорости полета, но и от ряда дополнительных факторов, таких, как форма обтекаемого тела, суммарный коэффициент излучения поверхности обшивки, скорость конвективного переноса тепла от пограничного слоя к обшивке, нагрев радиацией Солнца и неба и т. д.

Действительная абсолютная температура  $T_{\text{погр}}$  пограничного слоя, называемая в аэродинамике температурой восстановления, всегда ниже, чем температура торможения  $T_{\text{торм}}$ , создающаяся при полном торможении [см. формулы (4. 23) и (4. 24)]. Соотношение этих температур характеризуется коэффициентом  $k_B$  восстановления температуры, равным отношению приращения температуры в пограничном слое к приращению температуры торможения в адиабатических условиях:

$$k_B = \frac{T_{\text{погр}} - T_\infty}{T_{\text{торм}} - T_\infty}, \quad (4. 25)$$

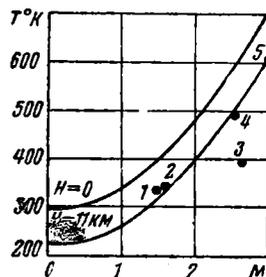


Рис. 4. 12. График экспериментальных и теоретических температур аэродинамического нагрева обшивки самолетов

где  $T_{\infty}$  — абсолютная температура газа до торможения, равная в данном случае температуре окружающего воздуха.

Абсолютная температура восстановления  $T_{\text{погр}}$  реального газа на основании уравнений (4.24) и (4.25) выражается формулой

$$T_{\text{погр}} = T_{\infty} \left( 1 + 0,2 \frac{k_B}{k_M} M^2 \right)^{0,9}, \quad (4.26)$$

Величина коэффициента восстановления зависит от формы и других свойств поверхности обтекаемого тела, характера пограничного слоя (турбулентного или ламинарного), числа Рейнольдса (плотности и динамической вязкости воздуха, скорости потока, размеров обтекаемого тела) и числа Маха.

Теоретическое значение коэффициента  $k_B$  восстановления равно для ламинарного потока корню квадратному из числа Прандтля, вычисленного при температуре торможения в адиабатических условиях, а для турбулентного потока корню кубическому из того же числа. Экспериментальные результаты, по данным американских исследователей, совпадают с теоретическими значениями  $k_B$  с точностью до одного процента. Соответствующие данные приведены в табл. 4.3.

Таблица 4.3

Коэффициенты восстановления

Форма тела	Число Рейнольдса	Число Маха	Коэффициент восстановления пограничного слоя	
			ламинарного	турбулентного
Конус	$2,7 \cdot 10^6$	$1,5 \div 2,0$	$0,855 \pm 0,008$	$0,885 \pm 0,008$
	$(0,2 \div 1,3) \cdot 10^6$	2,0	0,845	—
	—	2,18	$0,851 \pm 0,007$	—
Конус с углом $10 \div 80^\circ$ и конус-цилиндр	$6 \cdot 10^6$	$0,88 \div 4,65$	$0,845 \pm 0,008$	—
	$(0,25 \div 1) \cdot 10^6$	$3,87 \div 4,25$	—	$0,92 \div 0,97$
Конус с углом $10^\circ$ и конус-цилиндр с углом при вершине $40^\circ$	$(0,4 \div 4,0) \cdot 10^6$	3,77	—	$0,882 \pm 0,008$
	$(0,3 \div 1,0) \cdot 10^6$	3,10	—	$0,885 \pm 0,011$
Плоская пластинка	$(0,2 \div 1,0) \cdot 10^6$	2,4	$0,811 \pm 0,007$	—
	$(0,15 \div 3,0) \cdot 10^6$	2,4	$0,844 \pm 0,006$	—
	$7 \cdot 10^6$	2,4	—	0,884
	$10 \cdot 10^6$	2,0	—	$0,897 \pm 0,007$
	$3 \cdot 10^6$	2,4	—	$0,880 \pm 0,004$
Параболоид	$4,8 \cdot 10^6$	2,0	$0,855 \pm 0,008$	—
	$4,8 \cdot 10^6$	2,0	—	$0,894 \pm 0,008$
	$4,8 \cdot 10^6$	1,5	—	$0,902 \pm 0,005$
	—	—	—	—

Равновесная или установившаяся температура тела при аэродинамическом нагреве с учетом излучения во внешнюю среду всегда ниже теоретических температур аэродинамического нагрева. Эта разница температур тем больше, чем сильнее излучение тела. В предельном случае, когда тело является идеальным излучателем, т. е. абсолютно черным телом, влияние излучения на равновесную температуру тела характеризуется графиком рис. 4.13. Равновесная температура летательных аппаратов, обладающих

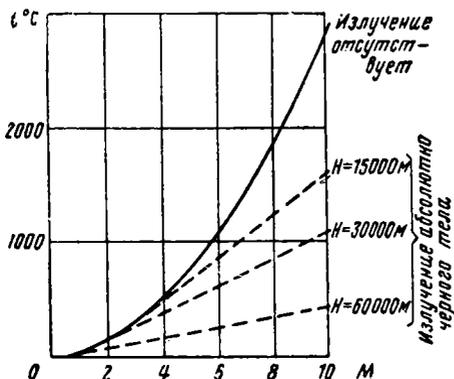


Рис. 4.13. График влияния излучения тела на его равновесную температуру при аэродинамическом нагревании

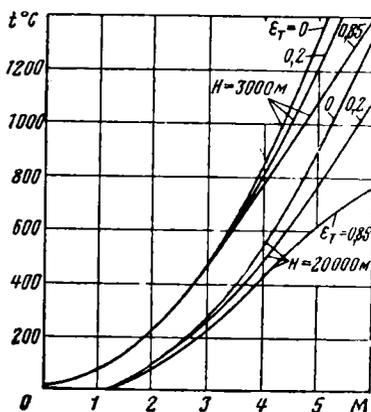


Рис. 4.14. Равновесная температура летательных аппаратов с относительной излучательной способностью  $\epsilon_T = 0; 0,2$  и  $0,85$

свойствами реальных излучателей с коэффициентами излучения  $0; 0,2$  и  $0,85$ , характеризуется графиками рис. 4.14. Особенно велико влияние излучения во внешнюю среду на равновесную температуру обшивки на больших высотах, где вследствие разреженности атмосферы среда практически не препятствует излучению. В нижних слоях атмосферы, в тропосфере, влияние излучения во внешнюю среду на нагрев летательных аппаратов становится существенным при числах Маха более  $3,5-4$ , когда температуры достигают величин более  $900-1000^\circ \text{K}$  и излучательная способность тела, пропорциональная разности четвертых степеней абсолютных температур тела и среды [см. формулу (2.6)], резко возрастает.

Равновесная температура обшивки летательного аппарата, зависящая, как это установлено выше, от скорости и высоты его полета, а также излучательной способности и теплопроводности обшивки, имеет различные значения и наступает не мгновенно, а через определенный период полета. Так, например, при полете одного и того же летательного аппарата со скоростью, соответствующей числу  $M=4$ , равновесная температура обшивки на высоте  $6100 \text{ м}$  равна  $690^\circ \text{C}$ , а на высоте  $36\,600 \text{ м}$  — только  $320^\circ \text{C}$  и уста-

навливается в первом случае через 1,5 мин, а во втором — только через 25 мин. Это обстоятельство необходимо учитывать при проектировании оптических систем приборов наведения и самонаведения летательных аппаратов, обеспечивая работоспособность прибора в соответствующих диапазонах рабочих температур цели, а также при выборе момента атаки цели в боевых условиях. При этом можно приближенно считать, что температура обшивки летательного аппарата изменяется до равновесной по линейной зависимости от времени.

На рис. 4.15 приведен график зависимости температуры летательного аппарата от высоты полета при скорости 5,5 км/сек.

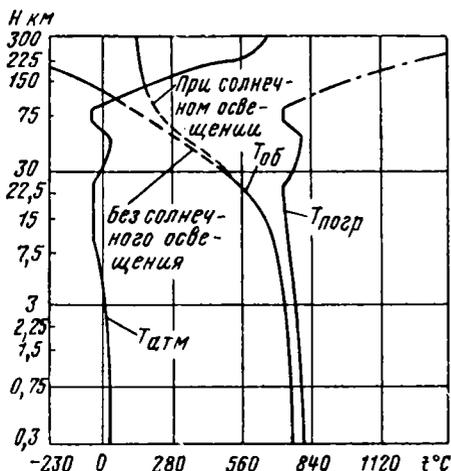


Рис. 4.15. Зависимость температуры аэродинамического нагрева летательного аппарата от высоты полета при скорости 5,5 км/сек.

Из графика следует, что характер изменения температуры пограничного слоя воздушного потока в значительной степени определяется температурой атмосферы. Температура обшивки летательного аппарата в тропосфере ниже температуры пограничного слоя на всех высотах примерно на 5%. В более высоких слоях атмосферы с ростом высоты температура обшивки резко снижается с 700°С при  $H \approx 11$  км до 0°С при  $H \approx 100$  км и до -230°С при  $H \approx 200$  км.

Влияние солнечного нагрева обшивки летательного аппарата становится заметным на высотах более 30 км. До-

полнительное повышение температуры обшивки под влиянием солнечного нагрева достигает на высоте 100 км около 180°С, а на высоте 200 км около 400°С. На высотах 200—300 км суммарная температура аэродинамического и солнечного нагрева обшивки летательного аппарата при скорости 5,5 км/сек изменяется несущественно и характеризуется величиной, несколько большей 100°С. Следует отметить, что температура солнечного нагрева обшивки летательного аппарата в значительной степени зависит от спектрального поглощения и спектрального излучения поверхности обшивки, от длительности солнечного освещения и характера теплопроводящих устройств в летательном аппарате. Однако при всех условиях солнечный нагрев поверхности обшивки летательных аппаратов на больших высотах является важнейшим фактором. В плотных слоях атмосферы на высотах до 60 км решающим фактором нагрева обшивки летательных аппаратов является аэродинамическое сопротивление встречного воздушного потока.

Головная часть немецкой баллистической ракеты V-2 при полете в плотных слоях атмосферы разогревалась до красного каления. Головной конус американской баллистической ракеты «Юпитер» разогревался при вхождении в плотные слои атмосферы до белого каления и в течение 24 сек обладал яркостью в тысячу раз большей, чем яркость планеты Юпитер, находившейся при испытаниях в одном направлении с ракетой. Свечение ракеты «Юпитер» было хорошо видно невооруженным глазом. Это свечение является результатом не только разогревания самой головной части ракеты, но и ионизации высокотемпературного слоя воздуха сзади фронта ударной волны, создаваемого головным конусом ракеты при входе в плотные слои атмосферы. Высокотемпературный ионизированный воздух испускает лучистую энергию и в инфракрасной и в видимой области спектра длин волн.

Возникновение инфракрасного и видимого излучения при входе головки ракеты в плотные слои атмосферы поясним с помощью схемы, приведенной на рис. 4. 16. Головной металлический конус ракеты 1 в передней части закруглен и покрыт сначала асбесто-пластмассовой прослойкой и затем многослойной пластмассой 2. Форма фронта ударной волны показана кривой 3, симметричной относительно оси ракеты и направления полета. Пограничный слой воздуха 4 представляет собой тонкий слой, прилегающий непосредственно к поверхности головки ракеты. Между фронтом ударной волны и пограничным слоем расположен высокотемпературный ионизированный светящийся воздух 5, излучающий в видимом и инфракрасном диапазоне. Наиболее высокие температуры ионизированный слой имеет в районе критической точки.

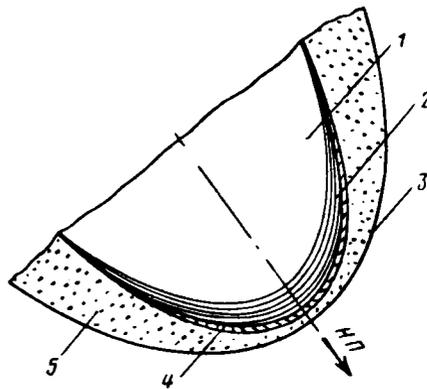


Рис. 4. 16. Схема обтекания головки ракеты при входе в плотную атмосферу:  
1—головной конус; 2—многослойная пластмасса; 3—фронт ударной волны; 4—пограничный слой; 5—высокотемпературный светящийся ионизированный воздушный слой

Приведем скорости и температуры типовых летательных аппаратов при прохождении в плотных слоях атмосферы ( $H = 30,5$  км):

	м/сек	$T$ °К
Ракета с дальностью 1600 км	3500	3700
Ракета с дальностью 8000 км	6700	7400
Спутник с высотой орбиты 480 км	7600	8900

Индикатриса излучения обшивки американской баллистической ракеты «Редстоун», нагретой встречным потоком воздуха, на вы-

соте 20 км при полете со скоростью, соответствующей  $M=5$ , представлена на рис. 4. 17. Какая-то доля тепловой энергии обшивки ракеты создается солнечным нагреванием и за счет теплопередачи от двигателя и других внутренних тепловых источников. Но эта доля в рассматриваемых условиях мала по сравнению с тепловой энергией аэродинамического нагрева головной части обшивки ракеты. Максимальное излучение обшивки ракеты «Редстоун» направлено перпендикулярно направлению полета и характеризуется

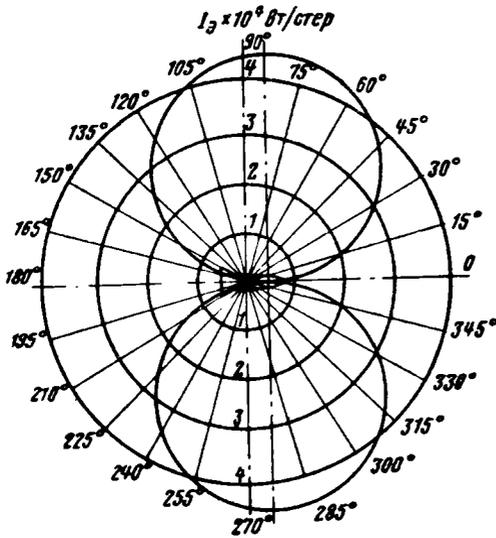


Рис. 4. 17. Индикатриса излучения обшивки американской баллистической ракеты «Редстоун»

энергетической силой излучения  $4,4 \cdot 10^4$  Вт/стер. Минимальное излучение обшивки ракеты совпадает по направлению с ее продольной осью. Это обстоятельство значительно осложняет использование излучения обшивки ракеты от аэродинамического нагрева для самонаведения инфракрасных головок снарядов на встречных и погонных курсах точно вдоль продольной оси цели.

Поэтому для атак баллистических ракет на участке снижения целесообразно использовать при больших дальностях направления с курсовыми углами, отличными от 0 и  $\pi$ . Однако при этом нужно учитывать также рез-

кое возрастание с увеличением ракурса относительной угловой скорости цели, что значительно осложняет условия работы прибора самонаведения и системы управления полетом ракеты. Так как уже при ракурсах  $1/4$ — $2/4$  излучение обшивки баллистической ракеты составляет 0,5—0,7 максимального (при ракурсе  $4/4$ ), то такие ракурсы можно использовать для самонаведения инфракрасных головок вполне эффективно.

Мощность излучения обшивки, нагретой встречным воздушным потоком, как это следует из формулы (4. 24) и закона Стефана — Больцмана, существенно зависит от скорости летательного аппарата. Практические данные подтверждают это положение. Обшивка головной части американской баллистической ракеты «Атлас» при полете со скоростью, соответствующей  $M=10$ , на высоте 40 км излучает вперед вдоль продольной оси мощность с энергетической силой  $6 \cdot 10^4$  Вт/стер. Излучение обшивки американского бомбарди-

ровщика «Валькирия» вперед вдоль продольной оси при меньшей скорости, соответствующей  $M=3$ , даже в более плотной (в 2 раза) атмосфере на высоте 30 км характеризуется энергетической силой  $4 \cdot 10^3$  вт/стер.

#### § 4. 8. ИЗЛУЧЕНИЕ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ

При осуществлении встречи летательных аппаратов внешней средой являются атмосфера и космическое пространство со всеми содержащимися в них твердыми, жидкими и газообразными телами. Такими телами могут быть Земля, Солнце, Луна и другие планеты, звезды, облака и прочие неоднородности в атмосфере, а также посторонние летательные аппараты и искусственные помехи. Излучение внешней среды создает фон, уменьшающий контрастность излучения цели и возбуждающий в оптико-электронных системах приборов самонаведения и наведения помехи, называемые шумами.

Одним из наиболее интенсивных излучателей внешней среды является Солнце, основной источник излучения которого — фотосфера характеризуется средней энергетической яркостью  $2,1 \cdot 10^7$  вт/(м<sup>2</sup>·стер) и цветовой температурой от 5700 до 6100° К. По характеру спектрального распределения интенсивности излучения Солнце близко к идеальному излучателю. На практике излучение энергии фотосферой Солнца приравняется к радиации

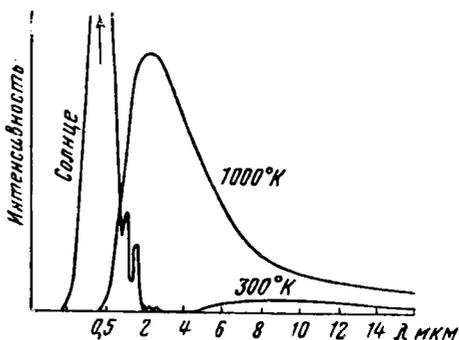


Рис. 4. 18. Кривые спектрального распределения интенсивности излучения Солнца и идеальных излучателей с температурой 1000 и 300° К

идеального излучателя с температурой 6000° К. Следовательно, согласно закону Голицына—Вина максимум излучения фотосферы Солнца соответствует длине волны, примерно равной 0,5 мкм. Кривая спектрального распределения интенсивности излучения Солнца приведена на рис. 4. 18, где для сравнения изображены также кривые спектрального распределения интенсивности идеальных излучателей с температурами 1000 и 300° К, близкими к температурам реактивных двигателей летательных аппаратов и нижних слоев атмосферы в дневное летнее время на средних широтах.

Лучистый поток от Солнца, проходящий в различных пунктах атмосферы, изменяется в зависимости от времени года и суток, от высоты и географических координат места и от местных условий поглощения и рассеяния солнечной энергии в атмосфере. Изменение спектрального распределения солнечного излучения при распространении до поверхности Земли под углом 40° к горизонту характеризуется следующими осредненными показателями. Фото-

сфера Солнца излучает около 99% лучистой энергии в спектральном диапазоне от 0,2 до 0,5 мкм. Доля инфракрасного излучения, малая у фотосферы, возрастает у поверхности границы плотной атмосферы до 43% и у поверхности Земли до 54—59% в сухую и до 47—50% во влажную погоду. Доля светового излучения возрастает до 52% у верхней границы плотной атмосферы и падает до 40—45% у поверхности Земли. Доля ультрафиолетового излучения у поверхности Земли не превышает 1—2,5%.

Количество и спектральный состав солнечного излучения, дошедшего до поверхности Земли, сильно зависит от длины пути

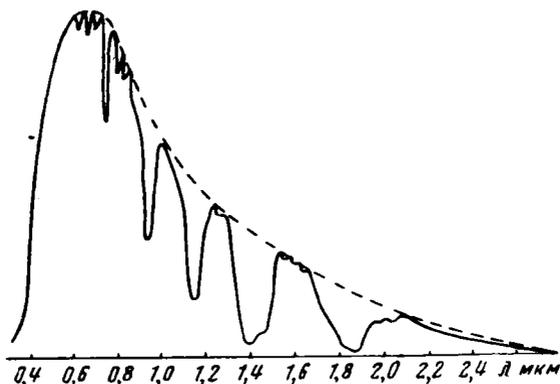


Рис. 4. 19. Спектральное излучение Солнца у поверхности Земли

лучей в плотных слоях земной атмосферы. Плотная атмосфера поглощает и рассеивает в полдень 15—20%, а сразу после восхода или перед заходом Солнца до 60—70% солнечного излучения. Спектральное распределение солнечного излучения у поверхности Земли характеризуется графиком рис. 4. 19. Солнечное излучение с длинами волн 1,4; 1,8—1,9 и более 2,7 мкм у поверхности Земли практически мало. Энергетическая яркость излучения Солнца в области земной орбиты составляет  $1400 \text{ вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{стер})$ . Энергия Солнца оказывает существенное влияние на тепловые режимы обшивок летательных аппаратов, облаков и других неоднородностей в атмосфере. Давление солнечной лучистой энергии вблизи Земли составляет  $(4,3—4,5) \cdot 10^{-6} \text{ н/м}^2$ .

Отраженная облаками солнечная энергия днем создает помехи, соизмеримые с порогами чувствительности неохлаждаемых сернисто-свинцовых приемников при длине волны до 1,5 мкм. В полосе максимальной чувствительности сернисто-свинцового приемника солнечная энергия, отраженная облаками, примерно на два порядка ниже порога чувствительности ПЛЭ и не может создать существенных шумов. Собственное излучение облаков имеет максимум при  $\lambda=10 \text{ мкм}$  и легко гасится спектральным фильтром.

Зеленая растительность поверхности Земли имеет в инфракрасной области коэффициент отражения 0,6—0,7. Следовательно, шумы от наземных фонов днем при ярком солнечном освещении могут создать помехи, близкие по величине к прямым солнечным засветкам.

Луна излучает как тело, нагретое до температуры 400—425° К, и отражает солнечную энергию как спектральный отражатель главным образом при цветовой температуре 3500—5000° К. Ввиду отличия цветовых характеристик Луны и Солнца лунное излучение более насыщено инфракрасными лучами. Принято, что максимум общего излучения Луны соответствует длине волны 0,64 мкм, а ее суммарная энергетическая яркость не превышает  $500 \text{ вт}/(\text{м}^2 \times \text{стер})$ . Средняя суммарная энергетическая освещенность поверхности Земли от Луны составляет при ясном небе  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ вт}/\text{м}^2$ , а при средней облачности  $1,0 \cdot 10^{-3} \text{ вт}/\text{м}^2$ .

Звезды голубого и красного цвета характеризуются цветовой температурой соответственно около 10 000 и 4000° К. Кривые спектрального распределения яркости звезд приведены на рис. 4. 20, где для сравнения даны

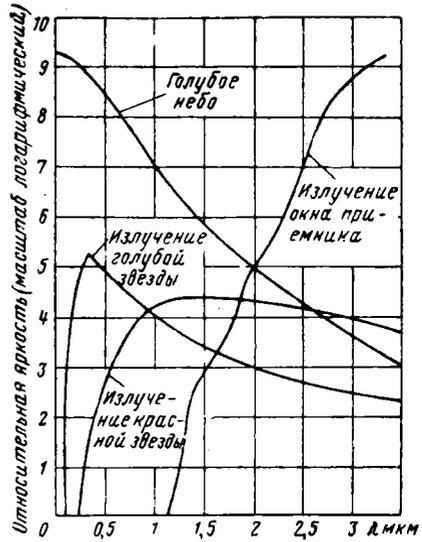


Рис. 4. 20. Спектральная относительная яркость излучения звезд, голубого неба и нагретого окна приемника лучистой энергии

также кривые излучения голубого неба и окна приемника лучистой энергии, нагретого лучистым потоком, падающим на ТГС от факела ракетного двигателя. Из рассмотрения графика рис. 4. 20 очевидно, что помехи от звезд и равномерного голубого неба в инфракрасных приборах самонаведения при  $\lambda = 2,5 \text{ мкм}$  на несколько порядков меньше, чем помехи от нагретого окна приемника.

## **ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВСТРЕЧИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

---

### *Глава V*

#### **ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕОРИИ ВСТРЕЧИ. ТРАЕКТОРИИ ВСТРЕЧИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

При решении ряда технических задач ракетной техники, космонавтики и авиации необходимо обеспечить встречу летательных аппаратов (ЛА) в атмосфере или космическом пространстве. Характер проблемы встречи ЛА в зависимости от условий имеет в каждом частном случае какие-то специфические особенности. Так, например, при решении задачи обороны страны от космических ЛА и самолетов противника встреча с ними требуется в целях уничтожения боевого оружия врага. В мирных космических полетах при сборке составных орбитальных межпланетных станций, при передаче космонавтов или грузов с одного ЛА на другой и в ряде других случаев встречу ЛА надо обеспечить без нанесения взаимных повреждений. Характер встречи зависит также от типа ЛА (пилотируемых или беспилотных, управляемых или неуправляемых, наводящихся или самонаводящихся, одноступенчатых или многоступенчатых) и от их технических данных (скорости, маневренности и т. д.), от требуемой точности встречи, состояния среды в зоне встречи, параметров движения цели и ряда других факторов. Но основные понятия, закономерности и параметры задачи встречи ЛА во всех возможных случаях сохраняются и носят общий характер.

#### **§ 5.1. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ АЭРОДИНАМИКИ ЛА**

##### **Системы координат ЛА**

При рассмотрении теории встречи ЛА необходимы краткие сведения из аэродинамики. Изложим основные понятия о системах координат ЛА и о схеме аэродинамических сил и моментов, возникающих в полете.

Положение ЛА в пространстве и направление его движения определяются в аэродинамике с помощью трех прямоугольных систем координат: стартовой, связанной и скоростной. Положение

центра тяжести ЛА определяется стартовой системой координат  $x_0, y_0, z_0$  с началом в точке старта на земле или в центре тяжести летательного аппарата-носителя, с которого осуществляется старт и дальнейшее управление полетом ЛА. Если начало стартовой системы координат поместить на поверхности земли, ось  $x_0$  будет направлена горизонтально, а ось  $y_0$  — вертикально в продольной плоскости симметрии ЛА в момент старта. Ось  $z_0$  направляют перпендикулярно осям  $x_0$  и  $y_0$  вправо, если смотреть вдоль оси  $x_0$ . Если начало стартовой системы координат поместить в центре тяжести летательного аппарата-носителя, оси координат стартовой

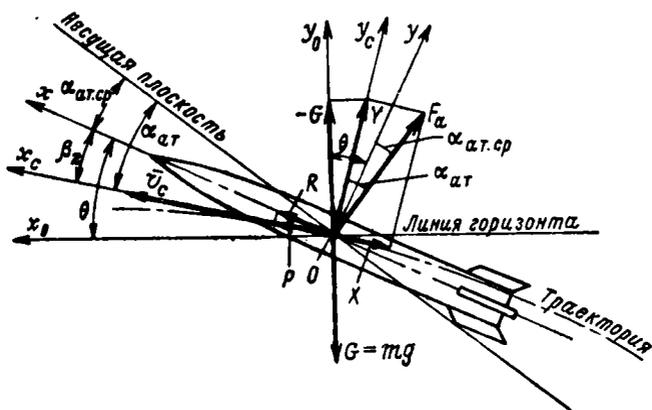


Рис. 5.1. Системы координат летательного аппарата в полете

системы  $x_0, y_0, z_0$  совпадут с соответствующими осями связанной системы координат летательного аппарата-носителя.

Связанной системой координат ЛА называется прямоугольная система координат  $x, y, z$  (рис. 5.1) с началом в центре тяжести ЛА и следующим направлением осей:  $x$  — вдоль продольной плоскости симметрии;  $y$  — перпендикулярно оси  $x$  в той же плоскости в направлении нормали ЛА;  $z$  — перпендикулярно осям  $x$  и  $y$  вправо, если смотреть вдоль оси  $x$ . Оси  $x, y, z$  называются соответственно продольной, нормальной и поперечной связанными осями ЛА. Нормалью ЛА называется перпендикуляр к оси  $x$ , восстановленный в продольной плоскости симметрии вверх при горизонтальном неперевернутом положении корпуса ЛА.

Направление осей связанной системы координат летательного аппарата  $x, y, z$  в пространстве определяется тремя углами  $\theta, \gamma, \psi_{\text{рыск}}$  относительно земной стартовой системы координат  $x_0, y_0, z_0$ . Угол  $\theta$  между горизонтом и продольной осью летательного аппарата  $x$  называется углом тангажа (см. рис. 5.1). Угол  $\gamma$ , определяющий поворот корпуса ЛА от горизонтального положения оси  $z$  вокруг его продольной оси  $x$ , называется углом крена (рис. 5.2).

Угол  $\varphi_{\text{рыск}}$ , определяющий отклонение продольной оси ЛА от плоскости  $x_0, y_0$  стартовой системы координат, называется углом рыскания (рис. 5.3). Угол  $\theta$  — положительный, если он отложен от линии горизонта вверх. Угол  $\gamma$  — положительный, если при наблюдении с хвоста ЛА он отложен по часовой стрелке. Угол  $\varphi_{\text{рыск}}$  — положительный, если связанная ось  $x$  при наблюдении сверху отклонена от плоскости  $x_0y_0$  вправо.

В общем случае движения ЛА его продольная ось  $x$  не совпадает с касательной к траектории полета (рис. 5.1 и 5.4) и между

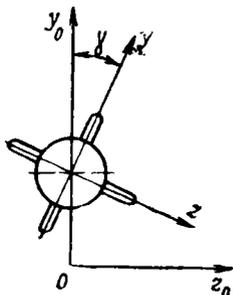


Рис. 5.2. Угол крена летательного аппарата

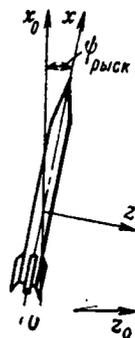


Рис. 5.3. Угол рыскания летательного аппарата

ними существует угол скольжения  $\beta$ , который в аэродинамике принято раскладывать на угол вертикального скольжения  $\beta_z$  в плоскости  $xz$  и угол бокового скольжения  $\beta_y$  в плоскости  $xz$ .

Иногда в движении ЛА скольжение отсутствует. Так, например, без скольжения может осуществляться прямолинейный полет или движение по окружности. Если скольжение мало, им можно в наших задачах пренебречь. Однако при рассмотрении общего случая полета нужна система координат, облегчающая определение положения ЛА относительно траектории движения с учетом явления скольжения. Такой задаче отвечает скоростная, или поточная система координат.

Скоростной системой координат ЛА называется прямоугольная система координат  $x_c, y_c, z_c$  (рис. 5.1 и 5.4) с началом в центре тяжести ЛА и таким направлением осей:  $x_c$  — вдоль вектора воздушной скорости летательного аппарата  $\vec{v}_c$  касательно к траектории его полета;  $y_c$  — вдоль главной нормали к траектории полета, т. е. вдоль линии пересечения плоскости траектории полета с плоскостью  $y_c, z_c$ , перпендикулярной оси  $x_c$ ;  $z_c$  — перпендикулярно осям  $x_c$  и  $y_c$  вправо, если смотреть с хвоста ЛА. Направление оси  $z_c$

в аэродинамике принято называть бинормалью к траектории движения ЛА. Оси скоростной системы координат ЛА называются:  $x_c$  — скоростной осью,  $y_c$  — осью подъемной силы и  $z_c$  — боковой осью.

Воздушной скоростью летательного аппарата  $v_c$  называется скорость его поступательного движения относительно воздушной среды.

Поясним взаимосвязь связанной и скоростной систем координат, пользуясь схемой рис. 5.4. Пусть  $x, y, z$  — связанная и  $x_c, y_c, z_c$  — скоростная системы координат ЛА.

Вектор воздушной скорости  $\vec{v}_c$  направлен вдоль скоростной оси  $x_c$ . Проектируя конец вектора  $\vec{v}_c$  на плоскости  $xz$  и  $xu$  связанной системы координат, получим соответственно точки  $A_2$  и  $A_3$ . Тогда угол отклонения оси  $x$  от оси  $x_c$  есть угол скольжения летательного аппарата  $\beta$ , а его проекции  $\angle A_4OA_3 = \beta_z$  — угол вертикального скольжения  $\angle A_4OA_2 = \beta_y$  — угол бокового скольжения. Угол  $\beta_y$  — положительный, если он отложен от оси  $x$  влево (скольжение влево по полету ЛА). Угол  $\beta_z$  — положительный, если он отложен от оси  $x$  вниз (см. рис. 5.1).

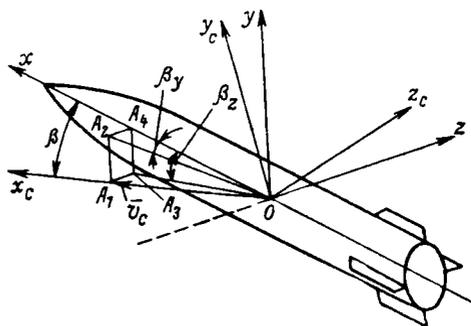


Рис. 5.4. Схема углов скольжения летательного аппарата

Таким образом, три рассмотренные системы координат имеют следующее назначение. Параметры стартовой системы координат  $x_0, y_0$  и  $z_0$  определяют положение центра тяжести ЛА в пространстве относительно точки старта. Положение осей связанной системы координат определяет с помощью углов тангажа, рыскания и крена ( $\theta, \psi_{\text{рыск}}, \gamma$ ) положение ЛА относительно плоскостей стартовой системы координат. Наконец, скоростная система координат определяет взаимное положение продольной оси ЛА и вектора его воздушной скорости, направленной касательно к траектории движения его центра тяжести.

### Система сил и моментов, действующих на ЛА в полете

Характер движения и положение корпуса ЛА в пространстве в первую очередь определяются величинами и направлением действия основных внешних сил; силы веса, силы тяги, аэродинамических сил.

Силой тяги называется сила, действующая на ЛА в результате взаимодействия двигателя с окружающей средой посредством реактивного потока или винта. Как правило, сила тяги  $P$  (см. рис. 5.1) направлена вдоль скоростной оси  $x_c$  летательного аппарата.

рата. Величина силы тяги может изменяться под действием автоматической или управляемой летчиком системы управления двигателем. Сила веса  $G=mg$ , где  $m$  — масса ЛА, а  $g$  — ускорение силы тяжести в данной точке пространства. Отметим, что с изменением высоты полета сила веса ЛА меняется. Особенно существенно это изменение в сравнительно малых интервалах времени при скоростном подъеме или спуске космических ЛА, баллистических и зенитных ракет, противокосмических ЛА, высотных самолетов-перехватчиков.

Аэродинамическими силами называются силы, возникающие в результате давления, оказываемого воздушной средой на ЛА в полете. Равнодействующая всех сил давления воздуха на ЛА называется полной аэродинамической силой  $F_a$ .

Полная аэродинамическая сила необходима для того, чтобы уравновесить действие силы веса и силы тяги на ЛА и тем самым создать возможность полета аппарата тяжелее воздуха. Для создания условия равновесия сил  $P$ ,  $G$  и  $F_a$  последняя должна быть направлена так, как показано на рис. 5.1, и приложена в центре тяжести  $O$ . В общем случае полная аэродинамическая сила  $F_a$  не приложена в центре тяжести. При переносе силы  $F_a$  в центр тяжести возникает момент, который назовем полным аэродинамическим моментом  $M_a$ .

Для того чтобы кратко объяснить физику полета, введем понятие несущей плоскости ЛА (см. рис. 5.1). Под несущей плоскостью понимаем такую условную плоскую поверхность на ЛА, результирующая сила давления воздуха на которую векторно равна полной аэродинамической силе  $F_a$ . Так как сила давления нормальна поверхности, то несущая плоскость перпендикулярна полной аэродинамической силе  $F_a$ . Обозначим угол между продольной осью летательного аппарата  $x$  и несущей плоскостью через  $\alpha_{ат.сп}$  и назовем его средним углом атаки. Средний угол атаки обеспечивает прямолинейный горизонтальный полет ЛА без скольжения на расчетной высоте с постоянной расчетной воздушной скоростью. В общем случае при полете со скольжением угол атаки  $\alpha_{ат}$  отличается от  $\alpha_{ат.сп}$  на угол вертикального скольжения  $\beta_z$ . Тогда будет справедлива зависимость

$$\alpha_{ат} = \alpha_{ат.сп} + \beta_z, \quad (5.1)$$

определяющая положение несущей плоскости и полной аэродинамической силы в скоростной системе координат. В этой системе координат полную аэродинамическую силу можно разложить на три составляющие  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  по соответствующим скоростным осям (см. рис. 5.1). Составляющая  $Y$  полной аэродинамической силы по подъемной оси  $y_c$  называется подъемной силой. В частном случае прямолинейного горизонтального полета ( $\theta=0$ ,  $\varphi=0$ ) подъемная сила  $Y$  равна и обратна направлена силе веса  $G$ . В общем случае имеют место соотношения

$$Y = F_a \cdot \cos \alpha_{ат}, \quad (5.2)$$

$$G = -Y \cos(\theta - \beta_z), \quad (5.3)$$

$$F_a = -G / \cos(\theta - \beta_z) \cos \alpha_{ат}. \quad (5.4)$$

Составляющая  $X$  полной аэродинамической силы по скоростной оси  $x_c$ , т. е. вдоль вектора воздушной скорости, называется силой лобового сопротивления

$$X = F_a \sin \alpha_{ат}. \quad (5.5)$$

При прямолинейном равномерном движении ЛА сила лобового сопротивления  $X$  равна и обратно направлена силе тяги  $P$ . Нарушение равновесия этих сил вызывает ускоренный или замедленный полет ЛА.

Составляющая  $Z$  полной аэродинамической силы по боковой оси  $z_c$  называется боковой силой, которая возникает только при боковом скольжении ( $\beta_y \neq 0$ ). В этом случае равнодействующая подъемной и боковой сил уравнивает силу веса. Это может иметь место при полете с креном ( $\gamma \neq 0$ ). Наиболее распространенным случаем полета с креном при решении задач наведения и самонаведения является правильный вираж без скольжения или режим, практически мало отличающийся от правильного виража. Поэтому в нашей задаче для представления физики полета можно пренебрегать величиной  $Z$  и полагать систему сил, действующих на ЛА в полете, плоской, как это представлено на рис. 5.1. Наряду с этим нужно иметь в виду, что при криволинейном движении возникает нормальное ускорение, которое направлено по главной нормали к траектории полета. В этом случае к рассмотренной системе сил  $P$ ,  $G$ ,  $F$  потребуются добавлять силу, возникающую под действием нормального ускорения.

Итак, в первую очередь для обеспечения полета ЛА необходимо создать полную аэродинамическую силу  $F_a$ , уравнивающую действие ускорения силы тяжести. Величина  $F_a$  определяется формулой (5.4). При возникновении паразитной силы лобового сопротивления  $X$  нужно иметь двигатель для создания силы тяги  $P$ , равной и направленной обратно силе  $X$ .

Тягу двигателя характеризует осевая сила  $R$ , направленная вдоль продольной оси летательного аппарата  $x$ . Величина силы  $R$  определяется формулой

$$R = P / \cos \beta_z. \quad (5.6)$$

Ввиду малости при полете в плотной атмосфере угла  $\beta_z$  можно приближенно считать

$$R \approx P. \quad (5.7)$$

Величина осевой силы  $R$  выбирается с помощью системы управления двигательной установкой.

Полную аэродинамическую силу ЛА можно разложить в связанной системе координат по продольной, нормальной и поперечной осям и получить продольную силу сопротивления, а также нор-

мальную и поперечную аэродинамические силы. Их применение удобно в расчетах прочности конструкций ЛА.

Полный аэродинамический момент может быть представлен в виде его составляющих по осям скоростной системы координат  $x_c, y_c, z_c$  или по осям связанной системы координат  $x, y, z$ . Косинусы углов между соответствующими осями связанной и скоростной систем координат во многих случаях полета в атмосфере мало

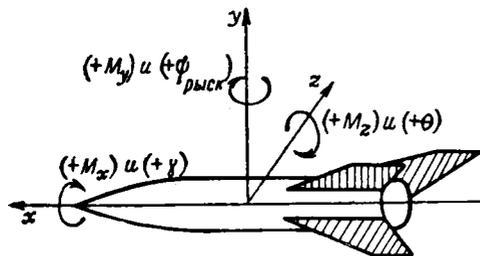


Рис. 5.5. Схема моментов, действующих на летательный аппарат

отличаются от единицы. Поэтому в аэродинамике обычно отождествляют составляющие полного аэродинамического момента по соответствующим осям связанной и скоростной систем координат, приняв для них следующую терминологию.

Моментом крена  $M_x$  называется аэродинамический момент относительно осей  $x$  или  $x_c$ ; моментом рыскания  $M_y$  — аэродинамический момент

относительно осей  $y$  или  $y_c$ ; моментом тангажа  $M_z$  — аэродинамический момент относительно осей  $z$  или  $z_c$ .

Моменты крена, рыскания или тангажа имеют положительный знак, если они вращают ЛА в скоростной или связанной системе координат по углу крена  $\gamma$ , по углу рыскания  $\varphi_{\text{рыск}}$  или углу тангажа  $\theta$  в направлении увеличения положительных значений этих углов (рис. 5.5).

## § 5.2. ОСНОВНЫЕ НАЧАЛЬНЫЕ ГИПОТЕЗЫ ТЕОРИИ ВСТРЕЧИ ЛА

Для внесения стройности в изложение теории встречи ЛА с целью целесообразно предварительно осветить основные начальные гипотезы и терминологию, принятую в литературе. Поскольку решение задачи встречи зависит от состояния ЛА (снаряда и цели) и окружающей среды, то в первую очередь необходимо осветить начальные гипотезы и терминологию, определяющие параметры этих объектов. Напомним, что ряд параметров ЛА уже освещен в предыдущем параграфе.

В качестве основных начальных гипотез теории встречи ЛА целесообразно принять следующие предположения.

1. Вектор скорости воздушной среды  $\vec{v}_в$  в зоне встречи за время  $\tau$  полета летательного аппарата-носителя и снаряда по траектории встречи постоянен. Это означает, что перемещение воздушной среды (ветер) сообщает цели, ЛА и снаряду одинаковое переносное движение, поэтому ветер можно исключить из рассмотрения задач встречи ЛА. Такое допущение не внесет существенных ошибок, так как за время движения ЛА по траектории встречи изменение влия-

ния ветра в пределах зоны встречи при современных скоростях снаряда и цели не может быть заметным. Учет его при рассмотрении общей теории встречи вызовет нецелесообразные усложнения, так как по своему характеру оно относится к категории случайных возмущений. Поясним дополнительно, что примененный выше термин «зона встречи» характеризует область пространства, в которой происходит движение цели, летательного аппарата-носителя и снаряда за время  $\tau$  полета последнего по траектории встречи.

2. Величина воздушной скорости летательного аппарата-носителя  $v_c$  за время его движения по траектории встречи постоянна. Если носителем является беспилотный ЛА, то эта гипотеза соблюдается с весьма высокой точностью, определяемой заранее известными его техническими характеристиками. Если носителем является пилотируемый ЛА, то во время атаки противника, как правило, летчик старается по тактическим соображениям лететь с постоянной скоростью, равной максимальной боевой скорости ЛА или близкой к этой величине. Как правило, это отклонение не превышает 10%.

3. Величина воздушной скорости снаряда характеризуется постоянным значением величины средней полетной скорости снаряда  $v_{cp}$ , определяемой при данных аэробаллистических свойствах снаряда в функции дальности его полета по формуле

$$v_{cp} = \frac{D}{t_n}, \quad (5.8)$$

где  $D$  — дальность полета снаряда из точки старта;

$t_n$  — время полета снаряда из точки старта на дальность  $D$ .

4. Направление вектора воздушной скорости ЛА совпадает с его продольной осью. В этом случае скольжение отсутствует ( $\beta=0$ ) и скоростная и связанная системы координат совпадают. Физический смысл явления скольжения и возможность пренебрежения им на первом этапе пояснены в предыдущем параграфе.

5. Вектор скорости цели  $\vec{v}_ц$  за время полета ЛА по траектории встречи постоянен. Это означает, что цель за время  $\tau$  не маневрирует ни величиной скорости, ни по направлению. Если целью является беспилотный ЛА, то эта гипотеза выполняется с весьма высокой точностью, так как возможности маневра за время  $\tau$  в данном случае ограничены большой скоростью ЛА. Если целью является пилотируемый ЛА — самолет-бомбардировщик, то при выполнении своего основного боевого задания — бомбометания он вынужден, как правило, лететь на боевом курсе прямолинейно и равномерно. При уходе от истребителя в силу относительно меньшей маневренности бомбардировщик стремится выйти из зоны воздушного боя прямолинейно и с максимально возможной скоростью, величина которой для данного типа самолета постоянна. Существенные отклонения от данной гипотезы могут иметь место

в маневренном воздушном бою истребителей. Так как аналитическое рассмотрение произвольного маневренного воздушного боя представляет собой весьма сложную проблему, не входящую в задачи настоящего учебного пособия, то указанным отклонением от принятой гипотезы здесь можно пренебречь.

6. Вектор относительной начальной скорости снаряда  $\bar{v}_0$  совпадает при стрельбе из неподвижных артиллерийских или пусковых установок летательного аппарата-носителя с его продольной осью, а следовательно, в силу 4-й гипотезы и с направлением вектора его воздушной скорости  $\bar{v}_c$ . Относительной начальной скоростью снаряда  $\bar{v}_0$  называется скорость движения снаряда относительно пусковой или артиллерийской установки в момент старта, т. е. при отделении снаряда от установки. Эта гипотеза предполагает малыми угол вылета снаряда из ствола артиллерийской установки и угол  $\beta_0$  начального скольжения ракеты в момент ее старта с летательного аппарата-носителя.

Угол вылета снаряда из ствола авиационной пушки (угол между осью ствола и направлением вектора  $\bar{v}_0$ ) не превышает нескольких угловых минут и может не учитываться. Угол  $\beta_0$  начального скольжения ракеты (угол между осью ракеты и вектором скорости ее полета относительно воздушной среды в момент старта) в случае запуска с ракеты-носителя мал и может не учитываться. В случае запуска ракеты с самолета-носителя угол  $\beta_0$  может достигать нескольких градусов. Условимся при анализе основных прицельных схем теории встречи его не учитывать, а в дальнейшем рассмотрим отдельно учет поправок на начальное скольжение ракеты в момент старта. Следовательно, пока предполагаем, что абсолютная начальная скорость снаряда, т. е. скорость снаряда относительно воздушной среды в момент старта из неподвижной артиллерийской или пусковой установки ЛА выражается формулой

$$v_{0,c} = v_c + v_0. \quad (5.9)$$

7. Управляемый летательный аппарат-носитель или снаряд движется в зоне встречи по идеальной траектории встречи. Фактически движение происходит по какой-то более сложной траектории, представляющей собой результат наложения на идеальную траекторию встречи отклонений, вызванных случайными возмущениями от внешней среды и влиянием управляющих воздействий системы наведения или самонаведения. Однако при рассмотрении схем теории встречи этими отклонениями от идеальной траектории встречи ввиду относительно малой величины и случайности их характера можно пренебречь.

8. При рассмотрении прицельных схем принимается прямолинейная траектория движения неуправляемого снаряда с момента старта до встречи с целью. Поправка на криволинейность траектории неуправляемого снаряда под действием земного притяжения в виде угла прицеливания  $\alpha$ , а также поправка на вращательный

эффект снаряда, выраженный в виде угла  $\alpha_{вр}$ , учитываются дополнительно. Методы независимого учета этих поправок будут изложены после рассмотрения основных траекторий и прицельных схем теории встречи.

### § 5.3. ТРАЕКТОРИИ ВСТРЕЧИ ЛА

#### Этапы встречи

Процесс движения снаряда до встречи с целью можно разделить на ряд этапов:

1. Полет ЛА в район цели — с помощью собственного двигателя в случае одноступенчатой системы или с помощью летательного аппарата-носителя (ракеты или самолета) в случае многоступенчатой системы. Этот этап, как правило, осуществляется по командам наземных систем управления.

2. Поиск цели — во время дальнейшего полета одноступенчатого или многоступенчатого ЛА в районе цели с использованием команд наземного управления и поисковых устройств бортовых радиолокационных и оптических приборов обнаружения. В конце поиска цели ЛА находится в такой области пространства, в которой наблюдение за целью обеспечивается его бортовыми приборами.

3. Сближение с целью — движение ЛА к цели при наблюдении за нею в такую точку пространства, из которой можно начать полет по траектории встречи при непрерывном слежении за целью. Эту точку пространства назовем исходной точкой траектории встречи. Заметим, что иногда в литературе эта точка ошибочно называется исходной точкой атаки и вместо термина «траектория встречи» применяется наименование «кривая атаки». Эта терминология неточна, так как кривая атаки является лишь частным случаем траектории встречи, что в дальнейшем поясним более подробно.

4. Полет по траектории встречи — движение ЛА по вполне определенной траектории, обеспечивающей его перемещение из исходной точки траектории встречи в точку встречи, т. е. в такую точку пространства, куда ЛА и цель приходят одновременно. Характер траектории встречи определяется заранее выбранным методом наведения или самонаведения ЛА. Последняя ступень многоступенчатого ЛА пролетает первый участок траектории встречи с носителем и второй отдельно. Последняя ступень ЛА может иметь участки активного движения с работающим реактивным двигателем и пассивного движения по инерции. Ракеты, как правило, имеют и активный и пассивный участки. Снаряд артиллерийского оружия имеет только пассивный участок.

Так как успех решения задачи встречи определяется четвертым этапом, то целесообразно прежде всего рассмотреть возможные в современных условиях траектории встречи летательных аппаратов.

## Траектории

Траектория погони, вероятно, является исторически наиболее ранней траекторией встречи, так как она известна еще в древности в виде кривой погони охотничьей собаки за зверем. В процессе преследования зверя собака зрением и обонянием непрерывно определяет направление, где в данный момент находится зверь, и бежит в этом направлении. Поэтому траектория погони называется «собачьей кривой». Мы будем называть траекторией погони такую кривую полета ЛА, в любой точке которой продолжение его вектора воздушной скорости  $\vec{v}_c$  и скоростной оси  $x_c$  проходит через цель. Отметим также, что траектория погони некоторыми авторами называется траекторией чистого преследования.

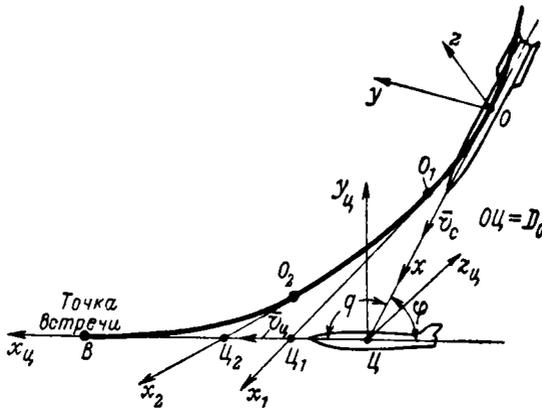


Рис. 5.6. Траектория погони

Для пояснения характера траектории погони обратимся к рис. 5.6. Пусть цель, находящаяся в начальный момент времени в точке  $\mathcal{C}$  и имеющая связанную систему координат  $x_{\mathcal{C}}$ ,  $y_{\mathcal{C}}$  и  $z_{\mathcal{C}}$ , движется равномерно и прямолинейно со скоростью  $\vec{v}_{\mathcal{C}}$ . Напомним, что по начальным гипотезам теории встречи скоростная и связанная системы координат считаются совпадающими. ЛА, атакующий цель, находится в начальный момент в точке  $O$ . Согласно определению траектории погони его вектор  $\vec{v}_c$  и продольная ось  $x$  в начальном положении направлены в цель (точка  $\mathcal{C}$ ). Аналогично и в любой другой момент при нахождении ЛА на траектории погони в точках  $O_1$ ,  $O_2$  и т. д. его вектор  $\vec{v}_c$  и продольная ось  $x$  должны быть направлены соответственно в точки  $\mathcal{C}_1$ ,  $\mathcal{C}_2$  и т. д., где в этот момент находится цель.

Встреча атакующего ЛА с целью по траектории погони при атаке в задней полусфере возможна только при наличии у атакующего необходимого превышения скорости

$$v_c/v_{ц} = k_v > 1. \quad (5.10)$$

Чем больше скоростной коэффициент  $k_v$ , тем выше скорость сближения ЛА и тем быстрее при других равных условиях происходит их встреча. Согласно определению траектории погони и рис. 5.6 встреча происходит в точке  $B$ , когда атакующий ЛА заходит в хвост цели, направление векторов  $\vec{v}_c$  и  $\vec{v}_{ц}$  совпадает, а дистанция между ЛА уменьшается до нуля.

Траекторией преследования с упреждением называется такая кривая движения ЛА, в любой точке которой его

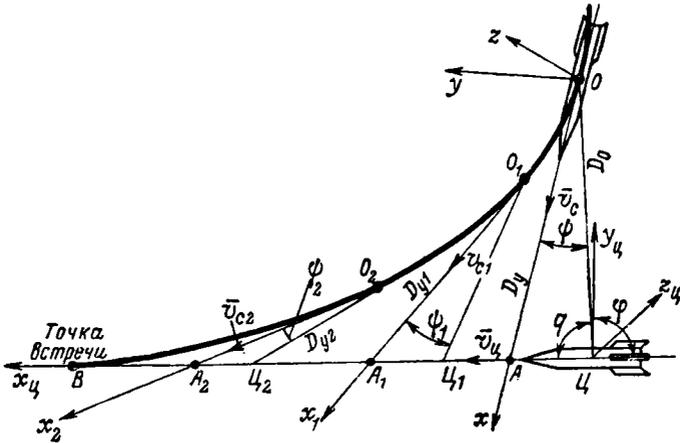


Рис. 5.7. Траектория преследования с упреждением

продольная ось и вектор воздушной скорости  $\vec{v}_c$  направлены в упрежденную точку  $A$ , т. е. в такую точку пространства, где должна произойти при сохранении мгновенных значений векторов  $\vec{v}_c$  и  $\vec{v}_{ц}$  встреча атакующего ЛА с целью. При принятых начальных гипотезах теории встречи точка упреждения лежит на продолжении направления векторов скорости цели  $\vec{v}_{ц}$  и атакующего летательного аппарата  $\vec{v}_c$ . Пусть цель летит с воздушной скоростью  $\vec{v}_{ц}$  и в начальный момент времени находится в точке  $C$  (рис. 5.7). Если воздушная скорость атакующего ЛА скалярно равна  $\vec{v}_c$ , то в момент нахождения его в точке  $O$  вектор  $\vec{v}_c$  и ось  $x$  должны быть направлены в упрежденную точку  $A$ , где при данных условиях произойдет встреча ЛА.

Линия  $OC$ , определяющая направление визирования с атакующего ЛА на цель, называется линией цели. Линия  $OA$ , определяющая направление от атакующего ЛА в упрежденную точку, называется линией упреждения. Угол между линией цели и линией упреждения  $\psi$  называется углом упреждения. Линейное перемещение цели  $CA$  за время прямолинейного полета атакующего ЛА из точки  $O$  в упрежденную точку  $A$  называется линейным упрежде-

нием. Предположим, что  $O$  — точка старта (выстрела) летательного аппарата-снаряда. Тогда согласно общепринятой в теории стрельбы терминологии расстояние от точки старта  $O$  до цели в момент старта  $OЦ = D_0$  есть начальная дальность, а расстояние от точки старта  $O$  до упрежденной точки  $OA = D_y$  есть упрежденная дальность.

Треугольник  $OАЦ$ , сторонами которого являются линия цели, линия упреждения и линейное упреждение, называется треугольником упреждения, а плоскость, содержащая этот треугольник, — плоскостью упреждения. Плоскость упреждения содержит в себе векторы  $\bar{v}_c$  и  $\bar{v}_ц$  воздушных скоростей атакующего и атакуемого ЛА.

Угол между вектором  $\bar{v}_ц$  воздушной скорости цели и направлением линии цели от цели на оружие называется курсовым углом цели  $q$ . Угол

$$\varphi = \pi - q, \quad (5.11)$$

дополняющий курсовой угол до  $\pi$ , называется дополнительным курсовым углом.

Из треугольника упреждения  $OАЦ$  можно написать формулу упреждения

$$\sin \psi = \frac{v_ц t_y}{D_y} \sin q. \quad (5.12)$$

Здесь  $t_y$  время полета атакующего ЛА на дистанцию упреждения  $D_y$ . В частном случае, когда  $v_c = \text{const}$ , запишем уравнение (5.12) в следующем виде:

$$\sin \psi = \frac{v_ц}{v_c} \sin q, \quad (5.13)$$

так как в этом случае в соответствии с формулой (5.8)

$$\frac{D_y}{t_y} = v_{cp} = v_c. \quad (5.14)$$

Аналогично для любого другого положения цели  $Ц_1, Ц_2, \dots, Ц_n$  найдем в пространстве точки  $O_1, O_2, \dots, O_n$ , которые будут вершинами углов упреждения  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ , опирающихся на отрезки линейных упреждений  $Ц_1A_1, Ц_2A_2, \dots, Ц_nA_n$ . Во всех этих положениях линии упреждения  $O_1A_1, O_2A_2, \dots, O_nA_n$  направлены в точки упреждения и должны совпадать с мгновенным направлением вектора  $\bar{v}_c$  воздушной скорости атакующего ЛА. Отсюда следует, что траектория преследования с упреждением проходит через точки  $O, O_1, O_2, \dots, O_n$  касательно к мгновенным положениям вектора  $\bar{v}_c$ . Таким образом, старт снаряда, летящего прямолинейно вдоль линии упреждения с постоянной воздушной скоростью  $\bar{v}_c$ , теоретически обеспечивает попадание в цель из любой точки траектории преследования с упреждением.

Траектория параллельного сближения характеризуется тем, что при движении по ней сохраняется постоянно направление линии визирования на цель. Пусть в начальный момент атаки цель находится в точке  $C$ , а атакующий ЛА — в точке  $O$  (рис. 5.8). Из определения траектории параллельного сближения следует, что при движении цели с постоянной воздушной скоростью  $\bar{v}_c$  в любой точке ее траектории  $C, C_1, C_2, \dots, C_n$  курсовой угол  $q$  остается постоянным. Так как согласно начальным гипотезам теории встречи воздушная скорость  $v_c$  атакующего ЛА постоянна, то траектория параллельного сближения является прямой, направление которой определяется углом упреждения  $\psi$  между линией цели  $OC$  и вектором  $\bar{v}_c$ .

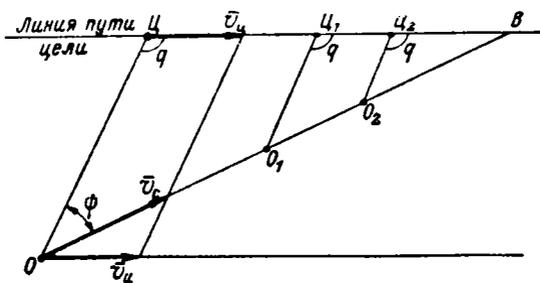


Рис. 5.8. Схема параллельного сближения

Величина угла упреждения  $\psi$ , как и в случае траектории преследования с упреждением, определяется формулой (5.13). Пересечение траектории параллельного сближения с линией пути цели дает точку встречи  $B$ . Положение атакующего летательного аппарата  $O_1, O_2, \dots, O_n$  в моменты нахождения цели в точках  $C_1, C_2, \dots, C_n$  определяется пересечением его траектории с соответствующими линиями цели. Угловая скорость линии цели, т. е. относительная угловая скорость цели  $\omega$  в данном методе равна нулю.

Траекторией пропорционального сближения называется такая кривая движения атакующего ЛА, на которой угловая скорость  $\omega_c$  поворота его вектора воздушной скорости  $\bar{v}_c$  пропорциональна относительной угловой скорости цели. Следовательно, в данном случае справедлива зависимость

$$\omega_c = k_\omega \omega, \quad (5.15)$$

где  $k_\omega$  — коэффициент пропорциональности.

Метод пропорционального сближения позволяет учитывать тенденцию в изменении относительной угловой скорости цели  $\omega$  и тем самым приближенно осуществлять траекторию параллельного сближения, приближая  $\omega$  к нулю путем поворота вектора  $\bar{v}_c$  с угловой скоростью  $\omega_c = k_\omega \omega$ . Поясним этот метод, используя схему рис. 5.9, где треугольник  $OCB$  определяет условия параллельного сближения.

тельного сближения, к которым желательно свести решение задачи методом пропорционального сближения.

Построим три вектора воздушной скорости атакующего летательного аппарата  $\vec{v}_{c1}$ ,  $\vec{v}_{c2}$  и  $\vec{v}_{c3}$ , равные скалярно, но различно направленные. Построим также поперечные составляющие воздушной скорости цели  $\vec{v}'_{ц}$  и векторов  $\vec{v}_{c1}$ ,  $\vec{v}_{c2}$ ,  $\vec{v}_{c3}$ , обозначив их соответственно через  $v'_{ц}$ ,  $v_{c1}$ ,  $v_{c2}$ ,  $v_{c3}$ .

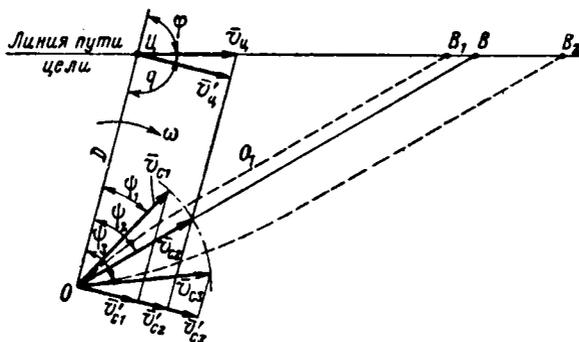


Рис. 5.9. Схема пропорционального сближения

Относительная угловая скорость цели, как это следует из рис. 5.9, выражается зависимостью

$$\omega = (v_{ц} \sin \varphi - v_c \sin \psi) / D. \quad (5.16)$$

Из схемы следует, что  $\vec{v}_{c2}$  соответствует условиям метода параллельного сближения:

$$\left. \begin{array}{l} \vec{v}'_{c2} = \vec{v}'_{ц}, \\ \omega_2 = 0 \\ \text{и } \omega_{c2} = 0. \end{array} \right\} \quad (5.17)$$

При положении вектора  $\vec{v}_{c1}$  справедливы неравенства

$$\left. \begin{array}{l} \vec{v}'_{c1} < \vec{v}'_{ц}, \\ \omega_1 > 0 \\ \text{и } \omega_{c1} > 0. \end{array} \right\} \quad (5.18)$$

Следовательно, для приближения траектории этого случая к траектории параллельного сближения необходимо уменьшить  $\omega_1$ , что можно осуществить при постоянных значениях  $\vec{v}'_{ц}$  и  $v_c$  поворотом вектора  $\vec{v}_{c1}$  с угловой скоростью

$$\omega_{c1} = k_{\omega} \omega_1,$$

где

$$\omega_1 = (v_{ц} \sin \varphi - v_{c1} \sin \psi_1) / D. \quad (5.19)$$

Из полученных зависимостей следует, что  $\omega_{c1} > 0$ , следовательно, вектор  $\vec{v}_{c1}$  в процессе атаки должен повернуться в положительном направлении, т. е. к вектору  $\vec{v}_{c2}$ . Поворот вектора  $\vec{v}_{c1}$  должен закончиться тогда, когда вектор  $\vec{v}_{c1}$  будет параллелен направлению линии упреждения. В этом случае достигается приближенное решение задачи наведения по методу параллельного сближения. Характер траектории такого решения показан на рис. 5.9 пунктиром. Например, траектория может быть криволинейной на участке  $OO_1$  и прямолинейной на участке  $O_1B_1$ . Криволинейный участок может иметь любую протяженность на траектории. Это зависит от величины выбранного коэффициента  $k_\omega$ .

Подробное рассмотрение последнего случая ( $\vec{v}_{c3}$ ) ввиду аналогии нецелесообразно. Движение по траектории пропорционального сближения можно осуществлять методом последовательного приближения, неоднократно повторяя измерения  $\omega$ , вычисляя  $\omega_c$  и совершая малые повороты, или методом непрерывного поворота с автоматическим измерением  $\omega$  и вычислением  $\omega_c$ .

При применении прибора самонаведения с автоматическим следящим координатором обеспечивается самонаведение методом пропорционального сближения также и по криволинейно движущейся цели.

Траектория наведения снаряда на цель по лучу представляет собой геометрическое место точек, лежащих в каждый момент времени на луче визирования с атакующего ЛА в цель.

Рассмотрим данный метод с помощью схемы рис. 5.10. Пусть цель, двигаясь прямолинейно со скоростью  $v_c$ , последовательно проходит через малые интервалы времени точки  $C, C_1, C_2, C_3, C_4, C_5$ , а атакующий ее ЛА, двигаясь по криволинейной траектории со скоростью  $v_a$ , в соответствующие моменты времени находится в точках  $O, O_1, O_2, O_3, O_4, O_5$ . Тогда точки  $C, C_1, C_2, C_3, C_4, C_5$ , лежащие на линии визирования, составят траекторию наведения снаряда по лучу. Если в какой-то момент времени расстояние по линии визирования от снаряда до цели становится равным нулю, то это означает, что наведение закончено и встреча снаряда с целью осуществлена (точка  $B$ ). В этот момент точка  $C_5$  траектории снаряда и точка  $C_5$  траектории цели совмещены, а атакующий ЛА находится в точке  $O_5$ , после которой он совершает выход из атаки.

Обязательным условием осуществления подобной траектории наведения по лучу является превышение скорости снаряда над скоростью цели. Естественно, что при встречных атаках возможно наведение по лучу и в случае, когда скорость снаряда меньше скорости цели. Но тогда тактические возможности атаки сильно ограничены главным образом в выборе исходной точки атаки и характера маневра.

Выше рассмотрен один из наиболее сложных случаев наведения по лучу при криволинейной траектории атакующего ЛА. Иногда наведение по лучу осуществляется и при более простой форме тра-

ектории атакующего ЛА — прямой или дуге окружности, или близкой к ней кривой, например при полете орбитальных аппаратов.

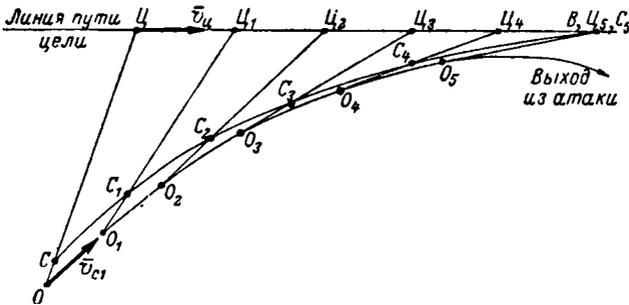


Рис. 5.10. Траектория наведения по лучу

Прямолинейный полет атакующего ЛА при наведении по лучу возможен в ряде случаев воздушного боя пилотируемого самолета, при бомбометании или торпедометании управляемым снарядом, а также при наведении по лучу с ракеты-носителя.

#### § 5.4. МЕТОДИКА СРАВНИТЕЛЬНОЙ ОЦЕНКИ ТРАЕКТОРИЙ ВСТРЕЧИ ЛА

В нашей задаче оценка траекторий встречи должна проводиться по параметрам, которые значительно влияют на тактико-технические требования к системе наведения или самонаведения ЛА, а также определяют практическую возможность его полета по той или иной траектории при современных условиях решения задачи встречи. В качестве таких важнейших параметров целесообразно принять максимальные значения относительной угловой скорости и относительного углового ускорения цели, максимальные значения угловой скорости и нормального ускорения атакующего ЛА или снаряда, время полета снаряда по траектории, геометрические особенности траектории встречи.

Максимальные значения относительной угловой скорости и относительного углового ускорения цели, характеризующие закон движения следящего за целью визирного луча прибора самонаведения или наведения, определяют ряд основных тактико-технических требований к принципиальной схеме и конструкции прибора самонаведения или наведения. В первую очередь они определяют динамические характеристики управляющей угловым движением следящего визирного луча системы прибора, включающей в себя оптико-электронную систему, усилительный тракт, гиросtabilизатор и систему коррекции, обеспечивающие поворот визирного луча. Кроме того, величины максимальных значений относительной угловой скорости цели и ее относительного углового ускорения в большей степени, чем другие параметры, определяют возможность

создания приборов самонаведения или наведения, обеспечивающих решение задачи встречи по той или иной траектории.

Максимальные угловая скорость и нормальное ускорение атакующего ЛА или снаряда определяют тактико-технические требования к ЛА и дополнительным характеристикам конструкции оптической системы, приемника электромагнитных излучений, анализатора изображения, вычислительных блоков, гиросtabilизатора и других элементов прибора наведения или самонаведения.

Эти параметры определяют, например, силовые воздействия, которым подвергается конструкция ЛА и прибора самонаведения или наведения при движении по траектории встречи, а также характеризуют скорости, ускорения и полосы частот работы следящих систем и гиросtabilизаторов, управляющих направлением полета ЛА. Максимальное нормальное ускорение, действующее на пилотный ЛА, определяет максимальную перегрузку, которой подвергается организм летчика.

Явлением перегрузки называется силовое воздействие ускорения. Величина перегрузки, действующей на тело, движущееся по криволинейной траектории, характеризуется коэффициентом перегрузки  $n$ , определяющим, во сколько раз нормальное ускорение  $a$  на криволинейной траектории превышает ускорение  $g$  силы тяжести. Тогда величина коэффициента перегрузки выражается формулой

$$n = \frac{a}{g}. \quad (5.20)$$

В литературе авторы иногда ошибочно называют коэффициент перегрузки термином «перегрузка», неверно отождествляя коэффициент с самим физическим явлением, которое он характеризует.

Экспериментальные исследования показали, что летчик способен визуально следить за воздушной целью с помощью оптического прибора при перегрузке на организм не более 2,5—3. При воздействии перегрузки  $n=6—8$  летчик, как правило, теряет способность вообще управлять самолетом ввиду потери сознания. Несколько большие значения перегрузки уже опасны для жизни человека и могут переноситься только тренированным организмом летчика лишь в течение нескольких секунд или даже долей секунды. Степень выносливости того или иного летчика зависит от индивидуальных физиологических свойств и от тренировки его организма.

Время полета атакующего ЛА по траектории  $\tau$  является аргументом всех функциональных зависимостей, существующих в ходе атаки, и в значительной степени определяет характер работы всех звеньев прибора самонаведения или наведения. Это время определяет также длительность атаки и поэтому необходимо при тактической оценке типа траектории встречи. В функции времени  $\tau$  можно непосредственно выразить дальность от ЛА до цели, необходимую для решения формульных зависимостей задачи встречи в вычислительных блоках прибора. Также удобно выражение

в функции времени  $\tau$  и всех других текущих параметров, входящих в формулы задачи встречи, например: углы визирования на цель, углы прицеливания, углы упреждения, угловые скорости и их производные по времени.

Знание геометрических особенностей различных типов траекторий встречи позволяет летчику или наводчику ориентироваться при быстром изменении боевой обстановки и правильно выбирать наиболее тактически целесообразную траекторию и метод выхода ЛА на нее.

Из проведенного выше рассмотрения типовых траекторий встречи следует, что при принятых нами начальных гипотезах схема встречи является плоской. Положение ее плоскости определяется направлением вектора  $\vec{v}_ц$  и любой точкой траектории снаряда. В противном случае непрерывное слежение визирным лучом за целью, необходимое для решения задачи встречи во всех типах траектории, кроме наведения со следящим координатором, практически исключено. При наведении со следящим координатором можно решить задачу встречи и в том случае, когда траектории цели, снаряда и атакующего ЛА не лежат в одной плоскости. Это создает некоторые тактические преимущества при выборе маневра атакующего ЛА. На практике наведение снаряда на цель при неплоских траекториях снаряда и атакующего ЛА весьма затруднено и точность наведения значительно ниже. В подавляющем большинстве случаев схема встречи является плоской. Поэтому проведем сравнительную оценку траекторий встречи при плоских схемах.

Для выявления характера законов изменения важнейших параметров сравнительной оценки траектории встречи наиболее удобно воспользоваться зависимостями относительной угловой скорости цели и ее относительного углового ускорения от времени  $\tau$  с момента старта в виде функций  $\omega(\tau)$  и  $\dot{\omega}(\tau)$ . Это позволит в наиболее удобной форме с помощью явных функций времени описать законы изменения относительных угловых скорости и ускорения цели, учитывая при этом еще один из важнейших параметров оценки траекторий — время полета снаряда по траектории. В дальнейшем будет показано, что от величин  $\omega(\tau)$  и  $\dot{\omega}(\tau)$  можно легко перейти к функциям  $\omega_c(\tau)$  и  $a(\tau)$ , выражающим зависимости угловой скорости и нормального ускорения ЛА от времени его движения по траектории и получить два других важнейших параметра сравнительной оценки траекторий встречи.

#### **§ 5.5. ОЦЕНКА ТРАЕКТОРИЙ ПОГОНИ И ПРЕСЛЕДОВАНИЯ С УПРЕЖДЕНИЕМ**

Для удобства сравнительной оценки различных траекторий встречи желательно использовать в первую очередь такие функциональные зависимости  $\omega(\tau)$  и  $\dot{\omega}(\tau)$ , которые имеют наиболее общий характер и справедливы для обеих сравниваемых траекторий. Этим

условиям отвечает зависимость, полученная для траектории преследования с упреждением, т. е. при  $\psi \neq \text{const}$ :

$$\omega(\tau) = a(\varphi_0, v) D_0^{-1} \cos^{1+a_2} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{\frac{1}{a_1}} \right] \sin^{1-a_1} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{\frac{1}{a_1}} \right], \quad (5.21)$$

где

$$a_1 = \left( \frac{v_c}{v_{cp}} + 1 \right) \left( \frac{v_c}{v_{ц}} - 1 \right); \quad (5.22)$$

$$a_2 = \left( \frac{v_c}{v_{cp}} + 1 \right) \left( \frac{v_c}{v_{ц}} + 1 \right); \quad (5.23)$$

$$a(\varphi_0, v) = 2v_{ц} v_{cp} (v_{cp} + v_c)^{-1} \sin^{a_1} \frac{\varphi_0}{2} \cos^{-a_2} \frac{\varphi_0}{2}; \quad (5.24)$$

$D_0$  — начальная дальность от атакующего ЛА до цели в момент старта, т. е. в момент начала его движения по траектории встречи (при  $\tau=0$ );

$a_1$  и  $a_2$  — скоростные коэффициенты, постоянные для данных условий атаки;

$v_c$  — воздушная скорость атакующего ЛА или носителя;

$v_{ц}$  — воздушная скорость цели;

$v_{cp}$  — средняя полетная скорость снаряда по траектории встречи от точки старта с носителя до встречи с целью;

$\varphi_0$  — начальный дополнительный курсовой угол (см. рис. 5.7) в момент старта (при  $\tau=0$ );

$\tau_B$  — время движения ЛА по траектории встречи от точки старта до точки  $B$  встречи с целью;

$a(\varphi_0, v)$  — постоянный коэффициент, зависящий от начальных условий.

Траектория погони может рассматриваться как частный случай траектории преследования с постоянным упреждением при угле упреждения  $\psi(\tau)=0$ . Формула (5.21) получена для общего случая встречи, когда атакующий ЛА не является одноступенчатым и состоит из носителя и снаряда с разными скоростями, что наиболее близко по характеру к случаю стрельбы с самолета. При движении по траектории встречи двух ступеней составного реактивного снаряда их скорости, как правило, равны или отличаются незначительно и могут без существенного влияния на точность сравнительной оценки траекторий встречи считаться равными. Поэтому уравнения (5.22)—(5.24) можно упростить с учетом равенства

$$v_{cp} = v_c. \quad (5.25)$$

Тогда получим формулы для расчета коэффициентов

$$a_1 = 2 \left( \frac{v_c}{v_{ц}} - 1 \right), \quad (5.26)$$

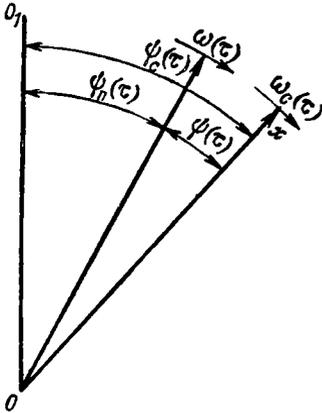
$$a_2 = 2 \left( \frac{v_c}{v_{ц}} + 1 \right), \quad (5.27)$$

$$a(\varphi_0, v) = v_n \sin a_1 \frac{\varphi_0}{2} \cos^{-a_1} \frac{\varphi_0}{2}. \quad (5.28)$$

Перейдем к нахождению расчетной формулы коэффициента перегрузки в такой форме, которая обеспечивает выражение  $n$  также в явном виде от времени  $\tau$  с помощью элементарных математических функций и является общей хотя бы приближенно для всех пяти рассматриваемых траекторий встречи.

Из механики известно, что нормальное ускорение ЛА, движущегося со скоростью  $v_c$  по криволинейной траектории с мгновенным радиусом кривизны  $\rho$ , выражается формулой

$$a = \frac{v_c^2}{\rho} = v_c \omega_c. \quad (5.29)$$



Угловая скорость  $\omega_c(\tau)$  летательного аппарата, движущегося по траектории встречи, отличается от относительной угловой скорости цели  $\omega(\tau)$  на величину скорости поворота линии прицеливания относительно оси  $x$ , т. е. на величину скорости  $\dot{\psi}(\tau)$  изменения угла упреждения. В этом нетрудно убедиться при рассмотрении схемы рис. 5.11, где  $OO_1$  — стабилизированное в пространстве направление, являющееся началом отсчета угла отклонения  $\psi_n(\tau)$  линии прицеливания и угла отклонения  $\psi_c(\tau)$  оси  $x$  летательного аппарата. Через  $\psi(\tau)$  обозначен угол упреждения. Из фиг. 5.11 следует

Рис. 5.11. Схема угловых скоростей

$$\psi_c(\tau) = \psi_n(\tau) + \psi(\tau). \quad (5.30)$$

Дифференцируя выражение (5.30) по времени, получим уравнение, подтверждающее выдвинутый выше тезис о связи  $\omega_c(\tau)$  и  $\omega(\tau)$ :

$$\omega_c(\tau) = \omega(\tau) + \dot{\psi}(\tau). \quad (5.31)$$

В случае траектории преследования с упреждением скорость  $\dot{\psi}(\tau)$  изменения угла упреждения в несколько раз меньше относительной угловой скорости цели  $\omega(\tau)$ . Поэтому при выводе формулы для расчета коэффициента перегрузки в целях сравнительной оценки траекторий встречи можно приближенно считать

$$\omega_c(\tau) \approx \omega(\tau). \quad (5.32)$$

Тогда совместное решение выражений (5.20), (5.29) и (5.32) относительно  $n(\tau)$  дает приближенную расчетную формулу

$$n(\tau) = \frac{v_c \omega(\tau)}{g}, \quad (5.33)$$

где  $\omega(\tau)$  вычисляется по уравнению (5.21). Так как по начальным гипотезам величины  $v_c$  и  $g$  постоянны, то от  $\omega(\tau)$  удобно перейти к  $n(\tau)$ , нанеся на графике относительной угловой скорости по оси ординат второй масштаб для коэффициента перегрузки. Формула (5.21) выражает зависимость  $\omega(\tau)$  в явном виде от времени, что наиболее удобно при анализе процессов, изменяющихся во времени.

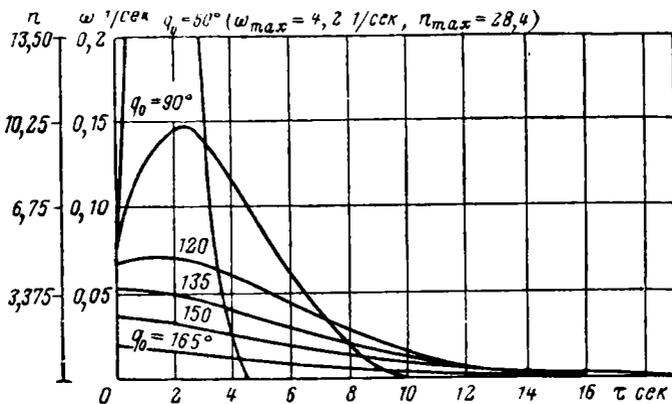


Рис. 5.12. Графики угловых скоростей и коэффициентов перегрузки при  $v_c/v_d=1,25$ ;  $v_c$  соответствует  $M=2$ ;  $D_0=6000$  м

На рис. 5.12—5.14 приведены примеры рассчитанных по формулам (5.21) и (5.33) графиков угловых скоростей и коэффициентов перегрузки, действующей на атакующий ЛА на траектории преследования с упреждением. Из этих графиков следует, что при современных скоростях максимальные перегрузки имеют значительные величины, превышающие допустимые при визуальном прицеливании, уже при начальных ракурсах более 1:2 ( $q_0 < 150^\circ$ ). При больших ракурсах максимальные значения перегрузок могут превышать величины, допускаемые при проектировании самонаводящихся летательных аппаратов по условиям работоспособности прибора самонаведения и системы управления полетом ракеты.

Поэтому следует рассмотреть методику нахождения зоны возможных атак, ограничиваемой максимально допустимыми перегрузками. Чтобы установить зону возможных атак, ограничиваемую максимально допустимыми перегрузками, достаточно исследовать характер изменения входящей в выражения для угловой скорости и коэффициента перегрузки функции

$$F(\tau) = \cos^{1+a_2} \left[ \frac{q_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{\frac{1}{a_1}} \right] \sin^{1-a_1} \left[ \frac{q_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{\frac{1}{a_1}} \right], \quad (5.34)$$

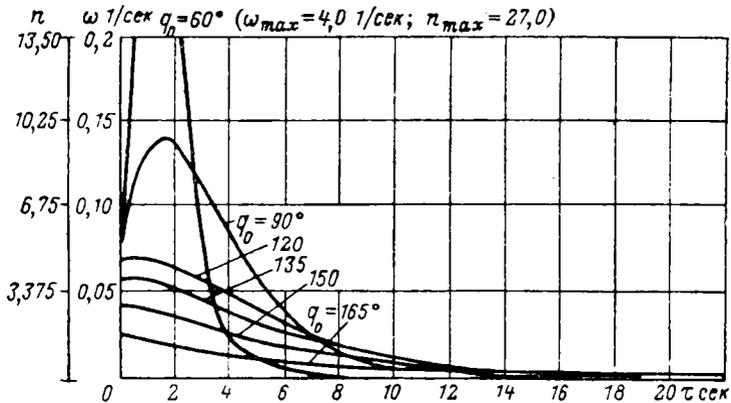


Рис. 5.13. Графики угловых скоростей и коэффициентов перегрузки при  $v_c/v_{ц} = 1,12$ ;  $v_c$  соответствует  $M=2$ ;  $D_0=6000$  м

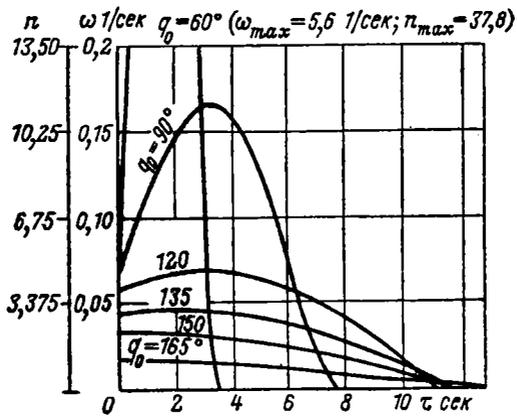


Рис. 5.14. Графики угловых скоростей и коэффициентов перегрузки при  $v_c/v_{ц} = 1,45$ ;  $v_c$  соответствует  $M=2$ ;  $D_0=6000$  м

так как коэффициент перегрузки  $n$  отличается от  $F(\tau)$  только постоянным множителем  $\frac{v_c a(\varphi_0, v)}{gD_0}$ . Максимальные значения  $F(\tau)$  найдем, исследовав эту функцию на  $\max$  и  $\min$  с помощью производных.

Дифференцирование формулы (5.34) дает

$$F(\tau) = \frac{\varphi_0}{2a_1\tau_B} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}-1} \cos^{a_2} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}} \right] \times \\ \times \sin^{-a_1} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}} \right] \cdot \left\{ (a_2 + 1) \sin^2 \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}} \right] - \right. \\ \left. - (1 - a_1) \cos^2 \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}} \right] \right\}. \quad (5.35)$$

Найдем условия, при которых  $F(\tau) = 0$ . Случаи, когда  $\varphi_0 = 0$ ,  $a_1 = \infty$  или  $\tau_B = \infty$ , в нашей задаче не представляют интереса. При  $\varphi_0 = 0$  имеем  $n = 0$ . При  $a_1 = \infty$  необходимо, чтобы  $v_c$  была бесконечно велика по сравнению с  $v_n$ , что практически неосуществимо.

Случай  $\tau_B = \infty$  при конечных значениях  $D_0$  и  $v_c > v_n$  также не может иметь места.

Следовательно,  $F(\tau)$  может быть равно нулю при выполнении одного из следующих четырех условий:

$$\left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}-1} = 0, \quad (5.36)$$

$$\sin^{-a_1} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}} \right] = 0, \quad (5.37)$$

$$\cos^{a_2} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}} \right] = 0, \quad (5.38)$$

$$(a_2 + 1) \sin^2 \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}} \right] - (1 - a_1) \cos^2 \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}} \right] = 0. \quad (5.39)$$

Условие (5.36) соответствует моменту встречи летательных аппаратов при  $\tau = \tau_B$  на прямолинейном курсе с  $n = 0$ . Условие (5.37) вообще не может быть удовлетворено. Условие (5.38) в рассматриваемом диапазоне  $0 \leq \varphi_0 < \pi$  удовлетворяется при

$$\varphi_0 \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1}} = \pi.$$

Следовательно, условие (5.38) в рассматриваемом диапазоне справедливо только для одного частного случая атаки на встречных курсах и не имеет смысла при преследовании.

Условие (5.39) может быть приведено к следующему виду:

$$\left[ 1 - \left( \frac{2}{\varphi_0} \arctg \sqrt{\frac{1-a_1}{1+a_2}} \right)^{a_1} \right] = 0. \quad (5.40)$$

На основании формулы (5.40) сделаем следующие выводы.

Если 
$$\varphi_0 < 2 \arctg \sqrt{\frac{1-a_1}{1+a_2}}, \quad (5.41)$$

то в практически важном случае при  $0 < a_1 < 1$  и  $a_2 > 0$  максимальное значение угловой скорости атакующего ЛА для атаки с данным  $\varphi_0$  лежит в области  $\tau < 0$ . При таких атаках угловая скорость атакующего ЛА монотонно убывает от значения  $\omega$  при  $\tau = 0$  до  $\omega = 0$  при  $\tau = \tau_b$ , т. е. угловое ускорение истребителя в течение атаки не меняет знака.

На атаке с  $\varphi_0 = 2 \arctg \sqrt{\frac{1-a_1}{1+a_2}}$  угловая скорость ЛА имеет максимальное значение в момент начала атаки при  $\tau = 0$ . Такую атаку можно назвать граничной в зоне благоприятных атак. В этой зоне ЛА, а следовательно, и летчик претерпевают максимальную перегрузку перед выходом в исходную точку траектории атаки, когда еще не требуется прицельного слежения визирной линией за целью.

Область, для которой справедливо неравенство

$$\varphi_0 > 2 \arctg \sqrt{\frac{1-a_1}{1+a_2}}, \quad (5.42)$$

назовем зоной неблагоприятных атак, так как в этой зоне максимальная перегрузка возникает на траектории атаки (при  $\tau > 0$ ). Особенно неблагоприятными следует считать такие атаки, на которых момент возникновения максимальной перегрузки непосредственно предшествует моменту прицельного старта. В этом случае летчику особенно трудно обеспечить точный прицельный старт. При этом, выполняя атаку в неблагоприятной зоне, летчик должен заранее знать, в какой момент времени будет действовать максимальная перегрузка, чтобы рационально выбрать момент старта. На этот вопрос можно дать ответ на основании вывода из формулы (5.40), который можно сформулировать следующим образом: для каждого семейства траекторий атаки с постоянными значениями  $v_c$ ,  $v_{ц}$  и  $D_0$  максимальные значения перегрузок лежат на кривой, уравнением которой является формула (5.40). Такие кривые для нескольких семейств траекторий атаки представлены на рис. 5.15.

Вообще говоря, уравнение (5.40) ввиду наличия не только положительного, но и отрицательного значения  $\sqrt{\frac{1-a_1}{1+a_2}}$  имеет также второе решение. Однако это решение не имеет практического

смысла, так как в рассматриваемом диапазоне курсовых углов  $0 < \varphi < \pi$  оно дает отрицательные значения  $\tau$ .

Из анализа графиков на рис. 5.12—5.14 следует, что для рассмотренных условий:

а) максимальные перегрузки возникают на атакующем ЛА или до начала траектории атаки или в первые 3—4 сек атаки;

б) для каждого сочетания  $v_c$ ,  $v_{ц}$  и  $D_0$  существует предельное значение начального курсового угла, при котором момент максимума перегрузки переходит в область траектории атаки.

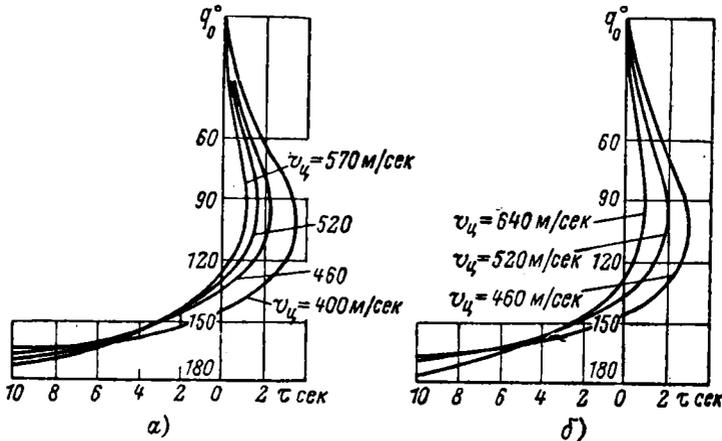


Рис. 5.15. Кривые постоянных перегрузок при  $D_0 = 6000$  м:

а —  $v_c = 580$  м/сек, б —  $v_c = 660$  м/сек

Для расширения зоны благоприятных атак, т. е. для уменьшения перегрузок на траектории атаки при данных  $v_c$ ,  $v_{ц}$  и  $q_0$  необходимо увеличивать начальную дистанцию атаки. Это накладывает повышенные требования в отношении дальности действия приборов наведения и самонаведения ЛА.

При начальных ракурсах, меньших предельного значения, угловая скорость ЛА и перегрузка, действующая на него в ходе прицельной атаки, монотонно убывают до нуля. Максимальные значения  $\omega$  и  $n$  на траектории атаки определяются в этом случае из формул (5.21) и (5.33) при  $\tau = 0$  зависимостями

$$\omega(\tau=0) = a(\varphi_0, v) D_0^{-1} \cos^{1+a_2} \frac{\varphi_0}{2} \sin^{1-a_1} \frac{\varphi_0}{2}, \quad (5.43)$$

$$n(\tau=0) = a(\varphi_0, v) D_0^{-1} v_c g^{-1} \cos^{1+a_2} \frac{\varphi_0}{2} \sin^{1-a_1} \frac{\varphi_0}{2}. \quad (5.44)$$

Закончив оценку наиболее общего случая из траекторий встречи преследования с упреждением ( $\psi(\tau) \neq \text{const}$ ), перейдем к оценке траектории погони ( $\psi(\tau) = 0$ ).

Если на рис. 5.6 ввести дополнительные обозначения курсового угла цели  $q$ , дополнительного курсового угла цели  $\varphi$  и дальности  $D_0 = OЦ$ , то из рассмотрения этой схемы можно написать для относительной угловой скорости цели формулу

$$\omega_1(\tau) = \frac{v_u}{D_0(\tau)} \sin \varphi(\tau). \quad (5.45)$$

Угловая скорость  $\omega_{1c}(\tau)$  атакующего ЛА, продольная ось которого  $x$  должна быть непрерывно направлена в цель, равна величине  $\omega_1(\tau)$ , т. е.

$$\omega_{1c}(\tau) = \omega_1(\tau). \quad (5.46)$$

Следовательно, величина коэффициента перегрузки может быть в данном случае выражена на базе уравнений (5.33) и (5.45) формулой

$$n_1(\tau) = \frac{v_c v_u}{g D_0(\tau)} \sin \varphi(\tau). \quad (5.47)$$

Полученная формула неудобна для абсолютной оценки величины  $n$ , так как она не выражает ее в явном виде с помощью элементарных математических функций времени. Поэтому целесообразно применить метод относительной оценки, используя абсолютные величины  $n$ , найденные для траектории преследования с упреждением. Для этого выразим величину коэффициента перегрузки для траектории преследования с упреждением через  $\varphi(\tau)$ .

Из рассмотрения рис. 5.7 можно написать

$$\omega(\tau) = \frac{1}{D_0(\tau)} [v_u \sin \varphi(\tau) - v_c \sin \psi(\tau)]. \quad (5.48)$$

Тогда из уравнений (5.33) и (5.48) найдем

$$n(\tau) = \frac{v_c}{g D_0(\tau)} [v_u \sin \varphi(\tau) - v_c \sin \psi(\tau)]. \quad (5.49)$$

Отношение коэффициентов перегрузки, дающее относительную характеристику величин перегрузки на траектории преследования с упреждением и на траектории погони, из уравнений (5.47) и (5.49) выразится следующей зависимостью:

$$\frac{n(\tau)}{n_1(\tau)} = 1 - \frac{v_c \sin \psi}{v_u \sin \varphi}. \quad (5.50)$$

В рассматриваемых атаках скоростной коэффициент  $k_v = v_c : v_u$  согласно формуле (5.10) положителен и больше единицы. Для современных условий  $1 < k_v < 2$ , а величина отношения  $\sin \psi(\tau) / \sin \varphi(\tau)$ , оставаясь всегда положительной, в несколько раз меньше единицы. Поэтому можно считать, что второй член правой части формулы (5.50) всегда положителен и, как правило, не превышает единицы. Следовательно, отношение  $n(\tau) / n_1(\tau)$  всегда положительно и представляет собой правильную дробь.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что действующая на летчика и атакующий ЛА перегрузка на траектории погони больше, чем на траектории преследования с упреждением. Это накладывает на тактико-технические требования к приборам наведения и самонаведения и самим летательным аппаратам при выборе траектории погони более жесткие условия в отношении прочности конструкции и надежности действия их устройств в динамике. Усиливается в этом случае воздействие перегрузки и на организм летчика, что усложняет условия его работы. Вычислительная часть прибора наведения или самонаведения снаряда в этом случае может быть более простой и дешевой, так как отпадает необходимость в непрерывном вычислении переменного угла упреждения.

Следует также отметить, что, кроме траектории преследования с упреждением в общем виде ( $\psi(\tau) \neq 0$ ), может иметь место траектория преследования с постоянным упреждением ( $\psi(\tau) = \text{const}$ ). Эта траектория по своим свойствам занимает промежуточное положение между траекторией погони и траекторией преследования с упреждением. Она обеспечивает при прочих равных условиях движение с перегрузками, несколько меньшими, чем на кривой погони, но большими, чем на траектории преследования с упреждением, переменным по величине в функции текущих параметров задачи встречи. Механизм упреждения в данном случае необходим, но его устройство может быть элементарно простым, обеспечивающим предварительную установку по выбору нескольких постоянных значений угла упреждения. Это повышает надежность и снижает стоимость прибора самонаведения или наведения.

### **§ 5.6. ОЦЕНКА ТРАЕКТОРИИ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО И ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СБЛИЖЕНИЯ**

При идеальном выполнении метода параллельного сближения относительная угловая скорость цели, угловая скорость атакующего ЛА и действующая на него перегрузка равны нулю. Поэтому этот метод применим при больших ракурсах цели и при значительно больших скоростях ЛА, чем на криволинейных траекториях. В современных условиях, когда скорости ЛА характеризуются числами  $M$  порядка нескольких единиц, метод параллельного сближения весьма перспективен. Постоянство направления линии цели и величины угла упреждения упрощает решение задач стабилизации визирной линии и построения угла упреждения при создании принципиальной схемы и конструкции приборов наведения и самонаведения, так как любая постоянная величина в динамических системах может быть всегда выработана при прочих равных условиях с большей точностью, чем величина, меняющаяся с течением времени.

Для идеального выполнения метода параллельного сближения необходимо заранее до выхода в начальную точку траектории выбрать правильное направление движения атакующего ЛА и ви-

зирной линии. Практически это трудно выполнить, поэтому направление вектора  $\vec{v}_c$  и линии визирования уточняется на самой траектории параллельного сближения, что превращает траекторию в волнообразную кривую, постепенно приближающуюся к прямой. При этом имеют место перегрузки, но их величины по сравнению с перегрузками на других траекториях менее значительны. Недостаток траектории параллельного сближения заключается в том, что поражаемость атакующего ЛА на прямолинейной траектории значительно выше, чем в других случаях. Это важно при применении пилотируемого атакующего ЛА и менее значительно в случае беспилотного самонаводящегося снаряда.

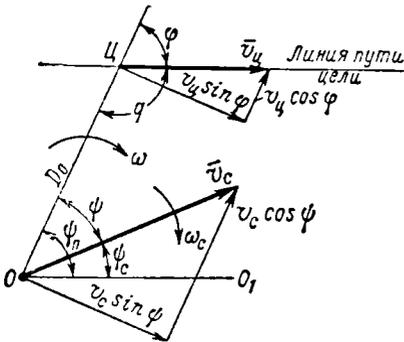


Рис. 5.16. Схема относительного движения цели ( $OO_1 || \vec{v}_n$ )

В предыдущем параграфе указано, что метод пропорционального сближения позволяет приближенно осуществить траекторию параллельного сближения. Это дает основание при сравнительной оценке обоих методов использовать в первую очередь математические зависимости, описывающие свойства траектории пропорционального сближения, имеющей более общий характер. Уравнения относительного движения цели в связанной системе координат атакующего ЛА напишем, рассмотрев схему рис. 5.16, отражающую случай перемещения обоих ЛА в одной плоскости. Взаимное положение атакующего ЛА и цели Ц определяется дальностью  $D_0$  и углами  $\varphi$  и  $\psi$  между линией цели и соответствующими векторами скорости  $\vec{v}_c$  и  $\vec{v}_ц$ .

Уравнение скорости изменения дальности

$$\dot{D}_0 = v_ц \cos \varphi - v_c \cos \psi. \quad (5.51)$$

Уравнение угловой скорости линии цели (5.16):

$$\omega = (v_ц \sin \varphi - v_c \sin \psi) / D_0$$

или

$$\dot{D}_0 \varphi = v_ц \sin \varphi - v_c \sin \psi, \quad (5.52)$$

где  $\dot{\varphi} = \omega$ .

Из определения метода пропорционального сближения напишем уравнение угловой скорости поворота вектора  $\vec{v}_c$  (5.15):

$$\omega_c = k_\omega \omega$$

или

$$\dot{\psi}_c = k_\omega \dot{\varphi}, \quad (5.53)$$

где  $\psi_c$  — угол, определяющий положение вектора  $\vec{v}_c$  относительно стабилизированного направления  $OO_1$ , параллельного линии пути цели.

Решение системы уравнений (5.51), (5.52), (5.53) в замкнутой форме возможно только при  $k_\omega = 2$ . В других случаях эта система уравнений решается только методами численного интегрирования. Для целей приближенной сравнительной оценки методов сближения ограничимся случаем  $k_\omega = 2$ . Тогда (5.53) примет вид

$$\dot{\psi}_c = 2\dot{\varphi}. \quad (5.54)$$

На основании схемы рис. 5.16

$$\dot{\varphi} = \dot{\psi} + \dot{\psi}_c. \quad (5.55)$$

Подставляя  $\dot{\varphi}$  из выражения (5.55) в (5.54), получим

$$\dot{\psi}_c = -2\dot{\psi}. \quad (5.56)$$

Из уравнений (5.54) и (5.56) следует равенство

$$\dot{\varphi} = -\dot{\psi}. \quad (5.57)$$

Интегрируя уравнение (5.57), получим

$$\psi = \alpha_0 - \varphi, \quad (5.58)$$

где

$$\alpha_0 = \psi_0 + \varphi_0; \quad (5.59)$$

$\psi_0$  и  $\varphi_0$  — начальные значения углов  $\psi$  и  $\varphi$ .

Заменяя в выражениях (5.51) и (5.52)  $\varphi$  из формулы (5.58) и  $\dot{\varphi}$  из формулы (5.57), получим систему двух уравнений

$$D_0 = v_c \cos(\alpha_0 - \psi) - v_c \cos \psi, \quad (5.60)$$

$$D_0 \dot{\psi} = v_c \sin(\alpha_0 - \psi) - v_c \sin \psi. \quad (5.61)$$

Поделив уравнение (5.60) на (5.61), введя обозначение

$$k_v = v_c / v_n \quad (5.62)$$

и проведя тригонометрические преобразования, получим дифференциальное уравнение траектории пропорционального сближения

$$\frac{D_0}{D_0} = \frac{(k_v - \cos \alpha_0) \cos \psi - \sin \alpha_0 \sin \psi}{(k_v + \cos \alpha_0) \sin \psi - \sin \alpha_0 \cos \psi} \dot{\psi}. \quad (5.63)$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$D_0 = D_n \left[ \frac{k_v \sin \psi + \sin(\psi - \alpha_0)}{k_v \sin \psi_0 + \sin(\psi_0 - \alpha_0)} \right]^a e^{b(\psi)}, \quad (5.64)$$

где

$$a = \frac{k_v^2 - 1}{k_v^2 + 2k_v \cos \alpha_0 + 1} = \text{const}, \quad (5.65)$$

$$b(\psi) = \frac{2k_v(\psi_0 - \psi) \sin \alpha_0}{k_v^2 + 2k_v \cos \alpha_0 + 1} \text{ функция от } \psi, \quad (5.66)$$

$D_n$  — дальность цели в начале атаки.

Зависимости  $D_0$  и  $\psi$  в виде аналитических явных функций времени в конечном виде для траектории пропорционального сближения получить невозможно. Поэтому для построения этой траектории необходимо применять численное интегрирование уравнений движения или предварительно найти приближенное выражение  $\psi$  в виде явных элементарных функций времени. Подстановка такого выражения в уравнение (5.64) значительно упростит процесс построения траекторий пропорционального сближения.

Для расчета угловой скорости  $\omega_c$  поворота вектора  $\bar{v}_c$  и коэффициента перегрузки на траектории пропорционального сближения из уравнений (5.33), (5.53), (5.54), (5.61) и (5.62) найдем

$$\omega_c = k_\omega \frac{v_u}{D_0} [\sin(\alpha_0 - \psi) - k_v \sin \psi], \quad (5.67)$$

$$n = k_\omega \frac{v_c \cdot v_u}{g D_0} [\sin(\alpha_0 - \psi) - k_v \sin \psi]. \quad (5.68)$$

Величина  $D_0$ , необходимая для подстановки в формулы (5.67) и (5.68), определяется при расчете траектории по формуле (5.64).

Так как в методе пропорционального сближения  $k_\omega > 0$  (из определения существа метода) и, кроме того, в любой атаке всегда  $v_c > 0$ ,  $v_u > 0$  и  $D_0 > 0$ , то  $\omega_c = 0$  и  $n = 0$  при соблюдении равенства

$$\sin(\alpha_0 - \psi) - k_v \sin \psi = 0. \quad (5.69)$$

Отсюда следует, что атака по траектории пропорционального сближения возможна, если в ходе атаки будут созданы условия, соответствующие уравнению

$$k_v = \frac{\sin(\alpha_0 - \psi)}{\sin \psi}. \quad (5.70)$$

Уравнение (5.70) удовлетворяется, если начальные условия атаки соответствуют трем случаям:

$$\alpha_0 > 2\psi \quad \text{при} \quad k_v > 1, \quad (5.71)$$

$$\alpha_0 = 2\psi \quad \text{при} \quad k_v = 1, \quad (5.72)$$

$$\alpha_0 < 2\psi \quad \text{при} \quad k_v < 1. \quad (5.73)$$

На практике стремятся осуществить случай при  $k_v > 1$  и  $v_c > v_u$ , чтобы расширить при выбранной в конструкции прибора самонаведения величине  $\psi_{\max}$  значение допустимого начального ракурса цели ( $\sin \varphi_0$ ). Это поясняется следующим образом. Так как на основании уравнения (5.59)

$$\varphi_0 = \alpha_0 - \psi_0,$$

то при одинаковой величине  $\psi_0 \leq \psi_{\max}$  наибольшее значение  $\varphi_0$  и  $\sin \varphi_0$  в условиях траектории пропорционального преследования имеет место именно в первом случае при  $\alpha_0 > 2\psi$  и  $k_v > 1$ .

Для иллюстрации характера типовых траекторий пропорционального сближения рассмотрим в качестве примера траектории, представленные на рис. 5.17. Траектории рассчитаны численным интегрированием для случая  $k_w=2$ ;  $k_v=2$  и  $\varphi_0=60^\circ$ . При этом траектории *A*, *B*, *C* характеризуются начальным значением угла  $\varphi_0$ , соответственно равным  $0^\circ$ ,  $13^\circ$  и  $25,7^\circ$ . Траектория *C* отражает условия, соответствующие сведению метода пропорционального сближения к траектории параллельного сближения, когда траектория прямолинейна.

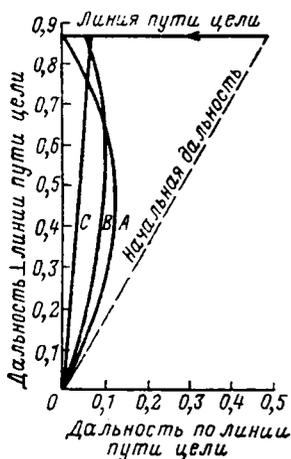


Рис. 5.17. Траектория пропорционального сближения

Графики коэффициента перегрузки можно найти по формуле (5.68) с использованием величины угла рассогласования цели, полученной численным интегрированием при построении траекторий.



Рис. 5.18. График коэффициента перегрузки  $n$  при пропорциональном сближении

На рис. 5.18 приведены графики коэффициента перегрузки  $n$ , возникающей на траекториях *A*, *B* (см. рис. 5.17) при начальной дальности  $D_n=11\,500$  м и полете цели на высоте 10 000 м со скоростью, соответствующей  $M=1$ . Характер кривых коэффициента перегрузок на рис. 5.18 указывает на то, что наибольшие значения  $n$  имеют место на траектории пропорционального сближения непосредственно у цели. Это свойство траекторий пропорционального сближения ставит систему самонаведения снаряда в наиболее неблагоприятные условия работы на самом ответственном участке, непосредственно перед встречей с целью. Траектории погони и преследования с упреждением в этом отношении более совершенны, так как нормальные ускорения и перегрузки непосредственно перед встречей с целью в этих случаях существенно ниже максимальных значений (см. рис. 5.12—5.14). Поэтому наиболее целесообразно использовать метод пропорционального сближения для выхода на траекторию параллельного сближения, на которой перегрузки в идеальном случае отсутствуют.

## ОСНОВНЫЕ ПРИЦЕЛЬНЫЕ СХЕМЫ СТАРТА СНАРЯДА С ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА-НОСИТЕЛЯ

### § 6. 1. ВВЕДЕНИЕ

Для успешного старта ЛА необходимо правильно выбрать положение точки старта относительно цели, момент времени и направление начального движения ЛА. Эти задачи можно решить с помощью прицельных схем старта ЛА. Под прицельной схемой условимся понимать геометрическое построение, определяющее взаимное положение ЛА, участвующих в решении задачи встречи. Следовательно, в общем случае прицельная схема определяет взаимное положение трех ЛА: носителя, снаряда и цели.

Положение нескольких участвующих в решении задачи встречи ЛА в пространстве может быть определено с помощью системы координат — независимой от положения ЛА или зависимой от положения одного из них. Обычно в литературе по теории воздушной стрельбы называют первую систему координат абсолютной, а вторую — относительной. В абсолютной системе координат, жестко связанной с землей, положение каждого ЛА определяется координатами его центра тяжести и углами тангажа, крена и рыскания. Определение взаимного положения летательных аппаратов в этой системе оказывается громоздким, так как вводится лишнее промежуточное тело — Земля с собственной системой координат, участие которого в решении задач самонаведения или наведения ЛА часто не является необходимым.

Более удобно взаимное положение ЛА в рассматриваемой задаче определить в относительной системе координат, совпадающей со связанной системой координат летательного аппарата-носителя. В этом случае начало относительной системы координат совпадает с точкой старта; положение летательного аппарата-носителя полностью определяется положением самой относительной системы координат; положение летательного аппарата-снаряда, находящегося в период прицеливания в точке старта, определяется лишь углами отклонения осей его связанной системы координат; положение летательного аппарата-цели определяется координатами его центра тяжести и углами отклонения осей его связанной системы координат непосредственно в относительной системе координат без каких-либо промежуточных элементов. Поэтому целесообразно прицельные схемы старта ЛА рассматривать в относительной системе координат, совпадающей со связанной системой координат летательного аппарата-носителя.

Так как характер прицельной схемы зависит от условий старта, то предварительно рассмотрим кратко устройство стартовых установок летательных аппаратов-носителей. В большинстве случаев старт ракеты или выстрел из нарезного оружия с летательного аппарата-носителя осуществляется вперед по направлению

полета при стрельбе из носовых неподвижных ракетных, пулеметных и пушечных стартовых установок самолетов, а также при отделении последующей ступени многоступенчатой ракеты от ступени-носителя.

Неподвижной стартовой установкой в теории воздушной стрельбы принято называть такую пулеметную, пушечную или ракетную установку, в которой направление вектора относительной начальной скорости снаряда  $\vec{v}_0$  неизменно по отношению к свя-

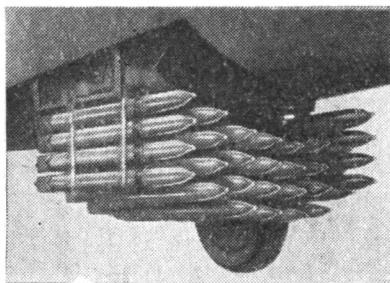


Рис. 6.1. Опускающаяся кассета самолета с неуправляемыми реактивными снарядами

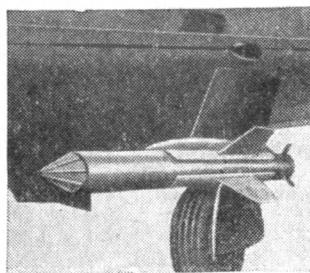


Рис. 6.2. Снаряд «Файрстрик» с тепловой головкой самонаведения

занной системе координат летательного аппарата-носителя. Примеры неподвижных стартовых установок ЛА приведены на рис. 6.1—6.5.

На рис. 6.1 кассета с ракетами выдвигается поступательным движением из нижней части фюзеляжа самолета. На рис. 6.2—6.4 показаны подвески ракет на жестко закрепленных на самолетах стартовых направляющих. На рис. 6.5 приведена схема многоступенчатой ракеты. Здесь продольные оси всех ступеней ракеты совпадают. Очевидно, что во всех рассмотренных случаях неизменность направления вектора относительной начальной скорости снарядов  $\vec{v}_0$  по отношению к связанной системе координат летательного аппарата-носителя сохраняется.

Для защиты тяжелых многоместных самолетов от самолетов-истребителей и ракет применяют стартовые установки, обеспечивающие возможность при прицеливании поворачивать направление вектора относительной начальной скорости снаряда  $\vec{v}_0$  по отношению к связанной системе координат самолета. Такие стартовые установки в теории воздушной стрельбы называют подвижными или турельными.

На рис. 6.6 приведена схема самолета с неподвижной ракетной стартовой установкой под фюзеляжем и с подвижной стартовой установкой в виде турели в верхней части фюзеляжа. Турель позволяет поворачивать ось оружия, а следовательно, изменять направление вектора  $\vec{v}_0$  относительно связанной системы координат самолета в боковом направлении на боковой бортовой угол  $\delta$ , отсчитываемый от продольной оси самолета.

ваемым от продольной плоскости самолета, и на угол возвышения  $\varphi_v$ , отсчитываемый от плоскости осей  $x, z$  вверх.

На рис. 6.7 представлена типовая турельная установка. Ствол ее оружия имеет возможность поворачиваться по углу возвышения

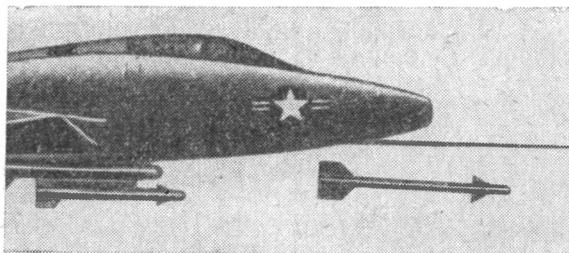


Рис. 6.3. Истребитель F-100 с подвеской ракет «Сайдуиндер» на направляющих под фюзеляжем (одна ракета запущена)

на цапфах относительно стоек поворотного кольца турели, которое в свою очередь вращается в боковом направлении по боковому бортовому углу  $\delta$  (см. рис. 6.6). Ствол оружия в современных самолетных установках, как правило, поворачивается с помощью приводов, дистанционно управляемых автоматическими или полуавтоматическими прицельными станциями.

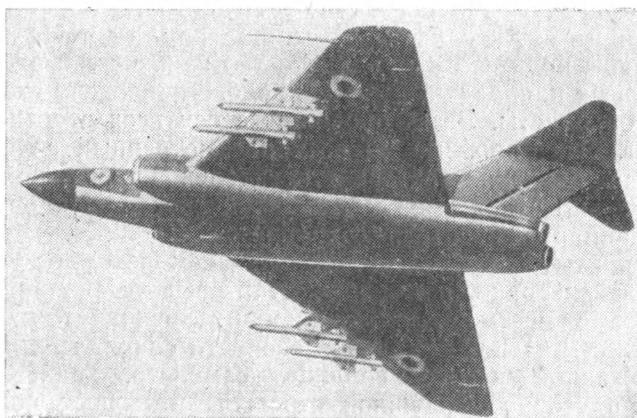


Рис. 6.4. Самолет «Глостер» с управляемыми ракетами «Файрстрик», подвешенными под крыльями

В общем случае старта из подвижной установки направление оси ствола или направляющих пусковой установки отклонено от направления продольной оси  $x$  и вектора скорости  $\vec{v}_c$  летательного

аппарата-носителя на какой-то угол. Тогда при принятых в § 5.2 начальных гипотезах теории встречи ЛА характер влияния переносной скорости летательного аппарата-носителя  $\vec{v}_c$  на движение снаряда после старта с собственной относительной начальной скоростью  $\vec{v}_o$  можно пояснить с помощью схемы, приведенной на рис. 6.8.

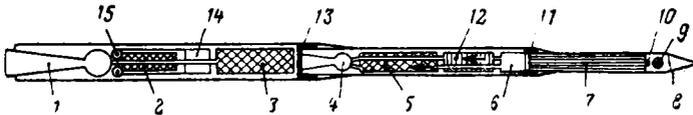


Рис. 6.5. Схема трехступенчатой ракеты «Авангард»:

1, 2, 3, 14, 15—элементы первой ступени; 4, 5, 6, 12, 13—элементы второй ступени; 7, 11—элементы третьей ступени; 9, 10—спутник и его выталкиватель; 8—защитный конус

Пусть старт осуществлен в момент, когда летательный аппарат-носитель, перемещающийся со скоростью  $\vec{v}_c$ , находится в точке  $O$ . Рассмотрим общий случай, когда направление  $\vec{v}_o$  отклонено от направления вектора  $\vec{v}_c$  на пространственный бортовой угол оружия  $\delta$ . Очевидно, что при старте снаряду сообщается абсолютная начальная скорость  $\vec{v}_{o.c}$ , равная геометрической сумме переносной скорости стартовой установки  $\vec{v}_c$  и относительной начальной скорости снаряда  $\vec{v}_o$ , т. е.

$$\vec{v}_{o.c} = \vec{v}_c + \vec{v}_o. \quad (6.1)$$

Следовательно, при старте из подвижной установки ЛА снаряд перемещается относительно воздуха со скоростью  $\vec{v}_{o.c}$ , направленной по диагонали параллелограмма, построенного на векторах  $\vec{v}_c$

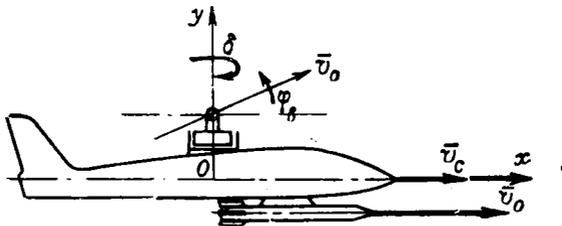


Рис. 6.6. Схема самолета с неподвижной ракетной установкой и турелью

и  $\vec{v}_o$ . Очевидно, что для учета переносной скорости ЛА в данном случае нужно направлять в точку встречи вектор  $\vec{v}_{o.c}$ , а не вектор  $\vec{v}_o$  (дополнительные поправки в этой схеме не учитываются).

Угол  $\phi_{o.c}$  между векторами  $\vec{v}_c$  и  $\vec{v}_{o.c}$ , т. е. между направлениями полета летательного аппарата-носителя и снаряда, стартовавшего

с ЛА, называется углом начального отбоя снаряда. Это название угла  $\varphi_{0,c}$  фактически отражает явление отбоя снаряда под влиянием переносной скорости стартовой установки от плоскости стрельбы, проходящей вертикально через направление вектора  $\vec{v}_0$ . Напомним,

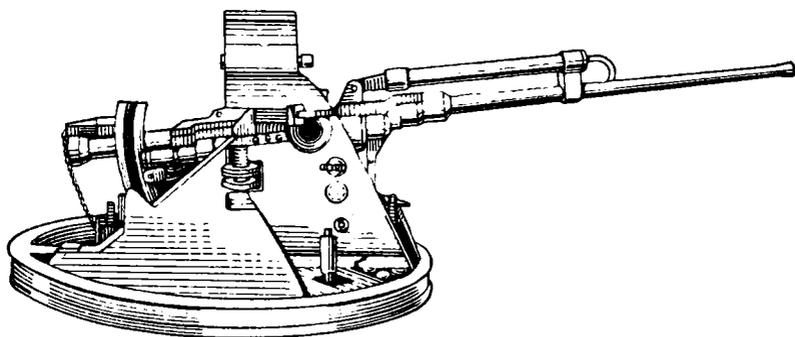


Рис. 6.7. Типовая механизированная турельная установка

ним, что при старте из пусковой установки, установленной неподвижно на земле, снаряд при отсутствии ветра и дравации движется в плоскости стрельбы, проходящей вертикально через направление вектора  $\vec{v}_0$ , и отклоняется только в вертикальном направлении под действием гравитационной силы.

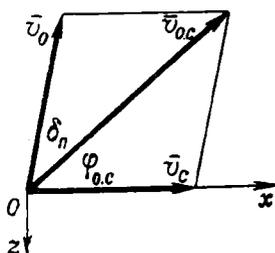


Рис. 6.8. Схема сложения скоростей при старте снаряда под углом к вектору воздушной скорости летательного аппарата-носителя

В частном случае старта из подвижного оружия, когда направление оси ствола оружия или направляющих пусковой установки совпадает с направлением вектора скорости летательного аппарата-носителя ( $\varphi_{в}=0$  и  $\delta=0$ ), геометрическая сумма в правой части уравнения (6.1) превращается в алгебраическую и получаем равенство

$$v_{0,c} = v_c + v_0,$$

аналогичное формуле (5.9) для условий старта из неподвижного оружия ЛА.

Рассмотрим сначала более простую прицельную схему старта из неподвижного оружия ЛА, а затем перейдем к физическим особенностям старта из подвижного оружия ЛА и соответствующей прицельной схеме при  $\varphi \neq 0$  и  $\delta \neq 0$ .

## § 6.2. ПРИЦЕЛЬНАЯ СХЕМА СТАРТА СНАРЯДА ВДОЛЬ ВЕКТОРА ВОЗДУШНОЙ СКОРОСТИ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА-НОСИТЕЛЯ

Оружие, неподвижно установленное на ЛА, наводится на цель разворотом самого ЛА. Для правильного прицеливания ось оружия

должна быть направлена в точку упреждения, т. е. в такую точку пространства, где при данных условиях должна произойти встреча летательного аппарата-снаряда с целью. Точка упреждения обязательно находится на траектории движения цели. Прицельная схема во всех случаях старта снаряда вдоль вектора скорости летательного аппарата-носителя является плоской, так как векторы  $\vec{v}_c$  и  $\vec{v}_ц$  лежат в плоскости упредительного треугольника.

Рассмотрим схему при условиях, установленных начальными гипотезами теории встречи ЛА (см. § 5.2). Пусть цель находится в точке  $C$  и движется прямолинейно с постоянной воздушной скоростью  $v_ц$ . Атакующий летательный аппарат-носитель в момент старта снаряда находится в точке

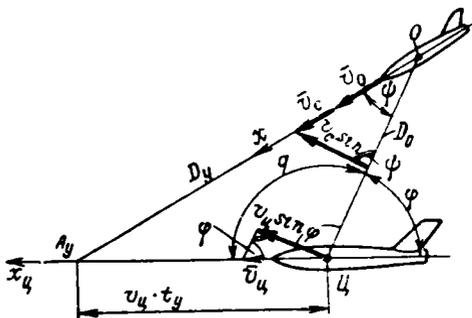


Рис. 6.9. Прицельная схема старта снаряда вдоль вектора воздушной скорости летательного аппарата-носителя

старта  $O$  на расстоянии начальной дальности  $D_0$  от цели (рис. 6.9). Предположим, что точка упреждения находится на пути цели в пункте  $A_y$ . Тогда треугольник, вершинами которого являются точки  $C$ ,  $O$  и  $A_y$ , называется упредительным треугольником.

$OA_y = D_y$  — упрежденная дальность, т. е. дальность от атакующего летательного аппарата-носителя до точки упреждения в момент старта снаряда.

$CA_y = v_ц t_y$  — линейное упреждение цели.

$t_y$  — упрежденное время или время полета снаряда из точки старта  $O$  в точку упреждения, т. е. на упрежденную дальность.

$\psi$  — угол упреждения, т. е. угол между направлением линий визирования из точки старта на цель (линии цели) и в упрежденную точку (линии упреждения).

$q$  — курсовой угол цели.

$\varphi$  — дополнительный курсовой угол цели. \*

Согласно принятым начальным гипотезам теории встречи векторы воздушной скорости летательного аппарата-носителя  $\vec{v}_c$  и относительной начальной скорости снаряда  $\vec{v}_o$  совпадают по направлению с продольной осью  $x$  самого ЛА, а вектор воздушной скорости цели  $\vec{v}_ц$  совпадает с ее продольной осью  $x_ц$ . Введем обозначение  $\omega$  — относительной угловой скорости цели в связанной системе координат атакующего ЛА. Величина  $\omega$  может быть выражена формулой

$$\omega = (v_ц \sin \varphi - v_c \sin \psi) / D_0, \quad (6.2)$$

где  $v_{\pi} \sin \varphi$  и  $v_c \sin \psi$  — поперечные составляющие воздушных скоростей цели и атакующего ЛА (рис. 6.9).

Из упредительного треугольника  $OA_yC$  напишем

$$\frac{v_{\pi} t_y}{\sin \psi} = \frac{D_y}{\sin q} = \frac{D_y}{\sin \varphi},$$

отсюда получим

$$v_{\pi} \sin \varphi = \frac{D_y}{t_y} \sin \psi. \quad (6.3)$$

Совместное решение уравнений (6.2) и (6.3) позволяет получить выражения

$$\omega = \sin \psi \left( \frac{D_y}{t_y} - v_c \right) / D_0$$

и

$$\sin \psi = \omega \frac{D}{\frac{D_y}{t_y} - v_c}. \quad (6.4)$$

Так как в момент старта положение точки упреждения  $A_y$ , а следовательно, и величины  $D_y$  и  $t_y$  не могут быть определены до построения угла упреждения  $\psi$ , то использование формулы (6.4) для выработки величины  $\psi$  практически затруднено.

Рассмотрим зависимость времени полета снаряда  $t_{\pi}$  от дальности его полета  $D$ . Для типового нарезного оружия с  $v_0 = 820$  м/сек характер зависимости  $t_{\pi}(D)$  выражается графиком, приведенным на рис. 6.10. Из рассмотрения характера этого графика и анализа табличных значений функции  $t_{\pi}(D)$  следует, что величина отношения  $D_y/t_y$  незначительно отличается от величины  $D_0/t_0$ , соответствующей дальности цели  $D_0$  в момент старта. Это позволяет считать справедливым приближенное равенство

$$v_{cp} = \frac{D_y}{t_y} = \frac{D_0}{t_0}, \quad (6.5)$$

в котором величины  $D_0$  и  $t_0$  могут быть известны в момент старта. Величина дальности до цели  $D_0$  в момент старта снаряда может быть определена непосредственно измерением с помощью оптического или радиолокационного дальномера.

Величина полетного времени может быть автоматически вычислена в любой момент функциональным построителем как функция измеренной дальности вида  $t_{\pi}(D)$ . Так как при стрельбе из неподвижного оружия, как правило, средняя скорость полета снаряда,

зависящая от суммы  $v_c + v_0$ , гораздо больше скорости цели, то путь снаряда за полетное время значительно больше пути цели за то же время. Поэтому величины  $D_0$  и  $D_y$  в данных условиях встречи снаряда с целью лежат на небольшом участке кривой  $t_{\text{п}}(D)$ , где изменение производной ограничено сравнительно малыми величинами (см. рис. 6.10). Практически ошибка в величине  $D/t_{\text{п}}$  от принятия допущения, которое учитывает равенство (6.5), как правило, не превышает 2—3% в случае стрельбы из нарезного оружия и еще меньше при применении ракет, средняя скорость полета которых более стабильна, чем у инерционных снарядов.

Заменяя в формуле (6.4)  $D_y/t_y$  величиной  $D_0/t_0$  из равенства (6.5), найдем для расчета угла упреждения выражение

$$\sin \psi = \omega \frac{D_0}{\frac{D_0}{t_0} - v_c}, \quad (6.6)$$

где величина  $\psi$  является функцией от относительной угловой скорости цели  $\omega$ , начальной дальности  $D_0$  и воздушной скорости атакующего летательного аппарата-носителя, которые в момент старта могут быть определены непосредственным измерением, и полетного времени снаряда  $t_0$ , являющегося функцией начальной дальности. Дробь в правой части формулы (6.6) обычно обозначают

$$\frac{D_0}{\frac{D_0}{t_0} - v_c} = t_{\text{ф.н}} \quad (6.7)$$

и называют фиктивным полетным временем снаряда при старте вдоль вектора воздушной скорости носителя ( $t_{\text{ф.н}}$  не следует смешивать с полетным временем снаряда  $t_{\text{п}}$ ). Величина  $t_{\text{ф.н}}$  есть переменный коэффициент, на который нужно умножить относительную угловую скорость цели  $\omega$ , чтобы получить величину синуса угла упреждения  $\psi$ . Этот коэффициент имеет размерность времени (обычно сек).

Так как для данного снаряда полетное время  $t_{\text{п}}$  является прежде всего табличной функцией начальной дальности  $D_0$  и высоты зоны воздушного боя  $H$ , то в общем виде фиктивное полетное время выражается зависимостью.

$$t_{\text{ф.н}} = f(D_0, v_c, H), \quad (6.8)$$

которая решается вычислительным устройством прицела на базе непрерывно измеряемых величин  $D_0$ ,  $v_c$  и  $H$ .

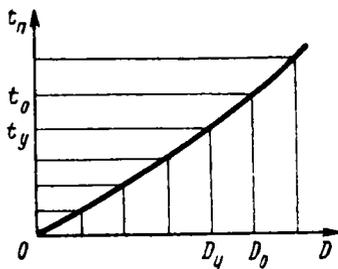


Рис. 6.10. Зависимость полетного времени снаряда от дальности

Формула (6.6) с учетом обозначения, введенного в выражении (6.7), принимает следующий вид:

$$\sin \psi = \omega t_{\text{ф.п.}} \quad (6.9)$$

В тех случаях, когда значение угла упреждения ограничивается малыми величинами, формула (6.9) приводится к выражению

$$\psi = \omega t_{\text{ф.п.}} \quad (6.10)$$

так как тогда приближенно справедливо равенство

$$\sin \psi \approx \psi \quad (6.11)$$

Погрешность формулы угла упреждения (6.10) от принятия допущения (6.11) характеризуется следующими значениями относительной ошибки в величине угла упреждения.

Угол упреждения в град	10	15	20	25
Относительная ошибка в угле упреждения в %	0,1	0,3	0,7	1,4

Формула (6.10) для построения угла упреждения в случае старта снаряда вдоль вектора  $\vec{v}_c$  из неподвижной установки летательного аппарата-носителя проста по своей структуре, что подтверждает удобство решения задачи упреждения в относительной системе координат, совпадающей со связанной системой координат носителя.

### § 6.3. ПРИЦЕЛЬНАЯ СХЕМА СТАРТА СНАРЯДА ПОД УГЛОМ К ВЕКТОРУ СКОРОСТИ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА-НОСИТЕЛЯ

При старте снаряда под углом к вектору воздушной скорости летательного аппарата-носителя возникают физические явления, которые изменяют характер траектории полета снаряда и значительно усложняют решение задачи встречи снаряда с целью. К таким явлениям относятся скольжение, отставание и вращательный эффект снаряда.

Скольжением называется явление дополнительного перемещения снаряда под углом к его продольной оси вследствие влияния каких-либо возмущающих воздействий. Такими воздействиями могут быть, например, влияние сообщенной снаряду при старте переносной скорости летательного аппарата-носителя, управляющее влияние рулей снаряда, случайные возмущающие явления среды.

Отставанием называется отставание снаряда после старта от продолжающего летать с постоянной скоростью носителя в сторону, обратную его воздушной скорости под влиянием сопротивления воздушной среды.

Вращательным эффектом называется искривление траектории вращающегося снаряда вследствие гироскопической прецессии под влиянием возмущающего воздействия сил сопротивления воздушной среды. Это явление возникает только в случае вращающегося снаряда и тогда, когда возмущающий момент не совпадает по на-

правлению с собственным кинетическим моментом вращающегося снаряда, что наблюдается при скольжении снаряда в воздушной среде.

Эти явления существенно влияют на характер прицельной схемы встречи снаряда с целью и поэтому должны учитываться при решении задачи встречи. Так как каждое явление в силу своей физической природы может быть оценено количественно отдельно от других, то условимся впредь рассматривать методику расчета поправок на каждое из них независимо. Это обстоятельство позволяет также рассмотреть независимо без учета этих явлений прицельную схему старта снаряда, а затем схемы и методы учета поправок на влияние указанных явлений.

В самом общем случае старта снаряда под углом к вектору скорости летательного аппарата-носителя прицельная схема является пространственной, так как векторы  $\vec{v}_c$  и  $\vec{v}_ц$  воздушной скорости носителя и цели могут быть расположены произвольно в зависимости от условий воздушного боя. При этом прицельная схема оказывается громоздкой. Поэтому рассмотрим менее общий случай, когда векторы  $\vec{v}_c$  и  $\vec{v}_ц$  лежат в одной плоскости под углом друг к другу. Характер происходящих явлений от этого принципиально не изменится, а их рассмотрение будет более простым и понятным, что методически оправдано.

Летательный аппарат-носитель в момент старта находится в точке  $O$  и летит с постоянной воздушной скоростью  $\vec{v}_c$  (рис. 6.11). На расстоянии начальной дальности  $D_0$  от носителя находится цель  $Ц$ , летящая с постоянной воздушной скоростью  $\vec{v}_ц$  в направлении, характеризуемом курсовым углом цели  $q$  между вектором  $\vec{v}_ц$  и линией визирования  $OЦ$ .

Для обеспечения встречи снаряда с целью необходимо направить вектор  $\vec{v}_{o.c}$  абсолютной начальной скорости бросания снаряда в лежащую на пути цели точку  $A_{y.abc}$ , в которую прилетит цель через упредительное время  $t_y$ . Направление вектора  $\vec{v}_{o.c}$  определяется углом упреждения в абсолютной системе координат  $\psi_{abc}$ . Для построения  $\psi_{abc}$  необходимо в момент старта с достаточно высокой точностью измерить: величины воздушных скоростей летательного аппарата-носителя и цели по модулю; курсовой угол цели  $q$ ; бортовой угол цели  $\beta$ , определяющий взаимное положение продольной оси  $x$  носителя и линии визирования на цель; началь-

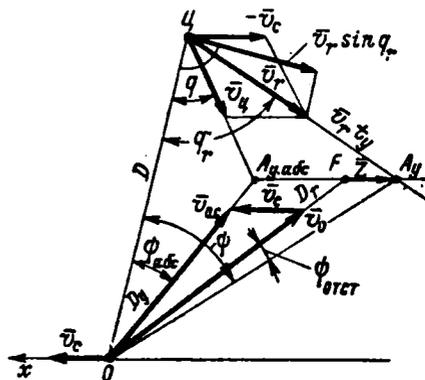


Рис. 6.11. Прицельная схема старта снаряда под углом к вектору скорости летательного аппарата-носителя

ную дальность цели  $D_0$  и расстояние от точки старта  $O$  до точки  $A_{y,abc}$ , а также найти время  $t_y$ , за которое снаряд пролетит от точки старта до встречи с целью.

Большие трудности встречаются при измерении величин воздушной скорости цели  $v_d$  и ее курсового угла  $q$ . В условиях современного воздушного боя при исключительно высокой его скоротечности  $v_d$  и  $q$  можно определять только глазомерной оценкой наводчика с ошибкой порядка 10—12% в величине воздушной скорости и 6—10° в величине курсового угла цели. Такая точность недостаточна. Следует обратить внимание на практическую невозможность автоматизации определения входных данных и решения задачи прицеливания в абсолютной системе координат. Поэтому подробно рассмотрим схему прицеливания в относительной системе координат, связанной с летательным аппаратом-носителем.

Условно остановим летательный аппарат-носитель в точке старта  $O$  и для сохранения относительного движения приложим к цели, помимо вектора  $\vec{v}_d$ , также вектор  $(-\vec{v}_c)$  воздушной скорости носителя с обратным знаком. Тогда относительное движение цели характеризуется вектором  $\vec{v}_r$  относительной скорости цели, равным геометрической сумме

$$\vec{v}_r = \vec{v}_d + (-\vec{v}_c) \quad (6.12)$$

и направленным под относительным курсовым углом  $q_r$  к линии визирования (рис. 6.11).

Следовательно, в относительной системе координат встреча снаряда с целью должна произойти на линии, совпадающей с вектором  $\vec{v}_r$ . Так как рассмотрение прицельной схемы в относительной и абсолютной системах координат отличается только методом учета вектора воздушной скорости летательного аппарата-носителя, то точка упреждения в относительной системе координат  $A_y$  смещена относительно точки  $A_{y,abc}$  в направлении, параллельном вектору  $\vec{v}_c$  (см. рис. 6.11).

Время упреждения  $t_y$ , т. е. время полета снаряда до упрежденной точки, в которой происходит его встреча с целью, не зависит от выбранной для рассмотрения прицельной схемы системы координат. Оно зависит от действительных параметров движения участвующих в решении задачи встречи носителя, снаряда и цели и равно действительному времени полета снаряда на упрежденную дальность  $D_y$  в абсолютной системе координат.

Расстояние  $CA_y = v_r t_y$  есть путь цели, пройденный за время упреждения  $t_y$  в относительной системе координат со скоростью  $\vec{v}_r$ .

Расстояние  $OA_y = D_y'$  есть дальность точки упреждения в относительной системе координат.

Направление линии упреждения в относительной системе координат  $OA_y$  определяется углом упреждения  $\psi$  между этой линией и линией визирования.

Найдем формулу для расчета угла упреждения  $\psi$ . Из треугольника  $OЦA_y$  по теореме синусов напишем

$$\sin \psi = \frac{v_r t_y}{D_y} \sin q_r, \quad (6.13)$$

где  $v_r \sin q_r$  — поперечная относительная скорость цели (см. рис. 6.11).

Отношение

$$\frac{v_r \sin q_r}{D_0} = \omega \quad (6.14)$$

есть относительная угловая скорость цели.

Обозначим

$$t_y \frac{D_0}{D_y} = t_{\phi.п.} \quad (6.15)$$

Совместное решение выражений (6.13) — (6.15) дает формулу

$$\sin \psi = \omega t_{\phi.п.} \quad (6.16)$$

или для малых углов

$$\psi = \omega t_{\phi.п.} \quad (6.17)$$

Формула (6.17) построения угла упреждения, учитывающего относительное движение цели при старте снаряда под углом к вектору воздушной скорости летательного аппарата-носителя, имеет такую же структуру, как и при старте вдоль вектора  $\vec{v}_c$  [см. формулу (6.10)]. Однако коэффициенты  $t_{\phi.в.}$  и  $t_{\phi.п.}$ , выраженные формулами (6.7) и (6.15), имеют различные значения, что является следствием разных начальных условий полета снаряда.

Из сравнения формул (6.10) и (6.17) можно сделать вывод о том, что механизмы построения упреждения прицелов для стрельбы из подвижного и неподвижного оружия ЛА должны решать аналогичные задачи, сводящиеся к определению относительной угловой скорости цели и умножению ее на коэффициент, называемый фиктивным полетным временем.

При решении задачи встречи в относительной системе координат в случае старта снаряда под углом к вектору  $\vec{v}_c$  воздушной скорости летательного аппарата-носителя необходимо вводить угловую поправку  $\psi_{отст}$  на отставание снаряда в направлении, обратном вектору  $\vec{v}_c$ . Следовательно, для того чтобы полностью учесть влияние на снаряд движения летательного аппарата-носителя и цели в относительной системе координат, необходимо вектор относительной начальной скорости снаряда  $\vec{v}_0$  направить не вдоль линии упреждения в точку  $A_y$ , а под углом отставания  $\psi_{отст}$  к этой линии в точку  $F$ , совпадающую с началом вектора отставания  $\vec{Z}$ , параллельного вектору  $\vec{v}_c$  и обратного ему по знаку (см. рис. 6.11).

#### § 6. 4. ФИКТИВНОЕ ПОЛЕТНОЕ ВРЕМЯ

Выясним физический смысл коэффициента  $t_{ф.п.}$ , называемого фиктивным полетным временем, и изложим методику его определения. Этот коэффициент по формуле (6. 15) равен

$$t_{ф.п.} = t_y \frac{D}{D'_y}.$$

В теории воздушной стрельбы величина средней скорости  $v_{ср.у}$  полета снаряда на упрежденную дальность  $D_y$  выражается табличной функцией вида

$$v_{ср.у} = f_m(c_H D_y, v_{о.с}), \quad (6. 18)$$

где  $v_{о.с}$  — начальная абсолютная скорость бросания снаряда при стрельбе;

$c_H$  — высотный баллистический коэффициент оружия, равный

$$c_H = c \Delta_H, \quad (6. 19)$$

где  $c$  — баллистический коэффициент оружия, характеризующий закон полета снаряда данного типа в условиях стандартной атмосферы;

$\Delta_H$  — коэффициент относительной плотности атмосферы, характеризующий плотность атмосферы на высоте  $H$  (см. § 1. 1).

Величина средней полетной скорости снаряда зависит, кроме основных факторов, учтенных в правой части формулы (6. 18), также от угла наклона траектории полета снаряда к горизонту, неустойчивости технических данных отдельных снарядов данного типа, неустойчивости условий горения топлива в патроне или двигателе снаряда и некоторых других второстепенных факторов. В теории воздушной стрельбы их влияние на величину средней полетной скорости снаряда обычно считается малым и не учитывается.

На основании уравнения (6. 18) можно написать для расчета времени упреждения формулу

$$t_y = \frac{D_y}{f_m(c_H D_y, v_{о.с})}, \quad (6. 20)$$

все члены правой части которой, кроме упрежденной дальности  $D_y$ , могут быть определены в момент старта непосредственным измерением. Невозможность предварительного определения упрежденной дальности  $D_y$  создает затруднения в практическом использовании полученной формулы (6. 20) при построении угла упреждения. Поэтому на практике для расчета фиктивного полетного времени снаряда вместо точной формулы (6. 20) применяют различные приближенные рабочие формулы. Так, например, имеются формулы, содержащие не абсолютную упрежденную дальность, а дальность цели  $D_0$  или  $D_T$  в направлении вектора  $\bar{v}_o$ .

### § 6.5. РАСЧЕТ ПОПРАВОК НА ОТСТАВАНИЕ СНАРЯДА, СТАРТУЮЩЕГО ПОД УГЛОМ К ВЕКТОРУ ВОЗДУШНОЙ СКОРОСТИ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

Поясним физический смысл явления отставания, обратив внимание на причину его возникновения. При рассмотрении начальных гипотез теории встречи в § 5.2 принято, что атмосферное перемещение воздушной среды сообщает летательному аппарату-носителю, снаряду и цели одинаковое переносное движение и поэтому исключается из рассмотрения задач встречи ЛА. Но исключение из схем прицеливания атмосферного перемещения воздуха не означает исключение влияния воздуха на полет снаряда вообще. Воздух оказывает сопротивление движению снаряда. Поэтому всегда происходит торможение снаряда, направленное обратно вектору его скорости относительно воздушной среды. Это торможение вызывает уменьшение с течением времени скорости снаряда вдоль вектора  $\vec{v}_{o.c.}$ , его абсолютной начальной скорости относительно воздуха. По этой причине средняя полетная скорость инерционного снаряда на любую дальность меньше величины  $v_{o.c.}$

Рассмотренное выше явление потери скорости снаряда вследствие сопротивления воздушной среды наблюдается всегда и не зависит от типа системы координат. В противоположность этому необходимость учета явления отставания снаряда возникает только при рассмотрении прицельной схемы старта с летательного аппарата-носителя в относительной системе координат, вследствие искусственной его остановки.

Рассмотрим поправку на отставание применительно к построению прицельной схемы старта в относительной системе координат. Для упрощения примем угол возвышения  $\varphi_b = 0$ , что не внесет принципиальных изменений в характер отставания. Летательный аппарат-носитель, находясь в момент старта в точке  $O$ , перемещается с постоянной по величине и направлению воздушной скоростью  $\vec{v}_c$  (рис. 6.12). В момент старта ось снаряда отклонена от направления вектора  $\vec{v}_c$  на боковой бортовой угол  $\delta$ , а вектор абсолютной начальной скорости бросания  $\vec{v}_{o.c.}$  — на угол начального отбоя  $\varphi_{o.c.}$ . Плоскость стрельбы  $OO_1$  в момент старта проходит вертикально вдоль вектора  $v_o$  начальной относительной скорости снаряда. Представим себе, что плоскость стрельбы жестко связана с пусковой установкой, перемещающейся после старта вместе с летательным аппаратом-носителем в направлении вектора  $\vec{v}_c$  его

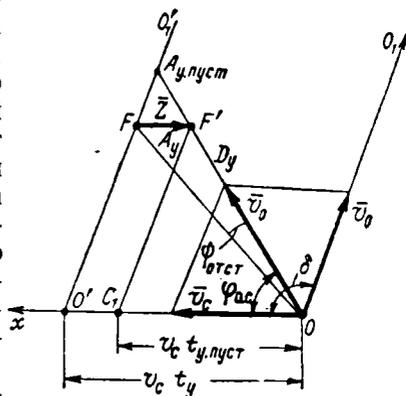


Рис. 6.12. Схема к расчету поправок на отставание в относительной системе координат

воздушной скорости. Тогда через упредительное время  $t_y$  летательный аппарат-носитель окажется в точке  $O'$  на расстоянии, равном произведению  $v_c t_y$  от точки старта  $O$ , а плоскость стрельбы займет положение  $O'O'_1$ , переместившись в пространстве параллельно своему первоначальному направлению.

Так как в рассматриваемых условиях плоскости стрельбы  $OO_1$  и снаряду в момент старта сообщается одинаковая переносная скорость пусковой установки, то при отсутствии сопротивления воздуха (в пустоте) снаряд после старта должен перемещаться вместе с плоскостью стрельбы. Следовательно, при полете в безвоздушном пространстве через время упреждения  $t_y$  снаряд окажется в точке  $A_{y,пуст}$  на пересечении направления вектора  $\vec{v}_{o,c}$  его абсолютной начальной скорости бросания и плоскости стрельбы  $O'O'_1$ . При полете в воздушной среде снаряд испытывает торможение. Поэтому инерционный снаряд теряет скорость и отстает от плоскости стрельбы, перемещающейся вместе с носителем с равномерной скоростью  $v_c$ . Через время упреждения  $t_y$  снаряд окажется в точке  $F'$ , отстав от плоскости стрельбы в направлении, параллельном вектору  $\vec{v}_c$  скорости летательного аппарата-носителя, на величину  $FF'$ . Обозначим отрезок  $FF'$  через  $\bar{Z}$  и назовем его вектором отставания.

Отставание снаряда является результатом сопротивления воздушной среды перемещению снаряда под влиянием переносной скорости, сообщенной ему летательным аппаратом-носителем. Эта переносная скорость является воздушной скоростью летательного аппарата-носителя и, следовательно, вектор отставания  $\bar{Z}$  параллелен и направлен обратно вектору  $\vec{v}_c$ . Угол  $F'OF = \psi_{отст}$  называется углом отставания. Так как при полете в воздушной среде через время упреждения  $t_y$  снаряд оказывается в точке  $F'$ , то, очевидно, именно эта точка должна быть пунктом встречи снаряда с целью, т. е. точкой упреждения  $A_y$ .

Найдем формулу для расчета величины вектора отставания  $\bar{Z}$ . Обозначим через  $t_{y,пуст}$  время полета снаряда в безвоздушном пространстве на упрежденную дальность  $D_y$  из точки старта  $O$  в упрежденную точку  $A_y$ . Очевидно, время  $t_{y,пуст} < t_y$ . Проведем через упрежденную точку  $A_y$  линию  $A_yC_1$ , являющуюся следом соответствующего положения плоскости стрельбы. Расстояние  $OC_1 = v_c t_{y,пуст}$  есть перемещение плоскости стрельбы вместе с летательным аппаратом-носителем за время полета снаряда с равномерной скоростью  $\vec{v}_{o,c}$  до упрежденной точки в пустоте. На основании схемы рис. 6.12 напишем

$$\bar{Z} = -\vec{v}_c (t_y - t_{y,пуст}), \quad (6.21)$$

$$t_{y,пуст} = \frac{D_y}{v_{o,c}}, \quad (6.22)$$

$$t_y = \frac{D_y}{v_{cp}}, \quad (6.23)$$

где  $v_{\text{ср}}$  — средняя скорость полета снаряда на упрежденную дальность  $D_y$ .

Из выражений (6.21) — (6.23) найдем

$$\bar{Z} = -\bar{v}_c D_y \left( \frac{1}{v_{\text{ср}}} - \frac{1}{v_{\text{о.с}}} \right). \quad (6.24)$$

Для упрощения учета отставания в прицелах целесообразно преобразовать линейную величину  $Z$  в угловую. Из треугольника  $OFF'$ , пользуясь теоремой синусов, напишем

$$Z/\sin \psi_{\text{отст}} = D_y/\sin(\varphi_{\text{о.с}} - \psi_{\text{отст}}). \quad (6.25)$$

Так как угол  $\psi_{\text{отст}}$  в большинстве случаев не превышает  $3\text{--}5^\circ$ , то без существенной потери точности в построении суммарного угла упреждения положим

$$\sin \psi_{\text{отст}} = \psi_{\text{отст}}, \quad (6.26)$$

$$\sin(\varphi_{\text{о.с}} - \psi_{\text{отст}}) = \sin \varphi_{\text{о.с}}. \quad (6.27)$$

Решая совместно выражения (6.24) и (6.27) относительно  $\psi_{\text{отст}}$ , получим расчетную формулу для величины угла отставания

$$\psi_{\text{отст}} = -v_c \left( \frac{1}{v_{\text{ср}}} - \frac{1}{v_{\text{о.с}}} \right) \sin \varphi_{\text{о.с}}. \quad (6.28)$$

Входящие в правую часть уравнения (6.28) значения  $v_c$ ,  $v_{\text{о.с}}$  и  $\sin \varphi_{\text{о.с}}$  можно всегда определить на базе непосредственного измерения  $v_c$  и  $\varphi_{\text{о.с}}$ , а величину средней скорости полета снаряда  $v_{\text{ср}}$  — согласно приближенному равенству в виде табличной функции начальной дальности  $D_0$ , которую также можно измерить в момент старта.

В общем случае положения оси снаряда в момент старта при  $\varphi_{\text{в}} \neq 0$  и  $\delta \neq 0$  взаимное положение оси самолета  $x$  и оси снаряда определяется пространственным бортовым углом оружия  $\delta_{\text{п}}$  между этими осями. Тогда плоскость треугольника отставания  $F'FO$  наклонна, но вектор  $\bar{Z}$  и в этом случае параллелен и обратно направлен вектору воздушной скорости  $\bar{v}_c$  летательного аппарата-носителя.

#### § 6.6. РАЗЛОЖЕНИЕ ВЕКТОРА ОТСТАВАНИЯ СНАРЯДА НА СОСТАВЛЯЮЩИЕ В СИСТЕМЕ КООРДИНАТ ПРИЦЕЛА

При решении практических конструкторских задач по учету поправок на отставание необходимо разложить вектор отставания  $\bar{Z}$  на составляющие в системе координат прицела, в которой строятся углы упреждения и все другие поправки.

Рассмотрим общий случай старта снаряда из подвижной стартовой установки, когда ось оружия расположена произвольно относительно вектора  $\bar{v}_c$  воздушной скорости летательного аппарата-носителя. Полученные расчетные формулы будут справедливы и для всех частных случаев старта.

Отставание снаряда является следствием взаимодействия ЛА и снаряда с воздушной средой в относительном движении, полностью определяемом вектором  $\vec{v}_c$  воздушной скорости летательного аппарата-носителя, и не зависит от положения вектора  $\vec{v}_0$  относительно направления осей земной системы координат. Поэтому без какого-либо ущерба для общности результатов можно рассмотреть случай горизонтального полета ЛА без крена. Это условие вносит некоторые методические преимущества ввиду упрощения терминологии и схемы.

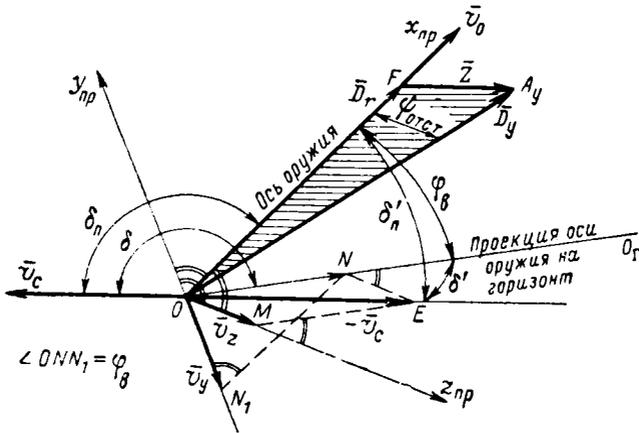


Рис. 6.13. Схема разложения вектора отставания  $\vec{Z}$  на составляющие в системе координат прицела

В момент старта снаряда положение оси оружия относительно направления вектора воздушной скорости  $\vec{v}_c$  ЛА определяется пространственным бортовым углом  $\delta_n$  между векторами  $\vec{v}_c$  и  $\vec{v}_0$  относительной начальной скорости старта снаряда (рис. 6.13).

Прямоугольная система координат прицела при условии параллельности его нулевой линии визирования оси оружия имеет вертикальную ось  $y_{пр}$  и боковую ось  $z_{пр}$ . Оси  $y_{пр}$  и  $z_{пр}$  расположены в картинной плоскости в поле зрения прицела. Заметим, что прямые углы на схеме рис. 6.13 отмечаются двойными дугами. Введем дополнительный пространственный бортовой угол  $\delta'_n$ .

Спроектировав ось оружия на горизонтальную плоскость, содержащую в себе вектор  $\vec{v}_c$  воздушной скорости ЛА и боковую ось прицела  $z_{пр}$ , получим линию  $OO_T$ . Отложим расстояние  $OF$ , равное дальности  $D_r$  до цели в момент старта в направлении вектора  $\vec{v}_0$  относительной начальной скорости снаряда, и построим в точке  $F$  вектор отставания  $\vec{Z}$ , параллельный и обратно направленный вектору  $\vec{v}_c$ . Конец вектора отставания  $\vec{Z}$  совпадает с точкой упреждения  $A_y$ . Расстояние  $OA_y$  есть упрежденная дальность до цели  $D_y$ , а угол  $FOA_y$  есть угол отставания снаряда в данных условиях  $\psi_{отст.}$

Проекции дополнительного пространственного угла  $\delta'_n$  на вертикальную и горизонтальные плоскости являются соответственно углом возвышения  $\varphi_B$  и дополнительным бортовым углом оружия  $\delta'$ .

Дополнительный бортовой угол оружия  $\delta'$  определяется по формуле

$$\delta' = \pi - \delta, \quad (6.29)$$

где  $\delta$  — бортовой угол оружия.

В целях упрощения геометрических построений процесса разложения вектора отставания  $\vec{Z}$  по осям прицела найдем сначала выражения для проекций на оси прицела вектора  $(-\vec{v}_c)$ , параллельного вектору отставания  $\vec{Z}$ , а затем, используя принцип подобия, заменим в формулах величину  $(-v_c)$  на  $Z$ .

Спроектировав вектор  $-\vec{v}_c$  в горизонтальной плоскости на ось координат прицела  $z_{пр}$ , найдем вектор  $v_z = OM$ . Спроектировав точку  $E$  сначала в горизонтальной плоскости в точку  $N$  на линию  $OO_T$ , а затем точку  $N$  в вертикальной плоскости  $y_{пр}OO_T$  на ось координат прицела  $y_{пр}$  в точку  $N_1$ , найдем конец вектора  $\vec{v}_y$  проекции вектора  $(-\vec{v}_c)$  на ось  $y_{пр}$ .

Из рассмотрения схемы рис. 6.13 с учетом формулы (6.29) получим выражения

$$v_z = -v_c \sin \delta,$$

$$v_y = v_c \cos \delta \sin \varphi_B,$$

которые после замены векторов скоростей на соответствующие векторы отставания приводятся к следующему виду:

$$Z_z = Z \sin \delta, \quad (6.30)$$

$$Z_y = -Z \cos \delta \sin \varphi_B, \quad (6.31)$$

где  $Z_z$  и  $Z_y$  — составляющие вектора отставания  $Z$  по осям координат прицела  $z_{пр}$  и  $y_{пр}$ .

Составляющие угла отставания  $\psi_{отст}$  по осям координат прицела  $z_{пр}$  и  $y_{пр}$  соответственно  $\psi_{отст z}$  и  $\psi_{отст y}$  находим из схемы рис. 6.13 через величины  $Z_z$  и  $Z_y$  и расстояние  $OF = D_r$ :

$$\sin \psi_{отст z} = \frac{Z}{D_r} \sin \delta, \quad (6.32)$$

$$\sin \psi_{отст y} = -\frac{Z}{D_r} \cos \delta \sin \varphi_B. \quad (6.33)$$

Так как  $\psi_{отст z}$  и  $\psi_{отст y}$  не превышают величины  $\psi_{отст} < 3 \div 5^\circ$ , то без допущения существенной погрешности в значении суммарного

угла упреждения можно положить при расчете угловых поправок на отставание снаряда

$$\left. \begin{aligned} \sin \psi_{\text{отст } z} &= \psi_{\text{отст } z}, \\ \sin \psi_{\text{отст } y} &= \psi_{\text{отст } y}, \\ D_r &= D_y. \end{aligned} \right\} \quad (6.34)$$

Тогда выражения (6.32) и (6.33) перепишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \psi_{\text{отст } z} &= \frac{Z}{D_y} \sin \delta, \\ \psi_{\text{отст } y} &= -\frac{Z}{D_y} \cos \delta \sin \varphi_B. \end{aligned}$$

Подставляя в полученные уравнения значение  $Z$  из формулы (6.24), найдем для вычисления составляющих угла отставания по осям координат прицела расчетные зависимости

$$\psi_{\text{отст } z} = -v_c \left( \frac{1}{v_{cp}} - \frac{1}{v_{o,c}} \right) \sin \delta, \quad (6.35)$$

$$\psi_{\text{отст } y} = v_c \left( \frac{1}{v_{cp}} - \frac{1}{v_{o,c}} \right) \cos \delta \sin \varphi_B. \quad (6.36)$$

Величины  $\delta$ ,  $\varphi_B$  и  $v_c$  определяются в любой момент непосредственным измерением. Величина  $v_{cp}$  определяется функциональным построителем в виде заранее известной табличной функции непосредственно измеряемой при старте начальной дальности цели  $D_0$ . Величина  $v_{o,c}$  определяется построителем на основании формулы (6.1) по измеренной воздушной скорости  $v_c$  и заранее известной для данных условий относительной начальной скорости снаряда  $v_o$ .

### § 6.7. РАСЧЕТ ПОПРАВОК НА ГРАВИТАЦИОННОЕ Понижение снаряда

На ЛА, совершающий полет над поверхностью земли, действует ускорение силы земного притяжения. Это ускорение согласно закону всемирного тяготения направлено к центру Земли, т. е. всегда по вертикали вниз. Следовательно, в общем случае полета снаряда к цели он отклоняется от своего первоначального направления, называемого линией бросания, под действием ускорения силы тяжести к центру Земли. Это явление называется гравитационным понижением снаряда.

В безвоздушном пространстве понижение снаряда  $h_0$  под действием земного притяжения определяется формулой

$$h_0 = \frac{gt^2}{2},$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести;

$t$  — время полета снаряда по траектории с момента старта.

Понижение снаряда под действием земного притяжения при полете в атмосфере  $h$  вследствие сопротивления воздуха движение падающего тела несколько меньше величины  $h_0$  и обычно характеризуется табличной функцией.

Пусть снаряд стартовал вдоль линии бросания  $OO_1$  под углом  $\varphi_B$  к горизонту (рис. 6.14). Понижение снаряда  $h_1, h_2, h_3, \dots, h_n$  от линии бросания  $OO_1$  на различных дальностях полета удобно выражать через соответствующие углы  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_n$ , называемые углами прицеливания. В теории воздушной стрельбы угол прицеливания  $\alpha$  выражается табличной функцией вида

$$\alpha = \frac{\cos \varepsilon}{2c_H} f_0(c_H D, v_{0,c}) \quad (6.37)$$

или

$$\alpha = D f_n(c_H D, v_{0,c}) \cos \varepsilon, \quad (6.38)$$

где

$\varepsilon$  — угол места цели, т. е. угол наклона линии прицеливания  $OЦ$  к горизонту (рис. 6.14);

$c_H$  — высотный баллистический коэффициент снаряда;

$f_0(c_H D, v_{0,c})$  и  $f_n(c_H D, v_{0,c})$  — табличные функции от высотного баллистического коэффициента, дальности полета снаряда и абсолютной начальной скорости снаряда.

В некоторых случаях в целях упрощения конструкции построителя угла прицеливания в рабочих формулах принимают средние постоянные значения абсолютной начальной скорости  $v_{0,c}$  снаряда и высоты  $H$  зоны воздушного боя. Тогда угол прицеливания выражается приближенной функцией дальности  $D$  и угла возвышения, которые могут быть определены в момент старта непосредственным измерением. Эта приближенная функция в общем виде запишется следующим образом:

$$\alpha = f(D, \varepsilon) \approx f(D, \varphi_B). \quad (6.39)$$

Такое допущение при неблагоприятных сочетаниях значений членов правой части формул (6.37) и (6.38) может внести в величину угла прицеливания значительную относительную ошибку. Однако эта ошибка при решении задачи встречи ЛА может считаться допустимой ввиду того, что величина угла прицеливания при воздушной стрельбе неуправляемым снарядом, как правило, выражается значениями, на один порядок меньшими величины угла упреждения.

Угловые поправки на гравитационное понижение снаряда необходимо вводить в вертикальной плоскости, проходящей через линию бросания, т. е. в плоскости стрельбы. Это достаточно просто осуществить при стрельбе с горизонтально летящего летательного

аппарата-носителя, когда положение вертикальной плоскости стрельбы вполне определяется положением связанной системы координат носителя. В этом случае при старте из неподвижного оружия плоскость стрельбы параллельна продольной плоскости симметрии летательного аппарата-носителя. При старте из неподвижного оружия горизонтально летящего самолета плоскость стрельбы всегда известна как плоскость, перпендикулярная горизонтальной оси турельной установки и включающая ось снаряда в момент старта.

Система координат прицела  $x_{пр}$ ,  $y_{пр}$ ,  $z_{пр}$  обычно расположена так, что ось  $x_{пр}$  параллельна оси снаряда в момент старта, оси  $y_{пр}$

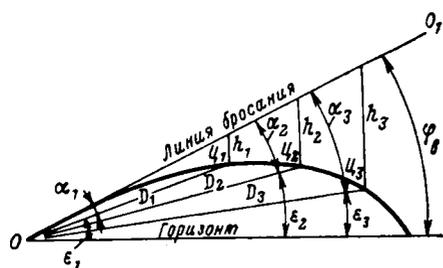


Рис. 6. 14. Схема гравитационного понижения снаряда

и  $z_{пр}$  находятся в перпендикулярной оси  $x_{пр}$  картинной плоскости прицела и расположены так, что наводчик видит от его  $y_{пр}$  направленной вверх в плоскости стрельбы, а ось  $z_{пр}$  — вправо. Следовательно, при старте с горизонтально летящего самолета поправку на гравитационное понижение снаряда в виде угла прицеливания  $\alpha$  нужно строить в картинной плоскости прицела вдоль отрицательного направления

оси  $y_{пр}$ . Это сместит линию прицеливания в прицеле от его нулевой линии вниз на угол прицеливания. Тогда при наведении линии прицеливания в момент старта на цель ось снаряда отклоняется от линии цели в плоскости стрельбы вверх на угол прицеливания.

При старте снаряда в общем случае полета летательного аппарата-носителя, когда углы крена  $\gamma$  и тангажа  $\theta$  не равны нулю, построение поправки на гравитационное понижение снаряда в вертикальном направлении значительно усложняется, так как связанная система координат ЛА наклонена относительно вертикальной плоскости стрельбы.

Рассмотрим методику построения поправок на угол прицеливания в системе координат прицела при стрельбе из неподвижного оружия летательного аппарата-носителя, летящего наклонно и с креном.

Пусть  $x'_0$ ,  $y'_0$ ,  $z'_0$  (рис. 6. 15) — прямоугольная система координат, ось  $z'_0$  которой вертикальна, а система координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$  есть связанная система координат прицела и летательного аппарата-носителя, летящего с углом тангажа  $\theta$  и углом крена  $\gamma$ .

Представим угол прицеливания в виде вектора  $\alpha$ , направленного вертикально по отрицательному направлению оси  $y'_0$  (рис. 6. 15, а). Тогда проекция вектора  $\alpha$  на ось  $y$  в картинной пло-

скости прицела, отклоненной от вертикальной оси  $y'_0$  на угол тангажа  $\theta$  в плоскости стрельбы  $xy$ , выразится формулой

$$\alpha_\theta = \alpha \cos \theta.$$

Представим на рис. 6. 15, б оси координат  $y$  и  $z'_0$  так, как они видны, если смотреть на рис. 6. 15, а по направлению оси  $x$ . Перенесем на рис. 6. 15, б с сохранением масштаба вектор  $\bar{\alpha}_\theta$ . Повернем систему осей  $y, z'_0$  вокруг оси  $x$ , перпендикулярной чертежу, на угол крена  $\gamma$  в положение осей прицела  $y_1, z_1$  и спроектируем на

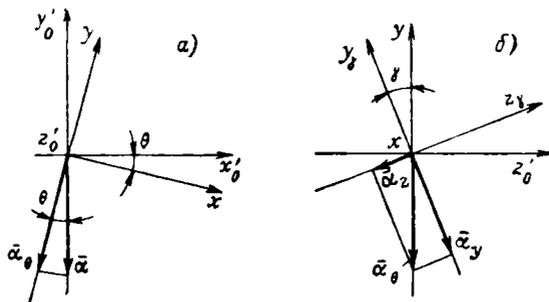


Рис. 6. 15. Схема разложения угла прицеливания  $\alpha$  по осям прицела

новые оси вектор  $\bar{\alpha}_\theta$ . Обозначим соответствующие проекции вектора  $\alpha_\theta$  через  $\alpha_y$  и  $\alpha_z$  и напишем для них расчетные зависимости

$$\alpha_y = \alpha \cos \theta \cos \gamma, \quad (6. 40)$$

$$\alpha_z = -\alpha \cos \theta \sin \gamma, \quad (6. 41)$$

которые необходимо решать в прицеле неподвижного оружия для учета гравитационного понижения снаряда в общем случае движения летательного аппарата-носителя. Стрельба из подвижных установок при наклонном полете летательного аппарата-носителя с креном практически не применяется ввиду плохой маневренности многоместных самолетов. Поэтому рассмотрение методики учета в прицеле поправок на гравитационное понижение снаряда в этом случае нами не проводится.

#### § 6. 8. РАСЧЕТ ПОПРАВОК НА ПАРАЛЛАКС ОРУЖИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ПРИЦЕЛА

При дистанционном управлении наведением оружия прицельный пост и оружие установлены в различных точках самолета, в ряде случаев на расстоянии до нескольких десятков метров. Это имеет место на всех больших самолетах, вооруженных дистанционными подвижными установками для защиты от нападения самолетов

и ракет противника. Такая система вооружения имеется, например, на бомбардировщиках типа «летающая крепость».

Рассмотрим схему учета горизонтального параллакса. Пусть прицельная станция и оружие находятся соответственно в точках  $O_{\text{п}}$  и  $O$  на продольной оси самолета (рис. 6.16). Обозначим горизонтальный параллакс оружия относительно прицельной станции через  $p$ . Цель  $C$  проектируется на горизонт самолета в точке  $C_{\text{г}}$ . Проведя линии, соединяющие точки  $C$  и  $C_{\text{г}}$  с оружием и прицельной станцией, получим углы:

$$\begin{aligned} \angle C_{\text{г}}O_{\text{п}}O &= \delta - \text{бортовой угол оружия;} \\ \angle C_{\text{г}}O_{\text{п}}C &= \varphi_{\text{в}} - \text{угол возвышения оружия;} \\ \angle O_{\text{п}}CO &= \psi_{\text{п}} - \text{угловая поправка на горизонтальный параллакс} \\ &\quad \text{оружия относительно прицельной станции.} \end{aligned}$$

Решение задачи учета поправок на параллакс оружия в виде пространственного угла  $\psi_{\text{п}}$  вызывает неоправданные конструктивные усложнения прицельной станции. Поэтому обычно эта задача решается путем учета угловых поправок в горизонтальной и вертикальной плоскостях в виде соответствующих составляющих угла  $\psi_{\text{п}}$ .

Построим вспомогательные линии, проведя из точки  $O_{\text{п}}$  в горизонтальной плоскости перпендикуляр  $O_{\text{п}}F$  к линии  $OC_{\text{г}}$  и из точки  $F$  в вертикальной плоскости перпендикуляр  $FL$  к линии  $OC$ . Двойными дугами на схеме обозначены прямые углы. Соединим прямой линией точки  $C$  и  $F$ .

Из рассмотрения схемы рис. 6.16 очевидно, что проекциями угла параллакса  $\psi_{\text{п}}$  на горизонтальную и вертикальную плоскости являются:

$$\begin{aligned} \angle O_{\text{п}}C_{\text{г}}O &= \psi_{\text{п.г}} - \text{горизонтальная угловая поправка на параллакс} \\ &\quad \text{оружия;} \\ \angle OCF &= \psi'_{\text{п.в}} - \text{вертикальная угловая поправка на горизонтальный} \\ &\quad \text{параллакс оружия.} \end{aligned}$$

Ввиду малости углы  $\psi_{\text{п.г}}$  и  $\psi'_{\text{п.в}}$  выразим из треугольников  $C_{\text{г}}FO_{\text{п}}$  и  $CF L$  приближенными формулами

$$\psi_{\text{п.г}} = \frac{FO_{\text{п}}}{C_{\text{г}}O_{\text{п}}}, \quad (6.42)$$

$$\psi'_{\text{п.в}} = \frac{FL}{FC}. \quad (6.43)$$

Из треугольников  $FOO_{\text{п}}$  и  $FOL$  найдем

$$FO_{\text{п}} = p \sin \delta, \quad (6.44)$$

$$FL = p \cos \delta \sin \varphi_{\text{в}}. \quad (6.45)$$

Горизонтальная дальность цели из треугольника  $CC_{\text{г}}O_{\text{п}}$  равна

$$C_{\text{г}}O_{\text{п}} = D_{\text{г}} = D_0 \cos \varphi. \quad (6.46)$$

Решая совместно выражения (6.42) — (6.46) и имея в виду малость углов параллакса и равенство расстояний

$$FЦ \approx O_{\Pi}Ц,$$

найдем для расчета горизонтальной и вертикальной угловых поправок на горизонтальный параллакс оружия относительно прицельного поста формулы

$$\psi_{\text{п.г}} = \frac{p \sin \delta}{D_0 \cos \varphi}, \quad (6.47)$$

$$\psi'_{\text{п.в}} = \frac{p \cos \delta \sin \varphi}{D_0}. \quad (6.48)$$

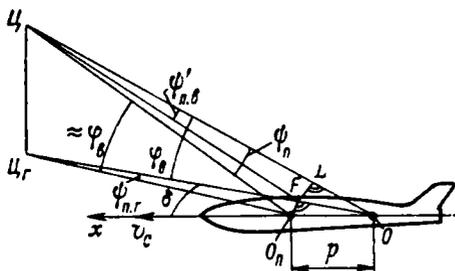


Рис. 6.16. Схема расчета горизонтального параллакса:  
 $O_{\Pi}Ц = D_0$ ;  $FЦ \approx D_0$ ;  $Ц_г O_{\Pi} = D_г$

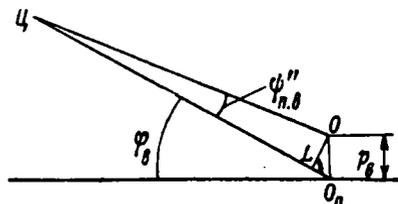


Рис. 6.17. Схема расчета вертикального параллакса:  
 $O_г Ц = D_0$

Перейдем к рассмотрению схемы учета вертикального параллакса оружия относительно прицельного поста (рис. 6.17). Пусть прицельный пост  $O_{\Pi}$  и оружие  $O$  взаимно смещены по вертикали на расстояние  $p_v$ , называемое вертикальным параллаксом. Соединим цель  $Ц$  с концами отрезка  $p_v$ . Так как параллакс  $p_v$  перпендикулярен плоскости установки оружия, то поправка на параллакс необходима только в вертикальном направлении. Эта угловая поправка  $\psi''_{\text{п.в}}$  при предположении ее малости из схемы рис. 6.17 выражается следующей формулой:

$$\psi''_{\text{п.в}} = \frac{p_v \cos \varphi_v}{D_0}. \quad (6.49)$$

В правую часть формул (6.47) — (6.49), кроме постоянных конструктивных параметров  $p$  и  $p_v$ , входят угол возвышения  $\varphi_v$  и бортовой угол оружия  $\delta$ , вполне определяемые углами поворота приводов турели, а также дальность цели  $D_0$ , обязательно измеряемая в процессе решения задачи прицеливания. Величины угловых поправок на параллакс оружия определяются с помощью тригонометрических построителей, а также множительных и делительных вычислительных устройств. Величины поправок в вертикальном направлении  $\psi'_{\text{п.в}}$  и  $\psi''_{\text{п.в}}$  должны суммироваться алгебраически с учетом их знака.

### § 6.9. РАСЧЕТ ПОПРАВОК НА СКОЛЬЖЕНИЕ СНАРЯДА ПРИ СТАРТЕ ИЗ НЕПОДВИЖНОЙ УСТАНОВКИ ЛА

В общем случае старта снаряда из неподвижной установки ЛА продольная ось снаряда не совпадает с направлением вектора  $\vec{v}_c$  воздушной скорости носителя. Как правило, старт из неподвижной установки осуществляется вперед по направлению полета летательного аппарата-носителя. Но и в этом случае продольная ось снаряда практически не совпадает с направлением вектора  $\vec{v}_c$  из-за несовпадения связанной и скоростной систем координат летательного аппарата-носителя и в некоторых случаях вследствие не-

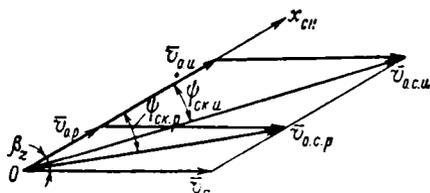


Рис. 6.18. Схема к расчету поправки на скольжение

параллельности продольных осей снаряда и носителя. Так как обычно в режиме прицельного полета летательного аппарата-носителя боковое скольжение отсутствует или очень мало, то практическое влияние на полет снаряда при старте оказывает только скольжение в продольной плоскости. Поэтому далее рассмотрим случай, когда продольная ось снаряда  $x_{сн}$  и вектор  $\vec{v}_c$  воздушной скорости летательного аппарата-носителя лежат в продольной плоскости последнего и их взаимное положение определяется углом вертикального скольжения  $\beta_z$  (рис. 6.18).

При старте снаряда с самолета-истребителя в условиях расчетного режима полета последнего с постоянной воздушной скоростью  $v_{с.ср}$ , на постоянной высоте  $H_{ср}$ , со средним значением угла атаки  $\alpha_{ат,ср}$  угол вертикального скольжения снаряда  $\beta_z \approx 1,5 \div 2,5^\circ$ . На больших высотах при сравнительно малых плотностях воздуха углы атаки самолетов увеличиваются до  $10-15^\circ$ . Собственный угол атаки снаряда между его продольной осью и несущей плоскостью ввиду относительно более высокой воздушной скорости имеет существенно меньшие значения, чем угол атаки самолетов. Поэтому на практике в большинстве случаев с достаточно высокой точностью полагают угол вертикального скольжения снаряда, перемещающегося вместе с самолетом, равным углу атаки самолета:

$$\beta_z \approx \alpha_{ат}. \quad (6.50)$$

Построим на направлении продольной оси снаряда векторы  $\vec{v}_{o,п}$  и  $\vec{v}_{o,и}$  относительной начальной скорости соответственно реактивного и инерционного снарядов. При этом необходимо иметь в виду, что  $v_{o,и} \gg v_{o,п}$ , так как в современных условиях  $v_{o,и} \approx 700 \div 900$ , а  $v_{o,п} \approx 50 \div 100$  м/сек.

Векторы  $\vec{v}_{o,с.п}$  и  $\vec{v}_{o,с.и}$  абсолютной начальной скорости реактивного и инерционного снарядов направлены под углами  $\psi_{ск,р}$  и  $\psi_{ск,и}$  к продольной оси снарядов и векторам их относительной началь-

ной скорости. Следовательно, для учета влияния скольжения снаряда при старте с летательного аппарата-носителя необходимо при прицеливании вводить угловую поправку на скольжение  $\psi_{ск}$ .

Величину  $\psi_{ск}$  найдем по теореме синусов из векторных скоростных треугольников схемы рис. 6. 18. Ввиду полной аналогии соотношений в векторных скоростных треугольниках для реактивного и инерционного снарядов можно использовать для записи уравнения любое из них, а само уравнение записать в общем виде, справедливом для обоих типов снарядов:

$$\frac{v_c}{\sin \psi_{ск}} = \frac{v_o}{\sin (\beta_z - \psi_{ск})}. \quad (6. 51)$$

Заменяя синусы углов  $\psi_{ск}$  и  $(\beta_z - \psi_{ск})$  на основании их малости самими углами и решая уравнение (6. 51) относительно величины  $\psi_{ск}$ , получим

$$\psi_{ск} = \frac{v_c}{v_o + v_c} \beta_z. \quad (6. 52)$$

Совместное решение выражений (6. 50) и (6. 52) дает окончательную формулу для расчета угловой поправки на вертикальное скольжение снаряда при старте с неподвижной установки ЛА

$$\psi_{ск} = \frac{v_c}{v_o + v_c} \alpha_{ат}. \quad (6. 53)$$

Угол атаки  $\alpha_{ат}$  и воздушная скорость летательного аппарата-носителя  $v_c$  измеряются в полете автоматическими приборами, а скорость  $v_o$  практически является постоянной величиной.

Коэффициент

$$A_{ск} = \frac{v_c}{v_o + v_c}$$

всегда меньше единицы. Для реактивных снарядов, у которых относительная начальная скорость  $v_o$ , как правило, в несколько раз меньше воздушной скорости носителя  $v_c$ , коэффициент  $A_{ск}$  изменяется от 0,95—0,97 до 0,6—0,7.

Для инерционных снарядов нарезного оружия с относительной начальной скоростью  $v_o$ , превышающей величину  $v_c$  в 1,5—2,0 раза, коэффициент  $A_{ск} \approx 0,4 \div 0,3$ . Следовательно, наиболее важен учет поправки на вертикальное скольжение снаряда при старте с летательного аппарата-носителя, во-первых, в том случае, когда снаряд имеет малую относительную начальную скорость и, во-вторых, на больших высотах, когда из-за малой плотности воздуха относительно велики углы атаки.

## § 6. 10. РАСЧЕТ ПОПРАВОК НА ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ СНАРЯДА

Снаряд, стартовавший с летательного аппарата-носителя под углом к вектору  $\vec{v}_c$  воздушной скорости носителя, во время полета в воздушной среде испытывает действие воздуха не только в виде

лобового сопротивления в направлении вектора  $\vec{v}_0$  собственной относительной скорости, но и в виде бокового сопротивления в направлении вектора  $\vec{v}_c$ . В общем случае равнодействующая сил бокового сопротивления воздушной среды движению снаряда не проходит через центр его массы. Это объясняется тем, что в целях улучшения устойчивости снарядов их центр массы обычно смещен вперед относительно центра массы подобного по форме тела с равномерной плотностью. Кроме того, во многих случаях хвостовая часть снаряда снабжается оперением со значительной боковой поверхностью.

Рассмотрим случай полета снаряда с летательного аппарата-

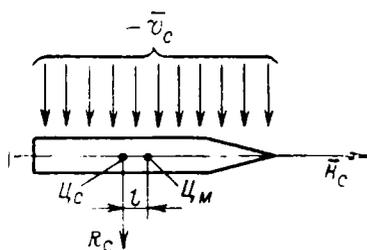


Рис. 6. 19. Схема действия бокового воздушного потока на вращающийся снаряд

носителя в направлении, перпендикулярном вектору его воздушной скорости  $\vec{v}_c$ , т. е. при бортовом угле  $\delta=90^\circ$  (рис. 6. 19). Пусть равнодействующая  $R_c$  сил бокового сопротивления воздушной среды движению снаряда с переносной скоростью  $\vec{v}_c$  приложена в точке  $C_c$ , а центр массы снаряда — в точке  $C_m$ , на расстоянии  $l$  от точки  $C_c$ . Тогда равнодействующая  $R_c$  сил сопротивления воздушной среды вызовет не только торможение снаряда в его движении в направлении вектора  $\vec{v}_c$ , но и опрокидывающий момент

$$M_c = R_c l. \quad (6. 54)$$

Вращающийся снаряд является гироскопом и поэтому действие на него возмущающего момента в плоскости чертежа рис. 6. 19 вызовет прецессию снаряда в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа. Для выяснения направления прецессии вращающегося снаряда под действием сопротивления воздушной среды при стрельбе с борта самолета рассмотрим схему рис. 6. 20.

Пусть самолет летит прямолинейно и горизонтально к наблюдателю, что на схеме, как это принято в механике, показано знаком точки в кружке. Снаряд вращается вокруг собственной продольной оси в таком направлении, что при наблюдении сзади направление его вращения совпадает с движением часовой стрелки. В этом случае вектор  $\vec{H}_c$  собственного кинематического момента снаряда как гироскопа направлен по его продольной оси вперед. Если в момент старта ось снаряда и его вектор  $\vec{v}_0$  относительной начальной скорости направлены в сторону левого борта самолета под углом  $\delta=90^\circ$  по оси  $z$ , то вектор  $\vec{M}_c$  возмущающего момента, возникшего вследствие бокового сопротивления воздушной среды, направлен вниз по отрицательному направлению оси  $y$  связанной системы координат самолета. (На схеме рис. 6. 20 снаряд в момент старта показан условно смещенным вдоль оси  $z$ ). Тогда согласно правилу прецессии гироскопа вектор собственного кинетического

момента снаряда, прецессируя, отклонится в направлении к вектору возмущающего момента, т. е. вниз.

Траектория вращающегося снаряда при стрельбе с левого борта самолета имеет вид, представленный на рис. 6. 20. Положение векторов собственного кинетического момента  $\vec{H}_c$  снаряда и возмущающего момента  $\vec{M}_c$  и характер траектории снаряда при стрельбе вращающимся снарядом с правого борта самолета под бортовым углом  $\delta = +90^\circ$  показаны в левой части схемы рис. 6. 20. Такова качественная сторона вращательного эффекта снаряда.

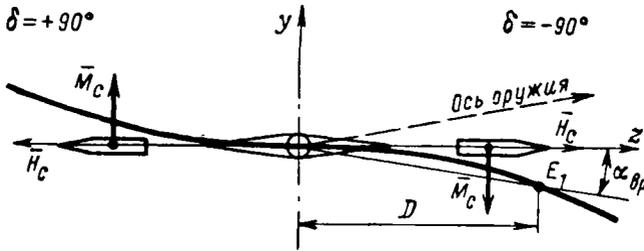


Рис. 6. 20. Траектория снаряда при влиянии вращательного эффекта

Рассмотрим кратко количественные характеристики вращательного эффекта снаряда. Так как в данном случае нас интересует не какое-то конкретное значение величины отклонения снаряда под влиянием вращательного эффекта в определенной точке траектории, а лишь порядок величин таких отклонений при современных скоростях ЛА, дальностях стрельбы и баллистических свойствах снарядов, то вполне допустимо ограничиться приближенной оценкой явления.

Угловая скорость  $\omega_{пр}$  прецессии снаряда как гироскопа под действием внешнего опрокидывающего момента  $M_c$ , возникшего вследствие влияния бокового сопротивления воздушной среды (см. рис. 6. 19), согласно законам механики выражается зависимостью

$$\omega_{пр} = \frac{M_c}{H_c} \sin(\vec{H}_c, \vec{M}_c). \quad (6.55)$$

Кинетический момент гироскопа (снаряда)

$$H_c = I_p \omega_{пр}, \quad (6.56)$$

где  $I_p$  — осевой момент инерции снаряда;

$\omega_{пр}$  — угловая скорость вращения снаряда вокруг собственной оси.

Угол  $(\vec{H}_c, \vec{M}_c)$  между векторами  $\vec{M}_c$  и  $\vec{H}_c$  приближенно определяется направлением выстрела, характеризуемым пространственным бортовым углом оружия  $\delta_{п}$ , так как угол поворота снаряда

под действием вращательного эффекта в общем случае мал по сравнению с  $\delta_{\text{п}}$ . Возмущающий момент  $M_c$  согласно формуле (6.54) равен произведению равнодействующей сил сопротивления воздуха  $R_c$  на расстояние  $l$  точки ее приложения от центра массы снаряда.

В баллистике сила  $R_c$  сопротивления воздушной среды полету тела выражается общеизвестной формулой

$$R_c = k_{\text{ф}} \rho_{\text{H}} s v_{\text{с1}}^2, \quad (6.57)$$

где  $k_{\text{ф}}$  — коэффициент лобового сопротивления, характеризующий зависимость величины силы сопротивления воздуха от формы движущегося тела;

$\rho_{\text{H}}$  — массовая плотность воздушной среды в зоне полета тела;

$s$  — площадь поперечного сечения тела (перпендикулярного направлению движения тела относительно воздушной среды);

$v_{\text{с1}}$  — скорость движения тела относительно воздушной среды.

Величины  $k_{\text{ф}}$ ,  $\rho_{\text{H}}$  и  $s$  за время полета снаряда в условиях воздушной стрельбы в нашей задаче можно считать постоянными. Скорость движения снаряда в направлении  $\bar{v}_c$  с увеличением дистанции уменьшается приблизительно пропорционально уменьшению скорости вдоль траектории. Величина  $v_{\text{с1}}$  выражается формулой

$$v_{\text{с1}} = v_c \frac{v_{\text{ср}}}{v_{\text{о,с}}} = k_{\text{ср}} v_c \quad (6.58)$$

и в нашей задаче может считаться постоянной, соответствующей средним условиям стрельбы при определенном типе летательного аппарата-носителя и снаряда. Тогда при полете снаряда на дальность  $D$  до точки  $E_1$  (рис. 6.20) величины  $R_c$ ,  $M_c$  и  $\omega_{\text{пр}}$  постоянны, траектория является дугой окружности, а угол поворота продольной оси снаряда вследствие прецессии под влиянием вращательного эффекта

$$\eta = \omega_{\text{пр}} \frac{D}{v_{\text{ср}}}, \quad (6.59)$$

где  $D/v_{\text{ср}} = t_{\text{п}}$  — полетное время снаряда до точки  $E$ .

Угол между направлением вектора  $\bar{v}_o$  относительной начальной скорости снаряда и хордой  $OE$ , равный угловой поправке на вращательный эффект

$$\alpha_{\text{вр}} = \frac{\eta}{2} = \frac{\omega_{\text{пр}} D}{2v_{\text{ср}}}. \quad (6.60)$$

На основании выражений (6.54) — (6.60) напомним итоговую приближенную формулу для расчета угловых поправок на вращательный эффект снаряда

$$\alpha_{\text{вр}} = \frac{k_{\text{ф}} l s \rho_{\text{H}} v_{\text{ср}} D v_c^2}{2 H_c v_{\text{о,с}}^2} \sin(\bar{H}_c, \hat{\bar{M}}_c). \quad (6.61)$$

Для приближенной оценки порядка величины отклонения снаряда под влиянием вращательного эффекта примем следующие данные:

1. Дальность полета снаряда до цели  $D=1000$  м.

2. Стрельба осуществляется с правого борта горизонтально под бортовым углом  $\delta=90^\circ$  на высоте  $H=5000$  м при скорости летательного аппарата-носителя  $v_c=300$  м/сек.

3. Снаряд летит на дальность  $D$  со средней скоростью  $v_{cp}=600$  м/сек.

4. Средняя скорость движения снаряда относительно воздуха на дальности  $D$  вследствие влияния переносной воздушной скорости  $v_c$  летательного аппарата-носителя  $v_{c1}=0,8v_c$ .

5. Масса снаряда постоянна.

6. Кинетический момент вращающегося снаряда  $H_c=26$  кг·м<sup>2</sup>сек<sup>-1</sup>.

7. Коэффициент лобового сопротивления снаряда  $k_\phi=0,4$  при движении относительно воздушной среды в направлении, перпендикулярном продольной оси снаряда.

8. Массовая плотность воздушной среды  $\rho_H=0,0007$  г/см<sup>3</sup> на высоте  $H=5000$  м.

9. Площадь поперечного сечения  $s=30$  см<sup>2</sup>.

10. Расстояние  $l=15$  мм.

При таких условиях находим

$$\alpha_{вр} \approx 0,023 \text{ рад.}$$

Величины такого порядка значительно влияют на решение задачи встречи снаряда с целью и, безусловно, должны учитываться. В современных условиях в связи с ростом воздушной скорости летательных аппаратов-носителей и дальности до цели  $\alpha_{вр}$  имеют еще большие значения.

---

## Часть третья

# ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

---

## Глава VII

### СТРУКТУРНЫЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКИХ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

#### § 7.1. МЕТОДЫ САМОНАВЕДЕНИЯ

Оптико-электронный прибор самонаведения является важнейшей частью системы управления самонаведением летательного аппарата (ЛА), которая решает задачу его наведения на цель с помощью приборов и органов управления, находящихся на ЛА. Самонаведение ЛА осуществляется четырьмя методами: пассивным, активным, полуактивным и квазиактивным.

В методе пассивного самонаведения координатор цели, т. е. блок прибора самонаведения, предназначенный для определения координат цели и установленный на борту ЛА, использует в канале связи электромагнитную энергию, генерируемую самой целью в форме ультрафиолетовых, световых, инфракрасных, звуковых, радио и других волн. Принципиальная схема пассивного самонаведения снаряда класса «воздух—воздух» включает только два объекта — цель и самонаводящийся снаряд (рис. 7.1). Летательный аппарат-носитель после запуска снаряда может улететь из зоны встречи. До запуска снаряда он должен обеспечить наведение координатора цели прибора самонаведения на цель с точностью, необходимой для надежного захвата цели. Такая задача на летательных аппаратах-носителях решается с помощью бортовых пеленгаторов или прицелов воздушной стрельбы, обеспечивающих поиск цели и ее сопровождение до захвата координатором цели прибора самонаведения снаряда. Снаряд в сторону цели разворачивается соответствующим полетом летательного аппарата-носителя. Наведение координатора прибора самонаведения на цель осуществляется его автономной поисковой системой или путем дистанционного воздействия на его коррекционное устройство дат-

чиками бортового пеленгатора или прицельной станции носителя. Применение автономных поисковых систем в приборах самонаведения экономически менее выгодно ввиду однократности их действия.

Основные преимущества пассивной системы самонаведения заключаются в скрытности действия, простоте приборного оборудования и полной автономности действия после захвата цели и запуска снаряда. Простота приборного оборудования повышает его надежность действия и выгодна экономически. Важно, что все приборное оборудование сосредоточено в одном компактном блоке на борту снаряда. Автономность и скрытность действия системы само-

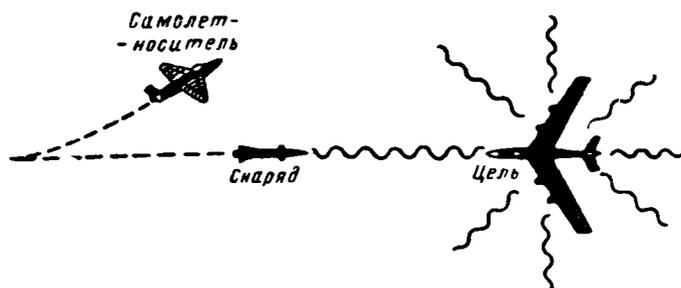


Рис. 71. Схема пассивного самонаведения снаряда класса «воздух—воздух»

наведения после запуска существенно повышает безопасность летательного аппарата-носителя и его экипажа и эффективность действия снаряда.

Пассивные системы самонаведения можно применять по целям, генерирующим электромагнитную энергию, несущую недостаточную информацию о координатах цели. В основу проектирования координатора цели прибора самонаведения должны быть положены достаточно достоверные сведения о свойствах излучения цели. Одним из важнейших таких свойств является стабильность генерации электромагнитной энергии. Использование генераторов радиочастотных колебаний этому требованию не удовлетворяет, так как действие радиопередатчика цели может быть прекращено автоматически или экипажем в любой момент, в том числе и во время атаки. Оптические виды пассивного излучения более стабильны во времени. Наиболее удобным для систем самонаведения является, как это следует из гл. I—IV, инфракрасное пассивное излучение цели. Следовательно, важнейшим типом аппаратуры систем самонаведения ЛА являются инфракрасные приборы самонаведения с оптико-электронными координаторами цели.

В системе активного самонаведения на снаряде устанавливают не только прибор самонаведения, но и генератор электромагнитной энергии канала связи, искусственно излучающий волны определенной длины любого диапазона. Схема активного самонаведения

снаряда класса «воздух—воздух» иллюстрирует автономность его действия после захвата и запуска цели (рис. 7.2). Летательный аппарат-носитель выполняет такие же функции, как в рассмотренном пассивном методе самонаведения и может после предварительного наведения снаряда, захвата цели и запуска снаряда выйти для безопасности из зоны встречи с противником.

Системы обнаружения цели и управления координатором прибора самонаведения при захвате цели по экономическим соображениям, как и в пассивном методе, целесообразно применять много-разовые, устанавливая их на самолете-носителе. В этом случае

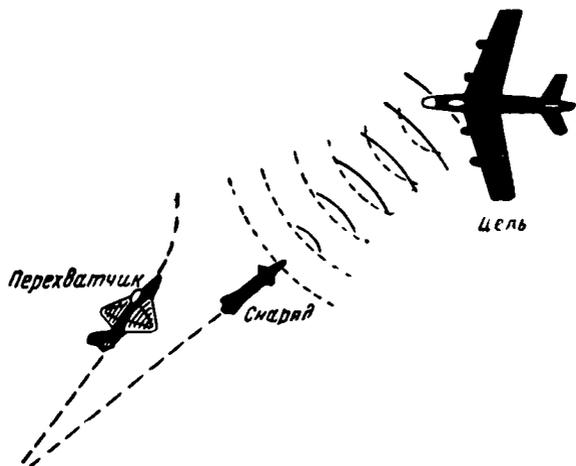


Рис. 7.2. Схема активного самонаведения снаряда класса «воздух—воздух»

система обнаружения может иметь большие габариты и мощность, а следовательно, и дальность действия, что тактически очень выгодно. Более раннее обнаружение цели дает атакующему возможность получить информацию о положении и намерениях цели и к моменту начала боя занять тактически более выгодную позицию в зоне эффективных атак (см. гл. V).

Наибольшее распространение в системах активного самонаведения получили радиолокационные каналы связи. Их достоинство — относительно большая дальность действия и меньшая зависимость от метеорологических условий. Основными их недостатками являются большие габариты, высокая стоимость аппаратуры и низкая точность самонаведения снаряда. Для размещения антенн, радиоаппаратуры и источников питания приходится значительно увеличивать размеры и вес снарядов, что в свою очередь ограничивает количество снарядов, одновременно поднимаемых самолетом. Облучение цели радиоволнами легко обнаруживается противником. Для уменьшения отражения радиоволн применяются специальные поглощающие покрытия обшивки летательных аппара-

тов. Это осложняет работу радиолокационных систем самонаведения.

Максимальная дальность действия радиолокационной системы самонаведения определяется формулой

$$D_{\max} = \left( \frac{P_t S_a^2 S_{\Pi} k_a^2}{64\pi^3 P_{\min} \lambda^2} \right)^{1/4},$$

где  $k_a$  — коэффициент пропорциональности.

Для радиолокатора с длиной волны  $\lambda$  и определяемой собственными шумами входных цепей минимальной потребной для приема мощностью  $P_{\min}$  при эффективной площади цели  $S_{\Pi}$  максимальная дальность действия зависит от эффективной площади антенны  $S_a$  и пиковой излучаемой мощности  $P_t$ . Следовательно, увеличение  $D_{\max}$  вызывает резкое увеличение габаритов и веса антенны, радиоаппаратуры и источников питания. Из приведенной формулы очевидно, что увеличение дальности действия в 2 раза требует увеличения излучаемой мощности в 16 раз или увеличения эффективной площади антенны в 4 раза. Разместить на снаряде класса «воздух—воздух» крупногабаритную аппаратуру практически невозможно. Поэтому применение активных радиолокационных систем самонаведения в снарядах этого типа ограничено.

В активных системах самонаведения применяются также инфракрасный и световой каналы связи, которые обеспечивают гораздо более высокую точность слежения за целью. Габариты, вес, стоимость и потребляемая мощность аппаратуры оптических каналов связи приборов самонаведения значительно меньше, чем радиолокационных. Оптические активные системы самонаведения целесообразно применять, например, при решении задач высокоточных встреч космических ЛА, управляемых посадок космических кораблей на планеты и т. д. Особенно широкие перспективы создания инфракрасных и световых активных систем самонаведения возникли в связи с открытием Н. Г. Басовым, А. М. Прохоровым и Ч. Таунсом в 1954—1955 гг. принципа создания оптических квантовых генераторов и выпуском в последние годы этих приборов.

В системе полуактивного самонаведения генератор электромагнитного излучения устанавливают на наземном пункте или самолете-носителе, а координатор цели находится в приборе самонаведения снаряда. Схема полуактивного самонаведения снаряда класса «воздух—воздух» включает цель, снаряд и самолет (рис. 7.3). Система полуактивного самонаведения не является автономной и связывает свободу маневра самолета-носителя после запуска снаряда до его встречи с целью. Это является основным недостатком метода. Аппаратура и порядок предварительного наведения снаряда и координатора цели прибора самонаведения в этом случае подобны рассмотренным выше.

Основным преимуществом полуактивной системы самонаведения является возможность применения более мощного и крупнога-

баритного генератора излучения, что позволяет обеспечить большую дальность самонаведения снаряда. Генератор применяется многократно, что выгодно экономически. Один генератор принципиально может обеспечить одновременное самонаведение на одну цель нескольких снарядов. Габариты и стоимость бортовой аппаратуры в данном случае значительно меньше, чем при активном самонаведении. Наибольшее практическое распространение получили полуактивные системы самонаведения с радиолокационным каналом связи. В дальнейшем для полуактивных систем найдут применение и оптические квантовые генераторы [3].

Квазиактивная система самонаведения по своим свойствам близка к полуактивной, но в данном случае генератор электромаг-

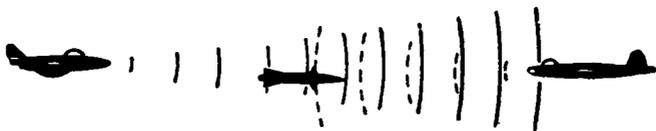


Рис. 7.3. Схема полуактивного самонаведения снаряда класса «воздух—воздух»

нитных волн устанавливают на снаряде, координатор цели и преобразователь координат — вне снаряда на вспомогательном пункте. Там же устанавливают передатчик управляющих сигналов, принимаемых приемной системой на снаряде и поступающих в приводы рулей.

Таким образом, наиболее перспективным методом самонаведения снарядов класса «воздух—воздух» является пассивное самонаведение с инфракрасным каналом связи. В заключение отметим, что снаряды с инфракрасной головкой самонаведения в несколько раз дешевле снарядов с радиолокационными системами самонаведения. Так, американский снаряд «Сайдуиндер» с инфракрасной головкой самонаведения в 10 раз дешевле снаряда того же класса «Фолкон» с радиолокационной головкой. Количество электронных ламп в инфракрасной головке равно 7, в радиолокационной — нескольким десяткам. Следовательно, надежность более простых инфракрасных головок самонаведения значительно выше, а габариты и стоимость меньше. Точность самонаведения инфракрасных головок настолько высока, что снаряд «Сайдуиндер», по данным зарубежной печати, сбивал трассеры под крыльями планера-мишени, не повреждая планера. Дальность действия ТГС этого снаряда 4—5 км. Дальность действия инфракрасной головки английского снаряда «Файрстрик» по самолету типа «Метеор» в дневное время на малых высотах 8 км, а на высоте 3000 м ночью 18 км. Компоновка снаряда «Файрстрик» представлена на рис. 7.4.

Общий вид снаряда «Сайдуиндер» его тепловая головка самонаведения и рулевая система представлены на рис. 7.5 и 7.6. Этот снаряд построен по схеме «утка». Рули снаряда расположены

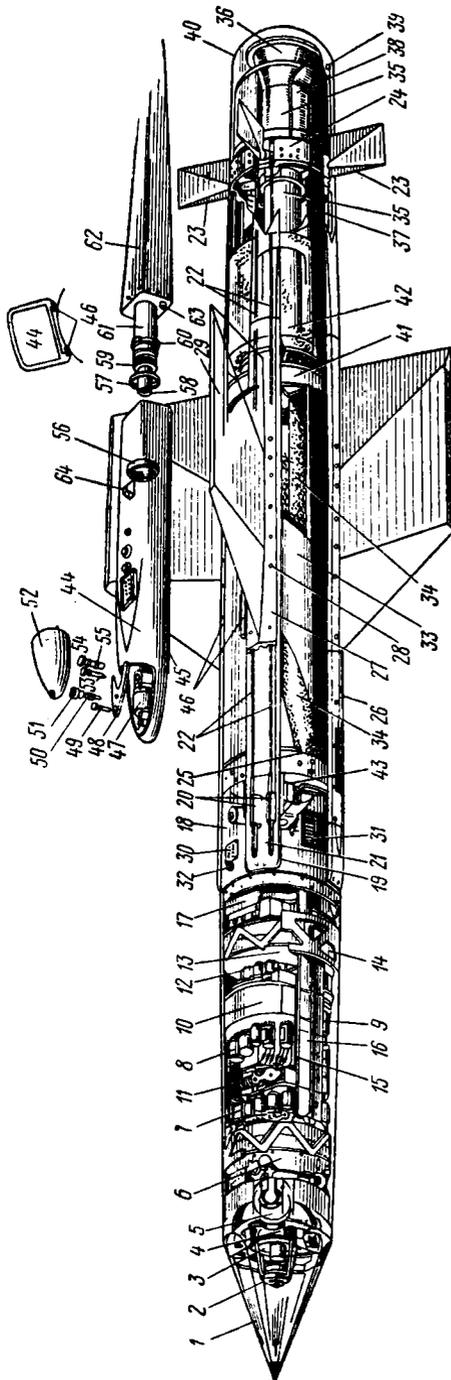


Рис. 7. 4. Компоновка снаряда «Фэйрчайлд».

1—восьмигранный стеклянный носовой конус; 2—телескопическая система; 3—черкало; 4—стабилизированная головка самонаведения; 5—шарнирные крепления; 6—узел переднего взрывателя; 7—электронное оборудование системы управления; 9—вращающийся преобразователь; 10—узел скоростного гироскопа; 11—выпильщик; 12—электронное оборудование взрывателя; 13—узел заднего взрыва тель; 14—окошки взрывателя; 15—теплообменник; 16—решка, на которые монтируется оборудование отсека; 17—узел источника питания; 18—отливка блока приводов; 19—блок приводов; 20—цилиндры приводов; 21—цепная передача и звездочка агрегата управления; 22—тяги управления; 23—хвостовые рули; 24—отливка, несущая рули управления; 25—силовая отливка; 26—передний обтекатель; 27—основание крепления крыла; 28—болты крепления крыла; 29—монолитное крыло; 30—розетка (разъем) для различных поддюдов; 31—розетка для контроля; 32—срсающийся разъем; 33—корпус двигателя;

34—заряд твердого топлива; 35—выхлопная труба двигателя; 36—сопло двигателя; 37—инициатор; 38—баллон с воздухом торoidalной формы, расположенный вокруг выхлопной трубы двигателя; 39—клапан для зарядки баллона воздухом; 40—хвостовая часть снаряда; 41—отливка, в которой крепится боевая часть; 42—боевая часть; 43—пусковая и редукционный клапан; 44—пусковая башмак; 45—направляющие пускового башмака; 46—направляющие на снаряде; 47—стыковой разъем подосаждения; 48—уплотнитель; 49—пробка ресазуара с аммиаком; 50—срезной болт; 51—гайка срезного болта; 52—крышка; 53—штуцер для подачи холодного воздуха; 54—штуцер для подачи горячего воздуха; 55—уплотнительное кольцо; 56—гайка цилиндра; 57—изоляционное кольцо; 58—узел инициатора; 59—резьба, удерживающая башмак; 60—установочные шлицы; 61—цилиндр с аммиаком; 62—обтекатель; 63—установочная центрирующая шпилька; 64—элемент подвеса

в головной части, а крестообразное крыло — в задней части. Вес снаряда 70 кг, длина 2,75 м, диаметр 127 мм. Скорость полета снаряда достигает 2680 км/час. Дальность полета 15 км. Максимальная высота полета снаряда 16 км. Реактивный твердотопливный двигатель работает 2 сек. Оптико-электронная система ТГС снаряда «Сайдуиндер» состоит из сферического прозрачного об-

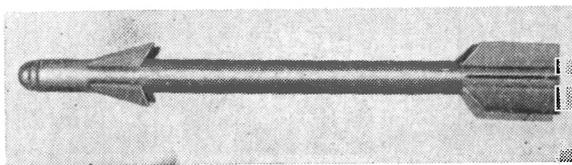


Рис. 7.5. Снаряд «Сайдуиндер»

текателя 1, основного параболического зеркала 2, контррефлектора 3, приемника лучистой энергии 4 и модулирующего растра 5. Электромеханический блок 6 включает усилительный тракт, преобразователь координат и следящий гиросtabilизатор. Оптико-электронная система имеет длину около 100 мм и диаметр параболического зеркала 89 мм. Угол поля зрения оптической системы 4°. Приемник лучистой энергии — неохлаждаемое сернистосвинцовое фотоспротивление. Растр вращается со скоростью 30 об/мин. Лу-

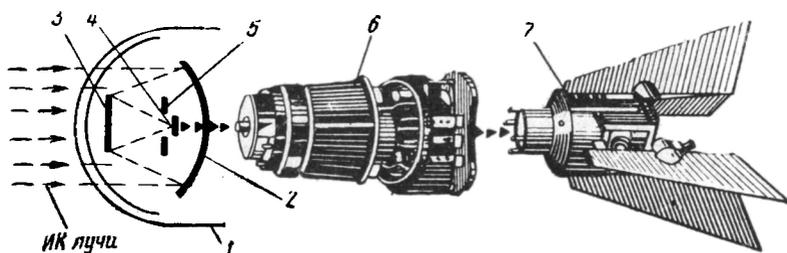


Рис. 7.6. Инфракрасная головка и рулевое устройство снаряда «Сайдуиндер»:

1—обтекатель; 2—зеркало; 3—контррефлектор; 4—приемник; 5—растр; 6—блок;  
7—рулевое устройство

чистый поток от цели создает ее изображение в фокальной плоскости оптико-электронной системы. С помощью модулирующего растра и приемника осуществляется анализ изображения и выработка выходного управляющего электрического сигнала о координатах цели. Управляющий сигнал от оптико-электронной системы поступает в электромеханический блок, откуда после усиления и преобразования в систему координат рулей он подается на си-

ловые приводы рулевого устройства 7. Снаряд взрывается неконтактным оптико-электронным взрывателем при прохождении цели на расстоянии не более 10 м. Взрыватель имеет оптическую систему, обеспечивающую круговой обзор, и установлен в средней цилиндрической части снаряда.

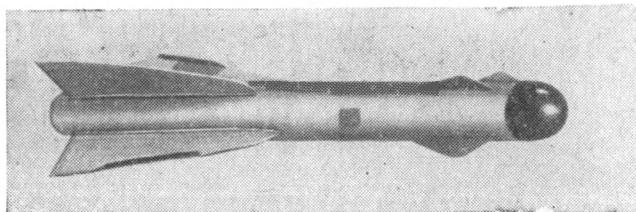


Рис. 7.7. Снаряд «Фолкон»

Инфракрасная головка самонаведения американского снаряда «Фолкон» (рис. 7.7) обеспечивает самонаведение на дальностях до 8 км по самолету, имеющему турбореактивный двигатель диаметром 1,65 м и длиной 2 м, с вероятностью попадания 80—90%.

## § 7.2. СТРУКТУРНЫЕ СХЕМЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ

Наиболее рациональным методом самонаведения снаряда оптико-электронным прибором является пассивное самонаведение, использующее контрастность собственного оптического излучения цели и обеспечивающее максимальную скрытность атакующего. Этот метод получил наибольшее практическое применение, поэтому рассмотрим структурные схемы пассивных приборов самонаведения. Устройство приборов самонаведения при активном и пассивном методе в основном подобно. В начале приведем примеры обобщенных структурных схем, а затем — развернутых, с более подробным описанием принципа действия основных элементов обобщенной структурной схемы.

В решении задачи самонаведения участвуют цель и атакующий ЛА. Участие цели пассивно и обеспечивается ее обязательным свойством излучать инфракрасную энергию. Активное участие атакующего ЛА обеспечивается действием его прибора самонаведения и системы управления полетом. Следовательно, обобщенная структурная схема системы самонаведения с оптическим каналом связи должна включать цель, инфракрасный прибор самонаведения, обычно называемый в литературе тепловой головкой самонаведения (ТГС), органы управления полетом снаряда и снаряд (рис. 7.8). Связь цели и прибора самонаведения осуществляется лучистым потоком пассивного излучения цели. Прибор самонаведения выдает в последующее звено контура управления снарядом

электрический управляющий сигнал. Органы управления полетом разворачивают снаряд к цели. Блок органов управления снарядом включает рули и их силовые приводы.

Прибор самонаведения состоит из двух основных элементов — из системы обнаружения и сопровождения цели и преобразователя управляющих сигналов. Первый элемент вырабатывает управляющие электрические сигналы, а второй — преобразовывает их в форму, удобную для ввода в органы управления снарядом.

Главным элементом блока обнаружения и сопровождения цели является оптико-электронная система, предназначенная для приема излучения цели, выделения излучения цели путем формирования и анализа изображения пространства предметов, создания

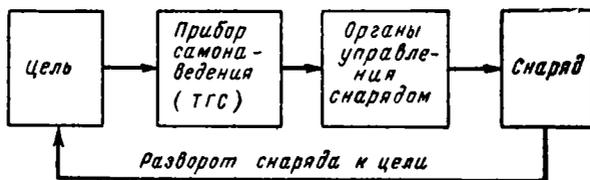


Рис. 7.8. Обобщенная структурная схема системы самонаведения

и выдачи электрического сигнала, несущего информацию о координатах цели. Оптико-электронная система включает в себя оптическую систему и приемник лучистой энергии. Для усиления выходного электрического сигнала оптико-электронной системы имеется блок усиления. В современных следящих ТГС оптико-электронная система связана в гиросtabilизатором, обеспечивающим стабилизацию в пространстве и повороты визирной линии при обнаружении цели и последующем слежении за нею. Гиросtabilизатором управляются электрические сигналы о координатах цели, выдаваемые оптико-электронной системой. Сигналы оптико-электронной системы о цели выдаются в полярной или декартовой системе координат в зависимости от типа анализатора изображения. Если анализатор изображения и система коррекции гиросtabilизатора работают в полярной системе координат, то управляющий сигнал в гиросистему передается непосредственно с выхода блока усиления. В других случаях гиросtabilизатор получает управляющий коррекционный сигнал через преобразователь управляющих сигналов.

В первом случае структурная схема следящей ТГС, предназначенной для самонаведения снаряда с двумя каналами органов управления, имеет вид, представленный на рис. 7.9. Оптико-электронная система принимает излучение цели и выдает в блок усиления электрический сигнал о координатах цели. Из блока усиления сигнал управления поступает в гиросtabilизатор, в фазовый детектор и в сигнализатор летчика о захвате цели. Гиросtabilизи-

затор управляет стабилизацией и поворотами оптико-электронной системы. Фазовый детектор, разлагающий управляющий сигнал на два взаимно перпендикулярных канала управления снарядом,

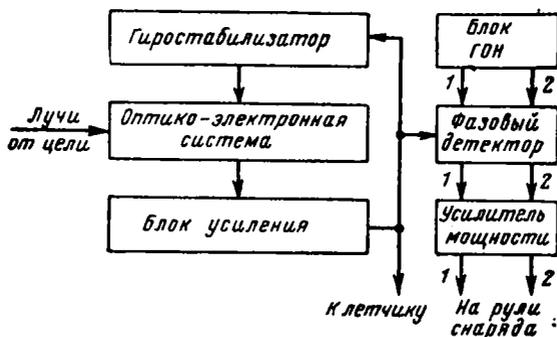


Рис. 7.9. Структурная схема ТГС с одноканальной оптико-электронной системой и гиростабилизатором. Цифрами 1 и 2 отмечены первый и второй каналы управления

получает из блока генераторов опорного напряжения (ГОН) два опорных напряжения, фазы которых относительно смещены на  $90^\circ$ , и выдает в двухканальный усилитель мощности сигналы управления в декартовой системе координат снаряда. Усилитель мощности по двум каналам выдает сигналы управления на приводы рулей.

Структурная схема ТГС с одноканальной оптико-электронной системой и двухканальным гиростабилизатором представлена на рис. 7.10. Оптико-электронная система действует так же, как и

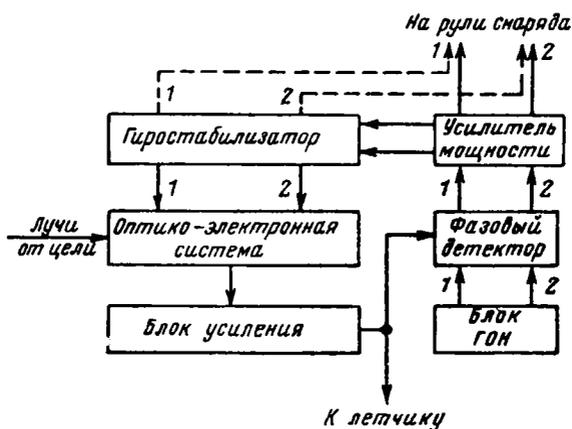


Рис. 7.10. Структурная схема ТГС с одноканальной оптико-электронной системой и двухканальным гиростабилизатором. Цифрами 1 и 2 отмечены первый и второй каналы управления

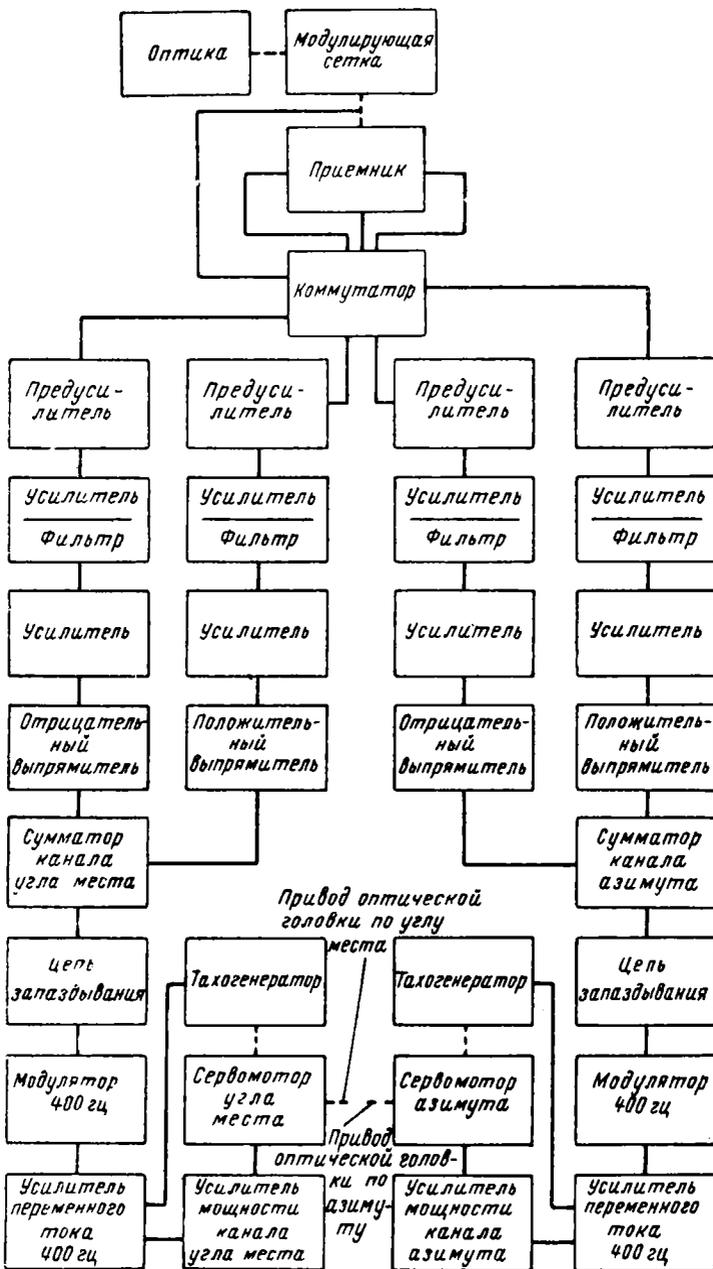


Рис. 7. 11. Структурная схема стационарного оптико-электронного следящего прибора с двухканальным управлением

в схеме рис. 7.9. Из блока усиления сигнал передается летчику и в двухканальный фазовый детектор, который, используя опорные напряжения ГОН, выдает сигналы управления по двум каналам в усилитель мощности. Гиросtabilизатор получает управляющие сигналы в декартовой системе координат из двухканального усилителя мощности. Сигналы управления на рули снаряда по двум каналам выдаются из усилителя мощности или из коррекционных устройств на осях карданова подвеса гиросtabilизатора.

Наиболее характерной современной двухканальной оптико-электронной системой является устройство с двухканальным координирующим приемником, основанным на использовании бокового фотоэффекта (см. § 9.8). Развернутая структурная схема оптико-электронного следящего стационарного прибора приведена на рис. 7.11. В этой схеме управляющие сигналы по двум каналам разделяются, начиная с выхода из двухканальной оптико-электронной системы.

В схеме рис. 7.11 отсутствует гиросtabilизатор, необходимый в современных ТГС летательных аппаратов. Поэтому составим структур-

ную схему ТГС с двухканальными оптико-электронной системой и гиросtabilизатором. В этой схеме выходные напряжения снимаются с приемника в оптико-электронной системе четырьмя выводами (рис. 7.12). Выводы 1 и 1' дают напряжение управления первого канала, а выводы 2 и 2' — второго канала в направлении, перпендикулярном первому каналу управления. В блоке усиления с помощью усилителей, фильтров и выпрямителей вырабатываются сигналы управления 1 и 2-го каналов, которые поступают в систему коррекции гиросtabilизатора. Одновременно сигналы обоих каналов передаются в сигнализатор захвата цели летчика. Здесь требуется передача по двум каналам, чтобы летчик имел информацию о захвате цели и при отсутствии сигнала рассогласования по одному из каналов. Гиросtabilизатор управляет положением оптико-электронной системы по двум каналам. Необходимость в блоках преобразования полярных координат в декартовы отпадает.

### § 7.3. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ОПТИЧЕСКОГО ПРИЦЕЛА НЕПОДВИЖНО ЗАКРЕПЛЕННОГО ОРУЖИЯ ЛА

Для обеспечения встречи неуправляемого снаряда с целью самолетный прицел неподвижно закрепленного оружия должен

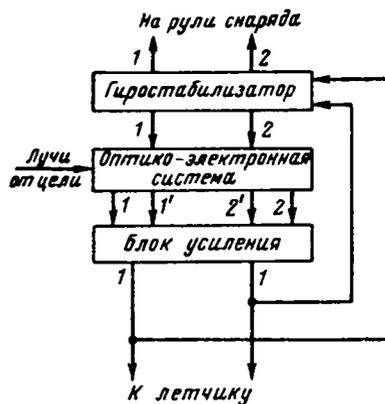


Рис. 7.12. Структурная схема ТГС с двухканальными оптико-электронной системой и гиросtabilизатором. Цифрами 1 и 2 отмечены первый и второй каналы управления

построить суммарный угол упреждения, слагающийся из угла упреждения, учитывающего относительное движение цели, и угловых поправок на гравитационное понижение и скольжение снаряда. Расчетные формулы, определяющие угол упреждения  $\psi$ , угол прицеливания  $\bar{\alpha}_{пр}$  и угловую поправку на продольное скольжение  $\bar{\psi}_{ск у}$ , приведены в гл. VI. Суммарный угол упреждения является геометрической суммой

$$\bar{\psi}_{сумм} = \bar{\psi} + \bar{\alpha}_{пр} + \bar{\psi}_{ск у}. \quad (7.1)$$

Следовательно, в структурной схеме прицела должно обеспечиваться построение и суммирование векторных величин. Структурная схема, представленная на рис. 7.13, составлена применительно к наиболее распространенному типу прицелов воздушной стрельбы истребителя с трехстепенным отклоняющимся гироскопом. На схеме приняты обозначения и формульные зависимости гл. V и VI.

После визуального обнаружения цели летчик вводит рукояткой базы размер ЛА противника, органами управления разворачивает самолет до совмещения цели с центральной зоной поля зрения прицела и, непрерывно обрамляя цель кольцом дальномера, следит за целью (рукояткой дальности и органами управления полетом самолета). При этом обеспечивается ввод в схему прицела дальности, базы и относительной угловой скорости цели. Дальность может измеряться также автоматическим оптическим квантовым дальномером (ОКД) или радиодальномером (РД). При захвате цели автоматическим дальномером летчик отпускает ручку дальности и размер кольца  $b_D$  в поле зрения строится автоматически вычислителем дальности. Автоматические датчики воздушной скорости, высоты, углов крена, тангажа и продольного скольжения самолета вводят в схему соответствующие величины.

Вычислители фиктивного полетного времени (или расчетного полетного времени), вертикальной и боковой составляющих угла прицеливания и поправки на угол продольного скольжения вырабатывают коррекционные токи, необходимые для ввода в блок электромагнитной коррекции построителя упреждения с трехстепенным отклоняющимся гироскопом (см. § 10.1). Эти токи создают суммарный коррекционный момент, воздействующий на гироскоп.

При развороте самолета в процессе визуального слежения за целью коррекционный момент заставляет гироскоп прецессировать вслед за разворотом корпуса прицела и самолета. Возникающий при вынужденной прецессии гироскопический момент  $M_r$  уравнивается суммарный коррекционный момент  $M_k$  при условии отклонения полярной оси гироскопа на угол  $\psi_{г.сумм}$ . Поворот зеркала гироскопа на угол  $\psi_{г.сумм}$  вызывает отклонение визирной линии (центральной марки и центра кольца) в поле зрения прицела на суммарный угол упреждения  $\psi_{сумм}$  в соответствии с формулой (7.1).

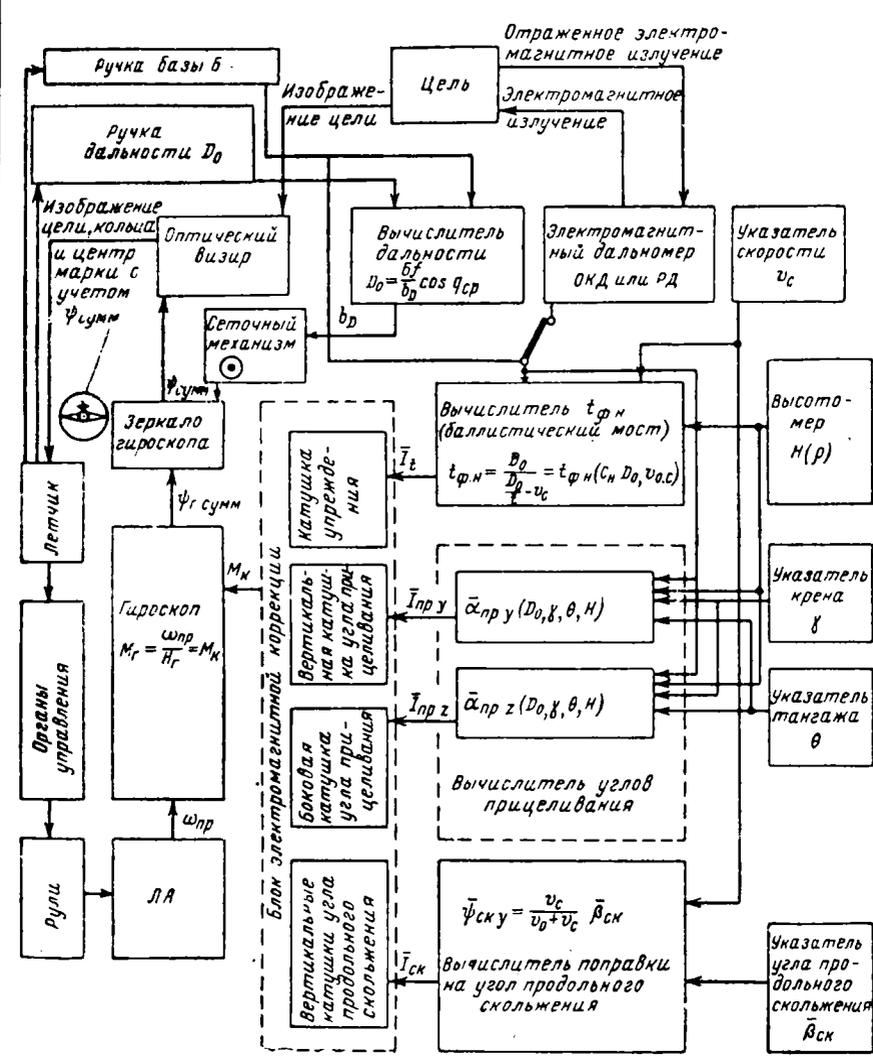


Рис. 7.13. Структурная схема оптического прицела неподвижно закрепленного оружия летательного аппарата

### § 7.4. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ОПТИЧЕСКОГО ПРИЦЕЛА ПОВОРОТНОГО ОРУЖИЯ ЛА

Поворотное оружие самолета управляется стрелком непосредственно или дистанционно с помощью силовых следящих систем. Второй случай в современных скоростных самолетах наиболее распространен. По характеру решения задачи встречи снаряда с целью

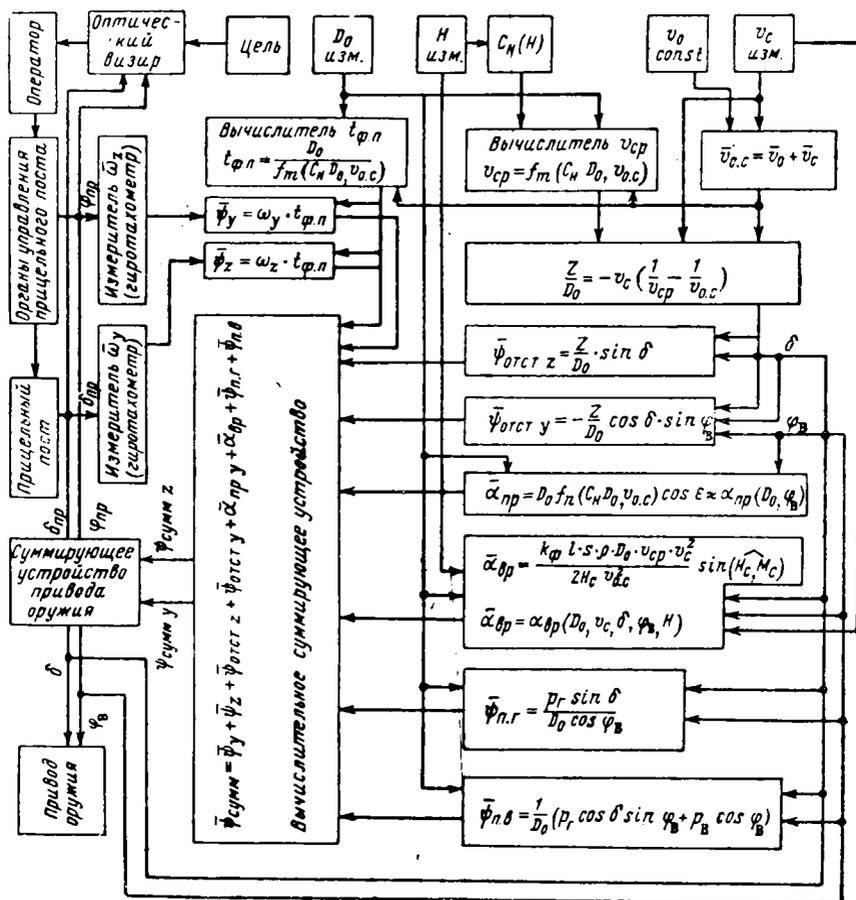


Рис. 7.14. Структурная схема прицельной станции дистанционно управляемого оружия летательного аппарата

он является наиболее общим. Поэтому целесообразно рассмотреть структурную схему самолетной прицельной станции дистанционно управляемого оружия (рис. 7.14). Более простая структурная схема прицела оружия, непосредственно управляемого стрелком, может быть получена путем исключения из рассматриваемой схемы ненужных элементов.

Для обеспечения встречи неуправляемого снаряда с целью прицельная станция дистанционно управляемого оружия должна построить суммарный угол упреждения, слагающийся из вертикальной и боковой составляющих угла упреждения  $\psi_y$  и  $\psi_z$ , учитывающих относительное движение цели, и угловых поправок на гравитационное понижение снаряда  $\alpha_{пр}$ , вертикальное и боковое отставание снаряда  $\psi_{отст y}$  и  $\psi_{отст z}$ , вертикальный и боковой параллакс оружия относительно прицельной станции  $\psi_{пв}$  и  $\psi_{пб}$ , вращательный эффект снаряда  $\alpha_{вр}$ . Следовательно, структурная схема должна обеспечивать построение суммарного угла упреждения по формуле

$$\bar{\psi}_{сумм} = \bar{\psi}_y + \bar{\psi}_z + \bar{\psi}_{отст y} + \bar{\psi}_{отст z} + \bar{\alpha}_{пр y} + \bar{\psi}_{пв} + \bar{\psi}_{пб} + \bar{\alpha}_{вр} \quad (7.2)$$

и передачу этого угла, а также бортового угла  $\delta_{пр}$  и угла возвышения  $\varphi_{пр}$  прицельного поста на поворот оружия.

Датчики воздушной скорости и высоты самолета вводят автоматически в схему прицельной станции величины  $V_c$  и  $H$ . Начальная дальность цели измеряется оптическим кольцевым дальномером или автоматическими электромагнитными дальномерами (оптическим квантовым или радио). Относительная начальная скорость снаряда принимается постоянной. Средняя скорость и фиктивное (или расчетное) полетное время, а также абсолютная скорость снаряда вычисляются электрическими счетно-решающими построителями.

При повороте оператором прицельного поста в процессе слежения за целью гироскопические тахометры с нулевыми двухстепенными гироскопами измеряют вертикальную и боковую составляющие относительной угловой скорости цели  $\omega_z$  и  $\omega_y$  и вместе с потенциометрической схемой умножают их на полетное время снаряда, вырабатывая величины  $\psi_y$  и  $\psi_z$ . Одновременно с прицельного поста на оружие передаются бортовой угол и угол возвышения  $\delta_{пр}$  и  $\varphi_{пр}$  прицельной линии.

Вычислитель поправок автоматически вычисляет величины угловых поправок и передает их в соответствии с формулой (7.2) в суммирующее устройство прицельной станции, которое выдает в сумматор привода оружия вертикальную и боковую составляющие суммарного угла упреждения. Поправки вычисляются по формулам гл. VI. Величины бортового угла  $\delta$  и угла возвышения  $\varphi_{в}$  оружия вводятся в вычислитель поправок с выхода сумматора привода оружия, который определяет текущие значения этих величин по формулам

$$\delta = \delta_{пр} + \psi_{сумм z},$$

$$\varphi_{в} = \varphi_{пр} + \psi_{сумм y}.$$

Такие же углы передаются в силовые приводы оружия.

## ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

### § 8.1. СТРУКТУРНЫЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКИХ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ ПРИБОРОВ НАВЕДЕНИЯ И САМОНАВЕДЕНИЯ

Оптические (инфракрасные) приборы наведения и самонаведения летательных аппаратов (ЛА) основаны на использовании в качестве канала связи оптического диапазона электромагнитной энергии. Поэтому важнейшей частью таких приборов являются оптические или оптико-электронные передающие и принимающие оптические системы. Пассивные или полуактивные бортовые приборы самонаведения ЛА должны иметь оптико-электронную принимающую систему. Активные бортовые приборы самонаведения и наведения управляемых ЛА необходимо снабжать как оптической передающей, так и оптико-электронной принимающей системами. В приборах наведения на цель летательных аппаратов-носителей и их стартовых установок перед стартом снаряда необходимо иметь принимающую оптико-электронную или визуальную оптическую систему, обеспечивающую слежение за целью или ее визуальное наблюдение.

Принимающей системой оптического прибора наведения или самонаведения ЛА называется комплекс элементов, установленных в ходе лучистого потока от цели и преобразующих параллельный лучистый поток в управляющие электрические или световые сигналы о координатах цели.

Принимающие устройства называются визуальными оптическими системами, если лучистый поток преобразуется в управляющие сигналы нервной системой человека с помощью глаза, и оптико-электронными системами, если лучистый поток преобразуется в управляющие электрические сигналы оптико-электронным индикатором. В первом случае ряд функций системы управления ЛА выполняет человек. Во втором случае управление ЛА осуществляется автоматически.

Оптико-электронные системы являются главным конструктивным элементом автоматических оптико-электронных приборов наведения и самонаведения ЛА, принимающим лучистую энергию от цели и преобразующим ее в электрические сигналы о координатах цели, управляющие последующими звеньями схемы управления. Оптико-электронные системы могут применяться во всех случаях решения задачи встречи и являются единственным средством автоматизации процессов наведения и самонаведения ЛА при использовании в качестве канала связи электромагнитной энергии оптического диапазона.

Так как излучение электромагнитной энергии оптического диапазона свойственно всем материальным телам в любых практиче-

ски встречающихся условиях (кроме случая, когда температура тела равна абсолютному нулю), то принципиально автоматические приборы взаимного наведения и самонаведения ЛА с оптико-электронными системами можно построить на пассивном принципе наведения, т. е. без облучения цели электромагнитной энергией со снаряда или вспомогательного излучателя. Поэтому оптико-электронные приборы наведения и самонаведения являются наиболее простыми, малогабаритными и экономически выгодными средствами управления ЛА, создающими ряд важных тактических преимуществ ввиду скрытности их действия.

Безусловно, не следует переоценивать возможности оптико-электронных систем и считать их наилучшими во всех случаях. В их применении имеются некоторые трудности, связанные с особенностями излучения целей и фонов и прохождения электромагнитной энергии в атмосфере (см. гл. I—IV), а также с техническими возможностями практического создания совершенных приемников лучистой энергии для частот, соответствующих полосам прозрачности атмосферы. Тем не менее качество оптико-электронных систем приборов наведения и самонаведения ЛА достигло высокого уровня и они широко и успешно применяются в авиации, ракетной технике и космонавтике. Особенно эффективно их применение в космическом пространстве и в атмосфере за пределами тропосферы, где помехи от фонов менее существенны, а потери на прохождение лучистой энергии практически малы.

Важнейшим элементом принимающей оптической системы является преобразующее оптическое устройство, предназначенное для преобразования несущего информацию о цели параллельного лучистого потока и формирования изображения в картинной плоскости прибора. В ряде случаев преобразующим оптическим устройством является объектив, фокусирующий параллельный лучистый поток в своей фокальной плоскости, в которой устанавливают индикатор или анализатор изображения. В связи с этим для краткости оптическое преобразующее устройство назовем объективом. Для исключения или значительного уменьшения влияния излучения фонов и искусственных помех в принимающие оптические системы включают фильтры, ограничивающие рабочий диапазон длин волн лучистой энергии в канале связи. С помощью анализатора изображения, также являющегося частью оптической системы, выделяется полезный сигнал от цели в общем потоке лучистой энергии, проходящем через оптическую систему прибора, и определяются полярные координаты цели. Для изменения направления оси оптической системы или ее части при осуществлении поиска цели и слежения за нею, а также построения упреждения в оптическую систему прибора наведения или самонаведения ЛА необходимо включать отклоняющий элемент.

Так как оптические приборы наведения и самонаведения ЛА, часто устанавливаемые в его головной части, подвержены воздействию встречного потока воздуха, они снабжены защитным элемен-

том в виде колпака или пластины. Защитный элемент должен быть прозрачным для рабочего диапазона длин волн излучения. Поэтому он также входит в состав принимающей оптической системы прибора.

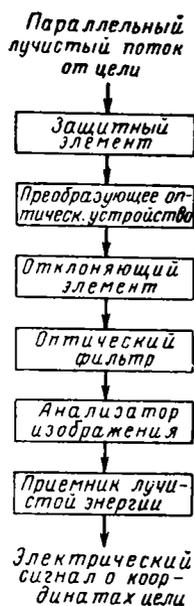


Рис. 8.1. Структурная схема принимающей оптико-электронной системы

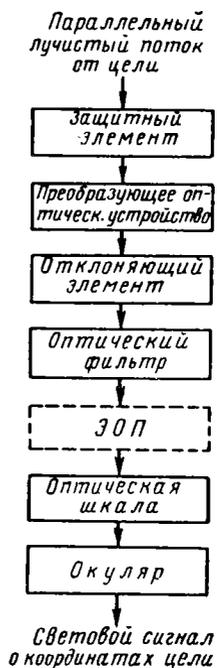


Рис. 8.2. Структурная схема принимающей визуальной оптической системы

В общем случае структурная схема принимающей оптико-электронной системы имеет вид, представленный на рис. 8.1. В отличие от этой схемы отклоняющее устройство может, например, совмещаться с индикатором излучения или объективом, защитный элемент может быть частью объектива, а фильтр может выполняться в виде пленки, нанесенной на одну из поверхностей объектива. Анализатор изображения, как правило, устанавливают в фокальной плоскости объектива, в непосредственной близости от которой помещен индикатор излучения. В некоторых случаях в принимающую оптическую систему приборов наведения и самонаведения ЛА по конструктивным соображениям вводят неподвижные плоские отражающие поверхности. Но это не вносит в схему принципиальных изменений.

Визуальные оптические системы применяются на пилотируемых ЛА в бортовых приборах наведения, предназначенных для прицеливания при воздушной стрельбе неуправляемыми снарядами, для прицеливания при старте управляемых снарядов, а также, для наведения управляемых снарядов на цель по лучу. Наибольшее распространение визуальные оптические системы получили в прицелах воздушной стрельбы, используемых в световой или инфракрасной области спектра длин волн электромагнитной энергии. В последнем случае в визуальные оптические системы в качестве промежуточного преобразователя потока лучистой энергии включают электронно-оптические преобразователи (ЭОП). Такие оптические системы называются визуальными оптическими системами с ЭОП.

Структурная схема принимающей визуальной оптической системы бортовых приборов наведения и самонаведения ЛА, представлена на рис. 8.2. Схемы оптико-электронной (см. рис. 8.1) и визуальной (см. рис. 8.2) принимающих оптических систем содержат одинаковые по назначению и принципу действия первые четыре элемента и подобные по назначению выходные элементы, которые преобразуют лучистую энергию в электрический или световой управляющий сигнал. Выходные элементы оптико-электронной и визуальной оптических систем построены на различных принципах преобразования лучистой энергии в электрическую или в энергию нервного процесса. В первом случае используется технический оптико-электронный принцип, а во втором — физиологическое преобразование света в энергию нервного процесса. Универсальность свойств глаза и нервной системы человека позволяет исключить в схеме рис. 8.2 анализатор изображения как самостоятельный элемент. Для облегчения визуальной оценки угловых координат и дальности цели в помощь глазу в поле зрения вводится оптическая шкала. Электронно-оптический преобразователь входит в визуальную оптическую систему при работе канала связи на длинах волн невидимого оптического излучения.

Передающие оптические системы активных бортовых приборов наведения или самонаведения ЛА имеют искусственный излучатель электромагнитной энергии оптического диапазона. В качестве излучателя могут применяться электрические источники света или оптические квантовые генераторы (ОКГ). Высокие монохроматичность, мощность, направленность и плотность когерентного излучения оптических квантовых генераторов являются достоинствами, благодаря которым их применение в наших задачах может дать особенно высокую эффективность.

Структурная схема передающей оптической системы приборов наведения и самонаведения ЛА в общем случае представлена на рис. 8.3. Для повышения помехозащищенности действия таких систем используют оптические фильтры, поляризаторы и модуляторы. Оптические фильтры необходимы только при применении в качестве излучателей широкополосных электрических источников

оптического излучения. Модуляторы создают прерывистое излучение, частота которого может быть постоянной или изменяемой по определенному закону. При переменной несущей частоте помехозащищенность канала связи выше. Управляющие сигналы создаются растровым модулятором путем наложения на несущую частоту излучения дополнительных частот, а также изменением амплитуды или фазы колебаний несущей частоты. В некоторых

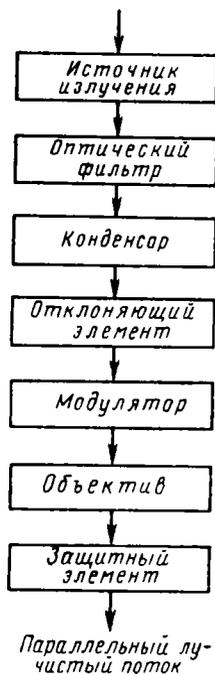


Рис. 8.3. Структурная схема передающей оптической системы

случаях для концентрации широкого пучка от излучателя следует применять конденсор. Если излучателем является оптический квантовый генератор, направленность и монохроматичность излучения которого достаточно высоки, то необходимость в оптическом фильтре и конденсоре отпадает, а собственная частота когерентного излучения ОКГ может использоваться в качестве несущей частоты канала связи. Для управления направлением излучения в передающей оптической системе требуется отклоняющий элемент. На выходе системы должны быть объектив, создающий параллельный пучок, и прозрачный защитный элемент, предохраняющий прибор от действия встречного потока воздуха.

Передающая оптическая система активных приборов наведения или самонаведения ЛА работает в комплекте с принимающей оптической системой управляемого снаряда. Структурные схемы принимающих оптических систем активных и пассивных приборов самонаведения ЛА принципиально подобны (см. рис. 8.1). Принимающую оптическую систему активных приборов наведения устанавливают на управляемом ЛА так, что ее входное отверстие обращено в сторону прибора наведения. Как правило, входное отверстие обращено в сторону заднего сектора управляемого ЛА.

Структурная схема такой оптической системы также принципиально подобна схеме рис. 8.1, но в некоторых случаях ее можно упростить для удешевления и уменьшения габаритов, сосредоточив максимальное количество дорогостоящих и крупногабаритных элементов комплекса приборов канала связи в передающей оптической системе. Так, например, при наличии модулятора в передающей оптической системе анализатор изображения принимающей оптической системы может быть максимально упрощен или даже исключен. Последнее возможно, например, если усилительный блок принимающего прибора рассчитан только на несущую частоту, модулированную передатчиком.

Удешевление и уменьшение габаритов принимающей оптиче-

ской системы особенно важно при ее установке на управляемых ЛА однократного действия. Повышение при этом стоимости и габаритов передающей части систем наведения вполне допустимо, так как она устанавливается на более крупногабаритном пилотируемом летательном аппарате-носителе и применяется многократно. При таком подходе к размещению элементов приборов канала связи надежность их действия повышается в связи с тем, что все устройства на управляемом снаряде работают в менее благоприятных условиях при влиянии ускорений, вибраций, тепловых полей, чем на пилотируемом летательном аппарате-носителе.

В полуактивных системах самонаведения передающий оптический прибор устанавливают либо также на самолете-носителе, либо в еще более благоприятных условиях на наземной, как правило, неподвижной установке.

### **§ 8.2. ЗАЩИТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ БОРТОВЫХ ПРИБОРОВ НАВЕДЕНИЯ И САМОНАВЕДЕНИЯ**

Защитные элементы бортовых приборов наведения и самонаведения предназначены для предохранения внутренней области приборов от воздействия внешней среды. Если прибор установлен в остекленной герметизированной кабине, то защитный элемент должен отвечать обычным требованиям, предъявляемым к защитным стеклам оптических приборов для военных целей. В этом случае защитным элементом может быть плоскопараллельная прозрачная для соответствующего излучения пластина или любая первая деталь (линза, призма) оптической системы.

Защитные элементы (обтекатели) инфракрасных пеленгаторов, устанавливаемых в носовой части пилотируемых ЛА, и инфракрасных головок самонаведения, устанавливаемых в головной части управляемых снарядов, как правило, подвергаются воздействию сверхзвуковых встречных воздушных потоков.

Для улучшения условий обтекания сверхзвуковых ЛА их головная часть должна иметь форму острого конуса (см. § 4.7). Обтекатели в виде прозрачного полого острого конуса из-за сложности изготовления и особенностей воздействия на проходящий лучистый поток не получили распространения на практике. Оптическое воздействие прозрачного конуса на лучистый поток существенно меняется с изменением угла наклона направления потока к оси конуса и расстояния точки падения луча на поверхность конуса от его оси. Это особенно неблагоприятно влияет на работу приборов самонаведения при сканировании лучом пространства предметов. По аналогичным причинам малоприменимы для обтекателей формы параболоида, эллипсоида, гиперboloида и других пространственно несимметричных тел вращения. Наиболее распространены за рубежом обтекатели пирамидальной и сферической формы. Пирамидальные обтекатели более совершенно по аэродинамическим свойствам. Они выполняются из плоскопараллельных пластинок,

закрепленных в металлической раме, составляющей ребра пирамиды, или склеенных оптическим клеем. Первая конструкция более предпочтительна по прочности и герметичности, но часть ее поверхности не прозрачна. Это снижает коэффициент полезного действия оптической системы.

Различные свойства металлической рамы и прозрачных пластин в отношении теплопроводности, теплоемкости и излучательной способности приводят к созданию неравномерного инфракрасного излучения от отдельных элементов обтекателя в сторону индикатора и к созданию существенных помех. Для исключения или уменьшения влияния этих помех необходимо применять более сложные анализаторы изображения и фильтры в электрическом усилительном тракте. Эти усложнения снижают надежность действия прибора и удорожают его. Поэтому наилучшей конструктивной формой пирамидального обтекателя следует считать практически полностью прозрачную клееную пирамиду. Примером такого решения является обтекатель прибора самонаведения английского управляемого снаряда «Файрстрик» класса «воздух—воздух» (рис. 8.4). Имеются примеры успешного создания клеенных обтекателей пирамидальной формы и в ряде других стран. Решение этой задачи в первую очередь зависит от качества оптического клея и технологического процесса склеивания торцов прозрачных треугольных пластин. Пирамидальные клееные обтекатели в меньшей степени подвержены обледенению, чем обтекатели с рамами.

Сферический обтекатель (рис. 8.5) менее выгоден по аэродинамическим условиям обтекания, так как он имеет большое лобовое сопротивление и создает значительные потери в скорости ЛА. Обтекание сферического колпака встречным потоком воздуха сопровождается большим нагревом самого обтекателя и увеличением его инфракрасного излучения в сторону индикатора. Однако ввиду симметрии и однородности сферического обтекателя его излучение можно отделить от полезного сигнала в анализаторе изображения более простыми средствами. Поэтому сферические обтекатели успешно применяются на практике в ЛА с коэффициентом удлинения (отношение длины оживальной части ЛА к его диаметру) свыше двух. При коэффициенте удлинения меньше двух лобовое сопротивление сферического обтекателя недопустимо велико.

Сферический обтекатель по своему действию на проходящий лучистый поток эквивалентен линзе, что является положительным качеством. Если его сферические поверхности концентричны, то он действует как отрицательная линза.

Это свойство сферического обтекателя позволяет использовать его как менисковую оптическую систему для коррекции сферической аберрации зеркала объектива сферической формы. В этом случае можно применять в качестве основного элемента объектива сферическое зеркало с наружным отражающим слоем. При применении обтекателей пирамидальной или другой формы с плоскопараллельными прозрачными слоями в целях коррекции сфериче-

ской аберрации основного сферического зеркала системы необходимо выполнять его в виде менисковой линзы с внутренним отражающим слоем или вводить в преобразующую оптическую систему дополнительную коррекционную линзу.

Материалы для обтекателей должны пропускать с минимальными потерями лучистую энергию рабочего диапазона длин волн. Материал обтекателя должен обладать высокой теплопроводностью, теплоемкостью и излучательной способностью, чтобы при

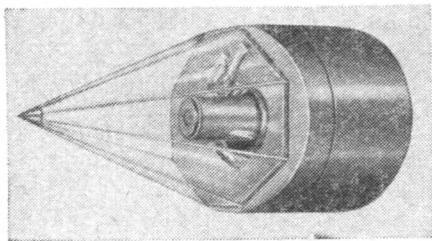


Рис. 8.4. Пирамидальный обтекатель головки самонаведения снаряда «Файрстрик»

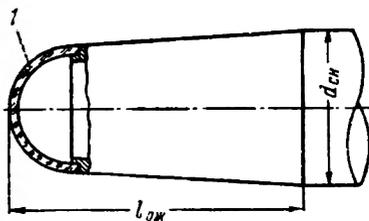


Рис. 8.5. Схема головной части снаряда с прозрачным сферическим обтекателем:

$l$ —обтекатель;  $l_{ож}$ —длина оживальной части;  $d_{сн}$ —диаметр снаряда

аэродинамическом обтекании нагрев обтекателя был минимальным и равномерным, а его теплоотдача во внешнюю воздушную среду и корпусу снаряда максимальна. В противном случае обтекатель нагреется до очень высокой температуры и мощность его собственного излучения в направлении индикатора создаст существенные помехи.

К материалу обтекателя предъявляются высокие требования в отношении изотропности (одинаковости его физических свойств во всех направлениях) и однородности. Разные свойства материала обтекателя в различных направлениях при пропускании излучения привели бы к недопустимым искажениям характера излучения цели и фонов. Анизотропность тепловых и излучательных свойств материала обтекателя может привести к большой неравномерности его нагрева, к температурным деформациям и вследствие этого к искажению характера преобразования лучистого потока и даже к разрушению самого обтекателя. Неравномерности и посторонние включения в среде обтекателя приводят к местным потерям лучистой энергии, что сопровождается нарушением однородности проходящего потока электромагнитной энергии и возникновением помех вследствие дополнительного излучения от различно нагретых неоднородностей и включений в обтекателе.

Материал обтекателя должен обладать высокой сопротивляемостью в отношении механических и тепловых воздействий встреч-

ного воздушного потока и влияния химических веществ, содержащихся в атмосфере. Так как обтекатель прибора наведения или самонаведения является прозрачной оптической деталью, его поверхности должны хорошо шлифоваться и полироваться в условиях серийного оптического производства.

В световой и ближней инфракрасной области спектра длин волн до 3 *мкм* всем изложенным выше требованиям хорошо отвечают обычные оптические стекла.

Плавленный кварц  $\text{SiO}_2$  применим на длинах волн до 4,5 *мкм*, обладает хорошими свойствами в отношении изотропности, тепловых, механических и химических воздействий, хорошо обрабатывается. Его средний показатель преломления для инфракрасной области  $n=1,4$ , средний коэффициент пропускания при просветляющем покрытии 0,95, температура размягчения  $1940^\circ\text{K}$ , коэффициент теплового расширения очень низкий  $0,55 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}$ , т. е. в 8—20 раз меньше значения коэффициента теплового расширения оптического стекла и в несколько десятков раз ниже, чем у многих других материалов, прозрачных в инфракрасной области. Кварц, мало деформируясь при изменении температуры, наиболее стабильно сохраняет форму оптических деталей и вносит минимальные искажения в проходящий лучистый пучок. Освоена технология изготовления заготовок из плавленого кварца с габаритами до 500 *мм*. Стоимость плавленого кварца средняя.

Синтетический сапфир  $\text{Al}_2\text{O}_3$  обладает высокими механическими, тепловыми и противокоррозионными свойствами и имеет коэффициент пропускания при просветлении около 0,94 при длине волны до 4 *мкм* и 0,5 при  $\lambda=6 \text{ мкм}$ . Синтетический сапфир имеет средний показатель преломления в инфракрасной области  $n=1,7$ , температуру плавления  $T_{\text{пл}}=2300^\circ\text{K}$ , коэффициент теплового расширения  $6,7 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}$ , сохраняет прозрачность при  $T < 800^\circ\text{K}$ . Твердость  $\text{Al}_2\text{O}_3$  близка к твердости алмаза и сохраняется до температуры около  $2000^\circ\text{K}$ . Синтетический сапфир выращивается в виде шестигранных кристаллов с поперечным размером до 160—180 *мм*, при механической обработке не раскалывается. Стоимость сапфира относительно высокая.

Трехсернистый мышьяк  $\text{As}_2\text{S}_3$  представляет собой однородное антикоррозионное нетоксичное твердое стекло темно-красного цвета со средним показателем преломления в инфракрасной области  $n=2,5$  и коэффициентом пропускания при просветлении 0,9—0,95 в диапазоне длин волн от 2 до 9,5 *мкм* с уменьшением до 0 при  $\lambda < 1$  и  $\lambda > 13,5 \text{ мкм}$ .  $\text{As}_2\text{S}_3$  имеет очень высокий коэффициент теплового расширения  $26 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}$ , что необходимо учитывать при конструировании. Некоторые ограничения в применении трехсернистого мышьяка возникают в связи с тем, что он размягчается уже при  $T=468^\circ\text{K}$ , растворяется в воде при нормальной температуре (растворимость  $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ г/100 см}^3$ ) и сильно растворим в щелочах. При механической обработке  $\text{As}_2\text{S}_3$  шлифуется и полируется хорошо. Стоимость его средняя.

Трехсернистый мышьяк не применяется в обтекателях самолетных теплопеленгаторов и головках самонаведения сверхзвуковых ЛА, рассчитанных на длительный полет с незащищенным обтекателем, так как в этих случаях возможен нагрев до температуры размягчения. Представители американской фирмы утверждают, что трехсернистый мышьяк может выдерживать без искажения формы  $T \approx 750^\circ \text{K}$  в течение 30 сек. За это время летательный аппарат, имеющий скорость, соответствующую  $M=2,5$ , пролетит около 25 км.

Алюминат кальция  $\text{CaAl}_2\text{O}_4$  является искусственным минералом ромбической структуры, обладающим свойствами изотропии и большой твердостью при нормальных температурах, одинаковой с твердостью кроновых стекол. Он хорошо пропускает излучения инфракрасной области от 1 до 5 мкм с коэффициентом пропускания при просветлении от 0,94 до 0,98 и без просветления от 0,7 до 0,9. Коэффициент преломления алюмината кальция для середины указанного выше диапазона равен 1,62. Алюминат кальция сохраняет твердость при нагревании до температуры около  $1050^\circ \text{K}$ . Изготавливается с габаритами до  $1500 \text{ см}^3$ . Шлифуется и полируется хорошо. Его коэффициент теплового расширения равен  $8,1 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}$ . Алюминат кальция относится к оптическим материалам средней стоимости. Недостаток алюмината кальция заключается в том, что он чувствителен к влаге, но тем не менее он применяется для обтекателей.

Оксид магния  $\text{MgO}$  (периклес) является синтетическим изотропным минералом, достигающим размеров  $30 \times 15 \text{ мм}$ , имеющим коэффициент пропускания при просветлении при длинах волн  $1,5-6 \text{ мкм}$  около 0,94—0,8 с плавным уменьшением до 0 в диапазоне длин волн от 6 до 9 мкм. Периклес обладает хорошими механическими свойствами и плавится только при очень высокой температуре около  $3000^\circ \text{K}$ . Его средний показатель преломления в инфракрасной области  $n \approx 1,7$ , а коэффициент теплового расширения  $13 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}$ . Поверхность периклеса с течением времени под действием воды и паров воды тускнеет вследствие образования гидроксида магния  $\text{Mg}(\text{OH})_2$ . Периклес относится к материалам для инфракрасной области, имеющим среднюю стоимость. Оксид магния широко применяется для напыления защитных пленок на алюминиевые зеркала.

Кремний Si создается искусственно в виде кубических кристаллов серо-стального цвета с размерами до 200 мм, имеет средний показатель преломления в инфракрасной области  $n \approx 3,45$ , обладает хорошими механическими, тепловыми и антикоррозионными свойствами. Вследствие высокого коэффициента преломления потери на отражение на его поверхностях сильно уменьшают пропускание лучистой энергии. Коэффициент его пропускания без просветления не превышает 0,5—0,6. Наилучшее пропускание кремния с коэффициентом при просветлении до 0,90—0,98 относится к области длин волн от 2,5 до 6,5 мкм. С увеличением длины волны

до 18 мкм пропускание кремния постепенно уменьшается почти до нуля. Практической границей пропускания кремния считается 15 мкм. При  $\lambda \approx 90$  мкм резко уменьшается коэффициент пропускания до 0,1 с последующим возрастанием при  $\lambda \approx 10$  мкм до 0,2.

Из различных соединений кремния наивысшим пропусканием лучистой энергии обладают кристаллы с наибольшим удельным электрическим сопротивлением  $\rho$ . Приведенные диапазоны изменения величины коэффициента пропускания кремния относятся соот-

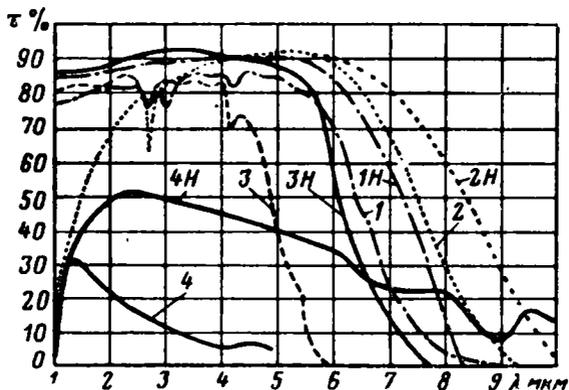


Рис. 8.6. Кривые спектрального пропускания оптических материалов при нормальной температуре и при нагревании:

1 и 1Н—окись магния  $MgO$  толщиной 3 мм при 775° К и толщиной 5,4 мм при 300° К; 2 и 2Н—фтористый магний  $MgF_2$  толщиной 1,75 мм при 875° К и толщиной 1,75 мм при 300° К; 3 и 3Н—искусственный сапфир  $Al_2O_3$  толщиной 3,1 мм при 775° К и толщиной 0,91 мм при 300° К; 4 и 4Н—кремний  $Si$  толщиной 3,2 мм при 775° К и толщиной 4,08 мм при 300° К

ветственно к интервалу  $\rho \approx 0,5—1,75$  ом·см. Кремний хорошо шлифуется и полируется методами обработки оптического стекла. Температура плавления кремния около 1700° К. Коэффициент теплового расширения кремния равен  $4,2 \cdot 10^{-6}$  1/град. Существенным недостатком кремния является ухудшение его пропускания при температурах более 575° К, что нужно учитывать при расчете к. п. д. оптической системы в условиях полета со сверхзвуковыми скоростями. Представление об уменьшении пропускания кремния при нагревании можно получить из графиков спектрального пропускания (рис. 8.6). Кремний негигроскопичен, не растворяется в воде и сильных кислотах, растворяется в  $HF + HNO_3$ . Стоимость кремния средняя. Он широко распространен в инфракрасной технике и применяется также для защитных элементов.

Германий  $Ge$  хорошо прозрачен в инфракрасной области при длинах волн от 1,6 до 15 мкм с коэффициентом пропускания без просветления до 0,5 и при просветлении до 0,96. Малое пропускание без просветления является следствием больших потерь на

границе воздуха и германия, коэффициент преломления которого очень высок и равен примерно 4. В световой области германий не прозрачен. Практической верхней границей его пропускания является 20 мкм. Германий обладает высокими механическими и антикоррозионными свойствами, хорошо шлифуется, полируется и покрывается просветляющими пленками. Кристаллы германия имеют кубическую форму и серо-стальной с темно-синим отливом цвет. Их максимальные размеры 60—80 мм. Германий имеет температуру плавления 1230° К и коэффициент теплового расширения  $6,1 \cdot 10^{-6}$  1/град. При температурах выше 575° К пропускание германия уменьшается вследствие теплового насыщения. Стоимость германия высокая, он используется для небольших по размерам защитных элементов. Большая крутизна спектральной характеристики германия при длине волны 1,6—1,7 мкм, где его пропускание возрастает от нуля почти до максимума, позволяет успешно применять его в качестве фильтра, не пропускающего излучение с длиной волны менее 1,6 мкм.

Германий и кремний разрезают на тонкие пластинки стальными лезвиями толщиной примерно 0,15 мм, укрепленными группой до 100 лезвий в колодке и совершающими возвратно-поступательное движение с частотой в несколько герц. К режущей поверхности лезвий подается абразивная суспензия из порошка карбида бора зернистостью М14 и воды в соотношении 1 : 4. Германий и кремний шлифуются так же, как оптические стекла. Полируют их суспензией из одной части окиси хрома и 6—8 частей воды. Детали из германия при обработке крепят наклейным воском (75% пчелиного воска и 25% канифоли), а особенно точные — на оптический контакт.

Фтористый магний  $MgF_2$  является однородным материалом, прозрачным в инфракрасной области от 1 до 9 мкм. В области длин волн от 3 до 6,5 мкм его пропускание при просветлении равно 80—93% с максимумом при  $\lambda = 5,3$  мкм. Показатель преломления при длинах волн 2 и 6,5 мкм соответственно равен 1,37 и 1,31. Фтористый магний обладает высокими механическими свойствами и химической устойчивостью, благодаря чему сохраняет постоянную прозрачность в плохих метеорологических условиях и инертен к воздействию сильных кислот и углеводов. Его температура плавления 1670° К, коэффициент теплового расширения не превышает  $(10 \div 13) \cdot 10^{-6}$  1/град в достаточно широком диапазоне температур от 300 до 900° К. Поэтому фтористый магний является хорошим материалом для защитных колпаков ракет со сверхзвуковыми скоростями при числах  $M < 4 \div 5$ . По технологическим свойствам он в основном подобен твердым сортам оптического стекла: хорошо опресовывается в заготовки, сваривается с металлами, шлифуется, полируется и прочно удерживает напыленные покрытия. Его стоимость средняя. Фтористый магний широко применяется для напыления защитных пленок на обтекатели из менее прочных материалов.

Рутил  $TiO_2$  является кристаллическим материалом со спектральным пропусканием в области длин волн от 0,45 до 4,5 мкм около 60—70%, обладает высокой теплоустойчивостью (температура плавления около 2100° К), хорошими механическими, химическими и технологическими свойствами. Существенным недостатком рутила является его анизотропность: различие его показателя преломления и коэффициента теплового расширения в различных направлениях. Показатель преломления рутила при  $\lambda=1,53$  мкм равен вдоль оптической оси 2,45, а в перпендикулярном направлении 2,71. Коррекция aberrаций в таких условиях чрезвычайно затруднена. Изменение направления лучистого потока через сферический обтекатель из рутила, например, при слежении за целью приведет к изменению условий преломления лучей и вызовет искажение в определении координат цели.

Коэффициент теплового расширения рутила различен уже при нормальной температуре (вдоль оптической оси  $9,2 \cdot 10^{-6}$  1/град, в перпендикулярном направлении  $7,1 \cdot 10^{-6}$  1/град), а при увеличении температуры резко возрастает и вдоль оптической оси вдвое быстрее, чем перпендикулярно оси. При нагревании в обтекателе из рутила возникнут значительные неравномерные деформации, что приведет к увеличению aberrаций и может даже разрушить обтекатель. Поэтому применение рутила в обтекателях приборов самонаведения сверхзвуковых ЛА, несмотря на высокую температуру его плавления, малоэффективно.

Важными факторами при выборе оптических материалов для подверженных аэродинамическому нагреву обтекателей являются спектральная прозрачность и излучательная способность. На рис. 8.6 приведены кривые спектрального пропускания окиси магния, фтористого магния, искусственного сапфира и кремния при нормальной температуре и при температурах аэродинамического нагревания обтекателей сверхзвуковых ракет. Из сравнения кривых спектрального пропускания следует, что наиболее значительно снижается прозрачность при нагревании у кремния на всем диапазоне длин волн и у искусственного сапфира при  $\lambda > 4$  мкм.

Пропускание при нагревании у окиси магния уменьшается незначительно и имеет максимальную величину в диапазоне длин волн 5—8 мкм, совпадающем с мощной полосой поглощения излучения в атмосфере. Выбор рабочего диапазона канала связи в этой полосе нецелесообразен. Поэтому окись магния можно отнести к материалам, прозрачность которых на рабочих участках длин волн канала связи приборов самонаведения мало меняется при нагревании.

Прозрачность фтористого магния не зависит от температуры при  $\lambda < 6$  мкм и уменьшается наиболее значительно при длинах волн 7—10 мкм. Поэтому фтористый магний не следует применять в обтекателях сверхзвуковых ЛА, предназначенных для самонаведения по целям, излучение которых характеризуется температурой примерно 290—415° К.

При выборе оптических материалов для обтекателей, подвергающихся аэродинамическому нагреванию, необходимо учитывать возможность увеличения излучения от обтекателя в сторону приемника лучистой энергии, что может создать значительные помехи в работе последнего или даже «ослепить» его. Поэтому менее целесообразно применять для обтекателей материалы, поглощательная и излучательная способности которых возрастают с увеличением температуры их нагревания. Так, например, в диапазоне длин волн 1—5 мкм, к которому относится излучение двигателей ЛА и нагретых обшивок носовой части стратегических ракет при их входе в плотные слои атмосферы, слишком большие значения коэффициента спектрального излучения (0,5—0,83) имеет кремний, нагретый до 770° К. Коэффициенты спектрального излучения нагретых окиси магния (770° К), искусственного сапфира (1079° К) и фтористого магния (870° К) в диапазоне  $1 < \lambda < 5$  мкм соответственно равны (0,05—0,25); (0,01—0,3) и (0,04—0,09). В полосе пропускания атмосферы при  $\lambda = 7,5 \div 14$  мкм все эти материалы имеют примерно одинаковый коэффициент излучения 0,65—0,85.

Для улучшения условий работы оптических материалов обтекателей и уменьшения их излучения в сторону приемника необходимо в конструкции прибора самонаведения предусматривать устройства для уменьшения влияния аэродинамического нагревания обтекателей, а также улучшать теплоотдачу от обтекателя во внешнюю среду и стенкам непрозрачной части корпуса прибора и летательного аппарата. Уменьшение влияния аэродинамического нагревания достигается выбором формы конструкции и материалов обтекателя, а также устройством искусственного охлаждения внешней поверхности струями холодного воздуха, внутренних поверхностей полого обтекателя прозрачным циркулирующим жидким или газообразным охладителем, а также с помощью аэродинамических насадков, способных отвести от обтекателя высокотемпературный скачок уплотнения и нагретый пограничный слой.

### **§ 8.3. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ТЕХНИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ К ОПТИЧЕСКИМ ПРЕОБРАЗУЮЩИМ УСТРОЙСТВАМ**

Оптические преобразующие устройства принимающих систем предназначены для преобразования несущего информацию о цели параллельного лучистого потока и формирования изображения цели в картинной плоскости прибора. Сформулируем основные специальные технические требования к преобразующим оптическим устройствам и рассмотрим методику выбора их основных конструктивных параметров, учитывая при этом и общие тактико-технические требования к оптическим приборам наведения и самонаведения ЛА.

В условиях автоматического наведения и самонаведения снаряда на цель размеры ее по сравнению с дальностью, как правило, малы. Поэтому цель считается точечным источником излучения.

Изображение цели в картинной плоскости оптико-электронной системы прибора, сопряженное с целью, также является точкой.

Точность наведения и самонаведения ЛА на цель в значительной степени определяется размером точечного изображения цели в картинной плоскости оптико-электронной системы, так как этот размер лимитирует выбор разрешающей способности приемника лучистой энергии и общую разрешающую способность прибора по отношению к угловым координатам цели. Чем меньше размер изображения точечной цели, тем точнее определяются в приборе ее угловые координаты. Следовательно, в первую очередь преобразующая оптическая система должна обеспечить минимальные размеры изображения точечной цели в своей картинной плоскости.

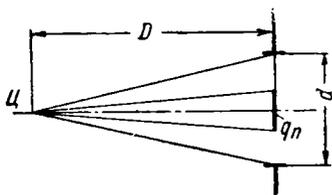


Рис. 8.7. Схема падения лучистого потока от цели на входное отверстие принимающей оптической системы и на приемник излучения без оптической системы

Так как на завершающем участке траектории встречи необходимо обеспечить наивысшую точность определения координат цели, то в этом случае исходя из свойств центрированных оптических систем, имеющих наилучшее качество изображения на оси, наиболее выгодно иметь изображение цели в центре поля зрения. Именно в центре поля зрения системы размеры изо-

бражения цели в картинной плоскости должны быть минимальными, но при удалении на край поля зрения они не должны существенно увеличиваться и искажаться.

В распространенных за рубежом преобразующих оптических системах приборов самонаведения ракет класса «воздух—воздух» с диаметром входного зрачка 100—300 мм и сферическими поверхностями размер кружка рассеяния достигает нескольких десятых долей миллиметра. Это объясняется наличием aberrаций, и особенно сферической и хроматической, а также местными технологическими отклонениями в геометрии поверхностей. Следует отметить особую важность коррекции хроматических aberrаций в оптических системах, предназначенных для использования в инфракрасном диапазоне излучения, ширина спектра длин волн которого в десятки и даже сотни раз больше, чем в световом. Интервал наиболее удовлетворительного пропускания инфракрасных излучений атмосферой от 0,8 до 15 мкм превышает световой диапазон примерно в 35 раз. В окнах хорошего пропускания излучений в атмосфере при длинах волн 1,5—2,6; 2,9—5,0 и 7,5—14 мкм это превышение характеризуется также значительными числами 2,5—5 и 16. Следовательно, в инфракрасном диапазоне хроматизм излучений во много раз больше, чем в световом.

Преобразующая оптическая система должна сконцентрировать в точечном изображении цели максимально возможную энергию излучения цели, так как в этом случае при определенных мощности

излучения цели и условиях прохождения электромагнитной энергии вдоль канала связи в атмосфере прибор самонаведения с одинаковыми другими параметрами обеспечит большую дальность действия. Степень концентрации лучистой энергии преобразующей оптической системой называется ее коэффициентом оптического усиления  $k_{o.y.}$ . Рассмотрим физический смысл и методику расчета этого коэффициента.

Излучение летательных аппаратов-целей распространяется в пределах значительного телесного угла (см. гл. IV). В этих условиях поток излучения  $\Phi_{\text{э.п.}}$ , падающий на приемник лучистой энергии в картинной плоскости преобразующей оптической системы, зависит от величины входящего лучистого потока  $\Phi_{\text{э.вх.}}$ , падающего от цели на входное отверстие оптической системы, и от ее энергетического коэффициента полезного действия  $\eta_{\text{опт.}}$ , определяемого потерями при прохождении излучения от входного отверстия до приемника.

Величина входящего лучистого потока при диаметре входного зрачка оптической системы  $d$ , дальности цели  $D$  и энергетической силе излучения цели  $I_{\text{э.ц}}$  определяется без учета потерь в атмосфере зависимостью

$$\Phi_{\text{э.вх.}} = I_{\text{э.ц}} \frac{\pi d^2}{4D^2}, \quad (8.1)$$

следующей из рассмотрения схемы рис. 8.7.

Энергетический коэффициент полезного действия оптической системы зависит от потерь лучистой энергии при преломлении на оптических поверхностях, на поглощение и рассеяние внутри оптических деталей, а также от виньетирования. С учетом  $\eta_{\text{опт.}}$  поток лучистой энергии, падающий на приемник излучения, выразится формулой

$$\Phi_{\text{э.п.}} = I_{\text{э.ц}} \frac{\pi d^2 \eta_{\text{опт.}}}{4D^2}. \quad (8.2)$$

Поток лучистой энергии  $\Phi'_{\text{э.п.}}$ , падающий на приемник излучения с площадью  $q_{\text{п}}$  на расстоянии  $D$  от цели без учета потерь в атмосфере и при отсутствии оптической системы, из схемы рис. 8.7 выражается формулой

$$\Phi'_{\text{э.п.}} = I_{\text{э.ц}} \frac{q_{\text{п}}}{D^2}. \quad (8.3)$$

Тогда коэффициент оптического усиления преобразующей оптической системы, показывающий, во сколько раз ее применение увеличивает падающий на приемник излучения лучистый поток, на основании формул (8.2) и (8.3) выражается уравнением

$$k_{o.y.} = \frac{\Phi_{\text{э.п.}}}{\Phi'_{\text{э.п.}}} = \frac{\pi d^2 \eta_{\text{опт.}}}{4q_{\text{п}}}. \quad (8.4)$$

Следовательно, в целях повышения коэффициента оптического усиления преобразующее оптическое устройство должно обладать максимально возможным в заданных габаритах входным отверстием, минимальным виньетированием, а также иметь минимальное количество преломляющих и отражающих поверхностей и наименьшую толщину оптических деталей, сильно поглощающих излучение рабочего диапазона длин волн. Прозрачные материалы и просветляющие и отражающие покрытия оптических поверхностей должны иметь наилучшие характеристики в рабочем диапазоне длин волн излучения.

В преобразующих оптических устройствах автоматических инфракрасных пеленгаторов и головок самонаведения коэффициент оптического усиления меняется в широком диапазоне от 25 до 5000. Наиболее существенное увеличение  $k_{o,y}$  требуется в приборах, предназначенных для действия на больших дальностях или по слабо излучающим целям. В большей степени  $k_{o,y}$  зависит от площади входного отверстия оптической системы и площадки приемника излучения. Увеличение площадки приемника излучения приводит к снижению его разрешающей способности и увеличению шумов оптико-электронной принимающей системы. Для обеспечения необходимой точности определения угловых координат цели в процессе поиска, захвата и слежения за целью, особенно на конечном участке траектории встречи, оптико-электронные системы приборов самонаведения и тем более приборов наведения ЛА на цель по лучу, в которых дальность до снаряда к концу атаки возрастает, должны обладать высокой угловой разрешающей способностью. Шумы являются одним из наиболее вредных явлений в оптико-электронных системах. Поэтому возможности повышения коэффициента оптического усиления за счет увеличения площадки приемника излучения сильно ограничены. Следовательно, оптические преобразующие устройства должны обладать максимально возможным при жестких ограничениях габаритов бортовых приборов самонаведения ЛА входным отверстием.

Так как поиск и захват цели осуществляются при наибольших дальностях, а изображение цели при этом часто оказывается под значительным углом к нулевой оси оптической преобразующей системы, то угол обзора должен быть достаточно большим, не менее 50—80°, без значительного виньетирования пучка лучистой энергии от цели. При работе приборов самонаведения в режиме слежения за целью необходимо малое мгновенное поле зрения оптико-электронной системы в пределах долей градуса. При уменьшении мгновенного поля зрения чувствительность прибора возрастает, так как масштаб углов на чувствительной площадке приемника и в анализаторе изображения укрупняется. Одновременно повышается помехоустойчивость прибора. Для уменьшения мгновенного поля зрения нужно брать приемник меньших размеров и увеличивать фокусное расстояние преобразующей оптической системы. Уменьшение площади приемника ограничивается размерами абберацион-

ного кружка рассеяния и технологическими трудностями. Увеличение фокусного расстояния ограничено габаритными возможностями в головной части ЛА. Применение минимальных значений мгновенного поля зрения ограничивается также точностью автоматической стабилизации линии визирования на цель. В противном случае возможна потеря цели.

В зарубежных гиросtabilизаторах приборов самонаведения точность стабилизации не более 20—30 угловых минут. При отсутствии стабилизации линии цели требуется применение оптико-электронных систем с полем зрения порядка 10—20°. Эта величина поля зрения выбирается исходя из максимальной угловой амплитуды собственного рыскания снаряда и заданных максимальных значений относительных угловых скоростей и ускорений цели. Оптические и оптико-электронные системы бортовых приборов должны обладать высокой стабильностью своих параметров в условиях воздействия ускорений, тряски, вибраций, лучистой энергии, тепловых полей.

#### **§ 8.4. КОНСТРУКТИВНЫЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗУЮЩИХ УСТРОЙСТВ**

Преобразующие оптические устройства оптико-электронных систем бортовых приборов наведения и самонаведения ЛА создаются на базе линзовых, зеркальных и зеркально-линзовых принципиальных оптических схем. Эти схемы в литературе называются соответственно диоптрическими, катоптрическими и катодиоптрическими.

##### **Линзовые системы**

Наиболее рациональной линзовой схемой оптических преобразующих устройств является система, состоящая из объектива и конденсора (рис. 8.8). Можно применить и более простую схему, содержащую только один линзовый объектив, но в этом случае приемник излучения и анализатор изображения нужно расположить в одной и той же фокальной плоскости объектива. Конструктивно это затруднено. Кроме того, при отклонении цели от оси оптической системы ее изображение перемещается в фокальной плоскости объектива. Если приемник установлен в этой плоскости и имеет одну площадку малых размеров, то его необходимо непрерывно перемещать в мгновенную точку падения лучей на значительные расстояния в пределах линейного поля зрения объектива. Это усложняет конструкцию.

Необходимость перемещения приемника отпадает, если его площадь увеличить до размеров линейного поля зрения объектива. При одноэлементном приемнике это приведет к резкому увеличению шумов приемника и недопустимому снижению точности определения координат цели. Применение многоэлементного приемни-

ка, охватывающего все поле зрения объектива, в ряде случаев нецелесообразно ввиду его высокой стоимости.

Конденсор устанавливают так, чтобы перед ним в фокальной плоскости объектива мог быть установлен анализатор изображения. Размеры и место установки приемника излучения следует выбирать исходя из того, чтобы конденсор собирал на площадку приемника весь поток лучистой энергии, прошедший через объектив от цели, находящейся в любом пункте пространства в пределах поля обзора. В этом случае приемник излучения может быть меньших размеров, что благоприятно отразится на уменьшении шумов и повышении точности определения координат цели.

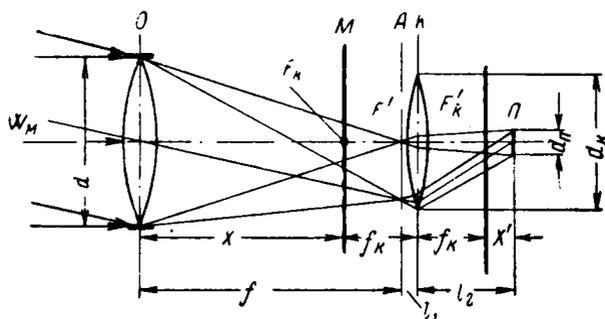


Рис. 8.8. Рациональная линзовая схема оптического преобразующего устройства:

*O*—объектив; *K*—конденсор; *П*—приемник излучения; *A*—плоскость анализатора изображения

Отверстие объектива является входным зрачком системы и ограничивает как действующая диафрагма количество лучистой энергии, входящей в прибор. Поэтому для обеспечения падения на приемник излучения всего вошедшего в объектив лучистого потока целесообразно поместить приемник в выходном зрачке оптической системы и сделать размеры его чувствительной площадки равными величине изображения отверстия объектива через конденсор. Для уменьшения габаритов преобразующей оптической системы и размеров чувствительной площадки приемника следует установить короткофокусный конденсор на минимально возможном расстоянии  $l_1$  от модулирующего раstra анализатора изображения *A* (рис. 8.8).

На схеме рис. 8.8 приняты обозначения:

- $d$  — диаметр действующего отверстия объектива;
- $d_P$  — диаметр чувствительной площадки приемника излучения;
- $d_K$  — диаметр оправы конденсора;
- $f$  и  $f_K$  — фокусные расстояния объектива и конденсора;
- $X$  и  $X'$  — расстояния от фокусов конденсора до предмета (объектив) и изображения (приемник излучения).

На основании этой схемы напишем в общем виде уравнение Ньютона

$$X \cdot X' = f_{\kappa}^2.$$

После замены величин  $X$  и  $X'$  через известные расстояния получим выражение

$$(f + l_1 - f_{\kappa}) \cdot (l_2 - f_{\kappa}) = f_{\kappa}^2.$$

Решая это выражение относительно  $l_2$ , найдем формулу для расчета положения приемника излучения

$$l_2 = f_{\kappa} \frac{f + l_1}{f + l_1 - f_{\kappa}}. \quad (8.5)$$

Учитывая, что  $d$  и  $d_{\text{п}}$  — сопряженные элементы конденсора, получим для определения диаметра чувствительной площадки приемника излучения формулу

$$d_{\text{п}} = \frac{l_2}{f + l_1} d.$$

Диаметр отверстия конденсора определим при условии, что пучок параллельных лучей, вошедших в объектив под максимальным углом  $\omega_{\text{м}}$  поля зрения, пройдет через конденсор без виньетирования. При этом крайний верхний луч должен пройти через крайнюю нижнюю точку конденсора. Условие выполняется, если, как это следует из схемы рис. 8.8, диаметр конденсора

$$d_{\kappa} = 2(f + l_1) \operatorname{tg} \omega_{\text{м}} + d \frac{l_1}{f}. \quad (8.6)$$

Схема с конденсором обеспечивает распределение потока излучения от точечной цели на некоторую конечную площадку, что уменьшает вредное влияние местных неравномерностей в чувствительности слоя. Изготовление больших по размерам заготовок из материалов, прозрачных в инфракрасной области, и особенно при длинах волн более 4—5 мкм, затруднено. Крупные линзы имеют большой вес и создают значительные потери лучистой энергии. Поэтому линзовые схемы в оптических преобразующих устройствах бортовых приборов наведения и самонаведения менее распространены, чем зеркальные и зеркально-линзовые.

### Зеркальные системы

Основные преимущества применения в инфракрасной области зеркальных оптических элементов достигаются при употреблении деталей с наружным отражающим слоем, когда лучистый поток не проходит сквозь тело оптической детали, являющейся подложкой зеркального слоя. В этом случае, во-первых, исключаются хроматические aberrации и, во-вторых, подложки зеркал можно изготавливать из материалов, непрозрачных в рабочем спектральном

диапазоне канала связи. Подложки непрозрачных зеркал с наружным отражением при любых длинах волн рабочего диапазона излучения следует изготавливать из широко распространенных в оптическом приборостроении относительно дешевых, прочных, хорошо обрабатываемых и стабильных в эксплуатации кроновых сортов оптического стекла. Для подложек применяют также металлы и пластмассы, но они значительно уступают кроновым стеклам в отношении качества поверхности и стабильности ее свойств в условиях эксплуатации. А качество поверхности подложек зеркал во многом определяет качество зеркального слоя, участвующего в оптическом преобразовании лучистого потока и в формировании изображения в картинной плоскости прибора.

Для повышения коэффициента полезного действия оптической системы зеркальный слой должен обладать максимальной спектральной отражающей способностью в рабочем интервале длин волн канала связи прибора самонаведения или наведения. Принципы создания зеркальных покрытий и применяемые при этом материалы рассматриваются в § 8.5.

Простейшие конструктивные схемы зеркальных оптических преобразующих систем применяются в приборах самонаведения и наведения с защитными элементами из плоско-параллельных пластинок. При переднем расположении приемника лучистой энергии оптическая преобразующая система может выполняться в виде одного зеркала (сферического, параболического, эллиптического или гиперболического), установленного отражающей поверхностью в сторону источника излучения. Наибольшее распространение на практике получили сферические зеркала в связи с относительной простотой их изготовления. Основной их недостаток — это наличие сферической аберрации. При отсутствии аберраций размер кружка рассеяния из-за дифракционных явлений определяется для зеркала с относительным отверстием  $d/f$  формулами

$$\begin{aligned} d_{\text{дифр}} &= 2,44\lambda \left| \frac{d}{f} \right|, \\ \alpha_{\text{дифр}} &= 2,44 \frac{\lambda}{d}, \end{aligned} \quad (8.7)$$

где  $d_{\text{дифр}}$  и  $\alpha_{\text{дифр}}$  — диаметр и угловой размер кружка дифракционного рассеяния.

Угловой размер  $\alpha_{\text{сф}}$  кружка рассеяния вследствие сферической аберрации при изображении точечного источника излучения с помощью сферического зеркала определяется приближенной формулой

$$\alpha_{\text{сф}} = 7,8 \cdot \left( \frac{d}{f} \right)^3 \cdot 10^{-3}, \quad (8.8)$$

обеспечивающей расчет при  $d/f=1$  с ошибкой менее 3% и с еще более высокой точностью в менее светосильных системах.

Из формул (8.7) и (8.8) следует, что для зеркала с относительным отверстием, равным единице,

$$\frac{\alpha_{\text{сф}}}{\alpha_{\text{дифф}}} = 3,2 \cdot 10^{-3} \frac{d}{\lambda}.$$

Для диапазона инфракрасного излучения  $2 \text{ мкм} < \lambda < 10 \text{ мкм}$ , соответствующего энергетическим характеристикам летательных аппаратов-целей, при диаметрах входного отверстия оптико-электронных систем современных снарядов класса «воздух—воздух» от 100 до 300 мм и  $d/f=1$  кружок рассеяния от сферической аберрации превышает по диаметру кружок дифракционного рассеяния в 30—500 раз. Абсолютные значения диаметра кружка рассеяния от сферической аберрации в этих условиях достигают 0,8—2,4 мм. Это приводит к значительному ухудшению качества изображения источника излучения и отрицательно влияет на точность определения координат цели. Поэтому в последние годы усиленно ведутся работы в области освоения технологических процессов изготовления параболических зеркал, не создающих сферических аберраций в случае бесконечно удаленной точки на оптической оси.

Второе место по своему значению среди аберраций вогнутых зеркал занимает кома. Кома наклонных пучков параболического зеркала возникает вследствие неравенства фокусных расстояний различных кольцевых зон. Влияние астигматизма и кривизны поля параболического зеркала становится существенным при больших углах поля зрения, так как они растут пропорционально квадрату половины угла поля зрения ( $\omega^2$ ). Величина астигматической аберрации достигает размера комы при половине угла поля зрения, определяемой формулой

$$\omega \approx 0,11 \cdot \frac{d}{f} \text{ рад.}$$

Так, например, астигматизм равен коме при относительных отверстиях 1,5; 1 и 0,5 для углов наклона луча к оптической оси, соответственно равных 0,17; 0,11 и 0,055 рад. В приборах самонаведения наибольшая точность определения угловых координат цели необходима в конце траектории встречи, когда цель находится под малыми углами рассогласования. В этом случае влияние астигматизма параболического зеркала значительно меньше, чем комы. Дисторсия у одиночного параболического зеркала отсутствует.

Для расчета аберраций параболического зеркала Д. Д. Максудов рекомендует следующие формулы:  
угловая величина диаметра комы

$$\alpha_{\text{к}} = \frac{1}{8} \left( \frac{d}{f} \right)^2 \omega,$$

длина пятна комы в полтора раза больше ее диаметра;  
угловая величина астигматической разности

$$\sigma_{\text{аст}} = \frac{d}{f} \cdot \omega^2;$$

угловая величина aberrаций кривизны поля

$$\alpha_{кр} = \frac{1}{4} \frac{d}{f} \omega^2.$$

Ввиду однородности характера aberrаций астигматизма и кривизны поля удобно оценивать их суммарное действие по уравнению

$$\alpha_{аст} + \alpha_{кр} = -\frac{5}{4} \frac{d}{f} \omega^2.$$

Схема однозеркального оптического преобразующего устройства представлена на рис. 8.9. Вогнутое зеркало характеризуется в основном диаметром действующего (светового) отверстия  $d$ , фокусным расстоянием  $f$  от вершины отражателя  $O$  до главного фокуса  $F$ , в котором сходятся лучи, падающие на зеркало параллельно его оптической оси, а также телесным углом охвата  $\omega_{охв}$  с вершиной в главном фокусе, опирающимся на площадь круга действующего отверстия. Величина телесного угла охвата вогнутого зеркала определяется формулой

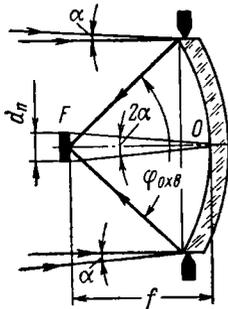


Рис. 8.9. Схема однозеркального оптического преобразующего устройства

$$\omega_{охв} = 2\pi(1 - \cos \varphi_{охв}),$$

где  $\varphi_{охв}$  — плоский угол охвата с вершиной в главном фокусе, опирающийся на диаметр действующего отверстия.

Приемник лучистой энергии устанавливают, как правило, в главном фокусе отражателя, так как в нашей задаче цель находится в практической бесконечности и идущие от нее лучи параллельны оптической оси. При конечных размерах чувствительной площадки приемника лучистой энергии отражатель воспринимает и часть лучей, падающих непараллельно оптической оси в пределах угла

$$2\alpha = \frac{d_n}{f}, \quad (8.9)$$

равного отношению диаметра чувствительной площадки приемника лучистой энергии к фокусному расстоянию зеркала. В приборах самонаведения и наведения с оптической осью, отклоняющейся при поиске цели или в процессе слежения за нею, угол  $2\alpha$  называется мгновенным угловым полем зрения.

Существенный недостаток однозеркальных преобразующих систем заключается в необходимости устанавливать анализатор изображения и приемник лучистой энергии перед отражателем на пути лучистого потока от цели. Детали привода анализатора и корпус приемника в этом случае не пропускают часть излучения, снижая тем самым эффективный размер отверстия оптической системы. Поэтому установка приемника с охлаждающим устройством, имею-

щего значительные габариты, в однозеркальной системе вообще недопустима. Более удобным в этом смысле является двухзеркальное оптическое преобразующее устройство. В простейшем виде его схема состоит из основного вогнутого так называемого «слепого» зеркала с отверстием в центральной зоне и второго зеркала, называемого контррефлектором (рис. 8.10).

Контррефлектор может быть плоским или криволинейным. Во втором случае расширяются возможности коррекции aberrаций всей системы в целом. Так, например, схема рис. 8.10 позволяет

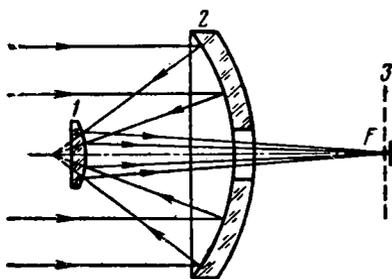


Рис. 8.10. Схема двухзеркального оптического преобразующего устройства:

1—контррефлектор; 2—основной отражатель; 3—плоскость анализатора изображения; 4—приемник лучистой энергии

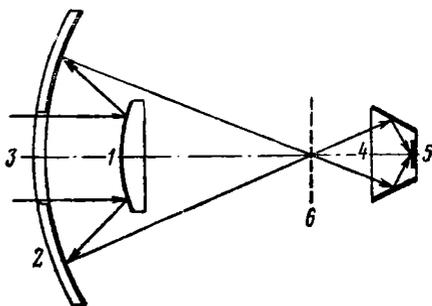


Рис. 8.11. Схема двухзеркального оптического преобразующего устройства с коническим зеркальным конденсором:

1—выпуклое зеркало; 2—«слепое» зеркало; 3—отверстие; 4—конический зеркальный конденсор; 5—приемник излучения; 6—диск модулирующего раstra

удовлетворительно компенсировать сферическую aberrацию при применении сферических поверхностей. При параболическом основном отражателе можно применять плоский контррефлектор. Важным конструктивным преимуществом двухзеркальных оптических преобразующих систем являются их меньшие габариты вдоль оси, что позволяет значительно сократить габариты всего прибора. Для бортовых приборов самонаведения и наведения ЛА это очень важно.

Основной недостаток схемы рис. 8.10 заключается в необходимости совмещать в одной плоскости изображения диск с модулирующим растром и приемник лучистой энергии, что вызывает конструктивные трудности. От этого недостатка свободно преобразующее устройство (рис. 8.11), состоящее из выпуклого первого зеркала 1, обращенного отражающей поверхностью внутрь прибора второго «слепого» зеркала 2 с отверстием 3 и конического зеркального конденсора 4, названного «световой ловушкой». Конический зеркальный конденсор установлен в расходящемся лучистом потоке за эквивалентным фокусом системы зеркал 1—2 и предназначен для собирания лучей на приемник излучения 5. Система имеет две

плоскости изображения, в которых конструктивно независимо устанавливаются диск модулирующего раstra *б* и приемник *б*.

По схеме рис. 8.11, например, построена оптическая система зарубежной инфракрасной головки самонаведения типа «Кребс», в которой диаметр первого зеркала 35 мм, второго — 250 мм, фокусное расстояние второго зеркала 55 мм. Общее поле зрения оптической системы 45°, но высокой эффективностью система обладает в пределах поля зрения до 20°. На краю поля резко возрастает виньетирование и увеличивается кружок абберационного рассеяния.

Возможности улучшения абберационных качеств зеркальных систем ограничиваются малым количеством коррекционных параметров. Наилучшего качества зеркальных систем можно достигнуть применением асферических оптических поверхностей, широкое распространение которых сдерживалось отставанием в области создания технологических процессов их изготовления и контроля. В последние годы в этой области также имеются практические достижения, открывающие перспективы широкому применению асферических зеркальных систем.

Существенными недостатками зеркальных оптических систем является вынужденное экранирование центральной части лучистого потока, падающего на оптическое преобразующее устройство от цели, а также необходимость их герметизации дополнительным прозрачным защитным элементом.

### Зеркально-линзовые системы

Зеркально-линзовые схемы обладают большим по сравнению с зеркальными системами количеством коррекционных параметров, среди которых важное значение имеют показатели преломления прозрачного материала линз.

В последние годы создано значительное количество вполне удовлетворительных по качеству материалов, прозрачных в инфракрасной области. Их свойства рассматриваются в следующем параграфе. Прозрачные материалы линз можно использовать в качестве фильтров, ограничивающих рабочую полосу длин волн лучистой энергии. В некоторых случаях в зеркально-линзовых системах полезно применять зеркала с внутренним отражающим слоем, которые одновременно являются и коррекционной линзой.

Наиболее естественными для приборов самонаведения зеркально-линзовыми системами являются схемы, в которые в качестве первой линзы включается прозрачный защитный элемент в виде сферического обтекателя, представляющий собой мениск. В этом случае положительная сферическая абберация мениска может быть использована для компенсации отрицательной сферической абберации основного сферического зеркала или системы сферических зеркал. Эта идея принадлежит советскому оптику Д. Д. Мак-

сутову, который в 1941 г. разработал теорию построения менисковых зеркально-линзовых систем. Теория Д. Д. Максудова позволяет рассчитать корригирующие сферическую абберацию зеркал мениски со сферическими поверхностями, близкие к ахроматическим. Эти мениски характерны тем, что разность  $\Delta R$  радиусов кривизны их поверхностей и их осевая толщина  $d_0$  гораздо меньше каждого радиуса.

Основное уравнение ахроматизации мениска имеет вид

$$\frac{\Delta R}{d_0} \approx \frac{n^2 - 1}{n^2}. \quad (8.10)$$

Д. Д. Максудовым установлено, что коррекционные мениски при  $\Delta R/d_0$ , близком к 0,7, вносят одинаковую положительную сферическую абберацию практически независимо от показателя преломления, т. е. типа оптической среды, а при  $\Delta R/d_0 \approx 0,6$  обеспечивают одинаковую весьма малую сходимост в параллельный пучок при неизменной фокусировке, также независимо от их показателя преломления. Для оптимальных значений отношения  $\Delta R/d_0 = 0,6 \div 0,7$  уравнение ахроматизации (8.10) коррекционных менисков наилучшим образом удовлетворяется при значениях показателя преломления  $n = 1,58 \div 1,83$ .

Следовательно, по абберационным условиям коррекционные мениски лучше всего изготовлять из оптических материалов с показателем преломления, лежащим в указанном диапазоне. Для изготовления защитных колпаков приборов самонаведения ЛА в соответствии с предъявляемыми оптическими, тепловыми, механическими, физико-химическими и экономическими требованиями можно применять прозрачные материалы, показатель преломления которых находится в диапазоне, оптимальном по абберационным условиям. Такими материалами являются, как следует из § 8.2, оптические обычные и специальные стекла, плавленный кварц, синтетический сапфир, плавленая окись магния (периклес), алюминат кальция и др.

Простейшей менисковой зеркально-линзовой схемой оптических преобразующих устройств приборов самонаведения ЛА является система, состоящая из менискового сферического защитного колпака и вогнутого сферического зеркала с внешним отражающим покрытием (рис. 8.12). Менисковый обтекатель, по Д. Д. Максудову, представляет собой положительную систему с осевой толщиной  $d_0$ , превышающей разность величин радиусов  $\Delta R = R_1 - R_2$  примерно в 1,4—1,7 раза. По условиям технологии изготовления и прочности рекомендуется принимать осевую толщину обтекателя

$$d_0 \approx 0,2R_1.$$

Подбором осевого расстояния между мениском и зеркалом можно устранить кому и тогда рассматриваемая система становится изопланатической, т. е. свободной от хроматической и сферической аббераций и комы, и дает только одну абберацию

кривизны поля. Такая система создает кружок рассеяния в плоскости анализатора значительно меньшего размера. При коррекции оптического преобразующего устройства в отношении комы следует исходить из общеизвестного положения, что кома сферического зеркала уменьшается до нуля при перемещении входного зрачка системы в центр кривизны его отражающей поверхности.

Таким образом, даже самая простая менисковая зеркально-линзовая система оптического преобразующего устройства по своим aberrационным качествам значительно превосходит подобные по сложности линзовые и зеркальные схемы. Использование в качестве коррекционного мениска сферического обтекателя создает ряд дополнительных конструктивных, экономических и эксплуатационных преимуществ вследствие уменьшения габаритов, количества оптических деталей и потерь на прохождение в оптической системе, а также удобства компоновки и др. В некоторых оптических преобразующих устройствах для упрощения технологического процесса изготовления защитный колпак выполняют в виде мениска с концентричными сферическими поверхностями. Такое отступление от рассмотренной выше рациональной схемы Максутава нецелесообразно, так как пре-

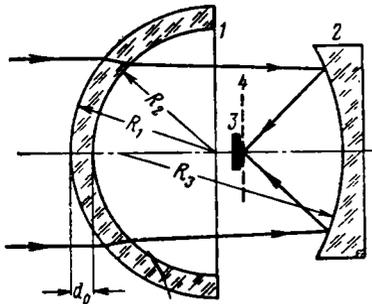


Рис. 8. 12. Схема оптического преобразующего устройства:

1—менисковый сферический обтекатель; 2—вогнутое сферическое зеркало; 3—приемник лучистой энергии; 4—плоскость анализатора изображения

вращает мениск в неахроматизированный, что в инфракрасной области, имеющей большую протяженность спектра длин волн, приводит к недопустимо большим хроматическим aberrациям. В этом случае оптическая преобразующая система имеет даже при углах наклона пучка к оптической оси  $\omega = 2 \div 3^\circ$  угловой размер кружка рассеяния  $6-8 \text{ мрад}$ .

В целях уменьшения габаритов оптической системы схема рис. 8. 12 дополняется плоским контррефлектором (рис. 8. 13). Сферическая и хроматическая aberrации осевых пучков при введении плоского контррефлектора не изменяются. Контррефлектор полезно вводить для выполнения aberrационных условий уничтожения комы наклонных лучей зеркальной сферической оптической системы путем совмещения ее входного зрачка с центром кривизны зеркала. Приближение центра кривизны поверхностей обтекателя к центру входного отверстия преобразующей оптической системы создает примерно одинаковые условия воздействия обтекателя на проходящие наклонные и осевые пучки. Если главные полевые лучи, проходящие через центр входного отверстия оптической системы, падают на поверхность обтекателя по нормали, то aberrации наклонных пучков — кома, астигматизм и кривизна поля, вно-

симые обтекателем, практически малы. Установка контррефлектора увеличивает потери идущей от цели лучистой энергии вследствие увеличения диафрагмирования слепым пятном в центре обтекателя (см. рис. 8.13) по сравнению с простейшей схемой (см. рис. 8.12) и дополнительных потерь при отражении на контррефлекторе.

Более высокое качество коррекции aberrаций в зеркально-линзовых преобразующих системах достигается применением зеркал

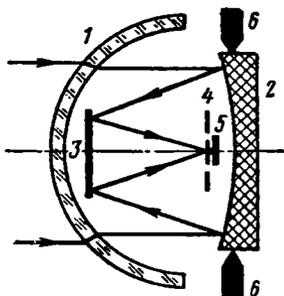


Рис. 8.13. Схема оптического преобразующего устройства:

1—менисковый сферический обтекатель; 2—сферическое зеркало; 3—контррефлектор; 4—плоскость анализатора изображения; 5—приемник лучистой энергии; 6—входное отверстие

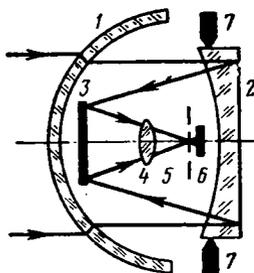


Рис. 8.14. Схема оптического преобразующего устройства с концентричными поверхностями:

1—обтекатель; 2—сферическое зеркало с внутренней плоской отражающей поверхностью; 3—плоский контррефлектор; 4—корригирующая линза; 5—плоскость анализатора изображения; 6—приемник лучистой энергии; 7—входное отверстие

с внутренним отражающим слоем, действующих одновременно и как корригирующие линзы, в сочетании с коррекционными линзами, устанавливаемыми вблизи фокальной плоскости всей системы. Благодаря этим методам удалось значительно снизить стоимость оптических преобразующих систем, сократить их габариты и повысить оптический к. п. д. и aberrационные свойства.

На рис. 8.14 приведена узкопольная оптическая система, улучшенная по aberrационным показателям и основным характеристикам в результате введения зеркала с внутренним отражающим покрытием и корригирующей положительной линзы. Обтекатель 1 этой системы изготовлен из алюмината кальция, основное зеркало 2 и корригирующая линза 4 — из трехсернистого мышьяковистого стекла. Контррефлектор имеет внешнюю плоскую отражающую поверхность.

Основное сферическое зеркало с внутренней плоской отражающей поверхностью позволяет достаточно хорошо скорректировать его сферическую aberrацию противоположной по знаку сферической aberrацией обтекателя с концентричными сферическими поверхностями. Однако оно вносит хроматическую aberrацию, со-

ставляющую примерно половину угловой величины кружка аберационного рассеяния всей системы. Корректирующая линза и контррефлектор позволяют удовлетворительно компенсировать хроматическую aberrацию основного зеркала и aberrации наклонных пучков. Разрешающая способность рассматриваемой оптической преобразующей системы, т. е. угловая величина кружка рассеяния при наклоне пучка к оптической оси на угол  $\omega = 2^\circ$ , равна около 2 *мрад*.

Для расширения коррекционных возможностей узкопольной оптической преобразующей системы без дальнейшего увеличения количества деталей можно применить менисковый контррефлектор с внутренним зеркальным слоем и двумя сферическими поверхностями. Основное зеркало в этом случае выполняется сферическим с наружным отражающим слоем (рис. 8.15). Менисковый контррефлектор благодаря его особым коррекционным свойствам и расположению между основным зеркалом и фокальной плоскостью обладает широкими коррекционными возможностями в отношении сферической aberrации и комы основного зеркала и обтекателя. В связи с этим можно выбирать форму обтекателя вне связи с необходимостью компенсировать сферическую aberrацию основного зеркала.

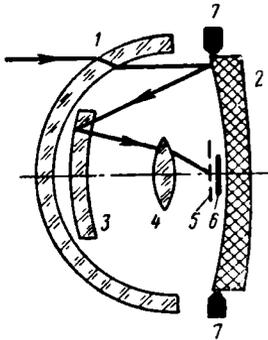


Рис. 8.15. Схема оптического преобразующего устройства с коррекционным контррефлектором, имеющим сферические поверхности и внутреннее отражение:

1—обтекатель; 2—сферическое зеркало с наружным отражением; 3—контррефлектор; 4—корректирующая линза; 5—плоскость анализа затора изображения; 6—приемник лучистой энергии; 7—входное отверстие

Особые коррекционные свойства менискового зеркала объясняются тем, что можно, сохраняя постоянной его оптическую силу и только меняя степень его вогнутости, при постоянном астigmatизме уменьшить кому и сообщить сферической aberrации любой знак в достаточно широких пределах подбора ее абсолютной величины. Это возможно потому, что с изменением степени вогнутости менискового зеркала сферическая aberrация сначала уменьшается до нуля, а потом возрастает с другим знаком.

Обтекатель выполняют с концентричными сферическими поверхностями из плавленного кварца. Менисковый контррефлектор и корректирующую линзу изготавливают из трехсернистого мышьяковистого стекла. Корректирующая линза используется для дополнительного исправления aberrаций наклонных пучков. Рассмотренная оптическая преобразующая система дает кружок рассеяния с угловой величиной около 1 *мрад* при угле наклона пучка к оптической оси  $\omega = 2^\circ$  и около 4 *мрад* при  $\omega = 4^\circ$ .

Для широкопольных оптических преобразующих устройств приборов самонаведения ЛА рекомендуется схема со сферическим

основным зеркалом и плоским контррефлектором, покрытыми наружными отражающими слоями, со сферическим защитным колпаком и корригирующей линзой в виде сильно вогнутого положительного мениска, центры кривизны сферических поверхностей которого расположены вблизи центра входного отверстия всей системы (рис. 8.16). При такой схеме корригирующий мениск вносит минимальные aberrации в наклонных пучках, что способствует расширению поля зрения системы. Оптическая преобразующая система, выполненная по схеме рис. 8.16, не имеет сферической и хроматической aberrации и дает кружок рассеяния с угловым размером около  $2 \text{ мрад}$  при углах наклона пучка к оси  $\omega = 6^\circ$  и около  $2,5 \text{ мрад}$  при  $\omega = 12^\circ$ .

Хорошие качества зеркально-линзовых систем приборов самонаведения достигаются при применении асферических поверхностей, свободных от сферических aberrаций. В данном случае для обеспечения определенных aberrационных качеств требуется меньшее количество корригирующих оптических деталей, чем при сферических поверхностях. Это позволяет сократить потери на прохождение лучистой энергии, габариты, вес и стоимость оптического преобразующего устройства и тем самым создает условия, упрощающие конструктивные решения других блоков прибора. Например, уменьшение веса и габаритов оптической системы в случае ее подвески на стабилизированной платформе гироблока упрощает конструкцию и повышает точность его действия.

Оптические преобразующие устройства с асферическими поверхностями, соответствующие по качеству требованиям, предъявляемым в приборах самонаведения ЛА, могут быть выполнены при правильном расчете и высоком качестве изготовления из минимального количества деталей (часто не более двух) и без применения корригирующих линз или зеркал с внутренним отражающим слоем, работающих в проходящих лучистых потоках. Применение дополнительных прозрачных корригирующих деталей в оптических системах приборов самонаведения крайне нежелательно из-за ограниченности выбора оптических материалов для инфракрасной области излучения, а также в связи с недопустимостью больших потерь на прохождение в оптических преобразующих устройствах пассивных приборов самонаведения. Последнее положение очевидно, так как пассивное излучение цели может быть очень слабым.

Технология изготовления асферических поверхностей с необходимым качеством контура и малыми местными отклонениями в инфракрасной области проще, чем в световой, так как требования к качеству поверхности в длинноволновой части излучения ниже.

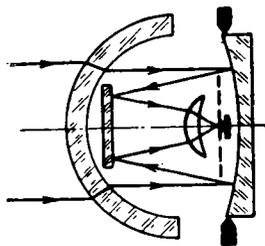


Рис. 8.16. Схема широкопольного зеркально-линзового преобразующего оптического устройства с положительной менисковой корригирующей линзой

Поэтому, например, удовлетворительное качество изготовления асферических зеркал оптических преобразующих устройств инфракрасных приборов самонаведения достигается шлифованием и полированием, а при малом отклонении асферической поверхности от сферы — методом вакуумного напыления неравномерного по толщине слоя.

Примером применения асферических отражающих поверхностей зеркал является оптическое преобразующее устройство американской инфракрасной головки самонаведения типа «Сайдуиндер», в котором основное зеркало выполнено параболическим (рис. 8. 17). Эта оптическая система по количеству оптических деталей эквивалентна схеме рис. 8. 13 со сферическим основным зеркалом, но имеет лучшую аберрационную коррекцию.

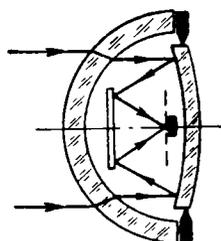


Рис. 8. 17. Схема зеркально-линзового оптического преобразующего устройства с параболическим основным отражателем

Если обтекатель выполнить ахроматизированным согласно приведенным выше рекомендациям Д. Д. Максудова и минимально тонким (с учетом прочности) в целях уменьшения его сферической аберрации, то в узкопольной оптической системе по схеме рис. 8. 17 с параболическим основным зеркалом можно получить вполне удовлетворительную коррекцию.

Кома параболического зеркала не может быть скорректирована за счет смещения входного отверстия, так как она не зависит от его расположения и эквивалентна коме сферического зеркала, установленного во входном зрачке. В схеме рис. 8. 17 входной зрачок совпадает с параболическим зеркалом. Основным достоинством этой схемы являются ее компактность и малый вес, что удобно при подвеске основных деталей оптической преобразующей системы и приемника лучистой энергии на гиостабилизаторе. В этой системе диаметр основного зеркала 89 мм и угол поля зрения  $4^\circ$ .

Все рассмотренные выше зеркально-линзовые системы рассчитаны на установку приемника лучистой энергии впереди основного отражателя в непосредственной близости от плоскости анализатора изображения. Такая компоновка создает затруднения в применении охлаждаемых приемников лучистой энергии, имеющих большие габариты и связанных коммуникациями с задней частью прибора самонаведения. В связи с созданием охлаждаемых приемников возникла необходимость в новых оптических зеркально-линзовых преобразующих устройствах приборов самонаведения, рассчитанных на установку приемника лучистой энергии за основным отражателем.

В таких зеркально-линзовых оптических схемах целесообразно оставить анализирующий элемент на прежнем месте, а для переноса изображения к приемнику лучистой энергии, установленному

за основным зеркалом, дополнить систему линзой (см. рис. 8.8) или зеркальной ловушкой (см. рис. 8.11). В центральной части основного зеркала необходимо отверстие для прохода лучистой энергии на приемник. В качестве примера приведем оптическую систему с задним расположением большого по габаритам приемника лучистой энергии, построенную на базе высококачественной зеркально-линзовой схемы рис. 8.16, дополнив ее линзой или конической ловушкой (рис. 8.18). Пунктирными линиями показаны примерные контуры охлаждаемых приемников. На схеме рис. 8.18, б условно показана только часть оптической системы.

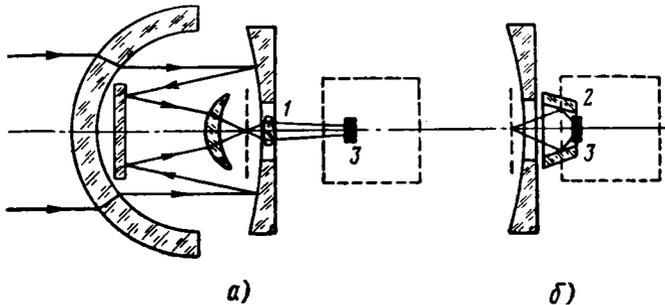


Рис. 8.18. Схемы зеркально-линзовых широкополных оптических преобразующих устройств с задней установкой охлаждаемых приемников лучистой энергии:

1—дополнительная линза; 2—зеркальная коническая ловушка; 3—охлаждаемый приемник

Аберрационные требования к дополнительной линзе или зеркальной ловушке при применении одноэлементного приемника лучистой энергии значительно ниже, чем к основной части преобразующей системы, формирующей точечное изображение в плоскости анализатора. Это положение очевидно, так как угловой размер площадки приемника лучистой энергии равен величине мгновенного поля зрения прибора самонаведения и в несколько раз превышает угловой размер кружка рассеяния в плоскости анализатора.

Если в приборе самонаведения применяется многоэлементный приемник лучистой энергии, то он по угловым размерам соответствует всему полю зрения оптической преобразующей системы, т. е. имеет большие габариты. Его размещают, особенно при наличии охлаждающего устройства, также за основным зеркалом. В этом случае разрешающая способность оптической преобразующей системы должна быть такой же высокой, как в плоскости анализатора изображения при одноэлементном приемнике. Функции анализатора изображения выполняются самим многоэлементным приемником. Поэтому анализатор изображения в виде самостоятельного блока из схемы исключается, что позволяет применить для преобразования лучистого потока на многоэлементный приемник лучистой энергии оптические системы, принципиально подоб-

ные схемам, представленным на рис. 8.8—8.16, но в которых плоскость изображения вынесена в место, допускающее установку большого по габаритам приемника и подвод к нему коммуникаций.

Чтобы предотвратить прохождение паразитных световых потоков, необходимо установить соответствующие диафрагмы и бленды. При этом нужно иметь в виду, что бленды и их крепежные детали при установке в непараллельных пучках могут создавать местное виньетирование, которое нарушит однородность условий прохождения лучей по всему полю зрения и может привести к появлению неравномерности облучения приемника и дополнительным шумам.

## § 8.5. МАТЕРИАЛЫ ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗУЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Оптические преобразующие устройства в общем случае включают в себя линзовые системы, зеркала с внешним и внутренним отражающим покрытием, а в ряде случаев и обтекатели, действующие на проходящий лучистый поток эквивалентно линзе. Материалы обтекателей рассмотрены в § 8.2. Внутренние детали оптических преобразующих устройств не подвержены механическому и химическому воздействию внешней среды, так как они размещены в герметизированном пространстве.

Тепловое воздействие внешней среды на внутренние оптические детали значительно меньше, чем на обтекатель, непосредственно воспринимающий влияние тепловых процессов, возникающих при обтекании головной части снаряда встречным воздушным потоком. Нагревание внутренних оптических деталей за счет теплопередачи и конвективного теплообмена внутри герметизированного прибора менее существенно, чем их нагревание лучистой энергией, проходящей от цели и внешней среды сквозь обтекатель. Собственное излучение сильно разогретого обтекателя также оказывает большое влияние на работоспособность последующих элементов оптико-электронной системы приборов наведения и самонаведения. Прежде всего появляются дополнительные шумы в приемнике излучения.

При длительных полетах возрастает передача тепла всем внутренним оптическим деталям. При этом возможность их нагрева должна быть особо учтена при проектировании. В снарядах классов «воздух—воздух» и «земля—воздух» время полета с открытым прозрачным обтекателем не превышает 20—30 сек. В этом случае нагревание внутренних деталей оптической преобразующей системы в приборе с терморегулятором не вызывает отклонений их температуры от нормальной. При применении системы самонаведения в верхних разреженных слоях атмосферы, например, для решения задачи встречи орбитальных спутников воздействие внешней среды столь мало, что даже отпадает необходимость в защитных колпаках. Если орбитальный прибор самонаведения защищен на период подъема через плотные слои атмосферы непрозрачным предохранительным колпаком, то условия механического, теплово-

го и химического воздействий внешней среды на оптические детали близки к условиям в герметизированном приборе.

Следовательно, детали оптических преобразующих систем в снабженных терморегуляторами приборах наведения и самонаведения ЛА работают, как правило, при нормальных температурных режимах и не подвержены механическим и химическим воздействиям, отличным от общепринятых для внутренних деталей военных оптических приборов. Поэтому в нашей задаче можно применять все общепринятые для деталей таких оптических приборов прозрачные среды и просветляющие и отражающие покрытия, если они пригодны в рабочем диапазоне длин волн излучения. Для внутренних оптических деталей приборов наведения и самонаведения, безусловно, применимы все материалы, употребляемые для обтекателей (см. § 8. 2). Рациональность их применения для внутренних деталей определяется в первую очередь их спектральным пропусканием, максимально возможными габаритами заготовок, стоимостью и технологическими свойствами.

Для внутренних оптических деталей с внешним отражающим покрытием наиболее широко применяются дешевые, прочные, химически устойчивые кроновые оптические стекла, обладающие относительно малым коэффициентом теплового расширения, высокой однородностью и хорошими технологическими свойствами при шлифовании, полировании и нанесении отражающих и просветляющих покрытий.

### **Оптические кристаллические материалы для инфракрасной области с длинами волн до 6—20 мкм**

Для внутренних прозрачных оптических деталей (линзы, зеркала с внутренним отражением, подложки фильтров, растров и шкал) применяются из широкоизвестных оптических материалов, прозрачных в инфракрасной области с длинами волн до 6—25 мкм, кристаллические соединения фтора и хлора: фтористый литий LiF, фтористый натрий NaF, фтористый кальций CaF<sub>2</sub> (флюарит, плавиновый шпат), фтористый кадмий CdF<sub>2</sub>, фтористый барий BaF<sub>2</sub>, хлористый натрий NaCl (каменная соль), хлористый калий KCl (сильвин). Основные данные этих материалов приведены в табл. 8. 1.

Все кристаллы, кроме CdF<sub>2</sub>, имеют кубическую форму, бесцветны, легко раскаляются и царапаются. Каменная соль и сильвин гигроскопичны и легко растворимы в воде при нормальной температуре, что затрудняет процесс изготовления, хранения и эксплуатации оптических деталей из этих материалов. Последний недостаток свойственен и фтористому кадмию, который наряду с этим обладает хорошими механическими свойствами. Его кристаллы имеют желтовато-зеленый цвет.

Фтористые калий, натрий и литий, несмотря на недостаточную механическую прочность, иногда применяются также для изготов-

ления защитных элементов ракет класса «воздух—воздух», если время полета с открытым колпаком не превышает нескольких секунд и скорость соответствует  $M < 2-3$ .

Стоимость сильвина и фтористых кристаллов средняя, а каменной соли низкая.

В инфракрасной области длин волн до 25 мкм хорошей прозрачностью обладает хлористое серебро, которое изготавливается в виде бесцветных, однородных кубических кристаллов. AgCl негигроскопичен, практически не растворяется в холодной воде, при обработке не раскалывается, но деформируется ввиду мягкости и тягучести. Недостатками хлористого серебра являются: снижение пропускания инфракрасного излучения вследствие потемнения под действием солнечного и искусственного света, токсичность, сильное коррозионное влияние на металлы, а также текучесть начная с нормальных температур. Стоимость хлористого серебра высокая.

Таблица 8.1

Основные данные кристаллических оптических материалов для внутренних деталей с хорошим пропусканием на длинах волн до 6—20 мкм

Наименование материала	Практическая верхняя граница пропускания мкм	Коэффициент пропускания при просветлении до	Средний показатель преломления	Температура плавления °К	Коэффициент теплового расширения $10^{-6}$ 1/град	Максимальный размер заготовки мм	Растворимость в холодной воде г/100 см <sup>3</sup>
Фтористый литий LiF	6	0,95	1,38 при 2 мкм	1145	36	150	0,27
Фтористый натрий NaF	11	0,92	1,3 при 2 мкм	1270	36	150	0,35
Фтористый кальций (флюорит) CaF <sub>2</sub>	10	0,92	1,42 при 2 мкм	1675	23	150	0,002
Фтористый кадмий CdF <sub>2</sub>	11	0,90	1,57 при 2 мкм	1320	30	100	15
Хлористый натрий NaCl (каменная соль)	15	0,92	1,52 при 2 мкм	1070	44	200	36
Хлористый калий (сильвин) KCl	20	0,90	1,46 при 10 мкм	1050	36	250	35
Фтористый барий BaF <sub>2</sub>	13,5	0,84	1,6 при 12 мкм	1550	32	150	0,16
Хлористое серебро AgCl	22	0,80	2,0 при 4—20 мкм	730	30	150	0,000
Титанат стронция SrTiO <sub>3</sub>	7	0,75	2,2 при 2 мкм	2100	—	30	0,000

В инфракрасной области с длинами волн до 6 *мкм* хорошо прозрачны кристаллы титаната стронция  $\text{SrTiO}_3$ . Однако их технологически освоенный максимальный размер не превышает 30 *мм*, что затрудняет применение.

Кривые спектрального пропускания ряда кристаллов без учета потерь на отражение на границах сред даны на рис. 8. 19.

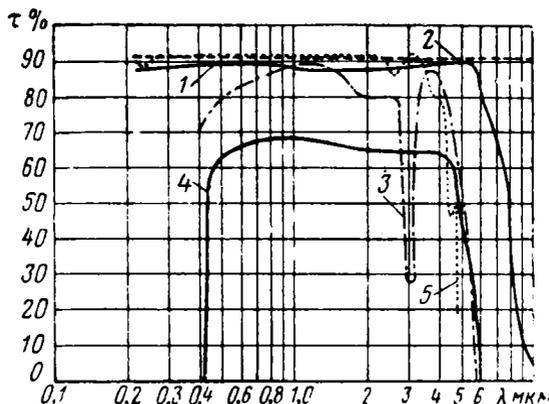


Рис. 8. 19. Кривые спектрального пропускания кристаллов:

1—фтористый литий  $\text{LiF}$  толщиной 1,52 *мм*; 2—каменная соль  $\text{NaCl}$  толщиной 5,44 *мм*; 3—синтетический шпинель  $\text{MgOAl}_2\text{O}_3$  толщиной 5,44 *мм*; 4—рутил  $\text{TiO}_2$  толщиной 6,0 *мм*; 5—плавленый кварц  $\text{SiO}_2$  толщиной 0,99 *мм*. При  $\lambda < 2,3$  *мкм* кривые 2 и 5 совпадают

### Специальные стекла

Значительные результаты получены в последние годы в области создания специальных оптических стекол с хорошим пропусканием в среднем диапазоне инфракрасного излучения.

Исследования в области создания оптических баритных и силикатных стекол с увеличенным содержанием окислов тяжелых металлов показали, что можно получать оптические стекла с хорошими механическими, тепловыми и антикоррозионными свойствами, обладающие удовлетворительным пропусканием в области длин волн до 4—5 *мкм*. Оптические стекла со структурными формулами  $\text{SiO}_2\text{—Na}_2\text{O—BaO}$  и  $\text{SiO}_2\text{—Na}_2\text{O—ZnO}$  при длинах волн до 4 *мкм* обладают коэффициентом пропускания 0,6—0,8 без просветления.

Хорошие результаты в создании прозрачных материалов для инфракрасной области получены на базе теллуритовых, сульфидных, алюмонатных, алюмокальциевых и фтористобериллиевых оптических стекол. Фтористобериллиевые стекла со структурой  $\text{BeF}_2\text{—KF—AlF}_3$  при толщине пластинки 2—3 *мм* имеют на длине волны 4 *мкм* коэффициент пропускания без просветления около 95%. Алюмокальциевые стекла со структурной формулой  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{—}$

CaO—MgO при тех же условиях имеют коэффициент пропускания около 0,85%. Эти оптические стекла хорошо просветляются. Коэффициент их пропускания в указанной области спектра при просветлении увеличивается до 0,96—0,98. Наиболее стабильными показателями по пропусканию в средней инфракрасной области обладают стекла, созданные на базе соединений мышьяка и селена. К ним относятся пентисернистые, трехсернистые и пентиселенистые мышьяковистые стекла. Основные свойства наиболее распространенного из них и применяемого в защитных колпаках трехсернистого мышьяковистого стекла рассмотрены в § 8. 2. Сернистые и селенистые мышьяковистые стекла обладают высоким пропусканием лучистой энергии в весьма важном диапазоне длин волн от 1—2 до 14—15 мкм. График, характеризующий их пропускание, представлен на рис. 8. 20.

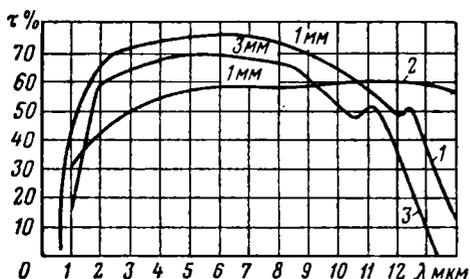


Рис. 8. 20. График спектрального пропускания пентисернистого (1), пентиселенистого (2) и трехсернистого (3), мышьяковистых стекол

Эти стекла практически не пропускают свет и могут использоваться в качестве фильтров для срезания видимой части излучения. Плотность пентиселенистых и пентисернистых мышьяковистых стекол выше, чем у трехсернистого, и равна 4,4 г/см<sup>3</sup>. Они имеют черный цвет, не растворимы в холодной воде, а в кипящей воде их растворимость равна 0,0017 г/100 мл. При температуре около 475° К они

размягчаются, при нормальной температуре обладают хорошими механическими свойствами и хорошо шлифуются и полируются, не токсичны.

Селенистомышьяковистое стекло марки Кодак 80-20 непрозрачно в световом диапазоне, хорошо прозрачно при  $\lambda = 1 \div 12$  и  $\lambda = 13 \div 25$  мкм и имеет плохое пропускание в диапазоне от 12 до 13 мкм. Коэффициент преломления изменяется незначительно (2,58—2,48) в широком диапазоне длин волн от 1 до 14 мкм. Это стекло не растворимо в воде, но слегка подвержено воздействию хлорных растворов. Механическая прочность при нормальных температурах хорошая. Основным недостатком селенистомышьяковистого стекла Кодак 80-20 является ухудшение оптических свойств при температурах выше 340° К. Кривые спектрального пропускания селенистомышьяковистого стекла Кодак 80-20, а также рассматриваемых ниже теллуритовых и германиевых стекол даны на рис. 8. 21. Для сравнения там же приведены кривые пропускания наиболее распространенных материалов для средней инфракрасной области плавленого кварца и алюмината кальция.

Черные теллуритовые стекла пропускают без просветления око-

до 70% и при просветлении до 95% инфракрасного излучения в диапазоне длин волн от 0,8 до 5 мкм. Состав теллуритовых стекол характеризуется структурными формулами  $\text{TeO}_2\text{—CaO—MnO}_2\text{—V}_2\text{O}_5$  и  $\text{TeO}_2\text{—PbO—ZnF}_2$ . Эти стекла называются черными, потому что они не пропускают световые лучи и кажутся черными. Их температура размягчения примерно равна 725° К.

Свинцоволантаногерманиевые, а также германатные стекла пропускают без просветления 80—90% в диапазоне длин волн  $\lambda=0,8\div 2,5$  мкм и 50—60% в диапазоне  $\lambda=3,3\div 5,3$  мкм. На длинах волн вблизи 3 мкм эти стекла имеют резкий минимум пропускания.

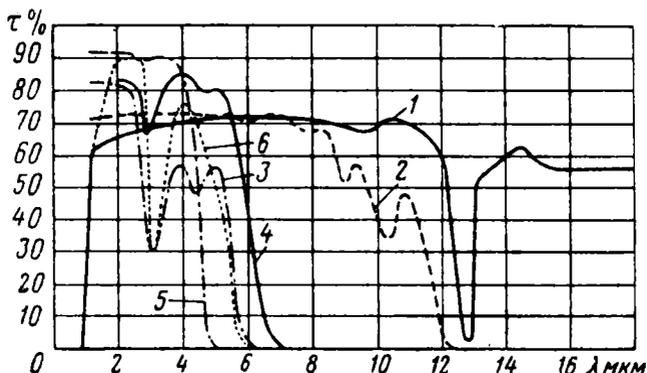


Рис. 8.21. График спектрального пропускания специальных стекол:

1—Кодак 80-20 толщиной 2,3 мм; 2—трехсернистое мышьяковистое толщиной 4,7 мм; 3—свинцоволантаногерманиевое толщиной 3,0 мм; 4—теллуристовинцовое толщиной 3,0 мм; 5—плавленый кварц толщиной 3,0 мм; 6—алюминат кальция толщиной 4,0 мм

При  $\lambda > 5,3$  мкм их коэффициент пропускания уменьшается до нуля при  $\lambda \approx 6$  мкм.

По механическим, химическим и тепловым свойствам все специальные стекла близки к обыкновенным оптическим стеклам и могут успешно применяться для прозрачных в инфракрасной области наружных элементов и для внутренних оптических деталей приборов самонаведения ЛА. Они пригодны также для изготовления защитных элементов приборов самонаведения для ЛА, не рассчитанных на длительный полет со сверхзвуковыми скоростями. Наиболее теплостойки стекла, включающие соединения теллура и германия.

### Оптические материалы для длинноволновой инфракрасной области

В качестве материалов для длинноволновой инфракрасной области до 30—50 мкм применяются щелочногалоидные кристаллические соединения: бромистый калий KBr, иодистый калий KI, бромистый цезий CsBr, иодистый цезий CsI, иодисто-бромистый

таллий (KRS-6)  $TlBr + TlCl$  и хлористо-бромистый таллий (KRS-5)  $TlBr + TlI$ , обладающие хорошей прозрачностью при длинах волн до 30—50  $\mu m$ . Освоена технология выращивания их искусственных кристаллов с размерами до 50—200  $mm$ . Основные свойства этих материалов приведены в табл. 8.2. При проектировании оптических деталей из щелочногалогидных соединений необходимо учитывать возможность больших деформаций при нагревании, так как их тепловое расширение выше, чем у оптического стекла в несколько раз, а также их малую твердость и прочность, значительную растворимость в воде и гигроскопичность. Наименее гигроскопичны и растворимы в воде щелочногалогидные соединения таллия типа KRS. Кристаллы KRS-5 имеют темно-красный цвет, а остальные бесцветны. Форма кристаллов кубическая. Ввиду мягкости эти материалы трудно полируются и легко царапаются. Их стоимость средняя. Материалы KRS ядовиты, что затрудняет их изготовление и эксплуатацию.

Для определения показателей преломления и дисперсии основных кристаллических материалов, прозрачных в инфракрасной об-

Таблица 8.2

Основные параметры материалов, прозрачных в длинноволновой инфракрасной области до 30—50  $\mu m$

Наименование материала	Практическая верхняя граница пропускания $\mu m$	Коэффициент пропускания при просветлении до	Средний показатель преломления	Температура плавления $^{\circ}K$	Коэффициент теплового расширения $10^{-6} \cdot 1/град$	Максимальный размер кристалла $mm$	Растворимость в холодной воде $g/100 \text{ см}^3$
Бромистый калий $KBr$	27	0,92	1,53 при 10 $\mu m$	1000	41	200	53,5 при $0^{\circ} C$
Бромистый цезий $CsBr$	40	0,85	1,66 при 10 $\mu m$	910	48	50	125 при $20^{\circ} C$
Иодистый калий $KI$	35	0,85	1,67 при 10 $\mu m$	1000	43	200	127 при $0^{\circ} C$
Иодистый цезий $CsI$	50	0,90	1,74 при 10 $\mu m$	900	50	50	120 при $0^{\circ} C$
Иодисто-бромистый таллий (KRS-5) $TlBr + TlI$	38	0,70	2,37 при 10 $\mu m$	690	58	125	0,05 при $20^{\circ} C$
Хлористо-бромистый таллий (KRS-6) $TlBr + TlCl$	30	0,72	2,18 при 10 $\mu m$	700	51	200	0,32 при $20^{\circ} C$

ласти излучения, удобно пользоваться графиками, приведенными на рис. 8.22 и 8.23.

Простота технологического процесса изготовления оптических деталей из пластмасс, в том числе и с асферическими поверхностями, создает большие возможности построения простых по конструкции, но высококачественных в отношении аберраций оптических систем приборов наведения и самонаведения. Однако высокие коэффициенты теплового расширения и низкие температуры размягчения пластмасс приводят к недопустимым температурным деформациям, сильно ухудшающим качество изображения. Так, например, полиметилметакрилат (плексиглас), прозрачный в ближней инфракрасной области при длинах волн до 2 мкм, имеет коэффициент теплового расширения  $90 \cdot 10^{-6} 1/град$ , превышающий соответствующий коэффициент оптического стекла в 10—20 раз.

Температура размягчения многих пластмасс не превышает 390—420° К. Например, плексиглас размягчается уже при температуре 340—360° К. При этом пластмассы под действием незначительных усилий, а в ряде случаев даже за счет внутренних напряжений существенно деформируются. Поэтому необходима стабилизация температурного режима оптических деталей при изготовлении, хранении, транспортировке и в сложных условиях эксплуатации бортовых приборов наведения и самонаведения с высокой точностью порядка  $\pm 10^\circ$ . Такой температурный режим внутри прибора трудно обеспечить в условиях длительного хранения наземной или воздушной транспортировки на большие расстояния и со значительным перепадом высот. Для этого необходимо непрерывно подогревать или охлаждать оптические детали прибора.

### § 8.6. ОТРАЖАЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

В качестве отражающих слоев зеркал в инфракрасном диапазоне эффективно применяются пленки металлов алюминия, серебра, золота, родия, меди и др. Спектральный коэффициент отражения  $\rho_\lambda$ , равный отношению потока излучения, отраженного телом, к потоку лучистой энергии, упавшему в воздухе по нормали к поверхности тела, рассчитывается в инфракрасной области для одной поверхности металлов как сильно поглощающих веществ по приближенной формуле

$$\rho_\lambda = 1 - 365 \sqrt{\frac{1}{\lambda \sigma}}, \quad (8.11)$$

где  $\sigma$  — удельная электрическая проводимость в *сим/м*;

$\lambda$  — длина волны излучения в *мкм*;

$\rho_\lambda$  — спектральный коэффициент отражения.

Это уравнение дает результаты, удовлетворяющие по точности в наших задачах в среднем и дальнем инфракрасных диапазонах. При  $\lambda > 10$  мкм результаты расчета по приведенной формуле совпадают с экспериментальными данными с высокой точностью. Коли-

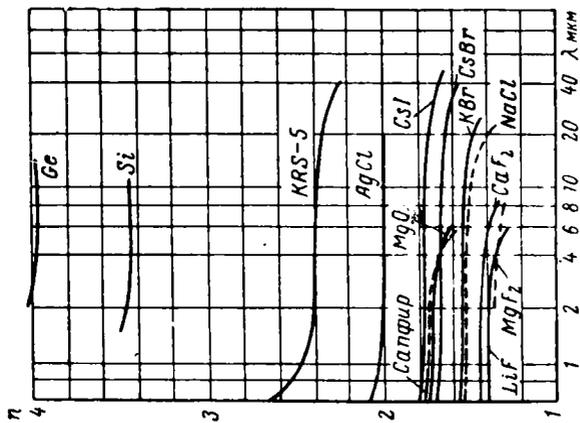


Рис. 8.22. Кривые показателя преломления кристаллических оптических материалов для инфракрасной области излучения

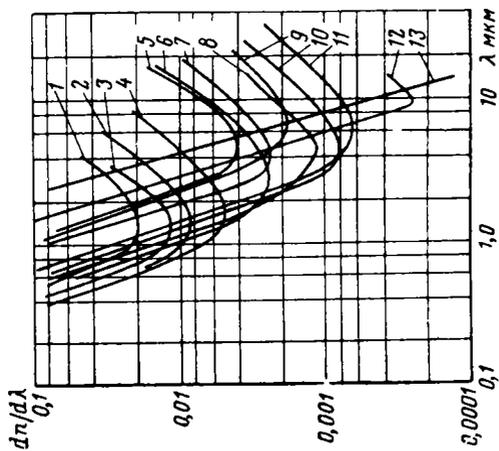


Рис. 8.23. Кривые дисперсии оптических материалов для инфракрасной области излучения.

1—сапфир; 2—фтористый литий; 3—плавленый кварц; 4—фтористый кальций; 5—трексерит; 6—мышьяковистое стекло; 7—каменная соль; 8—хлористое серебро; 9—бромистый калий; 10—KRS-5; 11—иодистый цезий; 12—кремний; 13—германий

чественные характеристики спектральных коэффициентов отражения наиболее употребительных в инфракрасной области зеркальных металлических пленок представлены на рис. 8. 24. Некоторые металлы (серебро, медь) имеют высокие отражательные свойства только при применении непосредственно после нанесения слоя. В дальнейшем слой темнеет и теряет свою отражательную способ-

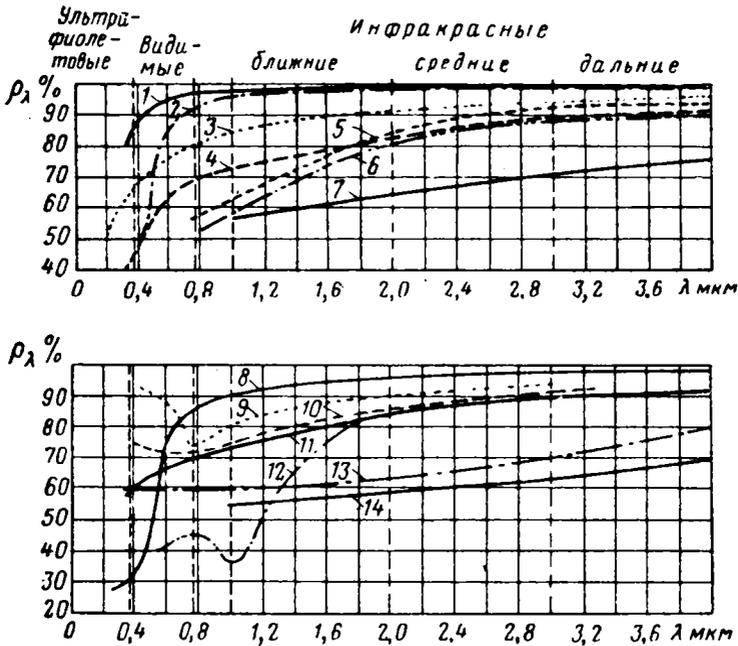


Рис. 8. 24. Спектральный коэффициент отражения металлических пленок:

1—серебро; 2—золото; 3—родий; 4—платина; 5—вольфрам; 6—молибден; 7—железо и сталь; 8—медь; 9—полированный анодным способом алюминий; 10—полированный алюминий; 11—никель; 12—цинк; 13—хром; 14—сурьма

ность. С увеличением длины волны отражательная способность всех металлов увеличивается вследствие уменьшения влияния местных дефектов поверхности. Аномалии в этом отношении свойственны алюминию в световой области излучения и цинку при  $\lambda \approx 1$  мкм.

Аномалии объясняются тем, что при анодном методе покрытия зеркальный слой промывают водой и на нем возникают окиси алюминатов и цинкатов, изменяющие условия отражения в определенных полосах длин волн излучения, где эти окислы сильно поглощают. У полированного алюминия слой окислов тоньше и отражательная способность в световой области от 0,4 к 0,8 мкм понижается меньше. Для золота и меди характерно резкое снижение отражательной способности при переходе в световую область излучения.

Это свойство золотых и медных отражающих слоев можно использовать в инфракрасных приборах самонаведения для гашения световых помех от Солнца, облаков и неба.

В длинноволновой инфракрасной области отражение от матовых зеркальных покрытий почти эквивалентно отражению от полированных поверхностей, что упрощает технологический процесс за счет снижения требований к качеству полирования поверхности. Загрязнение зеркальных поверхностей, например, пылью и жидкостями, сильно снижает их отражательную способность. Поэтому зеркала оптических систем приборов самонаведения и наведения должны надежно герметизироваться от влияния атмосферы, и особенно смесей отходящих газов двигателей ЛА. Для упрочнения поверхностей отражающих слоев напыляют прочные защитные пленки, например, из окиси кремния  $\text{SiO}_2$ , окиси магния  $\text{MgO}$ , фтористого магния  $\text{MgF}_2$  толщиной до  $0,01 \text{ мкм}$ .

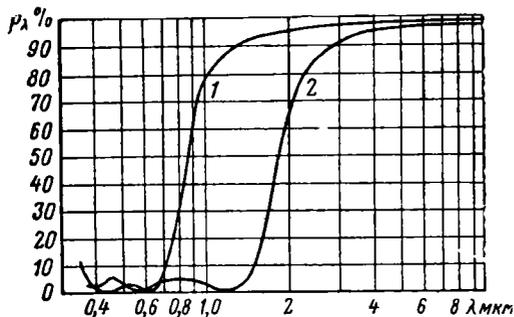


Рис. 8. 25. Спектральный коэффициент отражения «темных зеркал»: 1—Al—Ge—Si; 2—Al—SiO—Al—SiO

Разработаны совершенные многослойные фильтрующие отражательные покрытия, обеспечивающие избирательное отражение излучений в весьма узких полосах длин волн. Известны зеркальные покрытия с количеством слоев до 15—17 и шириной пропускания примерно  $0,1 \text{ мкм}$ .

Для пояснения принципа действия многослойных фильтрующих отражательных покрытий рассмотрим пример трехслойного покрытия из алюминия и диэлектрика. На стекло нанесен непрозрачный отражающий слой алюминия, покрытый слоем диэлектрика. Наружным слоем является полупрозрачная пленка алюминия. Такое фильтрующее зеркало больше всего срезает излучение длин волн, для которых оптическая толщина диэлектрического слоя между металлическими покрытиями кратна нечетному числу четвертей длины волны, т. е. равна  $(2b + 1)\lambda/4$ , где  $b$  — целые числа. В этом случае разность фаз лучей, отраженных первым и вторым металлическими слоями, максимальна, а следовательно, максимальны и потери на отражение. Максимальное отражение соответствует длинам волн, для которых оптическая толщина диэлектрической прокладки кратна половине длины волны, т. е. равна  $b(\lambda/2)$ . При этом разность фаз лучей, отраженных первым и вторым зеркалами,

минимальна и потери на отражение минимальны. Максимальная отражательная способность многослойного фильтрующего покрытия равна отражательной способности непрозрачного металлического слоя.

Для «срезания» световой и ультрафиолетовой части излучения применяют многослойные фильтрующие отражающие покрытия в виде комбинации пленок из диэлектриков, полупроводников и металла. Эти зеркала называются «темными», так как они полностью поглощают видимые лучи и поэтому кажутся темными. Простейший тип многослойного темного зеркала имеет нанесенную на стекло непрозрачную пленку алюминия, покрытую слоями германия и затем окиси кремния с минимальными удельными электрическими сопротивлениями и толщиной, примерно равной четверти длины волны. Полупроводниковая пленка германия в этом темном зеркале срезает световую и ультрафиолетовую области излучения. Вторая схема темного зеркала имеет четыре пленки. На стекло нанесен непрозрачный слой алюминия. Он покрыт пленкой окиси кремния  $\text{SiO}_2$ , а затем частично прозрачной пленкой алюминия и внешним слоем окиси кремния. График спектральных коэффициентов отражения «темных» зеркал приведен на рис. 8.25.

Расчет основных конструктивных параметров интерференционного фильтрующего зеркала в зависимости от рабочей длины волны излучения и заданного спектрального коэффициента отражения (в относительных единицах) производят по формуле

$$Q_\lambda = \frac{(1 - 377\sigma d_1)^2 + n_\lambda^2 \cos^2 \left( \frac{2\pi n_\lambda d_2}{\lambda} \right)}{(1 + 377\sigma d_1)^2 + n_\lambda^2 \cos^2 \left( \frac{2\pi n_\lambda d_2}{\lambda} \right)}, \quad (8.12)$$

где  $\sigma$  — удельная электрическая проводимость полупрозрачного слоя металла в *сим/м*;

$d_1$  — толщина полупрозрачного слоя металла в *мкм*;

$d_2$  — толщина диэлектрического слоя в *мкм*;

$n_\lambda$  — показатель преломления диэлектрического слоя при длине волны  $\lambda$ .

Из формулы (8.12) следует, что спектральный коэффициент отражения интерференционного фильтрующего зеркального покрытия в значительной степени зависит от показателя преломления  $n_\lambda$ , удельной электрической проводимости и толщины полупрозрачного слоя металла, которые нужно подбирать по заданным величинам  $\lambda$  и  $Q_\lambda$ . Отношение

$$\frac{2\pi n_\lambda d_2}{\lambda} \quad (8.13)$$

есть разность фаз электромагнитных колебаний лучистой энергии в точках падения луча на первую и вторую отражающие металлические поверхности.

Произведение  $n_\lambda d_2$  есть оптическая толщина диэлектрического слоя. Так как разность фаз для заданной длины волны излучения  $\lambda$  в пределах  $2\pi$  пропорциональна величине  $n_\lambda d_2$ , то спектральный коэффициент отражения  $\rho_\lambda$  можно увеличить подбором толщины диэлектрического слоя  $d_2$ . Для обеспечения максимума отражения на рабочей длине волны целесообразно принимать оптическую толщину диэлектрического слоя кратной половине длины волны, чтобы получить минимальную разность фаз. Для уменьшения потерь на поглощение диэлектрический слой должен быть минимально тонким.

Если конструктивная прочность и жесткость фильтра обеспечивается подложкой, то целесообразно принять минимальную толщину диэлектрического слоя

$$d_2 = \frac{\lambda}{2n_\lambda}. \quad (8.14)$$

Формула (8.12) позволяет рассчитать при выбранных параметрах зеркала спектральный коэффициент отражения  $\rho_\lambda$  и для длин волн, отличных от рабочих.

### § 8.7. ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

Применение для прозрачных в инфракрасной области оптических деталей материалов с высокими коэффициентами преломления приводит к большим потерям лучистой энергии на границах с воздухом. Для углов падения лучистой энергии на оптическую поверхность до  $45^\circ$  потери на отражение на границе воздуха и материала с показателем преломления  $n_\lambda$  с достаточно высокой точностью определяются приближенной формулой Френеля

$$\rho_\lambda \approx \left( \frac{n_\lambda - 1}{n_\lambda + 1} \right)^2.$$

График потерь лучистой энергии на отражение на границе оптического материала с воздухом представлен на рис. 8.26. Из рассмотрения графика следует, что наибольшие абсолютные потери возникают на первой по ходу лучистого потока поверхности. Для германия, показатель преломления которого равен 4, потери на первой поверхности 36%, на двух поверхностях 58%, на четырех — более 80%. Для кремния ( $n_\lambda = 3,45$ ) соответствующие цифры — 30; 52 и 71%. В этих условиях необходимо применять просветляющие покрытия.

Общепринятый метод просветления заключается в нанесении на поверхность оптической детали диэлектрической пленки толщиной в четверть длины волны. В этом случае потери на границе сред максимально уменьшаются в связи со снижением потерь на отражение вследствие интерференции, так как фаза лучистой энергии, отраженной от внешней поверхности покрытия, отличается на

$\lambda/2$  от фазы излучения, отраженного на границе между пленкой и основным материалом. Минимальные спектральные потери на отражение на границе со средой при толщине просветляющей пленки  $\lambda/4$  получаются, если показатель преломления покрытия

$$n_{пл} = \sqrt{nn_1},$$

где  $n$  — показатель преломления материала оптической детали;  
 $n_1$  — показатель преломления среды.

Для воздушной среды эта формула преобразуется к виду

$$n_{пл} = \sqrt{n}.$$

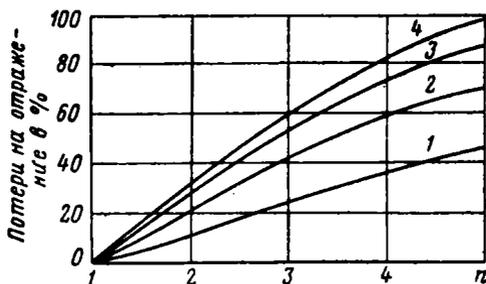


Рис. 8.26. График потерь на отражение на границе воздуха с оптическим материалом:  
 1—на одной поверхности; 2—на двух поверхностях; 3—на трех поверхностях; 4—на четырех поверхностях

Например, для просветления германия необходима пленка из материала с показателем преломления, равным  $\sqrt{4}$ . Наиболее подходящими материалами для однослойного просветления германия являются окись кремния  $\text{SiO}_2$  с показателем преломления  $n \approx 1,9$ ; сернистый, цинк  $\text{ZnS}$  с  $n \approx 2,2$ , пятиокись ниобия с  $n = 2,04$  и двуокись церия  $\text{CeO}_2$  с  $n \approx 2,2$ . Эти покрытия механически прочны и обеспечивают хорошее просветление и других полупроводниковых оптических материалов для инфракрасной области с высоким коэффициентом преломления: кремния  $\text{Si}$  с  $n \approx 3,45$ , мышьяковистого индия (арсенид индия)  $\text{InAs}$  с  $n \approx 3,2$ , сурьмянистого индия (антимонид индия)  $\text{InSb}$  с  $n \approx 3,99$ . Улучшение пропускания этих полупроводников нанесением однослойного покрытия из сернистого цинка характеризуется кривыми на рис. 8.27.

Толщины просветляющих пленок соответствуют наименьшим спектральным потерям на отражение при длине волны  $9,8 \text{ мкм}$  для  $\text{Ge}$ ,  $\text{Si}$ ,  $\text{InAs}$  и при  $10,8 \text{ мкм}$  для  $\text{InSb}$ . Именно при таких длинах волн, как следует из рассмотрения рис. 8.27, просветление дает наибольший эффект. Но наряду с этим просветление сернистым цинком увеличивает пропускание с 40—50% до 65—98% в достаточно широкой области инфракрасного излучения от 8 до

15 мкм. Окись кремния целесообразно применять для просветления в области длин волн до 8 мкм, так как при  $\lambda > 8$  мкм она сильно поглощает лучистую энергию.



Рис. 8.27. Пропускание чистых и просветленных сернистым цинком полупроводниковых оптических материалов (при нормальной температуре):

1—кремний толщиной 1,5 мм; 2—германий толщиной 1,0 мм; 3—мышьяковистый индий толщиной 0,125 мм; 4—сурьмянистый индий толщиной 0,08 мм

Если по условиям излучения вероятных целей необходимо обеспечить минимальные потери на отражение лучистой энергии на двух длинах волн, то применяется двухслойное диэлектрическое просветляющее покрытие. Показатели преломления наружного  $n_n$  и внутреннего  $n_{вн}$  слоев при одинаковой их толщине связаны с показателем преломления  $n$  основного более толстого оптического материала формулами

$$n_n \cdot n_{вн} = n,$$

$$n_n < n_{вн} < n.$$

Двухслойное диэлектрическое просветление пластины германия толщиной 0,5 мм при нормальной температуре внутренним слоем сернистого цинка ZnS и наружным слоем окиси кремния SiO<sub>2</sub> с толщинами, соответствующими минимуму потерь на отражение вследствие интерференции для длины волны  $\lambda = 3,3$  мкм, обеспечивает два максимума пропускания на длинах волн 2,3 и 5,2 мкм (рис. 8.28). Кривая 1 на этом графике характеризует изменение пропускания кремния при просветлении внутренним слоем двуокиси германия GeO<sub>2</sub> и наружным слоем фтористого магния MgF<sub>2</sub> при их толщине, соответствующей наилучшему пропусканию для излучения с  $\lambda = 2,2$  мкм.

При выборе типа просветляющих покрытий необходимо учитывать то, что кривые пропускания оптических материалов, просветленных диэлектрическими пленками, кроме главных максимумов пропускания, соответствующих основным длинам волн с минимумом отражения, имеют ряд

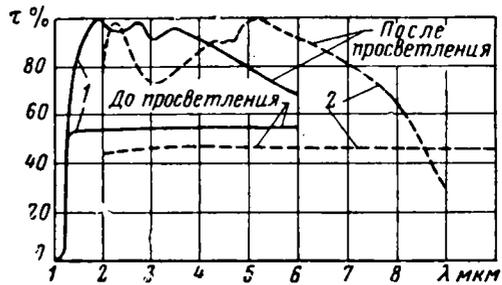


Рис. 8.28. Влияние двухслойного просветления на пропускание кремния 1 и германия 2

дополнительных, так называемых боковых минимумов отражения. В области боковых минимумов отражения пропускание может оказаться настолько значительным, что будем иметь свободное прохождение через оптическую систему посторонних лучистых потоков, создающих помехи.

Величины боковых длин волн  $\lambda_{\text{бок}}$ , соответствующих боковым минимумам отражения, определяются уравнением

$$\lambda_{\text{бок}} = \frac{4d_{\text{пл}}n_{\text{пл}}}{2b + 1}, \quad (8.15)$$

где  $d_{\text{пл}}$  — толщина просветляющей пленки, выбранная из условия равенства одной четверти длины волны основного минимума отражения;

$n_{\text{пл}}$  — показатель преломления просветляющей пленки;

$b$  — целые числа.

В многослойных диэлектрических покрытиях значения боковых длин волн многочисленны и оценку пропускания на той или иной длине волны нужно производить с учетом взаимного расположения и величин минимумов отражения во всех слоях.

## § 8.8. ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ФИЛЬТРЫ

Для уменьшения влияния лучистой энергии фона и искусственных помех оптические и оптико-электронные системы снабжаются оптическими спектральными фильтрами, ослабляющими или не пропускающими лучистую энергию на длинах волн, соответствующих спектральному излучению посторонних источников.

Посторонними источниками лучистой энергии в дневных условиях, как это следует из гл. IV, являются в первую очередь Солнце, а также атмосфера и поверхность Земли как вторичные излучатели отраженной и рассеянной солнечной энергии. Наибольшая интегральная мощность дневного излучения соответствует световому диапазону, на который приходится около 70% солнечной энергии. Поэтому днем в оптических системах приборов наведения и самонаведения в первую очередь необходимо ограничить пропускание видимого солнечного излучения. Кроме того, необходимо ослабить инфракрасное излучение ближней области до 2,5 мкм на которую приходится около 25% солнечной лучистой энергии, а также излучение длинноволновой инфракрасной области, создаваемое излучением наземных предметов, водных поверхностей, нагретых неоднородностей атмосферы и неба.

Ночью основными фонами являются Луна, звезды и отраженное в атмосфере и на поверхности Земли их излучение, а также собственная лучистая энергия нагретых облаков, наземных предметов и водных пространств. Эти фоны принадлежат к дальней инфракрасной или ультрафиолетовой области. Следовательно, ночью фильтры должны ослаблять длинноволновое и ультрафиолетовое излучение. Так как мощность фонов ночью значительно меньше,

чем днем, то наиболее важной задачей оптической фильтрации является ограничение дневного излучения.

Оптические фильтры основаны на использовании явлений спектрального поглощения, отражения, интерференции, поляризации. В зависимости от их спектральной характеристики фильтры делятся на коротковолновые, длинноволновые и полосовые (рис. 8. 29). Коротковолновые фильтры пропускают излучение с длиной волны меньше заданного предела, а длинноволновые — с длиной волны больше заданного предела. Полосовые фильтры пропускают излучение в определенной спектральной полосе. Полосовой фильтр

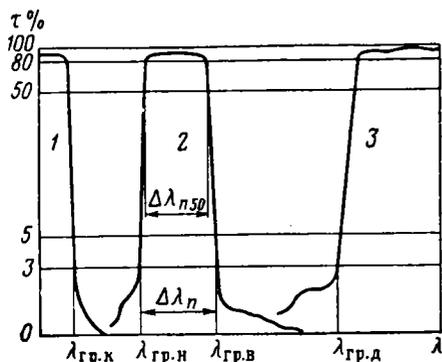


Рис. 8. 29. Кривые пропускания коротковолнового (1), полосового (2) и длинноволнового (3) фильтров:

$\lambda_{гр.н}$  и  $\lambda_{гр.в}$  — нижняя и верхняя границы пропускания полосового фильтра;  $\lambda_{гр.к}$  и  $\lambda_{гр.д}$  — границы пропускания коротковолнового и длинноволнового фильтров

Основными характеристиками полосы пропускания являются длина волны, соответствующая ее середине, и ширина полосы. Ширина полосы пропускания  $\Delta\lambda_{п}$  полосового фильтра определяется интервалом длин волн, на котором коэффициент пропускания превышает 3—5% (рис. 8. 29):

$$\Delta\lambda_{п} = \lambda_{гр.в} - \lambda_{гр.н}$$

В некоторых случаях ширину полосы пропускания фильтра характеризуют интервалом длин волн 50%-ного пропускания  $\Delta\lambda_{п.50}$ .

Фильтры оптических систем бортовых приборов наведения и самонаведения должны обладать стабильной спектральной характеристикой и не искажать ход лучистого потока с течением времени, а также в условиях воздействия, излучения, ускорений и теплового и химического влияний внутренней среды прибора. Подложка и фильтрующий слой должны быть прочными, технологичными и экономически выгодными.

Наряду с отражательными фильтрующими покрытиями зеркал, которые рассмотрены в предыдущем разделе, большое распространение в оптических системах бортовых приборов получили пропускающие, селективно поглощающие и интерференционные фильтры, схемы действия которых представлены на рис. 8.30.

Однослойные селективно поглощающие фильтры включают подложку из оптического материала, прозрачного на более широком спектральном участке, чем рабочий диапазон, и фильтрующий слой, ограничивающий величину рабочего диапазона. Более эффективны двухслойные поглощающие фильтры, в которых фильтрующие покрытия наносят на подложку с двух сторон. При одинаковых слоях действие фильтра усиливается. При различных слоях можно ввести две границы пропускания, т. е. выполнить полосовой фильтр.

В качестве границ пропускания фильтра также используют собственные границы пропускания материала подложки, если крутизна его спектральной характеристики достаточна. К таким материалам, ограничивающим пропускание коротковолновой инфракрасной и световой областей, относятся, например, германий, кремний, хлористое серебро, селенистомышьяковистое стекло, алюминат кальция. Для «срезания» излучений дальней инфракрасной области применяются плавный кварц, алюминат кальция, специальные теллуритовые, баритовые, свинцовогерманиевые, германатные, алюмонатные, фтористобериллиевые, алюмокальциевые стекла, имеющие крутой спад спектральной кривой пропускания в области длин волн 5—6 мкм.

Фтористый литий, фтористый магний, окись магния, синтетический сапфир пригодны для срезания излучений с длинами волн более 7—8 мкм, а фтористый кальций (флюорит) — более 10 мкм. Из материалов с одинаковой границей пропускания целесообразно применять для фильтров такие, у которых коэффициент преломления ниже, так как они имеют меньшие потери на отражение на поверхностях и более просто просветляются.

В ряде случаев фильтрующие пленки наносят на основные прозрачные оптические детали: обтекатели, окна, линзы и др. В этом случае для близкой и средней инфракрасной области применяются пленки из сурьмы на деталях из фтористого кальция, из окиси магния, висмута на фтористом кальции, из теллура на хлористом серебре. В средней инфракрасной области для создания полосовых фильтров эффективно используются подложки и пленки из целлофана, обладающего коэффициентом пропускания около 70% при

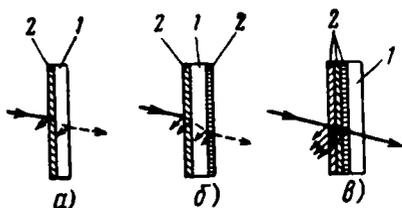


Рис. 8.30. Схемы действия однослойного (а) и двухслойного (б) поглощающих фильтров и многослойного интерференционного (в) фильтров:

1—подложки; 2—фильтрующие слои

$\lambda = 5$  мкм и имеющего сильные полосы поглощения при длинах волн 2,8—3,6; 6,1; 7—10 мкм (рис. 8.31).

Различные характеристики фильтров на основе целлофана получаются вариациями толщины подложки, а также путем нанесения дополнительных фильтрующих пленок. Например, для «срезания» излучений с длиной волны до 3,6 мкм применяются фильтры из целлофановой подложки с нанесением слоя окиси магния. Эти фильтры при длине волны 5 мкм имеют коэффициент пропускания свыше 50% без просветления и более 80% при просветлении. Для

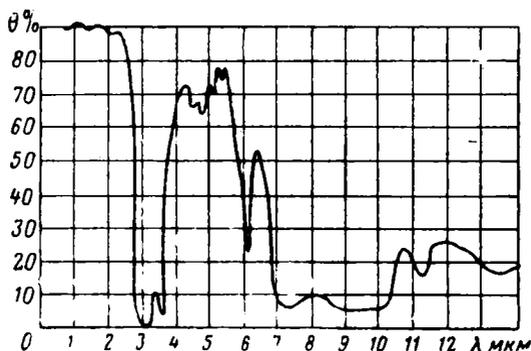


Рис. 8.31. Спектральная прозрачность целлофанового фильтра толщиной 0,3 мм

«срезания» излучений с длинами волн до 3,9 мкм широко применяются поглощающие пленки, изготовленные напылением в вакууме сернистого, теллуристого и селенистого свинца.

Для «срезания» инфракрасного излучения в узких полосах с минимумом пропускания на длине волны 3,5 мкм применяются тонкие пленки (25—45 мкм) гидрохлорида каучука или полиэтилена, а на длине волны 4,3 мкм — пленки тефлона. Тефлон пропускает при толщине 1 мм на длине волны 4,3 мкм не более 20% излучения, а на длинах волн 0,5—4,0 и 4,5—5,5 мкм не менее 85—90%. Пленка из винилового лака сильно поглощает в полосе длин волн 8—10 мкм (коэффициент пропускания менее 20% при толщине пленки 20 мкм) и хорошо пропускает излучение ближней инфракрасной области и в полосах с максимумом при длинах волн 4—5 и 13—14 мкм. В качестве подложек для пленок гидрохлорида каучука, полиэтилена, тефлона и винилового лака применяют щелочногалоидные кристаллы, пропускающие в инфракрасной области с длинами волн до 30—50 мкм, а также фтористый литий, фтористый кальций, хлористый калий, каменную соль и фтористый натрий. Эти же материалы применяются в качестве коротковолновых фильтров в длинноволновой инфракрасной области до 30—50 мкм, их верхние границы пропускания указаны в табл. 8.1 и 8.2.

Фирма Кодак выпускает серию фильтров для средней и дальней инфракрасной области на подложках из хлористого серебра с пленками из сернистого серебра или полистирола. Ввиду токсичности и коррозионного влияния хлористого серебра на металлы фильтры необходимо покрывать изоляционными пленками. Различные комбинации толщин подложек и пленок позволяют создавать фильтры этого типа серией с коротковолновой границей в диапазоне длин волн от 1 до 5 мкм с интервалом в 0,2 мкм. Необходимо отметить, что вследствие потемнения хлористого серебра под действием солнечного и искусственного света пропускание этих светофильтров ухудшается. Поэтому их необходимо защищать дополнительными пленками, «срезающими» коротковолновые оптические излучения. Фильтры из хлористого серебра «срезают» также инфракрасные излучения с длинами волн более 26 мкм. В области до 25 мкм их коэффициент пропускания равен 85—90%.

В последние годы значительные результаты получены в создании для инфракрасной области многослойных интерференционных фильтров, обладающих избирательным пропусканием. Действие таких фильтров основано на интерференции лучистой энергии при многократном внутреннем отражении в прозрачном диэлектрическом слое, покрытом полупрозрачными металлическими слоями (рис. 8.32). В основу таких фильтров положен широкоизвестный принцип действия интерферометра Фабри—Перо, в котором наименьшие потери претерпевает излучение с длиной волны, меньшей удвоенной оптической толщины диэлектрического слоя в целое число раз:

$$\lambda_{\max} = \frac{2d_2n}{b}, \quad (8.16)$$

где  $d_2n$  — оптическая толщина диэлектрического слоя;  
 $b$  — целые числа.

Минимальное пропускание интерференционного пропускающего фильтра с одним слоем диэлектрика соответствует длине волны

$$\lambda_{\min} = \frac{4d_2n}{2b + 1}, \quad (8.17)$$

при которой происходит максимальное гашение лучистой энергии при интерференции вследствие максимальной разности фаз.

Минимальный коэффициент пропускания однослойного интерференционного фильтра может быть менее 1%. Максимальный ко-

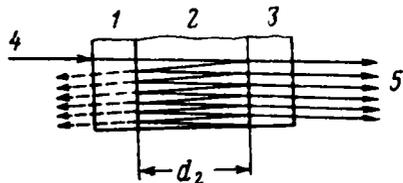


Рис. 8.32. Схема действия интерференционного пропускающего фильтра:  
 1 и 3 — полупрозрачные металлические слои;  
 2 — диэлектрический прозрачный слой; 4 — падающее излучение; 5 — прошедшее излучение

эффицент его пропускания из-за потерь в диэлектрике и при отражении на полупрозрачных зеркальных слоях не может быть выше 40—45%.

Спектральный коэффициент пропускания интерференционного фильтра с одним слоем диэлектрика и одинаковыми полупрозрачными зеркальными слоями определяется при длине волны  $\lambda$  формулой

$$\tau_{\lambda} = \frac{\tau_3}{(1 - \rho_3)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\rho_3}{(1 - \rho_3)^2} \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}}, \quad (8.18)$$

где  $\delta = \frac{4\pi d_2 n}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \delta_3$  есть разность фаз между последовательными интерферирующими лучами;

$\delta_3$  — фазовый сдвиг при отражении на зеркальном слое;

$i$  — угол падения лучистой энергии на поверхность фильтра;

$n$  — показатель преломления материала диэлектрического слоя;

$\tau_3$  — коэффициент пропускания одного полупрозрачного зеркала;

$\rho_3$  — коэффициент отражения одного полупрозрачного зеркала;

$d_2 n$  — оптическая толщина диэлектрического слоя.

Основной недостаток интерференционного фильтра с одним слоем диэлектрика заключается в том, что полосу пропускания фильтра можно уменьшить только за счет увеличения отражающей способности полупрозрачных зеркал, что неизбежно приведет к снижению пропускания. В условиях сравнительно слабого пассивного излучения целей приборов самонаведения снижать пропускание фильтра недопустимо. Этот недостаток устраняется, если полупрозрачные металлические отражающие пленки заменить несколькими слоями диэлектрических пленок. Такой интерференционный фильтр называется многослойным. Например, 15-слойный интерференционный фильтр из стеклянной подложки и слоев криолита и сернистого цинка пропускает более 80% инфракрасного излучения с длиной волны 1,6 мкм. Многослойные интерференционные фильтры дают наилучшие результаты в выделении очень узких спектральных полос с высоким отношением максимального коэффициента пропускания к минимальному.

Спектральные характеристики интерференционных пропускающих фильтров зависят от рабочей длины волны, отношения толщин пленок к длине волны, показателей преломления диэлектрических пленок и материала подложки, коэффициентов пропускания пленок, отражения на границах оптических сред. Кроме спектральной полосы максимального пропускания, у интерференционных фильтров наблюдаются боковые спектральные полосы пропускания.

В многослойных интерференционных фильтрах наиболее значительные боковые спектральные полосы можно взаимно компенсировать и получить множество мелких боковых спектральных полос с относительно малым пропусканием. Другим способом га-

шения боковых спектральных полос является применение комбинации интерференционных фильтров с полупроводниковыми. В этом случае коротковолновые боковые полосы интерференционного фильтра эффективно ослабляются собственным поглощением в полупроводнике, а длинноволновые — поглощением на свободных носителях.

Гашение боковых полос пропускания фильтра можно осуществить также, применяя комбинированный интерференционный фильтр, созданный путем соединения нескольких простых интерференционных фильтров. Для этого надо рассчитать по формуле (8.18) серию фильтров и соответствующие кривые пропускания с достаточно мелкой спектральной структурой. Ввиду большой трудоемкости расчеты производят на быстродействующих вычислительных машинах. Например, комбинированный фильтр с узкими полосами пропускания при  $\lambda=2,5$  и  $\lambda=5$  мкм можно получить из трех простых интерференционных фильтров, варьируя толщину диэлектрического слоя. Спектральные кривые пропускания таких интерференционных фильтров, созданных из слоев алюминия, родия и фтористого магния, приведены на рис. 8.33. Фильтры рассчитывались для рабочей длины волны, равной 5 мкм.

В комбинированных интерференционно-полупроводниковых фильтрах спектральная полоса пропускания может быть уменьшена до 0,1 мкм, что обеспечивает высококачественную оптическую фильтрацию излучения цели от лучистой энергии фонов, создающей помехи в работе оптико-электронных систем приборов наведения и самонаведения ЛА.

### § 8.9. ВЫБОР ПРИЕМНИКА ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ И УСЛОВИЙ ЕГО ДЕЙСТВИЯ

Принцип действия, теория, устройство и технология производства приемников лучистой энергии (ПЛЭ) достаточно подробно освещены в литературе по полупроводниковым приборам и основам инфракрасной техники.

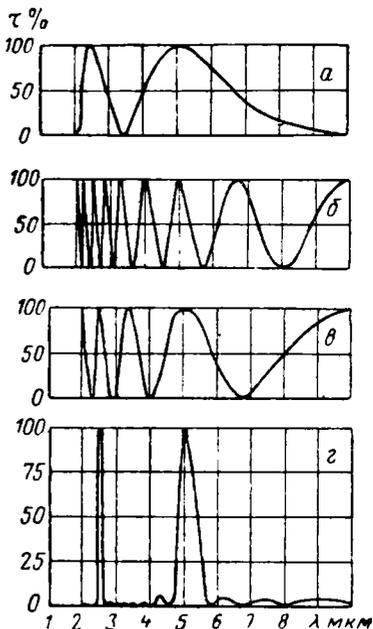


Рис. 8.33. Спектральные кривые простых (а, б, в) и комбинированного (г) интерференционных фильтров. Оптическая толщина диэлектрического слоя простых фильтров соответственно равна  $1/2\lambda$ ,  $2\lambda$  и  $\lambda$ .

$t^\circ \text{C}$  — температура абсолютно черного тела, соответствующая длине волны пикового излучения

При проектировании оптико-электронных приборов самонаведения и наведения необходимо правильно выбрать ПЛЭ и обеспечить оптимальные условия его действия в зависимости от условий работы и свойств других элементов оптико-электронной системы.

Приемники лучистой энергии характеризуются: интегральной, вольтовой, спектральной и относительной спектральной чувствительностью; пороговой чувствительностью (пороговым потоком); уровнем шумов; темновым сопротивлением; постоянной времени; частотной и энергетической характеристиками; конструктивными и эксплуатационными данными.

Интегральной чувствительностью ПЛЭ называется отношение величины, характеризующей уровень реакции приемника, к интегральному потоку излучения, вызвавшему эту реакцию. Если реакция ПЛЭ характеризуется выходным сигналом со среднеквадратичным значением напряжения  $U_{\text{вых.эф}}$ , то

$$S_{\text{и}} = \frac{U_{\text{вых.эф}}}{\Phi_{\text{э,п}}} \text{ в/вт}, \quad (8.19)$$

где  $\Phi_{\text{э,п}}$  — среднеквадратичное значение упавшего на ПЛЭ полезного суммарного лучистого потока;

$S_{\text{и}}$  — вольтовая чувствительность ПЛЭ.

Для фотосопротивлений, наиболее распространенных в приборах самонаведения снарядов класса «воздух—воздух», интегральная чувствительность выражается часто через относительное изменение его омического сопротивления  $\Delta R_{\text{п}}/R_{\text{п}}$ , являющееся реакцией на изменение энергетической освещенности  $\Delta E_{\text{э}}$  его поверхности:

$$S_{\text{R}} = \frac{\Delta R_{\text{п}}/R_{\text{п}}}{\Delta E_{\text{э}}} \text{ м}^2/\text{вт},$$

где  $S_{\text{R}}$  — интегральная омическая чувствительность ПЛЭ.

Спектральной чувствительностью ПЛЭ называется отношение величины, характеризующей уровень реакции приемника, к потоку монохроматического излучения, вызвавшему эту реакцию:

$$S_{\text{и}\lambda} = \frac{U_{\lambda}}{\Phi_{\text{э}\lambda}} \text{ в/вт}, \quad (8.20)$$

где  $U_{\lambda}$ ,  $\Phi_{\text{э}\lambda}$  — среднеквадратичные значения выходного сигнала ПЛЭ и падающего на него монохроматического потока;

$S_{\text{и}\lambda}$  — вольтовая спектральная чувствительность ПЛЭ.

Относительной спектральной чувствительностью  $S_{\lambda}$  ПЛЭ называется отношение спектральных чувствительностей при двух длинах волн. Величина  $S_{\lambda}$  соответствует длине волны  $\lambda$ . Наиболее

часто относительная спектральная чувствительность ПЛЭ определяется отношением

$$S_{\lambda} = \frac{S_{u\lambda}}{S_{u\lambda \max}},$$

где  $S_{u\lambda \max}$  — максимальная вольтовая спектральная чувствительность ПЛЭ.

Пороговой чувствительностью (пороговым потоком)  $\Phi_{\text{э.пор}}$  ПЛЭ называется минимальный лучистый поток, создающий на выходе приемника напряжение со среднеквадратичным значением  $U_{\text{вых.эф}}$ , равным среднеквадратичной величине напряжения шума  $U_{\text{ш.п}}$  или превышающим ее в заданное число раз ( $m$ ). Величина  $m$  есть коэффициент надежности ПЛЭ, назначаемый конструктором оптико-электронного прибора. При вольтовой чувствительности  $S_u$  пороговая чувствительность ПЛЭ выражается формулой

$$\Phi_{\text{э.пор}} = m \frac{U_{\text{ш.п}}}{S_u} = m \frac{U_{\text{ш.п}}}{U_{\text{вых.эф}}} \Phi_{\text{э.п}} \text{ вт.} \quad (8.21)$$

В качестве критерия оценки приемников лучистой энергии, устанавливающего величину среднеквадратичной мощности излучения, необходимой для получения среднеквадратичного значения выходного напряжения, равного среднеквадратичной величине напряжения шумов, применяется также шумовая эквивалентная мощность излучения  $\Phi_{\text{э.ш}}^*$ . При определении  $\Phi_{\text{э.ш}}^*$  используют синусоидально модулированное излучение идеального излучателя при  $T = 500^\circ \text{ К}$ . Модуляция осуществляется с несущей частотой 90, 400 или 900  $\text{гц}$  при полосе пропускания  $\Delta f = 1 \text{ гц}$ . Эталонная площадка приемника  $1 \text{ см}^2$ . Эквивалентная мощность излучения шумов определяется выражением

$$\Phi_{\text{э.ш}}^* = E_{\text{э.п}} \frac{U_{\text{ш.п}}}{U_{\text{вых.эф}}} \frac{q_{\text{п}}}{\sqrt{\Delta f}} \text{ вт/гц}^{1/2}, \quad (8.22)$$

где  $q_{\text{п}}$  — площадь чувствительной поверхности приемника;  
 $E_{\text{э.п}}$  — среднеквадратичное значение потока излучения, падающего от цели на приемник с площадью  $1 \text{ см}^2$ , т. е. ее энергетическая освещенность;

$\frac{U_{\text{ш}}}{U_{\text{вых}}}$  — отношение среднеквадратичных значений напряжений шумов и выходного сигнала в полосе частот  $\Delta f$  при предположении, что в пределах такой узкой полосы частот  $U_{\text{ш}}$  не зависит от частоты.

Так как способность к обнаружению излучения цели приемником улучшается с уменьшением эквивалентной мощности шумов, то для сравнительной оценки качества приемника более удобно пользоваться величиной, обратной  $\Phi_{\text{э.ш}}^*$ . Так как эквивалентная мощность шумов большинства ПЛЭ прямо пропорциональна корню квадратному из площади чувствительной поверхности прием-

ника, то для создания критерия оценки приемников, не зависящего от размера чувствительной площадки, введена величина

$$D^* = \frac{q_{\text{п}}^{1/2}}{\Phi_{\text{э,ш}}^*} \text{ с.м. гц}^{1/2}/\text{вт}, \quad (8.23)$$

называемая способностью ПЛЭ к обнаружению. Эта величина обозначается иногда развернуто —  $D^*(T^{\circ}\text{К}, f_1, \Delta f)$ , например  $D^*(500^{\circ}\text{К}, 900, 1)$ .

Темновым сопротивлением фотосопротивления называется омическое сопротивление его фоточувствительного слоя  $R_{\text{T}}$  без облучения. Величина  $R_{\text{T}}$  существенно зависит от температуры приемника. У разных типов ПЛЭ величина  $R_{\text{T}}$  различна и изменяется от десятков ом (сурьмянистый индий) до десятков Мом (теллуристый свинец).

Постоянной времени  $\tau_{\text{п}}$  ПЛЭ называется время с начала облучения до момента, когда выходной сигнал достигает определенной части (обычно 2/3) максимальной величины. Величина  $\tau_{\text{п}}$  характеризует быстродействие ПЛЭ. Динамичность приемника зависит от характера излучения, схемы включения, рабочей температуры чувствительного слоя. У разных типов ПЛЭ величина  $\tau_{\text{п}}$  изменяется от десятых и сотых долей мксек (GeCd; AU; InSb; фотоумножители и др.) до тысяч и десятков тысяч мксек (болометры и фотопроводники). Для определенного типа ПЛЭ постоянная времени при одинаковых условиях стабильна с точностью до 5–10%.

Частотной характеристикой ПЛЭ называется зависимость его чувствительности от частоты облучения. При экспоненциальном законе изменения выходного сигнала от облучающего потока частотные свойства ПЛЭ характеризуются следующими выражениями:

для случая синусоидальной модуляции

$$S_u = S_{u0} (1 + 4\pi^2 f^2 \tau_{\text{п}}^2)^{-1/2}; \quad (8.24)$$

для случая прямоугольной модуляции

$$S_u = S_{u0} \frac{1 - e^{-\pi f \tau_{\text{п}}}}{1 + e^{-\pi f \tau_{\text{п}}}}, \quad (8.25)$$

где  $S_u$  и  $S_{u0}$  — вольтовая чувствительность ПЛЭ при частоте облучения  $f$  и близкой к нулю.

Аналогичные зависимости справедливы также для интегральной, пороговой, спектральной чувствительности.

Для обеспечения надежной модуляции практически допустимой частотой облучения ПЛЭ  $f_{\text{max}}$  считается такая, при которой его чувствительность уменьшается не более чем в 2 раза. В этом случае

расчет по формулам (8.24) и (8.25) дает условия выбора максимально допустимой частоты облучения ПЛЭ соответственно

$$f_{\max} \tau_n < \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \approx 0,28$$

и

$$f_{\max} \tau_n < \frac{1,1}{\pi} \approx 0,32.$$

Следовательно, общим условием выбора максимально допустимой частоты модуляции может служить приближенное уравнение

$$f_{\max} \tau_n \approx 0,3. \quad (8.26)$$

Не следует применять заниженную частоту модуляции, так как это приводит к увеличению шумов и потере чувствительности. Например, упоминавшиеся выше легированный германий и сурьмянистый индий имеют повышенную чувствительность при более высокой частоте модуляции, чем сернистый свинец или болометры. Частоту модуляции в пределах, ограниченных формулой (8.26), необходимо выбирать экспериментально по измерениям чувствительности ПЛЭ к излучению заданной длины волны и мощности.

Энергетическая характеристика ПЛЭ отражает зависимость его интегральной, вольтовой или спектральной чувствительности от уровня облученности. Эта зависимость, как правило, приближенно линейна только при потоках, близких к пороговой чувствительности. С увеличением облученности чувствительность ПЛЭ резко уменьшается, а шумы относительно возрастают.

Уровень собственных шумов, как это следует из формул (8.21) — (8.23), в значительной степени определяет работоспособность ПЛЭ. Шумы ПЛЭ являются случайными выходными напряжениями типа флуктуаций и в технике обычно характеризуются среднеквадратичной величиной их амплитуды. Суммарный шум ПЛЭ есть результат сложения внешних шумов от флуктуаций излучения цели и фонов и внутренних шумов от флуктуаций собственных свойств приемника. В разных ПЛЭ удельная доля составляющих шумов различна. Внешние шумы необходимо учитывать во всех случаях. В тепловых приемниках большое влияние оказывают тепловой и фотонный шумы. В фотонных ПЛЭ, как правило, нужно учитывать токовый шум. В фотоумножителях решающее значение имеет дробовой шум. Фотонный (радиационный) шум возникает под тепловым влиянием самого приемника и окружающих деталей прибора, его влияние существенно при низкотемпературных целях. Фотонный шум можно уменьшить искусственным охлаждением приемника и окружающих деталей. Наименьшие значения шумов фотоспротивления обеспечиваются при строгом соблюдении оптимального режима приложенного напряжения.

Выбор ПЛЭ в значительной степени определяется спектральным диапазоном работы проектируемого прибора. Исходными усло-

виями определения рабочего участка спектра являются спектральный состав излучения цели и фона, а также спектральное влияние на это излучение внешней среды канала связи. При этом нужно брать ПЛЭ с максимальной чувствительностью на наиболее вероятной длине волны максимальной интенсивности излучения цели, прошедшего через атмосферу. Спектральную чувствительность ПЛЭ нужно согласовать с действием на лучистый поток фильтров

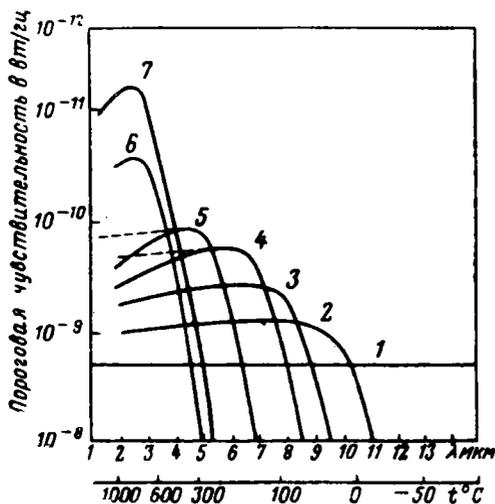


Рис. 8.34. Спектральные характеристики наиболее важных современных фотосопротивлений и термоэлемента:

1—фотосопротивления; 2—охлажденный легированный германий; 3, 4, 5—охлажденные (90° К) сурьмянистый индий, селенистый свинец и теллуристый свинец; 6, 7—неохлажденный и охлажденный (193° К) сернистый свинец

меньше размер чувствительной площадки ПЛЭ, тем меньше его шумы из-за неоднородности свойств чувствительного слоя. Ограничения в уменьшении площадки одноэлементных ПЛЭ вводятся размером кружка рассеяния оптической преобразующей системы, которому соответствует элементарное поле зрения, и необходимостью обеспечить достаточную частоту несущих колебаний при меньшей примерно на один порядок частоте управляющих колебаний. В координирующих приемниках, где управляющая модуляция прерыванием отсутствует, уменьшение чувствительной площадки элементарного ПЛЭ ограничивается размерами кружка рассеяния и технологическими трудностями.

Важной группой показателей ПЛЭ при их выборе являются конструктивные, технологические, эксплуатационные и экономические параметры: габариты, механическая прочность, химическая и тепловая устойчивость, стабильность, долговечность и надеж-

и других деталей оптической системы. Наряду с этим ПЛЭ должен обладать достаточно высокой чувствительностью в некотором спектральном диапазоне, охватывающем область интенсивного излучения большинства возможных целей.

ПЛЭ выбирают с помощью спектральных характеристик (рис. 8.34) и табличных данных ПЛЭ. Таблицы основных данных ПЛЭ приведены в приложении.

Размеры и форма чувствительной поверхности ПЛЭ должны быть согласованы с величинами мгновенного и элементарного поля зрения оптико-электронной системы и конструкцией анализатора изображения. Чем

ность действия, срок службы, условия охлаждения, технологичность и стоимость. Для обеспечения надежной работы ПЛЭ шум предварительного электронного усилителя должен быть значительно меньше его собственного шума, так как иначе чувствительность приемника не будет полностью использована.

## § 8.10. ДАЛЬНОСТЬ ДЕЙСТВИЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ

Дальность действия оптико-электронной системы  $D_{эф}$  зависит от ее технических данных, характера излучения цели и фонов, взаимного расположения прибора и цели, а также от влияния среды на проходящий от цели лучистый поток. Так как для повышения помехоустойчивости спектральный диапазон действия оптико-электронной системы ограничивается с помощью фильтров нижней  $\lambda_{гр.н}$  и верхней  $\lambda_{гр.в}$  границами пропускания, то при расчете  $D_{эф}$  необходимо использовать соответствующие спектральные энергетические величины. Реальные воздушные цели могут считаться серыми косинусными излучателями, спектральная энергетическая светность которых при температуре  $T_{ц}$  на основании закона Планка [см. формулу (2.18)] определяется выражением

$$R_{элT} = \varepsilon_{\lambda T_{ц}} C_1 \int_{\lambda_{гр.н}}^{\lambda_{гр.в}} \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T_{ц}} - 1)^{-1} d\lambda, \quad (8.27)$$

где  $\varepsilon_{\lambda T_{ц}}$  — спектральная относительная излучательная способность цели;

$C_1$  и  $C_2$  — первая и вторая константы излучения;  
 $\lambda$  — длина волны полосы пропускания.

Спектральная энергетическая светность фонов определяется подобным выражением, в котором  $\varepsilon_{\lambda T_{ф}}$  и  $T_{ф}$  — спектральная относительная излучательная способность и температура фонов.

Полезная спектральная энергетическая светность, действующая на ПЛЭ, пропорциональна разности лучистых потоков от цели и фонов. Эффективная площадь равномерного фона зависит от разности элементарного поля зрения оптико-электронной системы в пространстве предметов и площади цели  $S_{ц}$ . В случае неравномерного фона его эффективная площадь характеризуется площадью фона и цели. При наличии модулирующего диска часть площади фона перекрывается непрозрачной частью раstra. Эффективную площадь фона с учетом указанных факторов обозначим  $S_{ф}$ . Для следящих координаторов угла падения лучистого потока на входное отверстие мал и эффективная площадь оптико-электронной системы равна  $\pi d^2/4$ , где  $d$  — диаметр ее действующего отверстия.

Для цели и фонов, обладающих свойствами косинусного излучателя, энергетическая яркость определяется формулой (2.12). С учетом выражений (8.27), (2.12) и (2.15) поток излучения, про-

шедший через атмосферу во входное отверстие оптико-электронного прибора, описывается уравнением

$$\Phi_{э.вх} = \varepsilon_{\lambda T_{ц}} S_{ц} \frac{d^2}{4D^2} C_1 \int_{\lambda_{гр.н}}^{\lambda_{гр.в}} \tau_{ц} \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T_{ц}} - 1)^{-1} d\lambda, \quad (8.28)$$

где  $\tau_{ц}$  — коэффициент пропускания атмосферы в слое толщиной  $D$  между целью и прибором при длине волны  $\lambda$ . Аналогично поток излучения, прошедший через атмосферу во входное отверстие прибора от фонов в той же спектральной полосе  $\lambda_{гр.в} - \lambda_{гр.н}$ , описывается уравнением

$$\Phi_{э.ф} = \varepsilon_{\lambda T_{ф}} S_{ф} \frac{d^2}{4D^2} C_1 \int_{\lambda_{гр.н}}^{\lambda_{гр.в}} \tau_{ф} \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T_{ф}} - 1)^{-1} d\lambda, \quad (8.29)$$

где  $\tau_{ф}$  — коэффициент пропускания атмосферы в слое от фонов до прибора при длине волны  $\lambda$ .

Часто спектральная полоса действия оптико-электронного прибора самонаведения достаточно узка, чтобы коэффициенты пропускания атмосферы  $\tau_{ц}$  и  $\tau_{ф}$  можно было считать постоянными. Тогда эти коэффициенты можно вынести из-под интеграла.

Полезный лучистый поток, падающий на входное отверстие прибора от цели при наличии фонов, равен

$$\Delta\Phi_{э.вх} = \Phi_{э.вх} - \Phi_{э.ф}. \quad (8.30)$$

Полезный поток лучистой энергии, действующий на ПЛЭ в оптико-электронной системе с к. п. д.  $\eta_{о.э.}$ , учитывающим потери лучистой энергии рабочего спектрального диапазона в оптической системе, включая анализатор изображения (см. § 9.9), выражается формулой

$$\Delta\Phi_{э.п} = \eta_{о.э.} \Delta\Phi_{э.вх}. \quad (8.31)$$

Решая вместе уравнения (8.28) — (8.31), найдем для расчета эффективной дальности действия ПЛЭ с пороговой чувствительностью  $\Phi_{э.пор}$  формулу

$$D_{эф} = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{\eta_{о.э.} C_1}{\Phi_{э.пор}} \left[ \varepsilon_{\lambda T_{ц}} S_{ц} \int_{\lambda_{гр.н}}^{\lambda_{гр.в}} \tau_{ц} \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T_{ц}} - 1)^{-1} d\lambda - \varepsilon_{\lambda T_{ф}} S_{ф} \int_{\lambda_{гр.н}}^{\lambda_{гр.в}} \tau_{ф} \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T_{ф}} - 1)^{-1} d\lambda \right]}. \quad (8.32)$$

Если ПЛЭ действует под влиянием суммарного лучистого потока и ( $\lambda_{гр.в} - \lambda_{гр.н}$ ) охватывает весь оптический диапазон длин волн, то уравнение Планка (2.18) можно приближенно заменить урав-

нением Стефана—Больцмана (2.6). Формула (8.32) тогда приводится к более простому выражению

$$D_{\text{эф}} \approx \frac{d}{2} \sqrt{\frac{\eta_{0, \text{э}} \sigma}{\Phi_{\text{э, пор}}} (\varepsilon_{\lambda T_{\text{ц}}} S_{\text{ц}} \tau_{\text{ц}} T_{\text{ц}}^4 - \varepsilon_{\lambda T_{\text{ф}}} S_{\text{ф}} \tau_{\text{ф}} T_{\text{ф}}^4)}, \quad (8.33)$$

которое можно применять также для предварительных приближенных расчетов и при ограниченном спектральном диапазоне действия оптико-электронного прибора ( $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана).

Величина эффективной дальности может быть рассчитана также на основании использования величины способности ПЛЭ к обнаружению  $D^*$  по приближенной формуле

$$D_{\text{эф}} = 0,31 \sqrt{\eta_{0, \text{э}} D^* I_{\text{элц}} \frac{d}{\Delta \varepsilon_{\text{р}}} \cdot \frac{U_{\text{ш, п}}}{U_{\text{вых.эф}}} \sqrt{\frac{t_{\text{пр}}}{m_{\text{п}}}}}, \quad (8.34)$$

которая записана на основе принятых нами обозначений:

$I_{\text{элц}}$  — спектральная энергетическая сила излучения цели в рабочем диапазоне длин волн прибора в *вт/стер*;

$D^*$  — способность ПЛЭ к обнаружению в *см · гц<sup>1/2</sup> вт<sup>-1</sup>*, численные значения которой даны в табл. 1 приложения;

$\Delta \varepsilon_{\text{р}}$  — угловая разрешающая способность оптической системы в *рад*;

$t_{\text{пр}}$  — время просмотра поля зрения оптической системы в *сек*;

$m_{\text{п}}$  — число чувствительных элементов ПЛЭ;

$d$  — диаметр входного отверстия оптической системы;

$\frac{U_{\text{вых.эф}}}{U_{\text{ш, п}}}$  — необходимое отношение среднеквадратичных величин полезного выходного напряжения к напряжению шума.

В формулу включен коэффициент полезного действия оптико-электронной системы  $\eta_{0, \text{э}}$  вместо интегрального коэффициента прозрачности оптической системы. Это, по нашему мнению, повышает точность расчетов, так как позволяет учесть потери лучистой энергии рабочего спектрального диапазона, а также потери на модуляцию.

## § 8.11. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИЦЕЛОВ ВОЗДУШНОЙ СТРЕЛЬБЫ

Впервые оптические прицелы воздушной стрельбы были применены в период первой мировой войны 1914—1918 гг. и имели телескопические или коллиматорные визиры. Первый в мире коллиматорный прицел РУР (рис. 8.35) разработали в 1917 г. русские конструкторы Рубинский, Ушаков, Раковский. Эта принципиально новая коллиматорная оптическая система была высоко оценена Н. Е. Жуковским. В последующие годы в прицелах воздушной стрельбы (ПВС) применялись как коллиматорные, так и телескопические визиры. Попытки применять визиры с увеличением больше единицы не дали положительных результатов из-за неудобств

одновременного наблюдения за целью одним глазом через визир, а другим — непосредственно при разном увеличении. Благодаря практической неограниченности поля наблюдаемого пространства, что важно в условиях быстротечного воздушного боя, простоте устройства и малогабаритности наибольшее распространение в современных ПВС получили коллиматорные оптические системы.

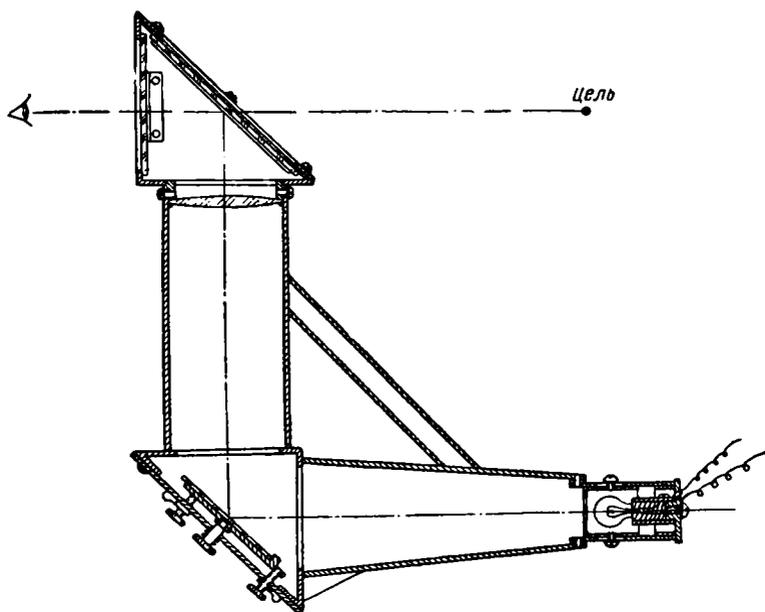


Рис. 8.35. Коллиматорный прицел РУР

В СССР в 1940 г. П. В. Пахомов применил коллиматорный визир в первом отечественном оптико-гироскопическом прицеле. За рубежом в 1939—1945 гг. коллиматорные визиры были применены в оптико-гироскопических прицелах EZ-40, EZ-42, K-14 и в прицельных постах самолетов В-29. Коллиматорные визиры выполняются с линзовыми или зеркальными объективами.

Визир из двух параллельных оптических систем с линзовыми объективами (рис. 8.36) применен в английском прицеле К-14. В 1946 г. под руководством В. А. Белицына в МВТУ им. Баумана была рассчитана и исследована такая же оптическая система, которая в дальнейшем использована в ряде отечественных оптико-гироскопических прицелов. При этом двойная оптическая система заменена одинарной, что позволило уменьшить габариты прицела.

Оптимальной для оптико-гироскопических прицелов с трехступенным отклоняющимся гироскопом (см. § 10.1) является оптическая система (рис. 8.37), в которой нижнее полупрозрачное зеркало наклонено к оси объектива под углом  $45^\circ$ . В такой схеме

ошибки в построении угла упреждения из-за непостоянства передаточного отношения оптической системы имеют наименьшие значения. Передаточное отношение оптической системы прицела, называемое коэффициентом демпфирования визирного луча (см. § 10.1), определяется формулой

$$k_d = \frac{\psi_r}{\psi} = \frac{f}{2l},$$

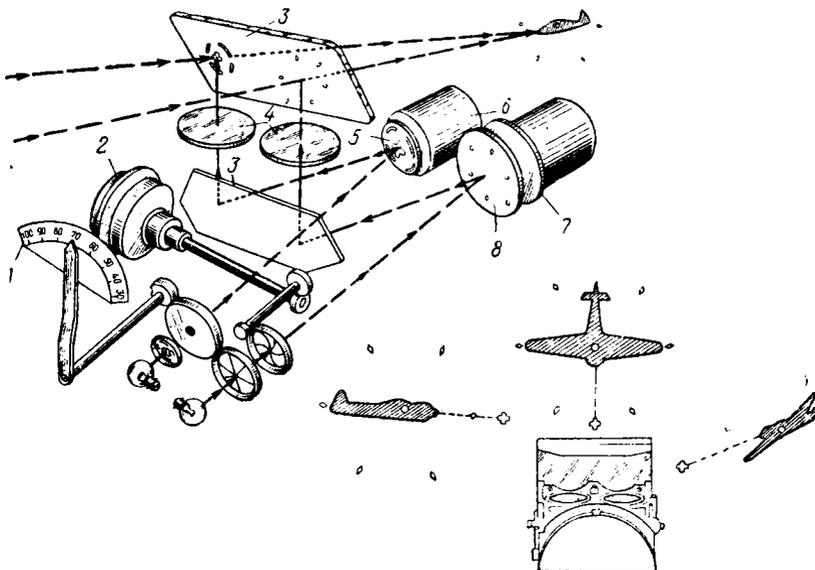


Рис. 8.36. Оптико-гироскопический авиационный стрелковый прицел с двойной оптической коллиматорной системой и схема прицеливания:

1—шкала базы, 2—барaban дальности; 3—отражатель; 4—объектив; 5—неподвижное зеркало; 6—мотор гироскопа; 7—гироскоп; 8—вращающееся зеркало

где  $\psi$  и  $\psi_r$  — угол упреждения и угол поворота зеркала гироскопа;  
 $f$  — фокусное расстояние объектива;  
 $l$  — осевое расстояние от фокальной плоскости до отражающей поверхности зеркала гироскопа.

Зеркало гироскопа поворачивается вокруг центра подвеса гироскопа  $O_r$ . При этом расстояние  $l$ , а следовательно, и передаточное отношение  $k_d$  в схеме рис. 8.36 изменяются. Кроме того, при повороте гироскопа вокруг оси  $y_r$  здесь возникает дополнительное изменение  $k_d$ , вызываемое вертикальную оптическую ошибку в построении  $\psi$ . Это происходит вследствие нелинейности изменения по углу  $\psi_r$  углов падения и отражения лучей на зеркале. В оптической системе, представленной на рис. 8.37, вертикальная оптическая ошибка не возникает, так как угол падения осевого луча от сетки на зеркало всегда равен углу поворота гироскопа.

При прохождении через плоско-параллельное полупрозрачное нижнее зеркало гомоцентрического пучка лучей возникает астигматическая aberrация. Для исключения астигматизма, разрешаемого глазом человека, в оптических системах с фокусным расстоянием объектива порядка 200 мм необходимо применять пластину нижнего зеркала толщиной не более 0,3 мм. При такой толщине пластина не удовлетворяет требованиям по прочности. Если среднеквадратичное значение технического рассеивания оружия равно,

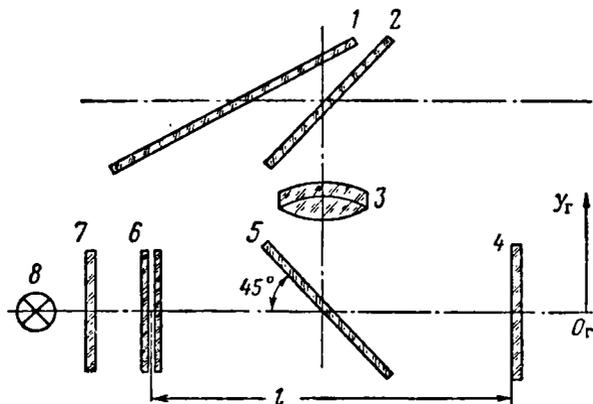


Рис. 8.37. Оптическая коллиматорная система:

1—светофильтр; 2—полупрозрачный отражатель; 3—объектив;  
4—зеркало гироскопа; 5—полупрозрачное зеркало; 6—сеточный механизм; 7—матовое стекло; 8—лампа

например, 8—9 мрад, то без существенного влияния на среднеквадратичную величину суммарного рассеивания (увеличение  $\leq 10\%$ ) можно принять угловой размер центральной прицельной марки 1,5—1,7 мрад. В этих условиях толщину пластины зеркала можно увеличить до значения, достаточного по условиям прочности ( $\sim 0,1$  светового размера пластины).

Пучок лучей, идущих от зеркала гироскопа, отражается на двух поверхностях нижнего зеркала. Это создает двоение изображения. Для уменьшения помех от двоения изображения необходимо выбирать степень пропускания пластины так, чтобы основное изображение прицельных марок было наиболее контрастным по отношению ко вторичному изображению. Расчеты показывают, что наилучшая контрастность обеспечивается при зеркальном покрытии примерно с 50%-ным пропусканием на поверхности пластины, обращенной к зеркалу гироскопа. Зеркальное покрытие должно обладать высокой отражательной способностью в световом диапазоне излучения. При зеркальном покрытии с 96%-ным отражением и 50%-ным пропусканием отраженная в объектив световая энергия составляет в полезном потоке свыше 23%, а во вторичном — не более 0,5% от светового потока, идущего на полупрозрачный слой

от светящейся сетки. При коэффициенте пропускания 45 и 55% мощность основного потока снижается уже до 22%, а вторичный поток остается практически таким же, как при 50%-ном пропускании. При нанесении зеркального слоя на поверхность, обращенную к сетке, мощность вторичного потока в сторону объектива возрастает в 4—5 раз, а полезный поток снижается. Это наглядно иллюстрируется схемой рис. 8.38.

Коллиматорные визиры с зеркальным объективом применены в прицельных постах системы дистанционного управления турельными орудийными и пулеметными установками бомбардировщиков

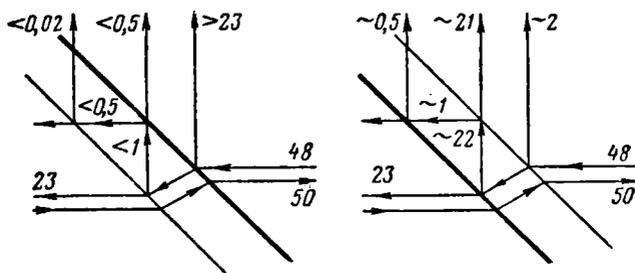


Рис. 8.38. Схемы действия полупрозрачных зеркал. Зеркальные покрытия с 50%-ным пропусканием указаны толстой линией

типа «летающая крепость». Визир установлен в качалке прицельного поста между двумя гироблоками (рис. 8.39).

Оптическая схема визиера (рис. 8.40) включает зеркальный объектив с внутренним отражением 1, отражатель 2, защитное стекло 3, зеркало 4, сеточный механизм 5, матовое стекло 6, лампу 7 и поворотные светофильтры 8. Коллиматорный визир прицельных постов для освобождения поля обзора оператора выполнен с тупым углом излома оптической оси. Это частное решение не является обязательным. Коллиматор можно выполнять с любым углом излома оптической оси, а также без ее излома. Применение зеркального объектива позволяет в тех же габаритах создать более длиннофокусную систему с меньшим относительным отверстием, а следовательно, и с меньшими aberrациями (см. формулы aberrаций в § 8.4). Основным недостатком зеркальной схемы является необходимость установки в пространстве обзора оператора непрозрачных деталей крепления зеркала, что ухудшает обзор. Остальные свойства линзового и зеркального коллиматорных визиров аналогичны.

Для обеспечения ночного наблюдения цели параллельно коллиматорным визирам в ПВС устанавливают инфракрасные оптические визуальные системы с электронно-оптическим преобразователем (ЭОП), совмещая их поля зрения с помощью дополнительной оптической системы — элемента сопряжения. Это позволяет при ночном наблюдении видеть прицельные марки коллиматорного

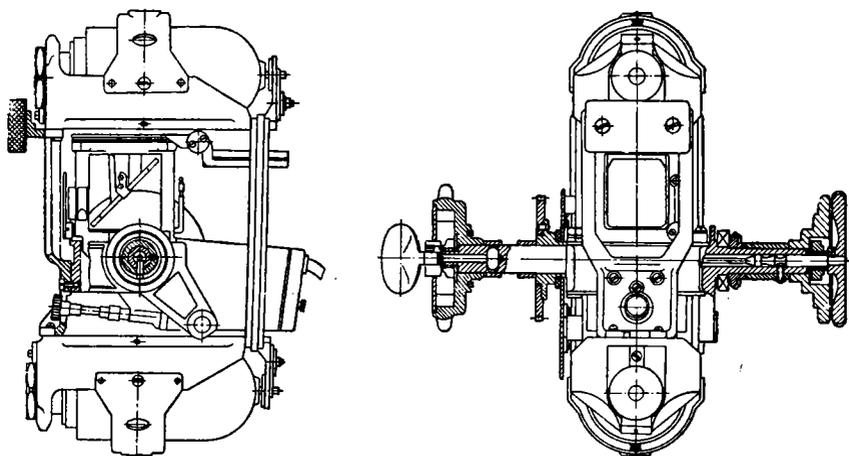


Рис. 8.39. Качалка прицельного поста с коллиматорным визиром и двумя гиблоками

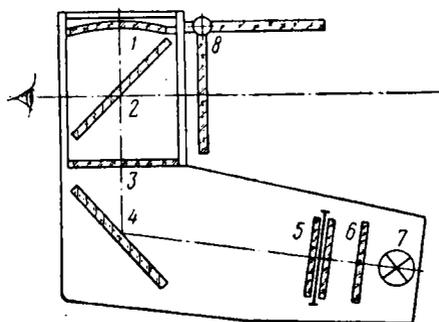


Рис. 8.40. Оптическая схема коллиматорного визира ПВС с зеркальным объективом:

1—объектив; 2—отражатель; 3—защитное стекло; 4—зеркало; 5—сеточный механизм; 6—матовое стекло; 7—лампа; 8—светофильтр

прицела и использовать его оптико-гироскопический построитель упреждения, внешнебазный дальномер и электрическую схему. Увеличение инфракрасного и коллиматорного визиров одинаково и равно единице. Оптический элемент сопряжения может быть выполнен в виде тонкой линзово-призмной телескопической оптической системы с изломанной осью или с помощью волоконной оптики. Увеличение элемента сопряжения равно единице. Поля зрения инфракрасного визира и элемента сопряжения должны обеспечивать наблюдение светящейся сетки ПВС при любых углах упреждения.

Разрешающая способность инфракрасного визира вместе с элементом сопряжения должна максимально приближаться к разрешающей способности коллиматорного визира. Разрешающая способность распространенных инфракрасных визуальных приборов с кислородно-цезиевым ЭОП достаточно высока и равна примерно 1 *мрад*, а их чувствительность в ближней инфракрасной области приближается к чувствительности глаза в видимой области излучения. Поэтому указанное выше условие по разрешающей способности при соответствующей конструкции оптического элемента сопряжения может быть удовлетворено. ЭОП не рассматриваются, так как им посвящена специальная литература.

В современных сверхзвуковых самолетах переднее бронестекло кабины летчика наклонено к продольной связанной оси самолета под углом не более 25—30°. В целях обеспечения свободного пространства для катапультирования летчика вместе с сиденьем он удален от ПВС так, что расстояние его глаза от отражателя коллиматорного визира равно 400—500 *мм* (удаление выходного зрачка коллиматорного прицела). Удаление выходного зрачка инфракрасного визира обычно равно 30—100 *мм*. Поэтому его устанавливают правее и сзади ПВС. В этом случае общая длина инфракрасного визира и элемента сопряжения должна быть равна разности удалений выходных зрачков ПВС и инфракрасного визира. В некоторых конструкциях инфракрасный визир устанавливают на поворотном кронштейне и в рабочем положении его оптическая ось совмещена с нулевой линией визирования ПВС. Днем он отводится в сторону. В этом случае исключается оптический элемент сопряжения, но подвижное крепление не обеспечивает необходимой точности совмещения оптических осей инфракрасного визира и ПВС.

Устанавливать инфракрасный визир на оси оптического ПВС в случае дополнения последнего оптическим коллиматорным визиром радиолокационного дальномера (РД) нецелесообразно. Коллиматор РД, устанавливаемый совместно с коллиматором оптического ПВС, вводит в поле зрения изображение светящейся прицельной марки, размер которой соответствует видимому угловому размеру цели при измеренной дальности. Схема компоновки оптико-гироскопического ПВС с инфракрасным и радиолокационным визирами в кабине самолета приведена на рис. 8.41.

При установке на сверхзвуковых самолетах прицельных постов для дистанционного управления поворотными стрелково-пушечными установками или оптическим координатором ТГС реактивного снаряда класса «воздух—воздух» в процессе поиска и захвата цели перед стартом целесообразно применять перископические визиры, создающие минимальное аэродинамическое сопротивление (рис. 8.42). За пределы обшивки самолета выступает головная часть визира 1, закрытая прозрачным колпаком пирамидальной или сферической формы. Оптическая система построена

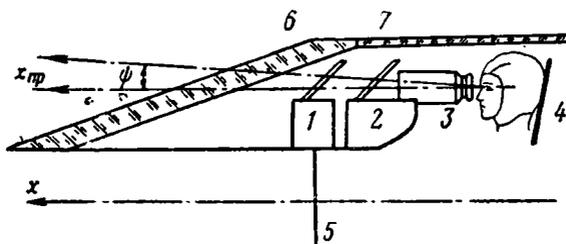


Рис. 8.41. Схема компоновки оптико-гироскопического ПВС с инфракрасным и радиолокационным визирами в кабине самолета:

1—радиолокационный визир; 2—ПВС; 3—инфракрасный визир; 4—подголовник сиденья; 5—приборная доска; 6—бровестекло; 7—прозрачный элемент фонаря;  $x$  и  $x_{пр}$ —продольные оси самолета и прицела;  $\psi$ —угол упреждения

по общеизвестной панорамной схеме с вращающейся компенсационной призмой между линзами оборачивающей системы. Направление визирования изменяется поворотом призмы-куб вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. Пространство обзора является частью сферы, ограниченной корпусом самолета. Светящиеся прицельные марки от оптико-гироскопического построителя упреждения 2 вводятся в поле зрения с помощью проекционной линзы 3 и плоско-параллельной полупрозрачной пластины 4. Изображение пространства предметов и прицельных марок может рассматриваться глазом оператора непосредственно через окуляр 5 или дистанционно с помощью видикона 6 и телеканала. В последнем случае телеэкран 7 и рукоятки 8 дистанционного управления оружием можно устанавливать в любом месте самолета.

Сеточные механизмы современных ПВС предназначены для создания в поле зрения изображения центральной прицельной марки и построения дальномерного кольца, диаметр  $b_D$  которого (рис. 8.43) выражается формулой

$$b_D = \frac{fB \cos q}{D}, \quad (8.35)$$

где  $f$ —фокусное расстояние объектива;  
 $D$ —дальность цели;

$B$  — база (размер) цели;  
 $q$  — курсовой угол цели.

Так как в условиях воздушного боя невозможно измерить величину  $q$  со среднеквадратичной ошибкой менее  $3-8^\circ$ , на практике  $q$  заменяют средним значением  $q_{\text{ср}}$ , соответствующим наиболее вероятной величине. Для ПВС современных самолетов-истребителей, атакующих цель, как правило, под малыми ракурсами до  $0,5$  величина  $q_{\text{ср}} \approx 15^\circ$ . Тогда формула (8.35) приводится к виду

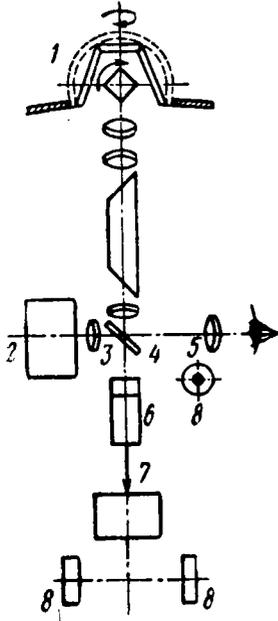


Рис. 8.42. Перископическая оптическая схема ПВС для сверхзвуковых самолетов:

1—головная часть визира;  
 2—построитель упреждения;  
 3—проекционная линза; 4—пластина; 5—окуляр; 6—видикон; 7—телеэкран; 8—рукоятки

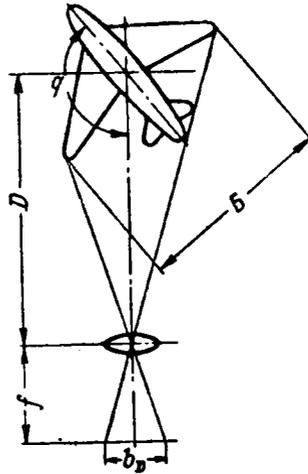


Рис. 8.43. Схема измерения дальности внешнебазным дальномером

$$b_D = \frac{fB \cos q_{\text{ср}}}{D}, \quad (8.36)$$

где в правой части только две переменные: определяемая по типу самолета — цели его база  $B$  и измеряемая дальность цели  $D$ .

Формула (8.36) решается в логарифмическом масштабе, что позволяет заменить умножение и деление сложением и вычитанием в соответствии с уравнением

$$\ln b_D = \ln B - \ln D + C_D,$$

где постоянная величина

$$C_D = \ln f + \ln \cos q_{\text{ср}}.$$

В простейшем логарифмическом сеточном механизме имеются растры с одинаковым количеством прозрачных радиальных и

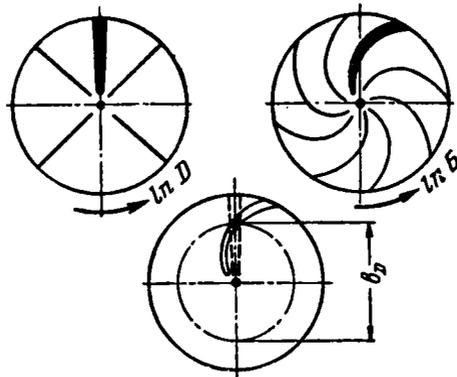


Рис. 8.44. Растры простейшего логарифмического сеточного механизма

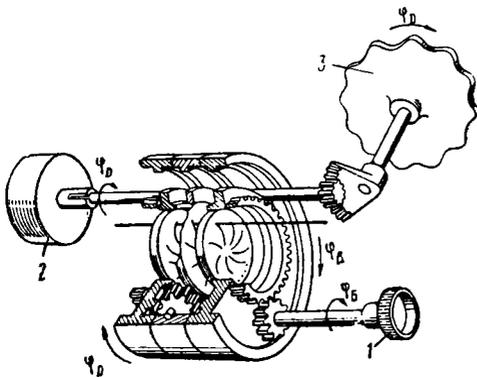


Рис. 8.45. Трехрастровый логарифмический сеточный механизм:

1—рукоятка баз; 2—потенциометр; 3—рукоятка дальности

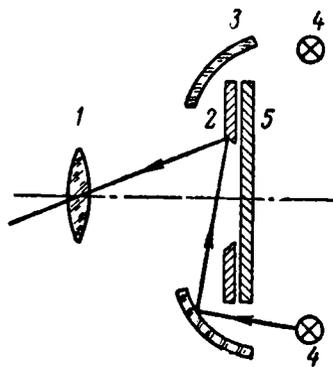


Рис. 8.46. Схема построения светящегося кольца с помощью ирисовой диафрагмы:

1—объектив; 2—диафрагма; 3—рефлектор; 4—лампа; 5—шторка

логарифмических линий (рис. 8.44). При наложении растров образуется прозрачное «точечное» кольцо, диаметр  $b_D$  которого изменяется в зависимости от углов поворота растров. На поворот растров вводятся величины  $\ln B$  и  $\ln D$ . «Точки» кольца имеют ромбическую форму. Ширина прозрачных линий делается переменной. В центральной зоне размеры ромбиков примерно одинаковы с размерами центральной марки. При измерении дальности цель обрамляется кольцом, как это показано на рис. 8.36. Если край цели попадает между «точками» кольца, то точность измерения уменьшается. Увеличение числа «точек» кольца в двухсеточном механизме приводит к уменьшению углового масштаба дальности и базы цели, а следовательно, к потере точности дальномера. Практически применяются двухрастровые сеточные механизмы с числом «точек» 6—8.

Для построения колец с большим числом точек применяется трехрастровый логарифмический сеточный механизм, в котором лишние точки пересечения прозрачных линий первого и второго растров перекрываются третьим растром (рис. 8.45). Чтобы обеспечить перекрытие лишних точек, отношение показателей степени в уравнениях логарифмических спиралей двух растров должно быть отрицательным простым дробным числом, а скорость их вращения — одинаковой. Последнее обеспечивается применением зубчатого дифференциала с сателлитной шестерней, ось которой закреплена на оправе растра дальности с радиальными прозрачными линиями. Растр дальности делается из тонкой фольги, чтобы максимально приблизить к фокальной плоскости объектива логарифмические растры, которые выполняются из фольги или на стекле. Прозрачные растры из фольги производятся травлением.

Наибольшие удобства при обрамлении цели достигаются при сплошных дальномерных кольцах, которые можно получить в результате дополнительного быстрого вращения рассмотренных сеточных механизмов, а также применяя для построения светящегося кольца переменного размера ирисовую диафрагму с заполированной фаской или коническое зеркало.

Схема построения светящегося кольца переменного размера с помощью ирисовой диафрагмы приведена на рис. 8.46. В фокальной плоскости объектива 1 установлена ирисовая диафрагма 2 с тонкой полированной фаской. Фаска освещается с помощью торического рефлектора 3 кольцевым осветителем из нескольких ламп 4. Нерабочие поверхности диафрагмы и шторки 5 покрыты черной рассеивающей краской. На темном рассеивающем фоне кольцевая фаска видна в виде светящегося кольца.

#### **§ 8.12. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ПРИБОРОВ В СИСТЕМАХ НАВЕДЕНИЯ И САМОНАВЕДЕНИЯ ЛА**

Качество приборов наведения и самонаведения ЛА в значительной степени определяется надежностью и точностью канала связи.

Чем короче длина волны электромагнитных колебаний канала связи, тем выше точность его действия.

Радиотехнические средства связи всегда развивались от малых частот к большим. При этом рабочие длины радиоволн сократились от километров до сантиметров. Попытки создать более коротковолновый генератор в диапазоне радиочастот встретились с непреодолимыми трудностями. Объемные радиотехнические резонаторы должны иметь размеры порядка излучаемой длины волны. Создание высокоточных объемных резонаторов с габаритами около миллиметра связано со значительными технологическими затруднениями, так как при изготовлении требуется микронная точность, что трудно осуществить в серийном производстве. Предельные частоты радиоламп ограничиваются и тем, что их малые габариты вступают в противоречие с потребностью в высоких плотностях тока.

Большие трудности в миллиметровом диапазоне встречаются из-за большого затухания радиоволн и паразитного излучения с изгибов, опор и других неоднородностей во внутренней полости волновода. Субмиллиметровые волны с длиной волны меньше миллиметра поглощаются в атмосфере настолько сильно, что они неприменимы в системах наведения на большие дальности. При дальнейшем повышении частот атмосфера пропускает электромагнитные волны значительно лучше, но это уже частоты оптического диапазона с длинами волн 39—40 и менее 15 *мкм*. Наилучшую прозрачность, как это следует из гл. III, имеют диапазоны 8—13,5; 4,3—5; 3—4; 2—2,26; 1,5—1,9; 0,4—1,3 *мкм*. Эти длины волн соответствуют частотам  $10^{13}$ — $10^{15}$  *гц*. Практически освоенные радиоволны имеют частоты  $10^4$ — $10^{10}$  *гц*.

Минимальный разрешаемый прибором угловой размер выражается формулой (1.6):

$$\Delta \varepsilon_p \approx \frac{\lambda}{d} k_{\text{дифр}},$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения;

$k_{\text{дифр}}$  — коэффициент, учитывающий дифракцию;

$d$  — диаметр эффективного входного отверстия приемного устройства, например радиантенны или объектива оптической системы.

Так как при тех же габаритах приемного устройства минимальное разрешаемое расстояние системы визирования приблизительно прямо пропорционально длине волны, то точность оптических систем в 1000—10 000 раз выше наилучших радиосистем. Следовательно, перспективные пути развития локации и связи лежат в области более коротковолновых излучений, т. е. в области оптики.

В области оптики наиболее эффективными генераторами излучений оказались оптические квантовые приборы, в которых генераторами являются микрочастицы вещества, обладающие свойствами индуцированного возбуждения.

## Принцип действия оптических квантовых генераторов

Микрочастицы вещества обладают энергией, соответствующей определенным энергетическим уровням, зависящим от состояния вещества. Если микрочастица излучает энергию, то она понижает свой энергетический уровень. Если микрочастица поглощает энергию, то она переходит на более высокий энергетический уровень (рис. 8.47).

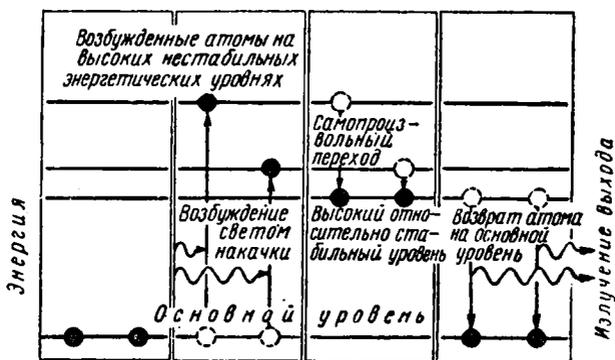


Рис. 8.47. Схема энергетических уровней микрочастиц оптически активного вещества

Если микрочастицу (атом, ион и др.) оптически активного вещества, находящуюся на основном для данного состояния вещества энергетическом уровне, облучить при определенных условиях внешним источником электромагнитной энергии, то она поглотит дополнительную энергию, возбудится и перейдет на более высокий нестабильный энергетический уровень. Возбужденная микрочастица самопроизвольно практически мгновенно (примерно через сто миллионную долю секунды) перейдет с нестабильного высокого уровня на более низкий энергетический уровень, излучив при переходе избыточную энергию в виде электромагнитной радиации определенной длины волны. Длина волны излучения возбужденных микрочастиц зависит от их энергии и от условий возбуждения.

Излучение может быть двух видов: когерентное, т. е. согласованное, или некогерентное, т. е. хаотическое. Примером некогерентного излучателя является нагретое тело, микрочастицы которого испускают лучистую энергию порциями с разной длиной волны и несогласованно во времени и направлении. Одинаковые микрочастицы некоторых оптических активных веществ обладают одинаковым свойством переходить под влиянием внешнего возбудителя в возбужденное состояние и «жить» на высоком относительно стабильном (метастабильном) уровне в тысячи и десятки тысяч раз дольше (от одной сто миллионной секунды до нескольких се-

кунд), чем на нестабильных высоких уровнях. Это свойство микро-частиц позволяет накопить на высоком относительно стабильном уровне большое количество возбужденных микрочастиц, т. е. создать в веществе большой потенциальный запас энергии. Облучив возбужденные микрочастицы квантами излучения соответствующей частоты  $\nu$ , можно практически мгновенно вернуть все микро-частицы на основной уровень и когерентно излучить громадную мощность  $n_2 h\nu = E_1 - E_0$  в виде «лавины» видимого или инфракрасного излучения со строго постоянной частотой

$$\nu = \frac{E_1 - E_0}{h},$$

где  $n_2$  — число возбужденных микрочастиц;

$h = (6,62517 \pm 0,00023) 10^{-34}$  дж·сек — квантовая постоянная Планка;

$E_0$  и  $E_1$  — энергия микрочастицы в дж на основном и высоком энергетическом уровнях.

Искусственно созданное когерентное излучение называется индуцированным. Впервые на возможность индуцированного излучения указано В. А. Фабрикантом в 1940 г. при спектральных исследованиях газового разряда. В 1953—1955 гг. Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым предложен новый принцип и основана теория генерации и усиления излучения в квантовых приборах на базе индуцированного когерентного излучения, созданного вспомогательным излучением — «подкачкой». На базе этого принципа в 1957—1958 гг. Н. Г. Басов, Б. М. Вул, Ю. М. Попов, А. М. Прохоров в СССР и Ч. Таунс и А. Шавлов в США создали первые генераторы и усилители сантиметрового и дециметрового диапазона, а в 1960 г. Т. Майман в США сконструировал квантовый генератор оптического диапазона. Работы Н. Г. Басова и А. М. Прохорова всемирно признаны основополагающими в области создания новой науки — квантовой электроники и удостоены в 1959 г. Ленинской премии, а в 1964 г. — Нобелевской премии по физике одновременно с работами Ч. Таунса, проводившего исследования в этой области в США по некоторым вопросам независимо от работ советских ученых. Это открытие оказывает революционизирующее влияние на развитие многих отраслей науки, техники и культуры, так как в ряде проблем применение оптических квантовых генераторов (ОКГ) приводит к качественно новым научным и техническим достижениям.

Генерирование и усиление света индуцированным излучением возможно, если число возбужденных микрочастиц на верхнем энергетическом уровне значительно больше, чем число невозбужденных микрочастиц на нижнем энергетическом уровне, так как последние всегда поглощают энергию внешнего излучения. Число возбужденных частиц увеличивается объемным оптическим резона-

тором, в котором лучистая энергия, многократно отражаясь от зеркал, проходит в оптически активной среде большой путь и возбуждает много атомов.

Примером является устройство с кристаллом рубина, в котором 0,05% атомов алюминия замещено ионами хрома. Кристалл имеет форму стержня диаметром несколько миллиметров. Длина стержня в 8—12 раз больше его диаметра. Торцы стержня представляют собой полированные плоские зеркала, перпендикулярные оптической оси кристалла и параллельные друг другу. Отражающий слой — серебряный или многослойный полупроводниковый. Во втором случае можно достигнуть более высокого спектрального отражения и большей долговечности. Одно зеркало — непрозрачное, а второе — пропускает часть световой энергии (до 1—3%) во внешнюю среду.

Для возбуждения ионов хрома используется газоразрядная ксеноновая лампа с рабочим периодом в несколько миллисекунд и потребляемой энергией в несколько тысяч джоулей. Лампа питается от батареи конденсаторов с напряжением в несколько киловольт. Часть потребляемой энергии превращается лампой в импульсы зелено-голубого излучения. Кристалл рубина, поглощая лучистую энергию в сравнительно широкой спектральной полосе, передает ее в более узкую линию излучения трехвалентного иона хрома с  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ . Возбуждение ионов хрома в кристалле рубина светом большой интенсивности вызывает их вынужденный переход на высокий нестабильный уровень. Затем следует спонтанный переход на высокий относительно стабильный уровень, где они могут «жить» в течение 0,0005—0,0010 сек. Это свойство ионов хрома позволяет накопить запас лучистой энергии в кристалле и создать состояние инверсной населенности на относительно стабильном уровне. В этих условиях возбужденные ионы хрома лавинообразно возвращаются на основной уровень и когерентно излучают сквозь частично прозрачное зеркало импульс лучистой энергии высокой мощности. Значительная часть световой энергии внешней подкачки переходит в тепло. Поэтому кристаллические ОКГ необходимо снабжать охлаждающими устройствами.

В простейшем случае кристаллические ОКГ являются импульсными, но применение более мощных и эффективных источников подкачки в сочетании с совершенными охлаждающими устройствами позволяет создать кристаллические ОКГ непрерывного действия. В качестве охлаждающих агентов применяются жидкие азот и гелий. Мощность излучения кристаллических ОКГ значительно повышается при применении в качестве источника подкачки вместо ксеноновой лампы светового импульса динамического пинч-эффекта плазмы, протекающего 1 мксек, т. е. в 1000 раз быстрее импульса ксеноновой лампы. Пучок света ОКГ на рубине имеет красный цвет и называется красным лучом. Этот луч имеет иглообразную форму с углом расхождения не более долей градуса и обладает очень высокой монохроматичностью порядка 0,1—0,02 Å при несущей

шей длине волны 6943 Å, т. е. узкой полосой частот до 1 Гц при несущей частоте свыше  $10^5$  Гц.

Важную роль в создании инверсной населенности ионов, в уменьшении угла расхождения и повышении монохроматичности играет конструкция оптического резонатора, зеркала которого должны быть в высокой степени параллельны и должны обладать максимально узкой спектральной полосой отражения. Мощность рубинового ОКГ на 1 кГц ширины полосы частот в десятки миллионов раз больше мощности, излучаемой в той же полосе частот с 1 см<sup>2</sup> поверхности Солнца.

Еще более высокой монохроматичностью обладает луч ОКГ с газовой активной средой, ширина спектральной линии которого менее 1 кГц при несущей частоте  $10^{11}$  кГц. Газовый резонатор представляет собой кварцевую трубку с зеркалами на концах, наполненную, например, смесью гелия и неона. Коэффициент отражения зеркал около 99%. Коэффициент прозрачности зеркал примерно 0,3%. Количество гелия в несколько раз (5—15) превышает количество неона. Перед наполнением вакуум в трубке доводится до  $10^{-6}$ — $10^{-7}$  мм рт. ст., а после наполнения смесью неона и гелия равен примерно 1 мм рт. ст.

Отличительной особенностью газового ОКГ является метод возбуждения атомов вещества тлеющим электрическим разрядом, возникающим внутри трубки под влиянием генератора СВЧ колебаний с частотой около 30 МГц и мощностью всего в несколько десятков ватт. Возбужденные электрическим разрядом до относительно стабильного энергетического уровня  $2^3S$  атомы гелия, электронно соударяясь с атомами неона, находящимися на своем основном уровне, передают им свою энергию и возвращаются на свой основной энергетический уровень (рис. 8.48). Атомы неона, возбуждаясь, переходят на энергетический уровень  $2s$ , близкий к уровню  $2^3S$ . Наличие у атомов гелия и неона весьма близких относительных энергетических уровней  $2^3S$  (19,81 эв) и  $2s$  (19,77 эв) позволяет передавать энергию от атома гелия к атому неона при электронном ударе с минимальным изменением общей внутренней энергии соударяющихся атомов. Такой процесс возбуждения атомов неона сопровождается весьма малым превращением внутренней энергии атомов в кинетическую энергию и происходит практически без нагревания. Не—Не газовые ОКГ не нуждаются в холодильниках и работают при обычных температурах.

Преобладание переходов атомов неона на энергетический уровень  $2s$  приводит к превышению населенности этого уровня по сравнению с уровнем  $2p$ , на котором атомы способны поглощать энергию. Следовательно, «лишние» возбужденные атомы уровня  $2s$  при самопроизвольном переходе на уровень  $2p$  создают во всем объеме трубки непрерывное когерентное излучение, выходящее через частично прозрачные зеркала узким пучком. Ширина пучка лучей не превышает десятых долей радиана и может быть сужена с помощью линз до величины  $10^{-6}$ — $10^{-5}$  рад.

Замечательное свойство атомов неона заключается в том, что его относительно стабильные энергетические уровни имеют сложный характер и состоят из нескольких подуровней. Уровень  $2s$  состоит из 4, а уровень  $2p$  — из 10 подуровней. Поэтому число возможных различных по своим свойствам переходов атома неона с уровня  $2s$  на уровень  $2p$  равно 40. Каждому такому переходу соответствует определенная длина волны и частота излучения. Тридцать из них расположены в инфракрасной области. Наиболее интенсивное излучение газового гелий-неонового ОКГ получено на длине волны  $\lambda = 11\,530 \text{ \AA}$  ( $\nu = 2,5 \cdot 10^5 \text{ Гц}$ ).

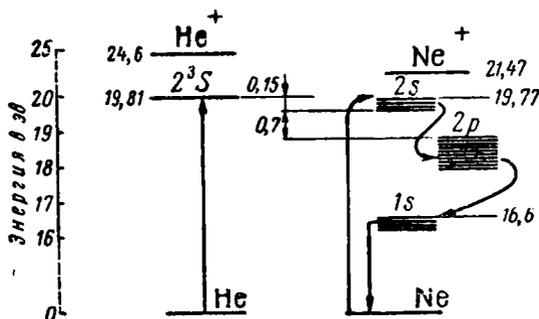


Рис. 8.48. Схема энергетических уровней гелия и неона

В 1959 г. советскими учеными Н. Г. Басовым, Б. М. Вулом, Ю. М. Поповым опубликована первая работа по применению полупроводников для ОКГ, в которой предложен метод возбуждения чистого однородного полупроводника импульсами сильного электрического поля. Этот труд положил начало интенсивным работам по созданию полупроводниковых ОКГ в целом ряде высокоразвитых в научном отношении стран, что позволило к 1962—1963 гг. построить ОКГ с использованием  $p-n$  перехода в арсениде галлия и в сплаве арсенида и фосфида галлия.

В ОКГ на арсениде галлия используются его монокристаллы, по форме близкие к кубу, с размерами порядка десятых долей миллиметра. Две противоположные грани в виде полированных зеркал с коэффициентом отражения примерно 30% образуют объемный резонатор. Другие пары граней сошлифованы под некоторым углом, чтобы они не создавали паразитных резонаторов. Перпендикулярно зеркалам в середине монокристалла находится  $p-n$  переход. Области  $p$  и  $n$  легированы до концентраций вырождения. При рабочей температуре ОКГ  $77^\circ \text{ К}$  (жидкий азот), импульсах напряжения длительностью 2—5 мксек и плотности тока  $8500 \text{ а/см}^2$  создаются условия инверсной населенности и в направлении, перпендикулярном зеркалам ОКГ, возникает индуцированное когерентное излучение на длине волны  $8420 \text{ \AA}$ . Оно происходит при высокой

концентрации неравновесных носителей в полупроводнике вследствие рекомбинаций положительных и отрицательных зарядов в его веществе. Ширина спектральной полосы когерентного излучения ОКГ на арсениде галлия при малых токах равна 100—125 Å и сужается с увеличением питающего тока до величин порядка единиц и десятых долей ангстрема. Однако с увеличением тока возрастает паразитное некогерентное излучение (медленнее, чем когерентное), что накладывает некоторое ограничение на увеличение тока. ОКГ из арсенида галлия созданы на ряде различных режимов электрического питания и охлаждения, в том числе и при комнатной температуре. Построены ОКГ и на других полупроводниках.

Полупроводниковые ОКГ обладают рядом положительных свойств. При одинаковом объеме оптически активного вещества излучаемая ими мощность в сотни тысяч раз больше, чем у рубиновых ОКГ. Они работают в импульсном и непрерывном режиме. Их излучение просто модулируется изменением режима питающего электрического тока. К. п. д. преобразования электрической энергии в лучистую в полупроводниковых ОКГ превышает 60% и может быть увеличен до 90—95% (в других ОКГ около 1%). Полупроводниковые ОКГ принципиально применимы и для обратного процесса — непосредственного преобразования лучистой энергии в электрический ток с к. п. д., близким к 100%. Основным недостатком полупроводниковых ОКГ является значительное расхождение пучка излучения до 10—15° в направлении плоскости  $p-n$  перехода и до 3—4° в перпендикулярной ей плоскости. Это предъявляет к оптическим системам концентрации пучка требования, несравнимо более высокие, чем в случае газовых и рубиновых ОКГ.

### Принцип действия оптического квантового усилителя

Если в оптическом резонаторе применяются зеркала с небольшим коэффициентом прозрачности, то он может работать в режиме усилителя лучистой энергии (рис. 8.49). Такое устройство называется оптическим квантовым усилителем (ОКУ).

Слабый модулированный световой лучистый сигнал направляется оптической системой сквозь частично прозрачное зеркало внутрь резонатора строго вдоль его оси. Резонатор подвергается лучистой световой подкачке с уровнем энергии сигнала на малую величину ниже минимального уровня энергии индуцированного излучения. Частично прозрачное входное зеркало пропускает излучение в узкой полосе электромагнитных колебаний несущей частоты, соответствующей частоте лучистой подкачки. Входной лучистый сигнал, создавая в резонаторе дополнительное возбуждение атомов оптически активной среды, вызывает усиленное индуцированное излучение, превышающее порог генерации и проходящее через частично прозрачное зеркало во внешнюю среду в виде усиленного входного лучистого светового сигнала, модулированного одинаково с входным сигналом.

Так как индуцированное излучение в ОКУ возникает только при входном сигнале со строго установленной частотой и при входе

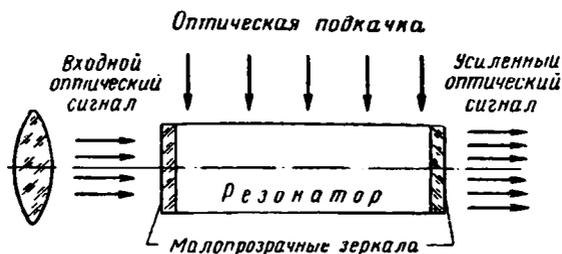


Рис. 8.49. Схема оптического квантового усилителя

сигнала строго вдоль оси резонатора, то такой усилитель практически невосприимчив к помехам. Поэтому он с успехом может применяться не только в оптических, но и в радиотехнических и в электронных системах.

### Применение оптических квантовых приборов

Широкое применение находят оптические квантовые приборы (ОКП) в системах связи, так как они позволяют передавать большой объем информации, обладают высокой помехозащищенностью и потребляют в миллионы и миллиарды раз меньшую мощность, чем другие средства связи. Особенно перспективно их применение для космической связи, где расход мощности на передачу двоичного знака информации в секунду когерентным лучом составит в определенных условиях около  $10^{-16}$  вт. При решении такой же задачи микроволновой или некогерентной световой аппаратурой расход мощности составит соответственно  $10^{-7}$  и  $10^{-10}$  вт.

В условиях приземных слоев атмосферы оптические квантовые средства связи, обладающие сверхвысокой многоканальностью, значительно дополняют уже развитые средства связи, так как смогут передавать даже в краткие периоды хорошей погоды большое количество информации с весьма малыми затратами, без помех и без возможности перехвата. Только один процент частот светового излучения обеспечивает одновременную передачу по одному каналу около миллиарда телефонных разговоров или несколько десятков тысяч телевизионных программ. Высокая помехозащищенность позволяет работать одновременно на одной волне несколькими линиями связи.

С помощью газового ОКГ в приземном слое атмосферы осуществлена связь на дальность 190 км при выходной мощности 0,125 мвт и длине волны 6328 Å. В приемнике использовалась  $10\times$  телескопическая трубка и фотоумножитель. ОКГ на арсениде галлия позволил передавать звуковые и видеосигналы в ночной

атмосфере при затухании  $5 \text{ дб}$  на расстоянии  $55 \text{ км}$ . В качестве оптической системы в передатчике использовалась  $7\times$  телескопическая трубка, а в приемнике — зеркальный отражатель диаметром  $1,5 \text{ м}$ . Выходной луч имел мощность  $5 \text{ мвт}$  и угол расхождения  $0,002 \text{ рад}$ . Перед фотоумножителем для повышения помехоустойчивости установлен фильтр, пропускающий только излучение с  $\lambda = 8400 \text{ \AA}$ .

Так как потери на прохождение лучистой энергии на высотах выше  $11\text{—}12 \text{ км}$  практически отсутствуют, то применение оптических квантовых каналов связи в приборах наведения и самонаведения ЛА верхней атмосферы и космоса имеет неограниченные перспективы. Здесь в качестве наиболее важных каналов оптической квантовой связи следует назвать узконаправленную лучистую передачу модулированных сигналов дискретных и непрерывных команд, речи космонавтов и видеосвязи космических ЛА между собой и с наземными станциями.

С помощью оптических квантовых локаторов можно определять дальность и угловые координаты целей с ошибкой, в несколько тысяч раз меньшей, чем современными радиолокаторами. При этом потребляемые мощности, габариты и вес аппаратуры, а также отношение сигнала к шуму становятся несоизмеримо выгодными. Многокаскадный кристаллический ОКГ, созданный в Физическом институте АН СССР им. П. Н. Лебедева, позволил с помощью крупнейшего в Европе советского астрономического телескопа (диаметр зеркала  $2,6 \text{ м}$ ) осуществить с Земли оптическую локацию рельефа поверхности Луны на расстоянии около  $400 \text{ тыс. км}$  с относительной ошибкой порядка  $10^{-6}$ . По расчетам для определения расстояния  $160 \text{ тыс. км}$  между космическими кораблями с относительной ошибкой порядка  $10^{-5}$  требуется выходная мощность ОКГ не более  $66 \text{ вт}$ .

Окончание постройки в СССР в ближайшие годы крупнейшего в мире телескопа с диаметром зеркала  $6 \text{ м}$  позволит с помощью ОКГ с выходной мощностью не более  $8\text{—}10 \text{ квт}$ , несущей длиной волны  $5000 \text{ \AA}$  ( $\nu = 0,8 \cdot 10^9 \text{ Мгц}$ ) полосой пропускания порядка  $1 \text{ Мгц}$  и шириной луча  $10^{-7} \text{ рад}$  установить связь с высокоразвитыми разумными существами на других планетах. При использовании  $6\text{-метрового}$  телескопа совместно с ОКГ, импульсы которого имеют частоту  $1000 \text{ гц}$  и длительность  $10 \text{ нсек}$ , можно осуществить топографическую съемку поверхности Луны с разрешающей способностью в несколько сантиметров.

Автоматическое слежение лучом оптического квантового локатора с частотой излучения  $1 \text{ гц}$  и мощностью в импульсе в  $1 \text{ дж}$  за американским спутником S-66 должно по проекту осуществляться с разрешающей способностью  $30 \text{ м}$ . В этом случае луч искусственно расширяется до  $3$  угловых минут для облегчения наведения его на спутник. Спутник покрывается тремя сотнями угольковых зеркал, улучшающих отражательную способность его поверхности. Американская фирма Хьюз построила образец переносного ОКГ с шири-

ной луча  $0,2$  мрад, точностью  $4,5$  м и дальностью действия в дождь  $4,5$  км, а в хорошую погоду  $96$  км. Вес опытного образца  $23$  кг, из которых  $13$  кг весят источники питания. Вес серийного образца фирма обещает снизить до  $9$  кг.

Исключительно большое значение имеют ОКГ в решении задач управления ракетами, самолетами, спутниками, антиспутниками, космическими ЛА и межпланетными станциями, так как только эти приборы могут обеспечить достаточно высокую точность определения координат ЛА. Без таких оптических квантовых приборов, в частности, невозможно автоматически собрать орбитальную станцию из большого количества элементов, каждый из которых нужно запускать на орбиту раздельно в виде самостоятельного спутника Земли. Весьма важно, что когерентное излучение ОКГ в отличие от радиоволн успешно проходит через ионизированный слой, окружающий космические ЛА при входе в плотные слои атмосферы. Это проверено лабораторией Линкольн Массачусетского технологического института на испытаниях полупроводникового ОКГ из монокристалла мышьяковистого галлия  $n$ -типа с примесью цинка  $p$ -типа при мощности излучения  $2500$  вт/см<sup>2</sup>.

Интенсивно ведутся работы по созданию ОКГ с сине-зеленым лучом для подводной локации. По предварительным расчетам и экспериментам такой локатор может иметь дальность действия в несколько км и обеспечить определение координат подводных лодок, мин и других объектов со значительно более высокой точностью, чем гидролокаторы. Фирмой Semi-Elements (США) предложена активная среда для ОКГ в виде жидкости с примесью тербия, обеспечивающая когерентное излучение зеленого цвета, хорошо распространяющееся в морской воде.

В конце прошлого века П. Н. Лебедев сделал важное открытие о существовании давления света на преграду. В обычных условиях световое давление так мало, что его можно обнаружить лишь очень чувствительным прибором. Фокусировка узкого когерентного луча ОКГ с помощью оптической системы в точку с размерами порядка длины волны излучения позволяет достичь такой громадной концентрации лучистой энергии, что световое давление измеряется миллионами атмосфер. В этом случае луч света в состоянии разрушить самые твердые вещества. Так, например, кристаллический ОКГ, дополненный фокусирующей оптической системой, позволил получать через  $0,5$  мсек в фокусе луча, направленного на уголь, температуру  $8000^\circ$  С, испарять уголь в течение миллисекунды, а также прожигать отверстия в листовой стали и кристаллах алмаза.

Такие ОКГ успешно применяются в качестве инструмента для точной обработки сверхтвердых материалов, для управления химическими реакциями путем воздействия света и тепла, для сварки и зонной плавки металлов и других тугоплавких веществ. Преимущество такого инструмента заключается в том, что он может действовать через оптически прозрачные стенки герметичных сосудов

без их повреждения. Например, ОКГ могут осуществлять сварку и пайку электродов и сеток электронных ламп непосредственно внутри стеклянной колбы, герметичные плавки и химические реакции и многие другие принципиально новые технологические процессы. Так, пропускание луча ОКГ через микроскоп (в обратном ходе) позволяет выполнять сетки и растры из сверхтвердых материалов с отверстиями диаметром в доли микрона. Большие технологические возможности изготовления малобаритных и высокоточных деталей с помощью когерентного луча открывают принципиально новые перспективы в создании высокоэффективных бортовых приборов наведения и самонаведения ЛА.

Поскольку когерентный луч ОКГ способен прожигать, плавить и испарять самые твердые и тугоплавкие вещества и проникать внутрь человеческого тела, то он может стать грозным оружием, поражающим как живую силу, так и технические средства. Например, когерентный луч может беспрепятственно пройти через оптическую систему танкового прибора, начиная от входного отверстия и кончая окуляром, и прожечь глаз и голову водителя, находящегося внутри бронированного танка. Так же можно поражать сквозь бронестекло летчиков и тем более незащищенный броней личный состав других родов войск. Мощные когерентные лучи могут прожигать жизненно важные точки ракет (системы управления, индикаторы инфракрасного излучения, радиоэлектронные устройства и т. д.). Особо мощные когерентные лучи могут, разрушая узловые точки конструкции ракет, вызвать разрушительные вибрации. Однако в ближайшие годы из-за недостатка мощности ОКГ такая задача не может быть решена наземными установками из-за больших потерь на прохождение оптического луча в нижних слоях атмосферы в плохую погоду. Полагают, что для ближайших лет могут оказаться эффективными для повреждения ракет наводимые и самонаводящиеся установки ОКГ на орбитальных ЛА и высотных самолетах. В этом случае для световой накачки ОКГ могут эффективно использоваться солнечный и лунный свет. Опыты в этом направлении проводились и дали положительные результаты.

Революционные сдвиги внесут ОКГ в область вычислительной техники. Современные вычислительные машины построены на электронных лампах и полупроводниковых элементах. Известно, что основными недостатками таких машин являются недостаточные быстродействие, стабильность, надежность и долговечность. Во многих машинах на каждый полезный час работы затрачивается несколько часов профилактической проверки и ремонта. Оптические системы смогут сохранять свою работоспособность с весьма высокой точностью и стабильностью десятки и даже сотни лет.

Ведутся работы по изысканию путей построения типовых оптических элементов цифровых вычислительных машин. Оптические квантовые приборы могут выполнять счетные операции со скоростью, близкой к скорости перехода микрочастицы с одного энергетического уровня на другой, т. е. примерно за десятиллионные

доли секунды. Это позволит создать оптические вычислительные машины примерно в тысячу раз более производительные, чем электронные.

ОКП неограниченно расширили возможности создания весьма разнообразных устройств: например, оптических квантовых часов, обеспечивающих точность хода в 1 сек за 300 лет; высокоточных оптических квантовых гироскопов, спектральных и геодезических приборов, беспроводной передачи на световых частотах высоких электроэнергетических мощностей. Высокая монохроматичность когерентного луча позволяет определять его длину волны и частоту с относительной точностью порядка  $10^{-11}$ . Благодаря этому экспериментально с весьма высокой точностью примерно 1 мм/сек была найдена скорость света.

Работы в области ОКП во всех странах ведутся с чрезвычайно большой интенсивностью. В США уже в 1962 г. в разработку ОКП было включено 400 НИИ, вузов и крупнейших приборостроительных фирм. По мнению американских специалистов, темпы развития ОКП превзойдут темпы развития полупроводниковой техники, а расходы на ОКП к 1970 г. в США возрастут до 1,25 миллиарда долларов.

Перспективы технических применений ОКП в элементах приборов наведения и самонаведения ЛА не ограничены. Например, применение сверхбыстродействующих оптических вычислительных машин повысит быстродействие систем управления в сотни и тысячи раз, что качественно изменит быстродействие бортовых приборов наведения и самонаведения ЛА. Это особенно важно при космических орбитальных и межпланетных полетах.

Применение оптических квантовых дальномеров, локаторов и гироскопов поможет разработать высокоточные активные и пассивные приборы самонаведения и наведения для обеспечения встречи ЛА в атмосфере и космосе и мягкой посадки ЛА на планеты и межпланетные космические станции. Применение ОКУ позволит создать малошумящие оптические сверхвысокочастотные усилительные тракты каналов управления. Полупроводниковые ОКГ можно использовать для непосредственного преобразования усиленных оптических управляющих сигналов в силовые электрические сигналы, необходимые для питания силовых электроприводов органов управления полетом ракет, спутников, антиспутников, космических межпланетных кораблей.

---

## АНАЛИЗАТОРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

### § 9.1. НАЗНАЧЕНИЕ И КЛАССИФИКАЦИЯ

Изображение пространства предметов в картинной плоскости оптического преобразующего устройства в общем случае содержит ряд составляющих, созданных прошедшими через входное отверстие оптической системы лучистыми потоками от цели и фонов. Фоны создают помехи в работе оптико-электронной системы, так как потоки от них, воздействуя на приемник лучистой энергии, возбуждают побочные выходные сигналы — шумы, которые накладываются на основной полезный сигнал, возникающий под действием лучистого потока от цели.

Работоспособность оптико-электронной системы в значительной степени определяется отношением величины выходного полезного сигнала к шуму. Чем выше это отношение, тем работоспособнее оптико-электронная система. Отношение полезного сигнала к шуму увеличивается оптической фильтрацией, т. е. отделением излучения цели от фоновых излучений. Оптическая фильтрация должна обеспечивать выделение полезного сигнала с минимальными потерями лучистой энергии от цели.

Излучение цели выделяется из суммарного лучистого потока, прошедшего во входное отверстие системы, методами оптической контрастной селекции, основанной на различии свойств излучения цели и фонов, и оптической пространственной селекции, основанной на различии пространственных угловых размеров цели и фонов. Контрастная селекция цели выполняется с помощью оптических фильтров, а также подбором приемника лучистой энергии с максимальной чувствительностью, соответствующей максимуму спектрального излучения цели. Пространственная селекция цели осуществляется с помощью анализатора изображения, устанавливаемого в картинной плоскости оптического преобразующего устройства, где формируются изображения цели и фонов. В условиях самонаведения снаряда на летательный аппарат (ЛА), как правило, источник излучения цели является точечным, так как его размеры малы по сравнению с дальностью. Изображение излучателя цели в картинной плоскости оптико-электронной системы также точечное. Его размеры отличны от теоретической точки ввиду наличия aberrаций оптической преобразующей системы и определяются величиной кружка aberrационного рассеяния.

Так как излучение цели выделяется для определения ее координат, то анализатор изображения должен скоординировать положение найденного изображения цели в системе связанных осей ЛА. На рис. 9.1 представлена схема взаимного расположения оптико-электронной системы прибора самонаведения ЛА и цели. Оптико-электронная система представлена объективом *O* и приемником лу-

чистой энергии (ПЛЭ). Начало связанной системы координат летательного аппарата  $xuz$  совпадает с главной точкой объектива. Схема соответствует случаю совпадения оси опико-электронной системы с продольной осью летательного аппарата. Рули курса ЛА поворачиваются вокруг оси, параллельной оси  $y$ , а рули тангажа — вокруг оси, параллельной оси  $z$ . На дальности  $D$  находится цель  $\mathcal{C}$ . Оси  $y_c$  и  $z_c$ , соответственно параллельные осям  $y$  и  $z$ , находятся в предметной плоскости, проходящей через цель  $\mathcal{C}$  перпендикулярно оси опико-электронной системы.

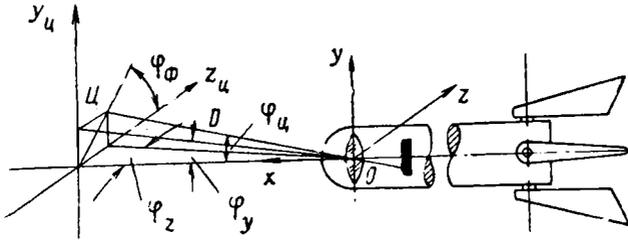


Рис. 9.1. Схема взаимного расположения опико-электронной системы прибора самонаведения летательного аппарата и цели

Положение цели определяется угловыми координатами: углом рассогласования цели  $\varphi_c$  в плоскости цели между осью  $x$  и линией цели  $O\mathcal{C}$  и углом фазирования  $\varphi_\Phi$  между связанной плоскостью  $xz$  опико-электронной системы и плоскостью цели.

Так как рули ЛА отклоняются вокруг осей, параллельных осям  $y$  и  $z$ , то целесообразно угол рассогласования цели  $\varphi_c$  разложить на два угла  $\varphi_y$  и  $\varphi_z$  ее рассогласования по тангажу и курсу в плоскостях  $xu$  и  $xz$  соответственно вокруг осей  $z$  и  $y$ . В этом случае угловые величины  $\varphi_y$  и  $\varphi_z$  можно непосредственно использовать для управления рулями без преобразования координат, так как управляющие воздействия на рули являются функциями углов рассогласования цели по курсу и тангажу  $\varphi_z$  и  $\varphi_y$  и их производных по времени.

Следовательно, анализатор изображения в первую очередь должен выделить из суммарного лучистого потока, вошедшего во входное отверстие опико-электронной системы, поток излучения точечной цели и координировать цель с помощью углов рассогласования и фазирования. Определение дальности цели в явном виде при решении задачи самонаведения снаряда не является обязательным, но знание зависящей от текущей дальности величины падающего на ПЛЭ потока излучения цели необходимо для автоматического регулирования степени усиления управляющего сигнала в электронном тракте. При отсутствии такого регулирования на малых дальностях возможна потеря работоспособности прибора самонаведения из-за так называемого «ослепления» мощным лучи-

стым потоком. Поэтому анализатор изображения желательно использовать и для определения мощности лучистого потока, проходящего в оптической системе от цели.

Анализатор изображения может быть конструктивно совмещен с приемником лучистой энергии либо выполнен в виде самостоятельного блока.

Первый принцип осуществляется применением в широкопольной оптико-электронной системе координирующего приемника лучистой энергии, в котором каждый элементарный участок самостоятельно воспринимает действие лучистого потока и вырабатывает выходной сигнал, соответствующий положению точечного источника излучения в предметном пространстве. Положению каждого элементарного участка координирующего приемника в картинной плоскости оптического преобразующего устройства соответствуют строго определенные угловые полярные координаты как в пространстве изображений, так и в пространстве предметов.

Следовательно, выходной сигнал каждого элементарного участка приемника соответствует строго определенным угловым координатам цели в пространстве предметов. В нашей задаче цель является точечным источником излучения, а фоны, как правило, имеют значительно большие размеры. Таким образом, выходной сигнал каждого элементарного участка координирующего приемника соответствует определенным угловым полярным координатам точечной цели.

Второй принцип реализуется применением в узкопольной оптической системе модулирующего растрового анализатора изображения, устанавливаемого в картинной плоскости оптической преобразующей системы перед одноэлементным приемником лучистой энергии.

В основу принципов действия модулирующих растровых анализаторов изображения в оптико-электронных системах приборов наведения и самонаведения ЛА можно положить общепринятые в теории электромагнитных колебаний методы модуляции сигналов. В нашем случае электромагнитные колебания, несущие информацию о цели, являются оптическими, и поэтому анализаторы изображения должны модулировать лучистый поток от цели. Выходные модулированные сигналы анализатора изображения также являются оптическими. На выходе оптико-электронной системы приемник лучистой энергии преобразует оптическую энергию в электрические сигналы, подобные по своему характеру оптическим модулированным сигналам. Оптическая модуляция в анализаторе изображения осуществляется путем преобразования непрерывного лучистого потока от цели в непрерывную или импульсную последовательность оптических сигналов, несущих информацию о цели в виде определенных параметров, присущих полученному типу модулированных сигналов.

При модуляции лучистого потока от цели анализаторы изображения должны выделять полезный сигнал от создаваемых фоном

внешних помех с наименьшими потерями лучистой энергии от цели. Это условие наиболее полно удовлетворяется в методе непрерывной модуляции, где основными параметрами модулированных гармонических сигналов являются их амплитуда, фаза или частота.

Амплитудой оптических модулированных сигналов является амплитуда лучистого потока. После преобразования лучистого потока на выходе оптико-электронной системы в электрический ток величина сигнала должна характеризоваться модулированным напряжением, подобным по амплитуде, фазе и частоте модулированному лучистому потоку. Поэтому приемник лучистой энергии должен преобразовывать оптическую энергию в электрическую при строгой пропорциональности амплитуд оптических и электрических модулированных сигналов и соответствии их фаз и частот. Таким образом растровые анализаторы изображения функционально модулируют закон изменения полярных угловых координат цели: углов рассогласования и фазирования цели  $\varphi_{\alpha}$  и  $\varphi_{\beta}$  или углов рассогласования цели по осям декартовой системы координат  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  (см. рис. 9.1) амплитудой, фазой или частотой последовательности изменяющихся во времени оптических сигналов.

Анализаторы изображения с непрерывной модуляцией основаны на модуляции: амплитудной (АМ), фазовой (ФМ), частотной (ЧМ), амплитудно-фазовой (АФМ), амплитудно-частотной (АЧМ), фазово-частотной (ФЧМ) и амплитудно-фазово-частотной (АФЧМ). Анализаторы изображения с импульсной модуляцией основаны на изменении основных параметров импульсной последовательности: амплитуды, длительности, фазы (положения) или частоты импульсов и называются амплитудно-импульсными (АИМ), время-импульсными (ВИМ), фазово-импульсными (ФИМ), частотно-импульсными (ЧИМ), амплитудно-фазово-импульсными (АФИМ).

Из-за несовершенства конструкции анализатор изображения осуществляет более сложную по количеству видов модуляцию лучистого потока, чем это необходимо для решения основной задачи. Тогда основная модуляция является полезной, а дополнительная — паразитной и не используется для передачи информации о координатах или мощности потока излучения цели.

Модулирующие анализаторы изображения выполняются конструктивно, как правило, с прерыванием лучистого потока вращающимся растром или сканированием лучистого потока от цели по неподвижному растру вращающимся зеркалом.

## **§ 9.2. АНАЛИЗАТОРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ БЕЗ НЕСУЩЕЙ ЧАСТОТЫ**

### **Анализаторы изображения без несущей частоты с полудисковым вращающимся растром**

Для пояснения принципа анализа изображения с помощью растровой модуляции целесообразно рассмотреть этот процесс сначала на примере простейшего растрового анализатора изображения. Этим условиям удовлетворяет анализатор изображения с по-

лудисковым растром, широко распространенный в оптико-электронном приборостроении.

Анализаторы изображения с полудиском модулируют лучистый поток только частотой вращения растра, являющейся частотой управления, а несущей частоты они не имеют. Поэтому они модулируют частотой управления все составляющие суммарного лучистого потока, вошедшего во входное отверстие оптико-электронной системы. Вследствие этого одночастотные анализаторы изображения действуют эффективно только в том

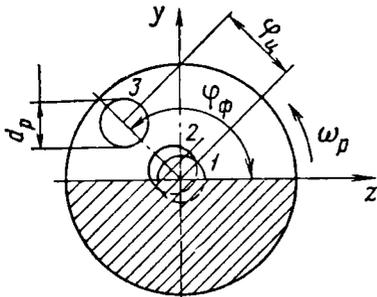


Рис. 9.2. Одночастотный растр в виде полудиска:

1, 2 и 3 — положения кружка рассеяния при  $\varphi_{ц} = 0$ ,  $0 < \varphi_{ц} < \frac{d_p}{2f}$  и  $\varphi_{ц} > \frac{d_p}{2f}$ ;  $d_p$  — диаметр кружка рассеяния в оптической системе;  $f$  — фокусное расстояние оптической системы

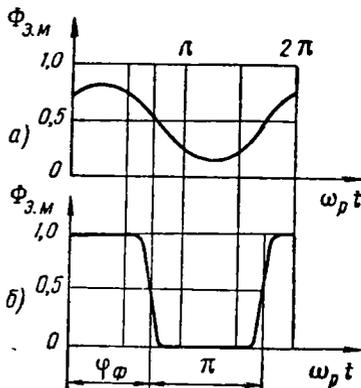


Рис. 9.3. Характеристика анализатора изображения с полудиском:

а — при  $0 < \varphi_{ц} < \frac{d_p}{2f}$ ; б — при  $\varphi_{ц} > \frac{d_p}{2f}$ ;  $\varphi_{ц}$  — угол фазирования;  $\Phi_{3,м}$  — модулированный лучистый поток

случае, когда в суммарном лучистом потоке излучения фонов малы. К таким условиям на практике приближается случай мощного излучения двигателя летательного аппарата-цели на фоне равномерного темного ночного неба в безлунную ночь. Но и в этом случае при неравномерной чувствительности площадки ПЛЭ анализатор изображения с полудиском может создавать модулированные помехи.

Модулирующий растр выполнен в виде полудиска, одна половина которого в рабочем диапазоне длин волн излучения цели прозрачна, а вторая — непрозрачна (рис. 9.2). Растр вращается с постоянной угловой скоростью  $\omega_p$  вокруг оси оптико-электронной системы. Если центр чувствительной площадки приемника лучистой энергии находится на оптической оси системы и чувствительность площадки равномерна, то при положении точечной цели на оптической оси кружок рассеяния изображения цели создает постоянную облученность приемника половиной потока и лучистая энергия от цели не модулируется.

Если угол рассогласования цели отличен от нуля, то лучистый поток от цели засвечивает приемник в течение времени, примерно равного половине периода  $T_y$  вращения растра.

При углах рассогласования цели, отличных от нуля, но не превышающих углового размера радиуса кружка рассеяния изображения цели ( $0 < \varphi_c < d_p/2f$ ), открытая и закрытая растром части кружка рассеяния в общем случае различны и величина потока, облучающего ПЛЭ, изменяется непрерывно по гармоническому закону в зависимости от угла рассогласования и угла фазирования цели (рис. 9.3, а). При углах поворота растра, равных углу фазирования цели  $\varphi_\phi$  или  $(\varphi_\phi + \pi)$ , в каждом обороте растра амплитуда проходящего на ПЛЭ излучения равна половине потока излучения цели, падающего на анализатор.

Максимальная амплитуда проходящего через растр лучистого потока от цели  $\Phi_{\text{в.м}}$  соответствует углу поворота диска, равному  $(\varphi_\phi - 0,5\pi)$ . Величина  $\Phi_{\text{в.м}}$  приближенно пропорциональна углу рассогласования цели  $\varphi_c$  и является носителем информации о его модуле. Момент времени, к которому амплитуда проходящего через растр лучистого потока от максимума уменьшается до половины общего потока излучения, падающего на анализатор от цели, определяется углом поворота диска, равным углу фазирования  $\varphi_\phi$ . Следовательно, в рассматриваемых условиях ( $0 < \varphi_c < d_p/2f$ ) анализатор позволяет определить угловые координаты цели полностью в виде ее углов рассогласования и фазирования.

При углах рассогласования цели, больших углового размера радиуса кружка рассеяния изображения цели ( $\varphi_c > d_p/2f$ ), характеристика анализатора имеет вид, представленный на рис. 9.3, б. При идеально точечном изображении цели сигнал прямоугольный.

При конечном размере кружка рассеяния сигнал имеет форму синусоиды со срезанной вершиной и его длительность превышает полупериод вращения растра на время, в течение которого линия раздела растра проходит через кружок рассеяния. Время пропускания полного лучистого потока от цели на такой же отрезок времени меньше полупериода вращения растра.

Угловые координаты цели определяются в характеристике (см. рис. 9.3) только частично в виде фазового угла  $\varphi_\phi$ , отсчитываемого от оси  $z$  (см. рис. 9.2). Величина угла рассогласования одночастотным анализатором изображения в этих условиях не определяется и выходной сигнал оптико-электронной системы относится к типу «да — нет». Для оптимального управления при слежении за целью желательно получать управляющий сигнал, пропорциональный углу рассогласования цели.

Фаза модулированного сигнала определяется фазочувствительным преобразователем путем сравнения выходного сигнала оптико-электронной системы с синусоидальными сигналами генератора опорного напряжения (ГОН). Фазочувствительный преобразователь трансформирует сигнал полярных координат в сигналы декартовых координат по осям рулевой системы ЛА. Синусоидаль-

ные опорные напряжения создаются в ГОН двумя обмотками, фазы напряжений которых сдвинуты относительно на  $90^\circ$ . Ротор ГОН вращается синхронно с модулирующим растром от общего привода.

### Анализаторы изображения без несущей частоты со сканирующим изображением

Относительное перемещение раstra и изображения пространства предметов в картинной плоскости оптической преобразующей системы можно осуществлять сканированием изображения. Наиболее простое конструктивное решение такого способа выполняется с применением вращающегося отклоняющего элемента. Рассмотр-

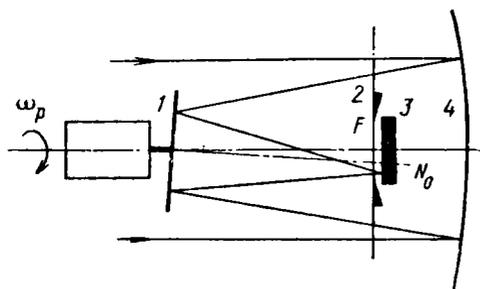


Рис. 9.4. Оптико-электронная схема со сканирующим зеркалом:

1—сканирующее зеркало с мотором; 2—отверстие раstra; 3—ПЛИЭ; 4—основное зеркало

рим схему с вращающимся с угловой скоростью сканирования  $\omega_p$  контррефлектором, нормаль которого  $N_0$  отклонена от нулевого положения оптической оси на некоторый постоянный угол (рис. 9.4). В картинной плоскости  $F$  установлен растр в виде круговой диафрагмы, ограничивающей размеры действующей чувствительной площадки приемника излучения. Приемник 3 установлен непосредственно за растром. Сканирующее зеркало 1 закреплено на оси мотора так, что нормаль к отражающей поверхности при вращении зеркала описывает в картинной плоскости окружность с диаметром, равным половине диаметра отверстия раstra 2.

Изображение точечной цели, находящейся на оптической оси основного отражателя 4, перемещается по окружности края отверстия раstra; кружок рассеяния симметричен относительно края диафрагмы (рис. 9.5); приемник облучается постоянным потоком, примерно равным половине лучистого потока от цели, и лучистый

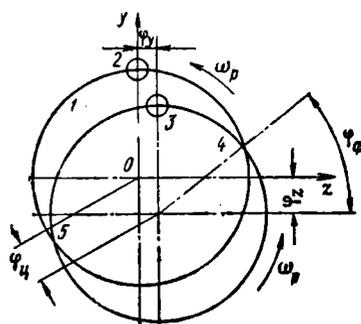


Рис. 9.5. Схема сканирования изображения цели:

1—отверстие диафрагмы раstra; 2 и 3—кружки рассеяния при  $\Phi_{ц}=0$  и при  $\Phi_{ц} \neq 0$  соответственно;  $\varphi_y$  и  $\varphi_z$ —углы рассогласования цели в декартовой системе координат; 4 и 5—точки пересечения эксцентричной траектории кружка рассеяния с краями диафрагмы раstra

поток от цели не модулируется. В общем случае при смещении цели с оптической оси прибора самонаведения на угол рассогласования, больший радиуса кружка рассеяния, изображение цели перемещается по круговой траектории, эксцентричной относительно отверстия раstra, и приемник облучается только при прохождении кружка рассеяния по дуге 4, 3, 5.

Лучистый поток от цели облучает приемник при сканировании периодически и характеристика сигналов в течение каждого оборота содержит импульс пропускания потока и интервал его перекрытия (рис. 9.6). Фронт импульса изменяется по синусоиде и с увеличением угла рассогласования уменьшается по длительности.

В оптических системах с высоким качеством аберрационной коррекции кружок рассеяния мал по сравнению с отверстием раstra и фронт импульса может считаться практически вертикальным. Если угол рассогласования цели меньше половины углового размера радиуса кружка рассеяния, то проходящий в отверстие раstra на приемник лучистый поток представляет собой импульс, изменяющийся по синусоидальному закону.

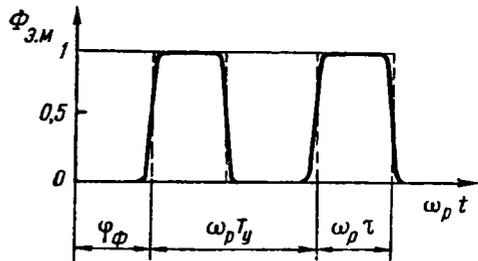


Рис. 9.6. Характеристика анализатора изображения без несущей частоты со сканирующим изображением:

$\varphi_\phi$  — угол фазирования;  $\tau$  — длительность импульса;  $T_y$  — период вращения зеркала;  $\Phi_{3,м}$  — модулированный лучистый поток

Длительность лучистого импульса зависит от соотношения диаметров кружка рассеяния и отверстия раstra, а также от величины угла рассогласования. С увеличением угла рассогласования уменьшаются длительность импульса  $\tau$  и коэффициент заполнения периодического ряда импульсов

$$\gamma = \frac{\tau}{T_y},$$

где  $T_y$  — период повторения импульсов, т. е. период управляющих колебаний.

При этом неизбежно возрастает скважность периодической последовательности импульсов

$$N = \frac{1}{\gamma},$$

что принципиально отличает анализатор без несущей частоты со сканирующим изображением пространства предметов от анализатора изображения с вращающимся полудиском, в котором коэффи-

коэффициент заполнения ряда в меньшей степени зависит от угла рассогласования и практически равен 0,5, когда модуляция считается непрерывной. При этом скважность равна 2, а мощность модулированных периодических импульсов лучистого потока приблизительно определяется квадратом амплитуды первого члена ряда Фурье, описывающего рассматриваемые периодические импульсы как результат суммирования элементарных гармонических сигналов (см. § 9.3). При непрерывной модуляции усилитель может иметь достаточно узкую по условиям помехоустойчивости полосу пропускания, соответствующую постоянной частоте модуляции основных импульсов лучистого потока.

Анализатор изображения без несущей частоты со сканирующим изображением в зоне больших углов рассогласования переходит от непрерывной модуляции к импульсной и его скважность превышает 2. Увеличение скважности последовательности импульсов требует расширения полосы пропускания усилителя. Если усилитель рассчитан на пропускание длительных импульсов, соответствующих малым углам рассогласования цели, то он не пропустит полностью все гармоники частотного спектра при большой скважности импульсов. Это вызовет потерю мощности сигнала, что при использовании пассивного излучения цели крайне нежелательно.

Во избежание потерь мощности сигнала в зоне повышенной скважности последовательности импульсов приходится рассчитывать усилитель на ширину полосы пропускания, большую, чем это необходимо при непрерывной модуляции в области малых углов рассогласования. В результате полоса пропускания усилителя в данной схеме должна быть значительно шире, чем в анализаторе с вращающимся полудисковым растром. Расширение полосы пропускания усилителя неизбежно приводит к увеличению влияния шумов приемника лучистой энергии. Поэтому помехоустойчивость схемы одночастотного анализатора со сканирующим изображением ниже, чем с вращающимся растром. По устройствам преобразования полярных координат в декартовы (угла  $\varphi_{\phi}$  в углы  $\varphi_y$  и  $\varphi_z$ ) эти схемы подобны.

Применение растровых анализаторов изображения без несущей частоты в оптико-электронных системах приборов самонаведения и наведения ЛА ограничено их значительной помехоустойчивостью, так как в суммарном модулируемом лучистом потоке могут быть контрасты излучения неоднородного дневного фона, а также неравномерно нагретых обтекателя и других оптических деталей. Помехоустойчивость таких анализаторов изображения можно увеличить только уменьшением поля зрения до нескольких угловых минут. В этом случае кружок рассеяния изображения точечной цели практически заполняет все поле зрения прибора и фоны исключаются. Но для обнаружения и захвата цели необходимо поле зрения значительно большей величины (не менее  $3-4^\circ$ ). Поэтому анализатор изображения без несущей частоты может применяться в приборах самонаведения только в том случае, если оптико-элек-

гронная система имеет поле зрения на время поиска и захвата не менее нескольких градусов, а на время слежения за целью — не более нескольких угловых минут при высокой точности стабилизации линии цели.

Существенным недостатком всех типов анализаторов изображения без колебаний несущей частоты, амплитуда сигналов которых не зависит от величины угла рассогласования и функциональна только от облученности оптико-электронной системы, является зависимость амплитуды модулированного сигнала от количества лучистой энергии, падающей на входное отверстие прибора самонаведения. В этих условиях амплитуда модулированного сигнала при сближении снаряда с целью изменяется как по углу рассогласования, так и по дальности, а следовательно, не может служить носителем информации об угле рассогласования цели. Поэтому при сближении снаряда с целью на траектории встречи в одночастотных анализаторах изображения амплитуда модулированного сигнала не может быть использована для выражения информации об угле рассогласования цели даже в диапазоне малых углов рассогласования, меньших угловой величины радиуса кружка рассеяния.

Этот недостаток можно устранить, если в координатор цели ввести автоматический регулятор усиления (АРУ), позволяющий стабилизировать величину электрического сигнала на выходе усилителя напряжения приемника лучистой энергии при переменном облучении оптико-электронной системы. Но такой путь возможен только тогда, когда амплитуда модулированного сигнала не зависит от величины угла рассогласования, т. е. при наличии несущей частоты. В одночастотных анализаторах изображения несущей частоты нет и применение АРУ невозможно.

### **§ 9.3. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА НЕСУЩИХ КОЛЕБАНИЙ ЛУЧИСТОГО ПОТОКА В АНАЛИЗАТОРАХ ИЗОБРАЖЕНИЯ**

Двухчастотные анализаторы изображения с оптической модуляцией периодически перекрывают лучистый поток вращающимся растром при неподвижном изображении цели или перемещением изображения цели по неподвижному растру, наложенному на площадку приемника лучистой энергии. Это прерывание лучистого потока создает гармонические колебания или периодическую последовательность импульсов излучения, форма которых зависит от конструкции раstra и в общем случае является колоколообразной. Фронт импульсов имеет на практике большую крутизну, что позволяет считать сигналы приближенно прямоугольными. Последовательность сигналов несущих колебаний (рис. 9.7) характеризуется амплитудой импульсов лучистого потока  $\Phi_{\text{э0}}$ , периодом и частотой повторения импульсов  $T_{\text{н}}$  и  $\omega_{\text{н}}$ , коэффициентом заполнения ряда импульсов  $\gamma$  и скважностью ряда импульсов  $N$ .

Величины  $T_H$ ,  $\omega_H$ ,  $\gamma$  и  $N$  связаны уравнениями

$$T_H = \frac{2\pi}{\omega_H} = \frac{2\pi}{m\omega_p}, \quad (9.1)$$

$$\gamma = \frac{1}{N} = \frac{\tau}{T_H}, \quad (9.2)$$

где  $\omega_p$  — угловая скорость раstra;

$\tau$  — продолжительность сигнала;

$m$  — число сигналов за один оборот раstra.

Из теории периодических процессов известно, что любая последовательность сложных периодических сигналов может быть

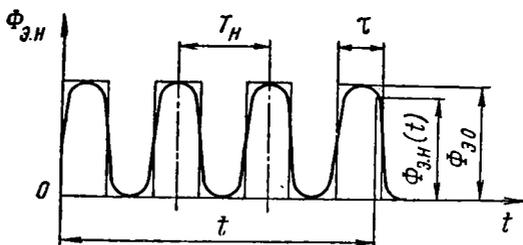


Рис. 9.7. Периодическая последовательность импульсов несущей частоты в анализаторах изображения:

$\Phi_{э.н}(t)$  — лучистый поток несущих колебаний

образована суммированием множества элементарных гармонических сигналов, действующих одновременно. Математически высказанное положение представляется рядом Фурье. Периодический закон изменения лучистого потока с несущей частотой в анализаторах изображения  $\Phi_{э.н}(t)$  в конечном интервале времени от  $t_1$  до  $t_2$ , равном периоду колебания, удовлетворяет двум условиям Дирихле:

— непрерывен или имеет конечное число разрывов первого ряда (при приближении аргумента к точкам разрыва с любой стороны функция имеет конечные пределы),

— в течение одного периода колебаний имеет конечное число минимумов и максимумов.

Первое условие выполняется ввиду обязательности непрерывного периодического прерывания растром лучистого потока в течение всего конечного отрезка времени действия прибора самонаведения на траектории встречи. Второе условие выполняется в силу конечности числа прозрачных и непрозрачных элементов на растре, который в течение одного периода совершает один оборот. Следовательно, функция  $\Phi_{э.н}(t)$  выражается рядом Фурье

$$\Phi_{э.н}(t) = \frac{\Phi_{э.0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\Phi_{э.1n} \cos n\omega_H t + \Phi_{э.2n} \sin n\omega_H t), \quad (9.3)$$

где  $\frac{\Phi_{\text{э}0}}{2}$  — постоянная составляющая потока излучения, падающего от цели на плоскость анализатора;

$\Phi_{\text{э}1n}$  и  $\Phi_{\text{э}2n}$  — амплитуды  $n$ -х косинусоидальных и синусоидальных частей элементарных гармоник, составляющих рассматриваемую последовательность сложных периодических сигналов — функцию  $\Phi_{\text{э},n}(t)$ ;

$n$  — порядковый номер элементарной гармоники и соответствующего ей члена ряда разложения функции  $\Phi_{\text{э},n}(t)$ .

Постоянная составляющая лучистого потока равна среднему значению его амплитуды в конечном интервале времени  $t_1 < t < t_2$  при  $t_2 - t_1 = T_n$  и согласно теореме о среднем выражается уравнением

$$\frac{1}{2} \Phi_{\text{э},0} = \frac{1}{T_n} \int_{t_1}^{t_2} \Phi_{\text{э},n}(t) dt. \quad (9.4)$$

Амплитуды косинусоидальных и синусоидальных гармоник описываются выражениями

$$\Phi_{\text{э}1n} = \frac{2}{T_n} \int_{t_1}^{t_2} \Phi_{\text{э},n}(t) \cos n\omega_n t dt, \quad (9.5)$$

$$\Phi_{\text{э}2n} = \frac{2}{T_n} \int_{t_1}^{t_2} \Phi_{\text{э},n}(t) \sin n\omega_n t dt. \quad (9.6)$$

Амплитуды  $\Phi_{\text{э}1n}$  и  $\Phi_{\text{э}2n}$  в линейных процессах анализаторов изображения должны суммироваться как независимые величины. Тогда амплитуда  $n$ -й гармоники, образованной косинусоидальным и синусоидальным членами, определяется формулой

$$\Phi_{\text{э},n} = \sqrt{\Phi_{\text{э}1n}^2 + \Phi_{\text{э}2n}^2}. \quad (9.7)$$

Уравнение (9.3) с учетом формул (9.5) — (9.7) приводится к виду

$$\Phi_{\text{э},n}(t) = \frac{\Phi_{\text{э},0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_{\text{э},n} \cos(n\omega_n t - \psi_n), \quad (9.8)$$

где

$$\psi_n = \arctg \frac{\Phi_{\text{э}2n}}{\Phi_{\text{э}1n}} \quad (9.9)$$

является фазой  $n$ -й гармоники, соответствующей амплитуде  $\Phi_{\text{э},n}$ .

Из уравнений (9.5) и (9.6) следует, что косинусоидальная часть суммарной амплитуды есть функция четная, а синусоидаль-

ная  $\Phi_{\alpha 2n}$  — нечетная относительно  $n$ . При подстановке четной величины  $\Phi_{\alpha 1n}$  и нечетной  $\Phi_{\alpha 2n}$  в выражение (9.9) находим

$$\psi_n = -\psi_{(-n)}.$$

Таким образом, фаза  $n$ -й гармоники  $\psi_n$  есть нечетная функция относительно  $n$ , а следовательно, и относительно круговой управляющей частоты  $\omega_p$  и пропорциональной ей несущей частоты  $\omega_n$ . Непосредственно из формулы (9.7) следует, что амплитуда  $n$ -й гармоники всегда четна относительно  $n$  и частот  $\omega_p$  и  $\omega_n$ .

Если  $\Phi_{\alpha n}(t)$  является четной функцией относительно времени  $t$ , т. е.  $\Phi_{\alpha n}(t) = \Phi_{\alpha n}(-t)$ , то синусоидальные члены гармонического ряда (9.3) на основании формулы (9.6) обращаются в нуль. Аналогично при нечетной относительно времени функции  $\Phi_{\alpha n}(t) \neq \neq \Phi_{\alpha n}(-t)$  обращаются в нуль косинусоидальные члены этого ряда.

Для периодической последовательности импульсов лучистого потока несущей частоты в анализаторе изображения правомерно принять за начало отсчета времени  $t$  момент возникновения первого импульса при пересечении первым отверстием раstra лучистого потока от цели. В этом случае функция  $\Phi_{\alpha n}(t)$ , описывающая модулированную периодическую последовательность импульсов несущей частоты, нечетна относительно времени  $t$ .

Наибольшую мощность в сложном периодическом колебательном процессе содержит элементарная гармоника, описываемая первым членом разложения Фурье. В целях оценки величины этой мощности найдем из уравнения (9.8) значение функции  $\Phi_{\alpha n}(t)$ , ограничившись первым членом разложения, т. е. приняв  $n=1$ .

Для последовательности близких к прямоугольным синусоидальных импульсов (рис. 9.7) в интервале  $0 < t < \tau$ , соответствующем первому импульсу, справедливо приближенное равенство

$$\Phi_{\alpha n}(t) = \Phi_{\alpha 0},$$

а при  $t < 0$  и  $\tau < t < T_n$

$$\Phi_{\alpha n}(t) = 0.$$

Амплитуда первой гармоники ( $n=1$ ) на основании формул (9.5)—(9.7) после тригонометрических преобразований и замены  $\omega_n T_n/2$  через  $\pi$  по формуле (9.1) выражается уравнением

$$\Phi_{\alpha n=1} = \frac{2}{\pi} \Phi_{\alpha 0} \sin \frac{\omega_n \tau}{2}. \quad (9.10)$$

На основании формулы (9.9) с учетом зависимостей (9.1), (9.5), (9.6) фаза первой гармоники, соответствующая амплитуде  $\Phi_{\alpha n=1}$ , выражается уравнением

$$\psi_{n=1} = \frac{\omega_n \tau}{2}. \quad (9.11)$$

Величина импульса лучистого потока несущей частоты на основании формул (9.8), (9.10) и (9.11) выражается при  $n=1$  уравнением

$$\Phi_{э.н}(t) = \frac{\Phi_{э.0}}{2} + \frac{2}{\pi} \Phi_{э.0} \sin \frac{\omega_n \tau}{2} \cos \left[ \omega_n \left( t - \frac{\tau}{2} \right) \right]. \quad (9.12)$$

Максимальная величина импульсов несущей частоты синусоидальной формы соответствует моментам времени, в которых косинус разности фаз в уравнении (9.12) равен единице.

Выходное электрическое напряжение оптико-электронной системы пропорционально лучистому потоку, облучающему приемник лучистой энергии. В процессе прохождения через усилители переменного напряжения постоянная составляющая выходного напряжения ПЛЭ, пропорциональная  $\Phi_{э.0}/2$ , исключается и величина электрического тока  $I_n(t)$  в электронном тракте при постоянной нагрузке пропорциональна второму члену правой части уравнения (9.12). Следовательно,

$$I_n(t) = k \frac{2}{\pi} \Phi_{э.0} \sin \frac{\omega_n \tau}{2} \cos \left[ \omega_n \left( t - \frac{\tau}{2} \right) \right], \quad (9.13)$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности, определяемый свойствами ПЛЭ и электронного тракта.

Средняя за период колебаний несущей частоты мощность синусоидального электрического тока при прохождении через омическое сопротивление  $R_1$  определяется формулой

$$P_n = \frac{I_n^2(t) R_1}{2}. \quad (9.14)$$

Очевидно, что максимальная средняя мощность несущих колебаний  $P_n$  может быть получена, если в формуле (9.13) при прочих равных условиях

$$\sin \frac{\omega_n \tau}{2} = 1. \quad (9.15)$$

С учетом формул (9.1) и (9.2) выражение (9.15) преобразуется к уравнению

$$\sin \pi \gamma = 1,$$

которое удовлетворяется в пределах одного периода при

$$\gamma = 0,5. \quad (9.16)$$

Следовательно, максимальная средняя мощность электрических синусоидальных сигналов несущей частоты, созданных растровым анализатором изображения и приемником лучистой энергии и усиленных усилителем переменного тока, достигается при коэффициенте заполнения периодического ряда импульсов  $\gamma = 0,5$ . Величина

средней мощности из совместного решения уравнений (9.13) — (9.16) выражается формулой

$$P_{\text{н}} = k_1 \left( \frac{2}{\pi} \Phi_{\text{э0}} \right)^2 \cos^2 \left[ \omega_{\text{н}} \left( t - \frac{\tau}{2} \right) \right], \quad (9.17)$$

где коэффициент пропорциональности  $k_1$  зависит от технических параметров электрического тракта несущей частоты и равен

$$k_1 = k^2 \frac{R_1}{2}.$$

Из формулы (9.17) очевидно, что  $P_{\text{н}}$  пропорциональна величине

$$\left( \frac{2}{\pi} \Phi_{\text{э0}} \right)^2 \approx 0,4 \Phi_{\text{э0}}^2. \quad (9.18)$$

Из-за исключения постоянной составляющей полезная мощность формируется только из половины лучистого потока. Отсюда следует, что при коэффициенте заполнения ряда импульсов  $\gamma=0,5$ , когда модуляция лучистого потока в анализаторах изображения создает синусоидальные импульсы несущей частоты непрерывно, одна первая гармоника, выделенная узкополосным усилителем несущей частоты, трансформирует около 4/5 средней мощности переносимой составляющей лучистого потока, переносимой всеми гармониками сложного колебания. При этом скважность периодической последовательности импульсов  $N=2$ . Увеличение скважности ряда выше двух превращает модуляцию из непрерывной в импульсную, когда доля мощности излучения, переносимой первой гармоникой, значительно уменьшается. Это требует использования в сигналах несущей частоты мощности последующих гармоник, для чего необходимо расширять полосу пропускания усилителя несущей частоты. Это нежелательно, так как увеличивает шумы оптоэлектронного тракта. Поэтому рациональными значениями продолжительности импульсов и скважности в анализаторах с несущей частотой следует считать  $\gamma=0,5$  и  $N=2$ , являющиеся практически предельными при непрерывной модуляции.

#### § 9.4. ДВУХЧАСТОТНЫЕ АНАЛИЗАТОРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ С АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Анализаторы изображения с оптической амплитудной модуляцией сигналов несущей частоты имеют как управляющую, так и несущую частоты и обеспечивают модуляцию колебаний высокой несущей частоты более низкой управляющей частотой. Они в отличие от анализаторов без несущей частоты обеспечивают помехоустойчивую работу оптоэлектронных систем приборов самонаведения и наведения при наличии неравномерного фона с размерами излучателей, существенно превышающими по угловым размерам цель, т. е. обеспечивают угловую селекцию цели от фонов. Кроме того, наличие несущей частоты с амплитудой сигналов, не завися-

щей от величины угла рассогласования и зависящей от облученности оптико-электронной системы, позволяет использовать эту амплитуду в качестве носителя информации об облученности прибора потоком от цели для управления автоматическим регулятором усиления (АРУ).

АРУ при изменении облученности входного отверстия прибора автоматически корректирует коэффициент усиления усилителя несущей частоты, обеспечивая на его выходе постоянство амплитуды сигналов несущей частоты. Это обеспечивает независимость модулированной с частотой управления амплитуды управляющих сигналов от облученности входного отверстия оптико-электронной системы. АРУ начинает действовать автоматически тогда, когда амплитуда выходного сигнала усилителя несущей частоты достигает величины, превышающей амплитуду порогового сигнала в несколько раз, что необходимо для повышения надежности приема излучения цели.

Анализаторы изображения с амплитудной модуляцией сигналов несущей частоты в литературе называются также двухчастотными анализаторами с амплитудной модуляцией. Эти два наименования ниже применяются равноправно.

### Амплитудная модуляция колебаний несущей частоты в анализаторах изображения

При непрерывной амплитудной модуляции в анализаторах изображения вследствие периодического вращения раstra или сканирования изображения цели с угловой скоростью  $\omega_p$  модулирующая управляющая функция  $\Phi_{a,y}(t)$  в общем случае выражает гармонический колебательный процесс и может иметь, например, синусоидальный вид

$$\Phi_{a,y}(t) = \Delta\Phi_{a,y}[\sin(\omega_p t + \psi_y) - 1], \quad (9.19)$$

где  $\psi_y$  — начальная фаза управляющего колебания при  $t=0$ ;

$\Delta\Phi_{a,y}$  — амплитуда потока излучения управляющей функции.

Если величина переменного лучистого потока несущей частоты есть  $\Phi_{a,n}(t)$ , то уравнение огибающей кривой высокочастотных колебаний, модулированных управляющим сигналом вида (9.19), запишем следующим образом:

$$\Phi_{a,m}(t) = \Phi_{a,n}(t) + \Delta\Phi_{a,y}[\sin(\omega_p t + \psi_y) - 1]. \quad (9.20)$$

График формирования сигналов несущей частоты при амплитудной модуляции более низкой управляющей частотой в соответствии с уравнением (9.20) представлен на рис. 9.8. Если несущая частота  $\omega_n$  не менее чем на один порядок выше управляющей частоты  $\omega_p$ , то форму огибающей кривой можно считать подобной форме управляющей функции, т. е. синусоидальной.

Отношение амплитуды управляющего потока излучения к амплитуде лучистого потока колебаний несущей частоты назы-

вается коэффициентом глубины амплитудной модуляции, или коэффициентом амплитудной модуляции  $M_a$  лучистого потока

$$M_a = \frac{\Delta\Phi_{a,y}}{\Phi_{a,n}(t)}. \quad (9.21)$$

Для более эффективного использования мощности потока излучения цели, когда усилители электрического тракта пропускают только переменную составляющую пропорционального ему электрического сигнала, целесообразно проектировать анализаторы изображения с максимально возможным коэффициентом глу-

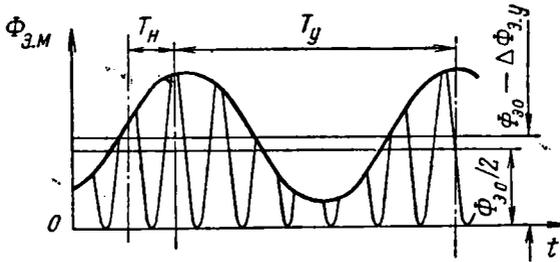


Рис. 9.8. График формирования сигналов несущей частоты в анализаторе изображения с амплитудной модуляцией:  $T_H$  и  $T_y$  — периоды несущих и управляющих колебаний

бины модуляции. Максимальное значение  $M_a$  всегда не превышает единицы, так как невозможно осуществить оптическую модуляцию методом обтюрации с  $\Delta\Phi_{a,y} > \Phi_{a,n}(t)$ . Это наглядно иллюстрируется графиком на рис. 9.8.

С учетом зависимости (9.21) уравнение (9.20) приводится к виду

$$\Phi_{a,m}(t) = \Phi_{a,n}(t) \{1 + M_a [\sin(\omega_p t + \psi_y) - 1]\}. \quad (9.22)$$

Если колебания величины лучистого потока несущей частоты в анализаторе изображения являются периодической функцией, описываемой синусоидальным уравнением вида

$$\Phi_{a,n}(t) = \frac{\Phi_{a0}}{2} [1 + \sin(\omega_n t + \psi_n)], \quad (9.23)$$

где  $\Phi_{a0}$  — величина лучистого потока от цели, падающего на плоскость анализатора изображения;

$\omega_n$  и  $\psi_n$  — частота и начальная фаза несущих колебаний,

то текущее значение амплитуды модулированного колебания выражается формулой

$$\Phi_{a,m}(t) = \frac{\Phi_{a0}}{2} [1 + \sin(\omega_n t + \psi_n)] \{1 + M_a [\sin(\omega_p t + \psi_y) - 1]\}. \quad (9.24)$$

В создании переменного электрического сигнала на выходе ПЛЭ участвует вся лучистая энергия, пропущенная анализатором изображения. В усилителе управляющей частоты пропускается только переменная часть электрического напряжения, пропорциональная изменяющемуся с частотой управления члену во второй квадратной скобке уравнения (9.24). Величина переменного электрического тока колебаний управляющей частоты по аналогии с формулой (9.13) выражается уравнением

$$I_{\text{м}}(t) = k_2 \frac{\Phi_{\text{с}0}}{2} [M_{\text{а}} \sin(\omega_{\text{р}}t + \psi_{\text{у}}) - 1],$$

где  $k_2$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров ПЛЭ и электрического тракта, включая усилитель управляющей частоты.

Средняя за период управляющей амплитудной модуляции лучистого потока от цели в анализаторе изображения мощность модулированного электрического управляющего сигнала при прохождении через омическое сопротивление  $R_1$  по аналогии с формулой (9.17) описывается уравнением

$$P_{\text{м}} = k_3 \left( \frac{\Phi_{\text{с}0}}{2} \right)^2 [M_{\text{а}} \sin(\omega_{\text{р}}t + \psi_{\text{у}}) - 1]^2, \quad (9.25)$$

где

$$P_{\text{н}} = \frac{k_3 \Phi_{\text{с}0}^2}{4}, \quad (9.26)$$

равная  $P_{\text{м}}$  при  $M_{\text{а}} = 0$ , есть средняя мощность электрического сигнала за период несущих колебаний без модуляции. Так как за период управляющей модуляции средние значения

$$\begin{aligned} \sin(\omega_{\text{р}}t + \psi_{\text{у}}) &= 0, \\ \sin^2(\omega_{\text{р}}t + \psi_{\text{у}}) &= 0,5, \end{aligned}$$

то после возведения в квадрат двучлена в квадратных скобках получим для расчета средней мощности управляющего сигнала за период  $T_{\text{у}}$  формулу

$$P_{\text{м}} = P_{\text{н}}(1 + 0,5M_{\text{а}}^2).$$

Абсолютное значение мощности управляющего электрического сигнала в максимальном и минимальном режимах находим из уравнения (9.25) при  $\sin(\omega_{\text{р}}t + \psi_{\text{у}}) = \pm 1$ :

$$|P_{\text{м max}}| = P_{\text{н}}(1 + M_{\text{а}}^2), \quad (9.27)$$

$$|P_{\text{м min}}| = P_{\text{н}}(1 - M_{\text{а}}^2). \quad (9.28)$$

При полной глубине модуляции ( $M_{\text{а}} = 1$ ) средняя за период колебаний управления мощность

$$P_{\text{м.полн}} = 1,5P_{\text{н}} \quad (9.29)$$

абсолютная мощность максимального режима

$$|P_{\text{max полн}}| = 4P_{\text{н}} \quad (9.30)$$

абсолютная мощность минимального режима

$$|P_{\text{min полн}}| = 0.$$

Следовательно, усилитель управляющей частоты при амплитудной модуляции должен обеспечивать усиление управляющего электрического сигнала при вариациях мощности от нуля до величины, превышающей значение средней мощности за период несущей частоты  $P_{\text{н}}$  в четыре раза при условии, что средняя мощность, в основном определяющая характер управляющего сигнала, превышает значение  $P_{\text{н}}$  только в полтора раза. Усилители, обеспечивающие работу в условиях таких значительных вариаций мощности, сложны, дороги и имеют большие габариты, что является существенным недостатком метода амплитудной модуляции при применении его в оптико-электронных приборах самонаведения и наведения ЛА.

#### **Анализатор изображения с амплитудной модуляцией несущих колебаний сканированием изображения цели и фонов**

В случае применения оптической системы по схеме рис. 9.4 со сканирующим изображением цели и фонов анализатор изображения с амплитудной модуляцией имеет растр несущей частоты, нанесенный на площадку приемника лучистой энергии, ограниченную круговой диафрагмой раstra частоты управления. Наиболее простая форма раstra несущей частоты представлена на рис. 9.9. При отсутствии угла рассогласования цели центр кружка рассеяния ее изображения описывает окружность, совпадающую с внешним диаметром раstra и площадки ПЛЭ. Прозрачные элементы раstra имеют приблизительно квадратную форму, по площади примерно равны кружку рассеяния и при  $\varphi_{\text{ц}}=0$  обеспечивают облучение ПЛЭ половиной лучистого потока, прошедшего во входное отверстие оптической системы от цели.

График формирования сигналов в этом случае состоит из практически прямоугольных импульсов несущей частоты (рис. 9.10, а). Несущая частота определяется числом оборотов сканирующего зеркала и количеством прозрачных элементов на растре. При угле рассогласования цели, не превышающем углового размера радиуса кружка рассеяния ее изображения, глубина модуляции и амплитуда лучистого потока изменяется практически линейно по углу рассогласования цели. Тогда при  $\varphi_{\text{ц}} < 0$  график формирования сигналов имеет вид, представленный на рис. 9.10, б. Угол фазирования цели на схеме рис. 9.9 отсчитывается от направления оси  $z$  и принят равным  $\pi/2$ . Поэтому на графике формирования сигналов угол фазирования  $\varphi_{\text{ф}}$  соответствует  $T_{\text{у}}/4$ . Величины  $T_{\text{у}}$  и  $T_{\text{н}}$  — периоды управляющей и несущей частоты, а  $\omega_{\text{р}}$  — угловая скорость враще-

ния сканирующего зеркала и равная ей угловая скорость сканирования изображения цели по неподвижному растру.

График формирования сигналов на рис. 9.10, б наглядно показывает амплитудную модуляцию лучистого потока с управляющей частотой. Ее форма близка к синусоиде со средним значением амплитуды  $0,5\Phi_{30}$ .

Наряду с положительными свойствами схема модуляции несущей частоты по амплитуде сигнала со сканирующим изображением цели имеет недостаток, заключающийся в том, что с увеличением

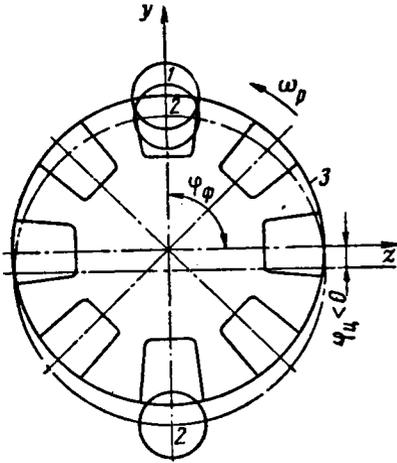


Рис. 9.9. Схема действия анализатора изображения с амплитудной модуляцией сигналов несущей частоты сканированием изображения цели: 1 и 2—положения кружка рассеяния при  $\varphi_\psi = 0$  и  $\varphi_\psi < 0$ ; 3—отверстие диафрагмы

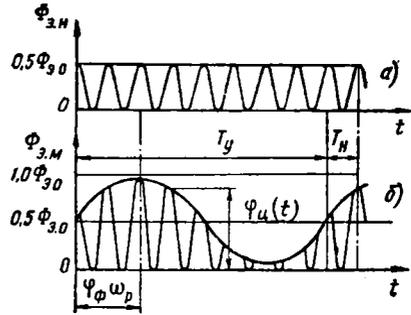


Рис. 9.10. Графики формирования сигналов в двухчастотном анализаторе изображения с амплитудной модуляцией сканированием изображения цели:

а—при  $\varphi_\psi = 0$ ; б—при  $\varphi_\psi < 0$

угла рассогласования цели появляется вариация несущей частоты. Особенно сильно это явление проявляется за пределами линейной зоны при углах рассогласования, превышающих угловой размер диаметра кружка рассеяния, когда за оборот сканирующего зеркала импульсы формируются в виде одной пачки, длительность которой менее полупериода. В этих условиях необходимо применять усилители с расширенной полосой пропускания, что неизбежно приводит к снижению помехоустойчивости прибора самонаведения.

Для уменьшения вариаций несущей частоты прозрачные элементы располагают не только на внешней окружности растра, но и внутри круга. Порядок расположения и размеры элементов растра уточняются экспериментально. Количество прозрачных элементов на окружности растра, совпадающей с отверстием диафрагмы, должно быть достаточно большим, чтобы обеспечить независимость действия усилителей несущей и огибающей частот. На практике принимается несущая частота, превышающая огибающую частоту не менее чем в 10—15 раз. Несущая частота

ограничивается по величине инерционностью приемника лучистой энергии и выбирается в зависимости от его постоянной времени.

Количество и расположение элементов в нелинейной зоне на внутренней поверхности круга выбираются таким образом, чтобы частота пересечения прозрачных элементов растра центром кружка рассеяния при сканировании была бы максимально стабильной во всем диапазоне углов рассогласования и фазирования цели. Степень нестабильности несущей частоты должна быть согласована с полосой пропускания усилителя несущей частоты. В нелинейной зоне глубина модуляции лучистого потока не зависит от угла рассогласования и не может служить его мерой. Здесь величина  $M_d \approx 1$ , но варьируется на различных прозрачных элементах ввиду их разного положения в общем случае относительно траектории кружка рассеяния изображения цели. Важное достоинство сканирующей схемы анализатора с амплитудной модуляцией заключается в отсутствии зоны нечувствительности в центральной области, которая является наиболее важным участком в определении координат цели непосредственно перед встречей летательных аппаратов.

### **Анализатор изображения с амплитудной модуляцией несущих колебаний двухчастотным вращающимся растром**

Двухчастотный вращающийся растр (рис. 9.11) в отличие от полудиска (см. рис. 9.2) имеет вместо непрозрачной половины решетчатую структуру, состоящую из прозрачных и непрозрачных элементов. Это позволяет вместо сплошного перекрытия излучения цели в течение полуоборота создать прерывистую модуляцию лучистого потока с несущей частотой

$$\omega_n = 2m_1\omega_p,$$

где  $m_1$  — число прозрачных элементов в кольцевом поясе полудиска;

$\omega_p$  — угловая скорость растра.

Для выравнивания пропускания лучистой энергии через обе половины диска вторая половина растра выполнена полупрозрачной. В этом случае две половины площадки приемника, разделенные граничным диаметром полупрозрачной и решетчатой зон растра, облучаются анализатором изображения одинаковыми немодулированными потоками от равномерного фона и симметрично нагретого обтекателя. Одновременно выравнивается нагревание половинок растра за счет потерь лучистой энергии, падающей на анализатор. Это исключает неравномерное излучение от растра в сторону приемника лучистой энергии. Таким образом, замена прозрачной половины диска анализатора изображения полупрозрачной приводит к уменьшению шумов приемника, т. е. к повышению помехоустойчивости оптико-электронной системы.

График формирования сигналов в анализаторе изображения с двухчастотным вращающимся растром по схеме рис. 9.1 состоит из полупериодной модулированной пачки импульсов и полупериодной зоны постоянного сигнала (рис. 9.12, а). Угол фазирования цели на графике формирования сигналов соответствует времени от начала координат до момента начала пачки. Это время равно  $\varphi_{\phi}/\omega_p$ . При полной глубине модуляции лучистого потока от цели прозрачными и непрозрачными элементами какого-либо полукольца максимальная амплитуда сигналов несущей частоты в два раза

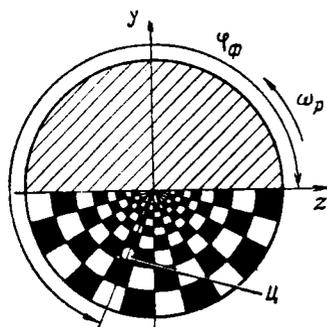


Рис. 9.11. Схема двухчастотного раstra с решетчатым и полупрозрачным полудисками:

$\zeta$ —положение изображения цели;  $\varphi_{\phi}$ —угол фазирования цели

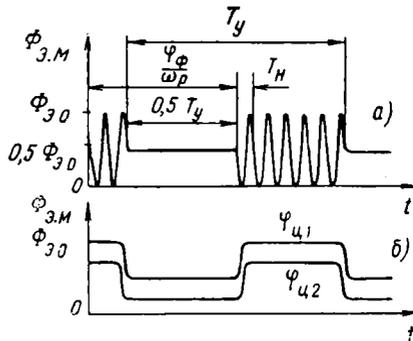


Рис. 9.12. Графики формирования сигналов в двухчастотном анализаторе изображения с амплитудной модуляцией вращающимся растром:

а—график несущих колебаний; б—графики управляющих сигналов при различных углах рассогласования цели;  $\varphi_{\zeta 1} = \varphi_{\zeta \max}$

превышает величину лучистого потока от цели, падающего на ПЛЭ сквозь полупрозрачную зону раstra. Постоянная составляющая лучистого потока от цели в многоэлементной зоне  $\Phi_{\Sigma 0}/2$ , равная среднему значению его амплитуды за полупериод вращения раstra, выражается в соответствии с формулой (9.4) уравнением

$$\frac{\Phi_{\Sigma 0}}{2} = \frac{1}{0,5T_y} \int_0^{0,5T_y} \Phi_{\Sigma, H}(t) dt,$$

где  $\Phi_{\Sigma, H}(t)$  — закон изменения модулированного несущими колебаниями лучистого потока от цели.

Величина  $\Phi_{\Sigma 0}/2$  равна величине лучистого потока от цели, облучающего ПЛЭ в зоне постоянного сигнала. Следовательно, часть лучистого потока от цели, не проходящая сквозь растр анализатора изображения и нагревающая диск, одинакова в его обеих половинах. Нагревание диска анализатора лучистым потоком от цели при этом равномерно. Это позволяет исключить модулированные шумы ПЛЭ, возникающие при его облучении от неравномерно нагретого

вращающегося растра вследствие разной чувствительности отдельных элементов площадки приемника излучения.

Амплитудная модуляция сигналов несущей частоты управляющей частотой обеспечивается изменением глубины модуляции при переходе кружка рассеяния в связи с изменением угла рассогласования цели из одной кольцевой зоны в какую-либо другую. Разные кольцевые зоны имеют различные размеры прозрачных и непрозрачных элементов по дуге окружности. Эти размеры пропорциональны радиусу кольцевой зоны. При одинаковом по всему полю зрения размере кружка рассеяния и толщине кольцевых зон, равной диаметру кружка рассеяния, глубина несущей модуляции изменяется линейно в зависимости от радиуса действующей кольцевой зоны, т. е. угла рассогласования цели  $\varphi_{\text{ц}}$  (рис. 9.12, б). Амплитуда лучистого потока, падающего от цели на ПЛЭ, пропорциональна глубине модуляции и углу  $\varphi_{\text{к}}$ . Следовательно, величина модулированного лучистого потока  $\Phi_{\text{а.м}}$  является мерой угла рассогласования цели и выражается формулой

$$\Phi_{\text{а.м}} = k_4 \varphi_{\text{ц}}$$

где  $k_4$  — постоянный коэффициент.

Максимальная глубина модуляции ( $M_{\text{а}}=1$ ) в этих условиях соответствует кольцевой зоне с максимальным радиусом. По мере приближения изображения цели к центру растра глубина модуляции может стать настолько малой, что отношение сигнала к шуму приемника будет меньше единицы и оптико-электронная система будет нечувствительна к излучению цели. Область растра, соответствующая таким условиям, называется зоной нечувствительности. Для повышения точности наведения снаряда на цель необходимо сделать зону нечувствительности минимальной.

Некоторого увеличения глубины модуляции при малых углах рассогласования цели можно достигнуть, например, уменьшением размера кружка рассеяния изображения точечной цели в центре поля зрения относительно периферии путем специальной коррекции оптической преобразующей системы прибора. При этом зона нечувствительности в центре анализатора уменьшается. Ее размер определится радиусом, на котором глубина модуляции достаточна для обеспечения отношения сигнала к шуму, большего единицы. Если в некоторой центральной зоне оптической системы размер кружка рассеяния приближенно постоянен, то глубину модуляции можно повысить, увеличив угол секторов и кольцевые зоны решетчатого растра. При этом нужно учитывать, что для обеспечения надежности независимого действия типовых электрических трактов усиления колебаний несущей и управляющей частот они должны различаться не менее чем на один порядок. В этих условиях минимальное число секторов на полудиске равно примерно десяти, так как одному полному колебанию несущей частоты соответствуют два сектора.

Угловую величину центральной зоны нечувствительности можно также уменьшить, уменьшая угловой размер пятна рассеяния с помощью длиннофокусных оптических систем или заменой электронных усилителей оптическими квантовыми усилителями, полоса пропускания в которых на 2—3 порядка уже, чем в электронных, и помехоустойчивость значительно выше. Наиболее перспективен последний путь, так как возможности дальнейшего улучшения коррекции aberrаций оптических систем ограничены, а увеличение фокусного расстояния связано с крайне нежелательным расширением габаритов прибора самонаведения ЛА.

При проектировании оптической преобразующей системы и раstra необходимо увязывать закон изменения углового размера кружка рассеяния по углу рассогласования цели с законом изменения размеров площади элементов раstra по его радиусу. В основу одного из целесообразных конструктивных решений можно положить оптическую систему с кружком рассеяния, приближенно линейно увеличивающимся по углу рассогласования. Диаметр  $d_{\min}$  кружка рассеяния в центре поля зрения должен быть настолько малым, чтобы минимально допустимая глубина модуляции соответствовала максимально допустимой величине радиуса  $r_{\min}$  зоны нечувствительности. Если в оптической системе диаметр кружка рассеяния в зависимости от радиуса  $r$ , определяющего положение изображения цели, выражается уравнением

$$d_p = d_{p \min} + (r - r_{\min}) k_{аб}, \quad (9.31)$$

то целесообразно принять для размера  $a$  приближенно квадратных элементов раstra линейный закон

$$a = ar, \quad (9.32)$$

в котором угловая величина сектора в радианах  $a$  больше постоянного aberrационного коэффициента  $k_{аб}$ . Тогда с увеличением угла рассогласования цели глубина модуляции возрастает. При максимальной глубине модуляции ( $M_a = 1$ ) в крайней кольцевой зоне радиуса  $r_{\max}$ , заданного значением мгновенного поля зрения, справедливо равенство

$$d_{p \max} = a_{\max} = ar_{\max}. \quad (9.33)$$

Тогда необходимый для расчета aberrаций рациональной оптической системы постоянный коэффициент  $k_{аб}$  из уравнений (9.31) и (9.33) выразится формулой

$$k_{аб} = \frac{ar_{\max} - d_{\min}}{r_{\max} - r_{\min}}, \quad (9.34)$$

Модуляционная характеристика анализатора с такой оптической системой имеет малую зону нечувствительности и мелкие ступени в центральной зоне, что обеспечивает высокую степень ее линейности по углу рассогласования цели (рис. 9.13). Максимум

глубины модуляции соответствует углу рассогласования, при котором центр кружка рассеяния находится в середине крайней кольцевой зоны. Если выбрать оптическую систему с постоянным и тем

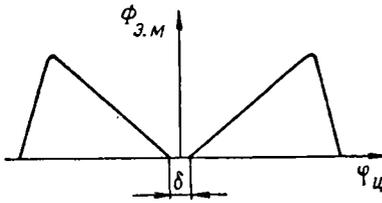


Рис. 9.13. Модуляционная характеристика анализатора изображения с растром (см. рис. 9.11):

$\delta$  — зона нечувствительности

более уменьшающимся от центра к периферии кружком рассеяния, то зона нечувствительности анализатора изображения увеличивается, создаются большие затруднения в обеспечении необходимой глубины модуляции в центральной зоне, а также увеличивается размер ступеней модуляционной характеристики в этой зоне.

Основной недостаток всех анализаторов изображения с амплитудной модуляцией сигналов несущей частоты с двухчастотным вращающимся растром заключается в наличии зоны нечувствительности в центре поля зрения, где цель находится в наиболее ответственный период сближения (непосредственно перед встречей).

### § 9.5. ЧАСТОТНАЯ И ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ В АНАЛИЗАТОРАХ ИЗОБРАЖЕНИЯ

При непрерывной оптической модуляции, как это показано в § 9.3, первая гармоника сложного колебания, описываемая первым членом разложения Фурье, содержит около 0,8 средней мощности модулированного лучистого потока, переносимой всеми гармониками сложного колебания. Если колебания первой гармоники выделяются узкополосным усилителем несущей частоты, то колебания лучистого потока несущей частоты в анализаторе изображения являются периодической функцией синусоидального вида, которая при нулевой начальной фазе ( $\psi_n = 0$ ) описывается уравнением

$$\Phi_{э.н}(t) = \frac{\Phi_{э0}}{2} (1 + \sin \omega_n t), \quad (9.35)$$

где  $\Phi_{э0}$  — величина лучистого потока от цели, падающего на плоскость анализатора изображения;

$\omega_n$  — частота несущих колебаний;

$t$  — текущее время.

Непрерывная частотная модуляция колебаний несущей частоты в анализаторах изображения с постоянной угловой скоростью вращения раstra или сканирования изображения цели осуществляется по периодическому закону, который можно представить, например, модулирующей функцией вида

$$\omega_y(t) = \Delta \omega_y \sin(\omega_p t + \psi_y), \quad (9.36)$$

где  $\Delta\omega_y$  — амплитуда частоты изменения потока излучения управляющей функцией, называемая девиацией частоты;

$\psi_y$  — начальная фаза управляющего колебания при  $t=0$ .

Тогда несущая частота  $\omega_n$  при модуляции получает в соответствии с формулой (9.36) приращение, что математически отражается уравнением

$$\omega_m(t) = \omega_n + \Delta\omega_y \sin(\omega_p t + \psi_y), \quad (9.37)$$

где  $\omega_m(t)$  — текущая модулированная частота.

Из уравнения (9.37) следует, что мгновенная фаза модулированной несущей частоты переменна во времени, так как переменна модулированная частота  $\omega_m(t)$ . Согласно правилам механики фазовый сдвиг сложного колебания не может быть найден путем непосредственной подстановки  $\omega_n$  из уравнения (9.37) в уравнение лучистого потока колебаний несущей частоты (9.35), как при рассмотрении амплитудной модуляции в § 9.4, где мгновенная фаза постоянной несущей частоты  $\omega_n t$  растет пропорционально времени. В данном случае полная мгновенная фаза модулированных колебаний как функция вида  $\psi_m(t)$  определяется путем интегрирования модулированной переменной частоты  $\omega_m(t)$  по времени в интервале от 0 до  $t$  по формуле

$$\psi_m(t) = \int_0^t \omega_m(t) dt. \quad (9.38)$$

В свою очередь мгновенное значение модулированной переменной частоты определяется по формуле

$$\omega_m(t) = \frac{d\psi_m(t)}{dt}. \quad (9.39)$$

Из формул (9.38) и (9.39) следует весьма важное положение, взаимно увязывающее изменение частоты и фазы как параметров угловой модуляции, частными формами которой являются частотная и фазовая модуляция. Это положение формулируется следующим образом: изменение полной фазы модулированного колебания по закону  $\psi_m(t)$  эквивалентно изменению модулированной частоты по закону производной по времени от  $\psi_m(t)$ , а изменение частоты по закону  $\omega_m(t)$  эквивалентно изменению полной фазы того же колебания по закону интеграла от  $\omega_m(t)$  в интервале времени от 0 до  $t$ . Это известное положение является важнейшим в теории частотной и фазовой модуляции.

На основании формулы (9.38) преобразуем уравнение колебаний несущей частоты (9.35) для условий полных колебаний лучистого потока, модулированных колебаниями переменной частоты к виду

$$\Phi_{\omega.m}(t) = \frac{\Phi_{\omega 0}}{2} \left\{ 1 + \sin \left[ \int_0^t \omega_m(t) dt \right] \right\}. \quad (9.40)$$

Подставляя  $\omega_m(t)$  в зависимость (9.40) из выражения (9.37) и интегрируя, находим основное уравнение полных колебаний лучистого потока, модулированных переменной управляющей частотой:

$$\Phi_{\text{в.м}}(t) = \frac{\Phi_{\text{в0}}}{2} \left\{ 1 + \sin \left[ \omega_{\text{н}} t + \frac{\Delta\omega_y}{\omega_p} [\cos \psi_y - \cos (\omega_p t + \psi_y)] \right] \right\}, \quad (9.41)$$

где

$$\psi_m(t) = \omega_{\text{н}} t + \frac{\Delta\omega_y}{\omega_p} [\cos \psi_y - \cos (\omega_p t + \psi_y)] \quad (9.42)$$

есть полная мгновенная фаза частотно-модулированных колебаний, которая в частном случае нулевой начальной фазы управляющих колебаний ( $\psi_y=0$ ) выражается уравнением

$$\psi_m(t) = \omega_{\text{н}} t + \frac{\Delta\omega_y}{\omega_p} (1 + \cos \omega_p t). \quad (9.43)$$

Амплитуда вариации полной фазы частотно-модулированных колебаний, равная отношению девиации частоты к частоте управляющих колебаний

$$\Delta\psi_m = \frac{\Delta\omega_y}{\omega_p} = M_{\text{ч}}, \quad (9.44)$$

называется коэффициентом частотной модуляции, являющимся основной частотной характеристикой управляющей функции. Из формулы (9.44) очевидно, что коэффициент частотной модуляции не зависит от несущей частоты  $\omega_{\text{н}}$ . Однако при выборе  $M_{\text{ч}}$ , принимая величину управляющей частоты  $\omega_p$  и ее девиацию  $\Delta\omega_y$ , необходимо учитывать значение  $\omega_{\text{н}}$ , которое для обеспечения фильтрации частот в усилительном электрическом тракте должно быть выше величины  $\omega_p$  не менее чем на один порядок.

Для более полного раскрытия взаимосвязи частотной и фазовой модуляций [см. формулы (9.38) и (9.39)] полезно рассмотреть основные свойства фазовой модуляции. Непрерывная фазовая модуляция осуществляется на базе колебаний со стабильной несущей частотой вариацией фазы этих колебаний с помощью независимого фазового модулятора. Предположим, что вариация фазы колебаний лучистого потока несущей частоты выполняется анализатором изображения периодически в соответствии с уравнением

$$\psi_y(t) = \Delta\psi_y \sin(\omega_p t + \psi_y), \quad (9.45)$$

где  $\psi_y(t)$  и  $\psi_y$  — текущая и начальная фазы модулирующих колебаний лучистого потока;

$\Delta\psi_y$  — амплитуда вариации фазы модулирующих колебаний лучистого потока.

Полная фаза модулированных колебаний лучистого потока равна сумме фаз несущих и модулирующих колебаний

$$\psi_M(t) = \omega_H t + \psi_Y(t).$$

С учетом выражения (9.45) находим

$$\psi_M(t) = \omega_H t + \Delta\psi_Y \sin(\omega_P t + \psi_Y). \quad (9.46)$$

Мгновенная частота  $\omega_M(t)$  модулированных по фазе гармонических колебаний лучистого потока в соответствии с зависимостью (9.39) выражается дифференцированием по времени полной мгновенной фазы, описанной уравнением (9.46). Таким образом находим

$$\omega_M(t) = \omega_H + \Delta\psi_Y \omega_P \cos(\omega_P t + \psi_Y). \quad (9.47)$$

Из уравнения (9.47) следует, что мгновенная частота  $\omega_M(t)$  при фазовой модуляции изменяется относительно несущей частоты с управляющей частотой  $\omega_P$ .

Если несущие колебания лучистого потока при фазовой модуляции описываются таким же уравнением (9.35), как при частотной модуляции, то мгновенный модулированный лучистый поток на основании совместного решения зависимостей (9.40) и (9.47) выражается уравнением

$$\Phi_{\Sigma, M}(t) = \frac{\Phi_{\Sigma 0}}{2} \{1 + \sin[\omega_H t + \Delta\psi_Y [\sin(\omega_P t + \psi_Y) - \sin \psi_Y]]\}, \quad (9.48)$$

где

$$\psi_M(t) = \omega_H t + \Delta\psi_Y [\sin(\omega_P t + \psi_Y) - \sin \psi_Y] \quad (9.49)$$

есть полная мгновенная фаза фазово-модулированных колебаний, которая в частном случае нулевой начальной фазы управляющих колебаний ( $\psi_Y = 0$ ) выражается уравнением

$$\psi_M(t) = \omega_H t + \Delta\psi_Y \sin \omega_P t. \quad (9.50)$$

Амплитуды вариации фазы модулирующих и модулированных колебаний в силу постоянства несущей частоты одинаковы. Тогда с учетом формулы (9.44) получим

$$\Delta\psi_Y = M_{\psi} = \frac{\Delta\omega_Y}{\omega_P}. \quad (9.51)$$

Решая совместно зависимости (9.47) и (9.51), запишем уравнение текущей модулированной частоты в следующем виде:

$$\omega_M(t) = \omega_H + \Delta\omega_Y \cos(\omega_P t + \psi_Y). \quad (9.52)$$

Из сравнения выражений (9.37) и (9.52) можно сделать вывод о том, что мгновенные частоты колебаний, модулированных по частоте и по фазе управляющими колебаниями синусоидальной формы, определяются подобными по структуре и основным параметрам

( $\omega_n$ ,  $\Delta\omega_y$ ,  $\omega_p t$  и  $\psi_y$ ) уравнениями, что указывает на взаимозависимость частотной и фазовой модуляции. Но в первом случае частота модулированных колебаний изменяется при прочих равных условиях по синусоиде, а во втором — по косинусоиде.

Из уравнений (9.41) и (9.48) следует, что при частотной и фазовой модуляции амплитуда модулированного лучистого потока равна постоянной амплитуде колебаний несущей частоты. Это позволяет при частотной и фазовой модуляции в отличие от амплитудной применять для ограничения мощности сигнала в начале электронного тракта прибора ограничитель амплитуды, надежно обеспечивающий предохранение тракта усиления от недопустимо больших сигналов, возникающих под влиянием излучения цели на малых дальностях.

При частотной модуляции в анализаторе изображения координаты цели выражаются величиной девиации частоты и начальной фазой колебаний лучистого потока под влиянием управляющей модуляции. Для обеспечения линейного закона управления летательным аппаратом девиация управляющей частоты должна быть пропорциональна углу рассогласования цели

$$\Delta\omega_y = k_6 \varphi_{ц}. \quad (9.53)$$

При фазовой модуляции анализатор изображения должен обеспечить линейную зависимость угла рассогласования цели от амплитуды вариации фазы управляющей модуляции лучистого потока согласно уравнению

$$\Delta\psi_y = k_7 \varphi_{ц}. \quad (9.54)$$

Угол фазирования цели  $\varphi_{ц}$  связан с начальной фазой управления. Если за начало отсчета начальной фазы колебаний управления принята боковая ось  $z$  анализатора изображения и направление вращения модулирующего раstra с угловой скоростью  $\omega_p$  совпадает с направлением отсчета углов фазирования цели (на рис. 9.1 против часовой стрелки при наблюдении в сторону цели), то

$$\varphi_{ц} = \omega_p t. \quad (9.55)$$

### § 9.6. ДВУХЧАСТОТНЫЕ АНАЛИЗАТОРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ С ЧАСТОТНОЙ И ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Для использования частоты в качестве параметра, характеризующего угловые координаты цели, необходимо обеспечить в анализаторах изображения функциональную связь частоты модуляции лучистого потока с текущими координатами цели. Это означает, что частота модуляции должна быть функционально связана с угловыми координатами цели.

Частотные анализаторы изображения имеют несущую частоту и поэтому обеспечивают выделение лучистого потока точечной цели от излучений фоновых помех, если размеры их изображений в кар-

тинной плоскости оптико-электронной системы значительно превышают величину изображения цели, практически определяемого кружком рассеяния оптической преобразующей системы. Такие анализаторы можно конструктивно выполнять как с вращающимися растрами, так и со сканирующим изображением цели и фонов. Несущая частота при частотной модуляции может изменяться дискретно или непрерывно. При модуляции с дискретным изменением частоты применяются растры, модулирующие две или несколько несущих частот. В простейшем случае растр модулирует две несущих частоты, которые являются носителями информации только о знаке угла рассогласования цели. Многочастотный растр модулирует величину угла рассогласования ступенчато изменяемой частотой. При частотной модуляции непрерывной управляющей функцией колебания несущей частоты модулируются управляющей частотой, что одновременно вызывает изменение их частоты и фазы.

### Анализаторы изображения со сканированием лучистого потока по секторному растру

Оптическим частотным модулятором с непрерывным изменением частоты является анализатор изображения с секторным растром, наложенным на приемник лучистой энергии, и сканирующим изображением цели (рис. 9.14). Диаметр окружности сканирования изображения цели равен радиусу растра. При максимальном угле рассогласования цели окружность сканирования проходит через центр растра и касается его внешней окружности. При нулевом значении угла рассогласования цели ее изображение пересекает все сектора одинаковыми дугами. В этом случае модулированный лучистый поток характеризуется гармоническими колебаниями несущей частоты, определяемой угловой скоростью сканирования и числом прозрачных секторов растра.

При введении угла рассогласования цели путь кружка рассеяния изображения цели в различных секторах становится разным. Это приводит к изменению периода отдельных колебаний модулированного лучистого потока. Период колебаний лучистого потока, созданных при пересечении секторов кружком рассеяния изображения цели, увеличивается по мере удаления от центра растра, т. е. по мере увеличения угла рассогласования цели. При

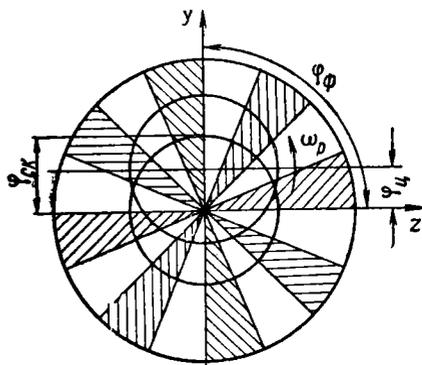


Рис. 9.14. Схема частотного анализатора изображения с секторным растром:

$\varphi_{ск}$  — угол рассогласования цели, соответствующий радиусу окружности сканирования

этом несущая частота подвергается девиации по синусоидальному закону, описываемому уравнением вида (9.37). В данном случае девиация частоты зависит от несущей частоты  $\omega_n$  и угла рассогласования цели  $\varphi_c$ . Так как величины дуг пересечения секторов пропорциональны малым углам рассогласования цели, то девиация частоты при изменении  $0 < \varphi_c < \varphi_{ск}$  меняется по линейному закону от нуля до максимального значения, соответствующего  $\varphi_{ск}$ . При максимальном угле рассогласования цели окружность сканирования изображения цели проходит через центр раstra, где модулированная частота равна нулю. Следовательно, максимальная девиация частоты по абсолютной величине равна несущей частоте. Поэтому девиация частоты выражается уравнением

$$\Delta\omega_y = \omega_n \frac{\varphi_c}{\varphi_{ск}}. \quad (9.56)$$

Тогда для рассматриваемого анализатора изображения уравнение модулированной частоты (9.37) записывается в следующей форме:

$$\omega_m(t) = \omega_n \left[ 1 + \frac{\varphi_c}{\varphi_{ск}} \sin(\omega_p t + \psi_y) \right]. \quad (9.57)$$

Из найденного уравнения следует, что мгновенное значение модулированной частоты линейно по углу рассогласования, а его фаза равна углу фазирования цели

$$\varphi_\Phi = \omega_p t + \psi_y. \quad (9.58)$$

Таким образом, модулированная частота лучистого потока является векторной величиной, несущей полную информацию о полярных координатах цели. Амплитуда импульсов модулированного лучистого потока постоянна. Постоянна и амплитуда частотно-модулированного электрического напряжения выходного сигнала оптико-электронной системы. После предварительного усиления и прохождения тракта усиления несущей частоты из модулированного частотой  $\omega_m(t)$  напряжения детектор выделяет вектор девиации частоты  $\Delta\omega_y$ , который в виде напряжения поступает в систему управления гиросtabilизатором.

Из уравнения (9.57) очевидно, что при  $\varphi_c = \varphi_{ск}$  модулированная частота изменяется в широких пределах

$$0 < \omega_m(t) < 2\omega_n.$$

В этом случае требуется широкополосный усилитель, что понижает помехоустойчивость оптико-электронного прибора. Для повышения помехоустойчивости прибора целесообразно ограничить величину девиации путем увеличения радиуса окружности сканирования. Так, например, при заданном максимальном угле рассогласования цели увеличение радиуса окружности сканирования в два раза сокращает диапазон изменения модулированной частоты до значения

$$0,5\omega_n < \omega_m(t) < 1,5\omega_n.$$

При таком методе повышения помехоустойчивости прибора появляются дополнительные помехи от фонов из-за расширения мгновенного поля зрения системы и увеличиваются шумы приемника лучистой энергии из-за неоднородности чувствительности его площадки при ее расширении. Поэтому диапазон девиации частоты анализатора изображения нужно выбирать с учетом качества однородности чувствительного слоя ПЛЭ.

При проектировании анализаторов с секторным растром необходимо рассчитывать оптическую преобразующую систему прибора так, чтобы кружок рассеяния увеличивался пропорционально углу поля зрения. В противном случае частотная модуляция будет сопровождаться паразитной амплитудной модуляцией, для фильтрации которой потребуются значительные усложнения электронного тракта.

Отрицательное свойство частотных анализаторов изображения заключается в модуляции фонов, значительно превышающих по угловым размерам цель, так как прозрачные секторы имеют гораздо большие размеры, чем кружок рассеяния изображения точечной цели. Частотные анализаторы изображения с вращающимися растрами не имеют преимуществ перед рассмотренным анализатором. Вращающийся растр выполняется секторным, но угловая величина его секторов для определения угла фазирования цели должна быть переменна по синусному закону. Частотный анализатор изображения с вращающимся секторным растром имеет в центре поля зрения зону нечувствительности, что является также существенным недостатком. Основное положительное качество анализаторов изображения с непрерывной частотной модуляцией состоит в выдаче управляющего сигнала, линейно зависящего от угла рассогласования, что необходимо при применении линейных систем управления летательными аппаратами.

Анализаторы изображения с непрерывной фазовой модуляцией должны выражать угол рассогласования цели  $\varphi_d$  через амплитуду вариации модулирующих колебаний фазы  $\Delta\psi_y$ , а  $\varphi_f$  через фазу  $(\omega_p t + \psi_y)$  фазово-модулированных колебаний. В этих условиях фаза  $(\omega_p t + \psi_y)$  зависит от фазовой модуляции, т. е. от угла рассогласования цели. Эта взаимозависимость носителей информации о координатах цели затрудняет независимое выделение последних. Поэтому применение анализаторов изображения с непрерывной фазовой модуляцией лучистого потока от цели в современных приборах самонаведения со значительными углами рассогласования, когда вариации  $\varphi_f$  при изменении  $\varphi_d$  существенны, нецелесообразно.

### **Частотные анализаторы изображения с двумя двухчастотными растрами**

В анализаторах изображения с двумя двухчастотными растрами оба растра вращаются с одинаковой постоянной угловой скоростью  $\omega_p$  малогабаритным электрическим или пневматическим двигате-

лем и расположены так, что они имеют взаимное перекрытие в зоне прохождения лучистого потока от цели (рис. 9.15). Это позволяет обеспечить выработку сигналов о координаторах цели в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, например в продольной плоскости снаряда и перпендикулярной ей боковой плоскости, при одноканальной оптико-электронной системе. Такая конструкция более выгодна по габаритам и стоимости.

Растровые штрихи нанесены на разных дисках с различной частотой и взаимно расположены группами так, чтобы при одинаковой скорости вращения дисков лучистый поток не мог пересекать одновременно штрихи двух растров. В этом случае лучистый поток модулируется растрами поочередно. При расположении дисков по

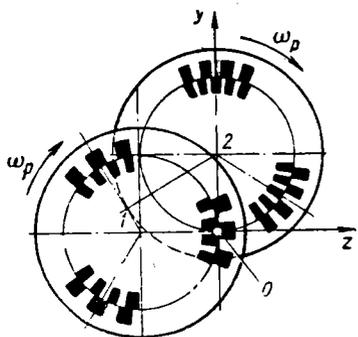


Рис. 9.15. Схема двухчастотного двухрастрового анализатора изображения:

1 и 2—растры бокового и вертикального каналов;  $O$ —ось оптико-электронной системы

схеме рис. 9.15 растр 1 обеспечивает модуляцию лучистого потока при вертикальном смещении цели, а растр 2—при горизонтальном. Если частотные фильтры вертикального канала электрической схемы соответствуют частотам модуляции на диске 1, то они не будут пропускать сигналы, модулированные диском 2. Аналогично обеспечивается независимость модуляции сигнала в боковом канале.

Для пояснения принципа двухчастотной дискретной модуляции лучистого потока от цели рассмотрим действие растра 1 в боковом канале управления. На диске нанесены два кольцевых концентрических пояса прозрачных и непрозрачных элементов. Количество прозрачных элементов на

внутреннем и внешнем поясах  $m_{11}$  и  $m_{12}$  различно. Растры установлены в фокальной плоскости оптической преобразующей системы прибора самонаведения, где размер изображения точечной цели определяется кружком абберационного рассеяния. Для полного пропускания и перекрытия потока лучистой энергии от цели ширина прозрачных и непрозрачных элементов должна быть не менее диаметра кружка рассеяния. Для обеспечения максимально возможной частоты модуляции в заданных габаритах растра целесообразно принять ширину элементов минимально возможной при полной глубине модуляции, т. е. при полном перекрытии и пропускании потока. В идеальном случае ширина элементов равна диаметру кружка рассеяния. Если выполнить это условие на границах разделения поясов для обоих дисков, то частоты модуляции при одинаковых диаметрах зоны раздела будут одинаковы и фильтрация частот становится невозможной.

В целях обеспечения различных частот целесообразно принять различные диаметры, разделяющей зоны на дисках 1 и 2. Но и в

этих условиях глубина модуляции в различных поясах должна выбираться с некоторым отступлением от полной. Для сохранения глубины модуляции можно варьировать частоты за счет некоторого изменения ширины элементов, малого по сравнению с диаметром кружка рассеяния. В этом случае глубина модуляции лучистого потока от цели является практически полной.

Если цель расположена на оптической оси прибора и в ее зоне разделения частотных поясов (точка  $O$ ), то лучистый поток модулируется одновременно двумя частотами  $\omega_p m_{11}$  и  $\omega_p m_{12}$  первого диска. При этом электронный тракт не пропускает сигналы в канал управления рулями. Если угол рассогласования цели превышает зону нечувствительности, то изображение цели смещается на один из частотных поясов в зависимости от знака угла рассогласования и лучистый поток модулируется соответствующей частотой. Модулированные сигналы частоты управления проходят через соответствующий фильтр, система силового привода поворачивает руль и вызывает разворот ЛА. При этом угол рассогласования цели уменьшается и кружок рассеяния ее изображения приближается к зоне разделения поясов. Модулированные сигналы передаются на управление летательным аппаратом до прихода центра изображения цели в зону разделения кольцевых поясов.

В связи с конечными размерами кружка рассеяния в системе модуляции существует зона нечувствительности, понижающая точность наведения. Поэтому желательно иметь оптическую преобразующую систему с минимальным абберационным кружком. При значительном размере кружка рассеяния зону нечувствительности можно уменьшить соответствующим выбором порогового значения разности амплитуд лучистых потоков, модулированных первой и второй частотами. Разность этих амплитуд определяется путем сравнения пропорциональных им электрических токов, поступающих в поляризованное реле через первый и второй фильтры. При пороговом значении разности амплитуд поляризованное реле включает движение силового привода управления рулями в определенном направлении. Величина зоны нечувствительности должна выбираться с учетом динамики системы управления летательным аппаратом.

Дискретные анализаторы изображения с двухчастотными растрами по принципу действия относятся к релейным системам типа «да—нет» и не обеспечивают выдачу сигнала, пропорционального углу рассогласования, что необходимо для осуществления пропорциональной схемы управления снарядом, оптимальной для решения задачи встречи летательных аппаратов.

Модуляционная характеристика рассматриваемого анализатора изображения представлена на рис. 9. 16. По оси ординат отложена постоянная амплитуда лучистого потока  $\Phi_{э,м}$ , прошедшего на приемник, и пропорциональные ей амплитуды напряжения  $U_m$  выходного электрического сигнала ПЛЭ и угол поворота руля  $\alpha_{руля}$ . Около нуля углов рассогласования имеется зона нечувствительно-

сти  $\delta$ , определяемая угловым размером кружка рассеяния и минимальным лучистым потоком, обеспечивающим при данной чувствительности приемника минимально необходимый модулированный выходной электрический сигнал опико-электронной системы. Так как плотность лучистой энергии в кружке рассеяния зависит от конкретных условий на траектории встречи, то зона нечувствительности переменна и уменьшается с уменьшением угловых размеров и увеличением мощности излучателя цели.

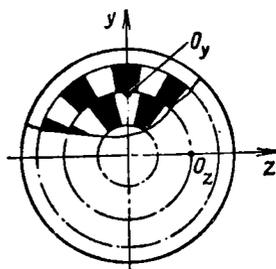
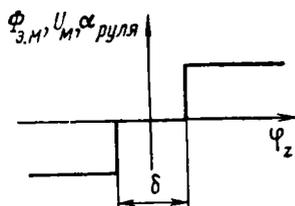


Рис. 9.17. Схема двухчастотного анализатора изображения с одним растром и двумя опико-электронными системами

Основным недостатком такого анализатора изображения является релейность — независимость сигнала управления от угла рассогласования цели, что требует большого времени разворота ЛА при значительных начальных углах рассогласования, а также может приводить к раскачке системы управления.

Частотный анализатор изображения типа «да—нет» можно выполнить также с одним вращающимся модулирующим растром, на котором прозрачные и непрозрачные элементы нанесены на всей поверхности кольцевых поясов (рис. 9.17). В этом случае требуется применение двух независимых опико-электронных систем, оптические оси которых должны находиться в точках  $O_y$  и  $O_z$  пересечения взаимно перпендикулярных осей координат модулирующего растра с зоной разделения частотных кольцевых поясов. Применение двух опико-электронных систем приводит к значительному увеличению габаритов и стоимости, что в условиях прибора самонаведения крайне нежелательно, а в ряде случаев практически неосуществимо.

### Частотные анализаторы изображения с многочастотными растрами

Частотные анализаторы изображения с многочастотными растрами (многочастотные анализаторы изображения) обеспечивают формирование импульсов лучистой энергии, несущих полную ин-

формацию об угловых координатах цели, и позволяют приближенно создать более совершенную систему управления процессом самонаведения летательного аппарата с линейным законом. В этом их основное преимущество перед анализаторами изображения с двухчастотными растрами.

В основу построения многочастотных анализаторов изображения положено применение модулирующих растров, в которых число прозрачных и непрозрачных штрихов на окружности пропорционально ее радиусу  $r$ . Конструктивное решение этого принципа возможно с различными растрами.

Рассмотрим в качестве примера модулирующий растр елочного типа (рис. 9.18). В каждом секторе нанесены прозрачные и непрозрачные штрихи, параллельные биссектрисе секторного угла.

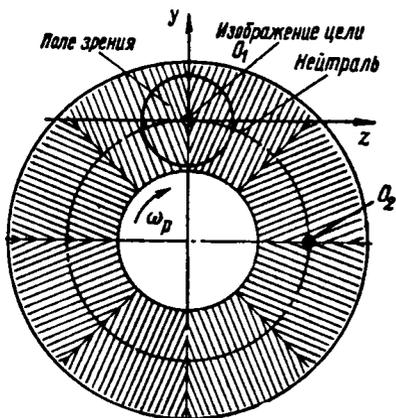


Рис. 9.18. Многочастотный елочный модулирующий растр

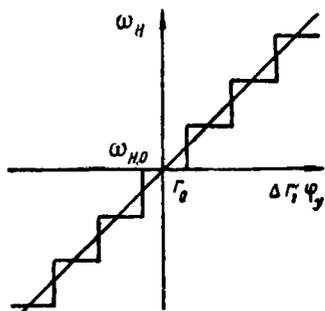


Рис. 9.19. Модуляционная характеристика многочастотного анализатора изображения

На границах секторов образуются елочные стыки симметричных штрихов. Количество штрихов на окружности с увеличением радиуса возрастает ступенчато. Приращение радиуса при переходе ступени частот в первую очередь зависит от диаметра кружка рассеяния точечного изображения цели, которому должна быть равна из условия полной глубины модуляции ширина прозрачных и непрозрачных штрихов.

При совпадении цели с оптической осью прибора самонаведения кружок рассеяния изображения цели находится в точке  $O_1$  на среднем радиусе  $r_0$  в начале системы координат  $(y, z)$ . Поле зрения оптической системы прибора симметрично относительно начала координат. Нулевому положению цели соответствует нулевая частота модуляции светового потока.

При смещении изображения цели с начала координат вдоль оси  $y$  частота модуляции потока излучения меняется. Следовательно, частота модуляции является мерой угла рассогласования цели и модуляционная характеристика имеет ступенчатый вид

(рис. 9.19). Так как диаметр кружка рассеяния по сравнению с величиной поля зрения в современных оптических системах приборов самонаведения мал, то модуляционную характеристику можно считать приближенно линейной. На выходе оптико-электронной системы выдается напряжение, модулированное частотой, приближенно пропорциональной углу рассогласования цели по одной оси координат.

При установке второй оптико-электронной системы в точку  $O_2$  (см. рис. 9.18) получим выработку частот, пропорциональных углу рассогласования цели по оси  $z$ . Модуляцию лучистого потока от цели по двум осям координат можно обеспечить в многочастотном анализаторе изображения и с одной оптической системой, если применить два модулирующих раstra с группами штрихов подобно тому, как это сделано в двухчастотном анализаторе (см. рис. 9.15). Таким образом многочастотный растровый анализатор изображения определяет положение цели в декартовой системе координат посредством импульсов лучистой энергии, частоты следования которых пропорциональны углам рассогласования цели  $\varphi_y$  и  $\varphi_z$ .

Для управления системой привода рулей желательно иметь сигналы управления в виде переменных напряжений рассогласования, пропорциональных углам рассогласования цели. Напряжения рассогласования вырабатываются с помощью частотных дискриминаторов, на вход которых подаются с приемника лучистой энергии через каскад предварительного усиления напряжения  $U_m$ , модулированные частотами  $\omega_y$  и  $\omega_z$ , пропорциональными углам рассогласования цели  $\varphi_y$  и  $\varphi_z$  согласно уравнениям

$$\omega_y = k_5 \varphi_y, \quad (9.59)$$

$$\omega_z = k_5 \varphi_z. \quad (9.60)$$

## § 9.7. ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ В АНАЛИЗАТОРАХ ИЗОБРАЖЕНИЯ

### Основные положения оптической импульсной модуляции

Импульсная оптическая модуляция в анализаторах изображения отличается от непрерывной повышенной скважностью ряда сигналов. Предельным значением скважности, при которой непрерывная модуляция переходит в импульсную, как показано в § 9.3, является  $N=2$ . Этому соответствует коэффициент заполнения периодической последовательности импульсов  $\gamma=0,5$ . При большой крутизне фронта импульсы считаются практически прямоугольными. Последовательность опорных импульсов характеризуется схемой на рис. 9.20, а. Амплитуда  $\Phi_{\text{э0}}$ , длительность  $\tau$  и период  $T_n$  опорных импульсов постоянны. Связь между основными параметрами последовательности опорных импульсов выражена формулами (9.1) и (9.2), справедливыми для периодического ряда импульсов любой формы.

Если закон изменения каждого импульса лучистого потока, определяемый конструктивными параметрами анализатора изоб-

ражения и преобразующей оптической системы и свойствами излучения цели, выражается в общем виде функцией  $\Phi_{\Sigma,и}(t)$ , то периодическая последовательность опорных импульсов описывается зависимостью

$$\Phi_{\Sigma,и.и}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_{\Sigma,и}(t - nT_N), \quad (9.61)$$

где  $n$  — порядковый номер импульса при условии, что  $t=0$  соответствует  $n=0$ .

При амплитудной импульсной модуляции (АИМ) модуляция импульсов по амплитуде гармонической управляющей функцией позволяет выразить полярные координаты цели  $\varphi_{ц}$  и  $\varphi_{ф}$  через амплитуду и начальную фазу модулированного лучистого потока. В этом случае модулирующая управляющая функция анализаторов изображения, как и в случае непрерывной амплитудной модуляции, может выражаться уравнением вида (9.19)

$$\Phi_{\Sigma,у}(t) = \Delta\Phi_{\Sigma,у}[\sin(\omega_p t + \psi_y) - 1],$$

характеризующим изменение величины импульсов без вариации их длительности, положения во времени и характера формы. Тогда мгновенное значение модулированного лучистого потока, полученное путем АИМ

последовательности импульсов, описывается уравнением

$$\Phi_{\Sigma,и.и}(t) = \{1 + M_{а.и}[\sin(\omega_p t + \psi_y) - 1]\} \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_{\Sigma,и}(t - nT_N), \quad (9.62)$$

где  $\psi_y$  — начальная фаза управляющей модуляции при  $t=0$ ;

$\omega_p$  — частота управляющей модуляции;

$\Delta\Phi_{\Sigma,у}$  — амплитуда модуляции потока излучения управляющей функцией;

$M_{а.и}$  — коэффициент глубины амплитудно-импульсной модуляции, определяемый отношением

$$M_{а.и} = \frac{\Delta\Phi_{\Sigma,у}}{\Phi_{\Sigma,и.и}(t)}. \quad (9.63)$$

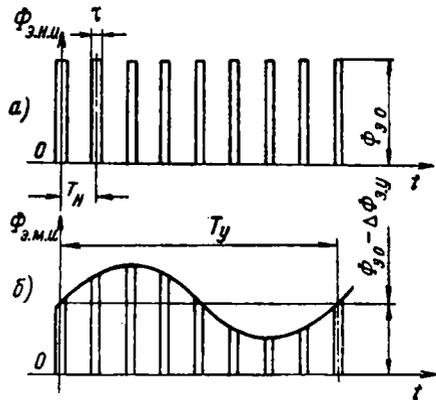


Рис. 9.20. Графики формирования последовательности опорных импульсов (а) и синусоидального сигнала управляющей частоты (б) в анализаторах изображения с АИМ

Физический смысл коэффициентов глубины модуляции при амплитудной непрерывной и импульсной модуляции одинаков, что очевидно из рассмотрения формул (9.21) и (9.63). Характер изменения модулированного лучистого потока при АИМ иллюстрируется графиком на рис. 9.20, б. Так как через усилитель управляющей частоты проходит только электрический сигнал, зависящий от величины синусоидального члена

$$\sin(\omega_p t + \psi_y),$$

то для получения максимальной мощности управляющего электрического сигнала целесообразно принимать коэффициент глубины амплитудно-импульсной модуляции  $M_{a.и} = 0,5$ . В этом случае переменный член имеет максимальные практически возможные при модуляции в анализаторе изображения пределы

$$(-1) < M_{a.и} [\sin(\omega_p t + \psi_y) - 1] < 0$$

и при

$$\Phi_{э.н.и}(t) = \Phi_{э0}$$

амплитуда модуляции лучистого потока управляющей функцией должна выбираться при проектировании анализаторов изображения из условия

$$\Delta\Phi_{э.у} = 0,5\Phi_{э0},$$

где  $\Phi_{э0}$  — лучистый поток, падающий на анализатор изображения от цели.

Амплитудно-импульсную модуляцию можно осуществить в анализаторе со сканирующим изображением и растром, принципиально подобным изображенному на рис. 9.9, но имеющим значительно большие по протяженности непрозрачные элементы (скважность ряда импульсов  $N > 2$ ). В этом случае при одинаковых размерах кружка рассеяния оптической преобразующей системы и тех же несущей и управляющей частотах потребуются значительно увеличить размеры диафрагмы мгновенного поля зрения и площадки приемника лучистой энергии, что приведет к уменьшению помехоустойчивости. Поэтому переход в амплитудных анализаторах изображения от непрерывной модуляции к импульсной нецелесообразен. По-видимому, в основном по этой причине такой метод модуляции в анализаторах изображения прибором наведения и самонаведения распространения не получил.

### Частотно-временные импульсные анализаторы изображения

В частотно-временных анализаторах изображения угловые координаты цели выражаются через частоту и длительность модулированных лучистых сигналов, составляющих импульсную последовательность. Амплитуда модулированных по частоте и длительности лучистых импульсов в идеальном случае постоянна. Приемник лучистой энергии преобразует лучистые сигналы в пропорциональ-

ные им электрические колебания или импульсы, которые сравниваются с опорными периодическими электрическими сигналами. Сигналы опорного напряжения могут быть гармоническими, например синусоидальными или импульсными. В первом случае опорные сигналы выдает генератором переменного тока, ротор которого вращается синхронно с растром, а во втором — опорные импульсы можно создавать замыканием контакта в электрической цепи от кулачка, вращающегося синхронно с растром.

Модулирующее устройство может иметь два растра и одну оптическую систему, один растр и две оптические системы, один растр и одну оптическую систему. Последняя схема по компоновочным условиям малогабаритных оптико-электронных систем приборов самонаведения ЛА наиболее удобна. По такой схеме выполнен анализатор изображения английской инфракрасной головки самонаведения снаряда типа «Файрстрик». Модулирующий растр этой головки состоит из нескольких кольцевых поясов с различным количеством прозрачных и непрозрачных элементов (рис. 9.21).

Изменение частоты модуляции лучистого потока при переходе изображения цели с одного кольцевого пояса на другой является информацией об изменении угла рассогласования цели. Прозрачные элементы в кольцевых поясах выполнены переменными по угловой величине так, что их секторный угол меняется в зависимости от угла фазирования цели. Поэтому при модуляции лучистого потока на сигналы несущей частоты накладывается дополнительная управляющая модуляция длительности сигналов в функции угла фазирования цели. В данном случае период колебаний управляющей модуляции  $T_y$  равен времени одного оборота растра. В общем случае  $T_y$  может быть и меньше времени оборота растра в целое число раз, но тогда масштаб управляющих колебаний уменьшится, что усложнит изготовление растра и приведет к снижению точности измерения координат цели.

Для обеспечения непрерывной модуляции максимальная ширина непрозрачных элементов должна быть не более диаметра кружка рассеяния изображения точечной цели. В этом случае глубина модуляции лучистого потока изменяется как в пределах кольцевого пояса, так и при переходе от одного пояса к другому. Изменение глубины модуляции сопровождается паразитной амплитудной модуляцией, что нарушает принцип основной частотно-временной модуляции. Поэтому более целесообразно осуществлять с помощью растра, приведенного на рис. 9.21, импульсную частотно-временную модуляцию, при которой можно обеспечить постоянство величины сигналов, если диаметр кружка рассеяния равен минимальному размеру прозрачных элементов.

Ширина прозрачных элементов растра в каждом кольцевом поясе меняется по синусоидальному закону так, что она минимальна при положительном направлении оси  $z_p$ , максимальна при отрицательном направлении этой оси и имеет средние значения по оси  $U_p$ . При принятии в качестве начала отсчета углов фазирования

положительного направления оси  $z$  и угле фазирования цели  $\varphi_{\phi}$  (см. рис. 9.21) последовательность импульсов от излучения цели, находящейся во втором кольцевом поясе (точка  $\mathcal{C}$ ), имеет вид, представленный на рис. 9.22. Период повторения импульсов постоянен, но длительность импульсов меняется в течение периода колебаний управляющей частоты по синусоидальному закону. Минимальные по длительности импульсы расположены симметрично относительно времени фазирования  $t_{\phi}$ , соответствующего мо-

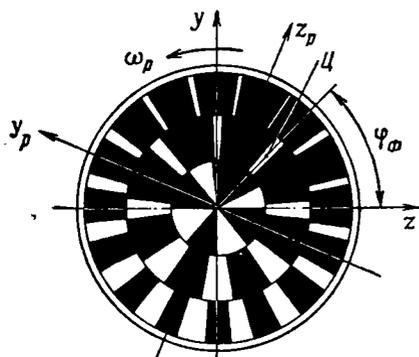


Рис. 9.21. Растр частотно-временного импульсного анализатора изображения прибора самонаведения снаряда «Файрстрик»

ментальные по длительности импульсы расположены симметрично относительно времени фазирования  $t_{\phi}$ , соответствующего мо-

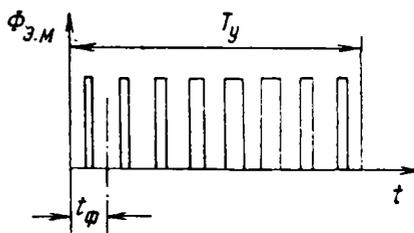


Рис. 9.22. График формирования импульсов в анализаторе изображения частотно-временного типа

менту прохождения через изображение цели  $\mathcal{C}$  оси раstra  $z_p$ . Величина времени  $t_{\phi}$  определяется при постоянной скорости вращения раstra  $\omega_p$  значением угла фазирования цели  $\varphi_{\phi}$ . Следовательно, время  $t_{\phi}$  является мерой угла фазирования цели

$$\varphi_{\phi} = t_{\phi} \cdot \omega_p.$$

Сравнение длительности модулированных импульсов с длительностью сигналов опорного напряжения в электронном тракте позволяет найти время фазирования  $t_{\phi}$ , а следовательно, и пропорциональный ему угол фазирования цели.

### Время-импульсные анализаторы изображения

Один из наиболее распространенных время-импульсных анализаторов изображения можно выполнить сочетанием сканирующей оптической схемы с приемником лучистой энергии в виде симметричного креста. При отсутствии угла рассогласования цели траектория сканирования изображения точечной цели является окружностью, центр которой совпадает с центром креста ПЛЭ. Радиус окружности сканирования  $r_{ск}$  определяется углом начального наклона нормали сканирующего элемента к оптической оси прибора самонаведения. При  $\varphi_{ц} = 0$  изображение цели пересекает плечи креста ПЛЭ через одинаковые промежутки времени, равные четверти периода сканирования.

При наличии угла рассогласования цели центр сканирования  $O_c$  смещен с центра креста  $O_k$  на угловую величину  $\varphi_c$  (рис. 9.23). Составляющие угла  $\varphi_c$  в декартовой системе координат летательного аппарата имеют соответствующие значения  $\varphi_y$  и  $\varphi_z$ . Длительность интервалов времени между импульсами на горизонтальной и вертикальной линиях креста характеризуется величинами углов  $\omega_p t_1$ ,  $\omega_p t_3$ ,  $\omega_p t_2$  и  $\omega_p t_4$ . Эти углы функционально связаны с углом рассогласования цели и его составляющими по осям каналов управления ракеты. Угловая величина радиуса  $r_{ск}$  окружности сканирования

$$\varphi_{ск} = \arctg \frac{r_{ск}}{f} \approx \frac{r_{ск}}{f},$$

где  $f$  — фокусное расстояние преобразующей оптической системы.

Из схемы рис. 9.23 получим

$$\omega_p t_1 = 2 \arccos \frac{y}{r_{ск}}.$$

Так как

$$\varphi_y = \arctg \frac{y}{f},$$

то, учитывая малость углов  $\varphi_{ск}$  и  $\varphi_y$ , можно с достаточно высокой точностью написать

$$\omega_p t_1 = 2 \arccos \frac{\varphi_y}{\varphi_{ск}}. \quad (9.64)$$

Аналогично найдем выражение

$$\omega_p t_2 = 2 \arccos \frac{\varphi_z}{\varphi_{ск}}. \quad (9.65)$$

Два последних уравнения связывают интервалы времени между моментами пересечения изображением цели каждой линии креста с соответствующей составляющей угла рассогласования по оси декартовой системы координат, т. е. выражают собой искомые функциональные зависимости вида  $\varphi_y(t_1)$  и  $\varphi_z(t_2)$ . Практическое использование полученных уравнений затруднено ввиду их нелинейности, что создает неудобства в системе управления летательным аппаратом. Уравнения (9.64) и (9.65) можно преобразовать с некоторым дополнительным допущением к линейному виду, если использовать выражения

$$\frac{\omega_p}{2\pi} (t_1 - t_3) = \frac{\omega_p}{2\pi} \Delta t_y, \quad (9.66)$$

$$\frac{\omega_p}{2\pi} (t_2 - t_4) = \frac{\omega_p}{2\pi} \Delta t_z \quad (9.67)$$

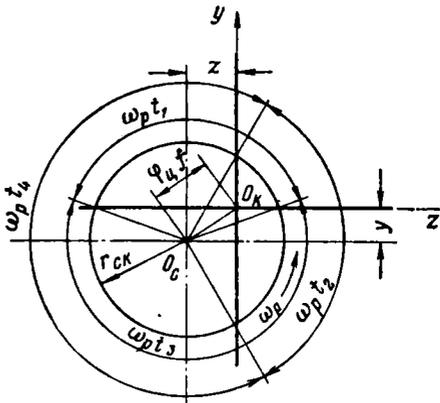


Рис. 9.23. Схема анализатора изображения с крестообразным приемником

и очевидные из схемы рис. 9.23 зависимости

$$\omega_p t_3 = 2\pi - \omega_p t_1, \quad (9.68)$$

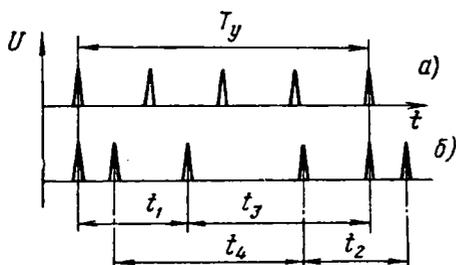
$$\omega_p t_4 = 2\pi - \omega_p t_2. \quad (9.69)$$

Из совместного решения зависимостей (9.64) — (9.69) найдем

$$\Delta t_y = \frac{4}{\omega_p} \arcsin \frac{\varphi_y}{\varphi_{\text{ск}}},$$

$$\Delta t_z = \frac{4}{\omega_p} \arcsin \frac{\varphi_z}{\varphi_{\text{ск}}}.$$

Для центральной зоны, где  $\varphi_y \ll \varphi_{\text{ск}}$  и  $\varphi_z \ll \varphi_{\text{ск}}$ , можно получить приближенные уравнения



$$\varphi_y \approx \frac{\omega_p \varphi_{\text{ск}}}{4} \Delta t_y, \quad (9.70)$$

$$\varphi_z \approx \frac{\omega_p \varphi_{\text{ск}}}{4} \Delta t_z \quad (9.71)$$

с линейной зависимостью угла рассогласования цели от разности длительности интервалов между соответствующими импульсами.

Рис. 9.24. График формирования импульсов в анализаторе изображения с крестообразным приемником

Графики формирования сигналов анализатором изо-

бражения с крестообразным приемником приведены на рис. 9.24. При  $\varphi_{\text{ц}} = 0$  (график а) импульсы следуют через равные промежутки времени. При  $\varphi_{\text{ц}} \neq 0$  (график б) интервалы времени между импульсами различны. Из графиков рис. 9.24 с учетом выражений (9.66) и (9.67) можно написать

$$\Delta t_y = T_y - 2t_3,$$

$$\Delta t_z = T_y - 2t_4.$$

Тогда уравнения (9.70) и (9.71) преобразуются к виду

$$\varphi_y = \frac{\omega_p \varphi_{\text{ск}}}{4} (T_y - 2t_3), \quad (9.72)$$

$$\varphi_z = \frac{\omega_p \varphi_{\text{ск}}}{4} (T_y - 2t_4). \quad (9.73)$$

Эти уравнения более удобны в практической реализации, так как для подстановки в них требуется измерить только одну переменную  $t_3$  или  $t_4$ , которые определяются в электронной схеме путем

сравнения расположения во времени модулированных и опорных сигналов. Для поочередного включения плеч приемника на усилитель фототока необходим коммутатор. Можно также включить в каждое плечо крестообразного приемника самостоятельный усилитель.

### § 9. 8. АНАЛИЗ ИЗОБРАЖЕНИЯ КООРДИНИРУЮЩИМИ ПРИЕМНИКАМИ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

Координирующими приемниками лучистой энергии называются такие индикаторы излучения, которые вырабатывают выходной электрический сигнал, функционально зависящий от положения изображения цели на чувствительной площадке, т. е. от угловых координат цели.

#### Координирующие приемники лучистой энергии с непрерывной функциональной зависимостью, основанные на боковом фотоэффекте

Непрерывную функциональную зависимость выходного электрического сигнала от угловых координат точечной цели обеспечивают приемники лучистой энергии, работающие по типу фотоэлемента с внутренним фотоэффектом и обладающие боковым фотоэффектом. Боковой фотоэффект — возникновение в полупроводнике с электронно-дырочным переходом типа  $p-n$  электрического тока, текущего параллельно плоскости перехода. Приемник лучистой энергии с поперечным фотоэффектом называется инверсным диодом. Инверсный диод нужно облучать так, чтобы лучи фокусировались на переходе между слоями полупроводника с различными проводимостями. В этом случае точность определения угловых координат точечной цели максимальна.

Схема инверсного диода представлена на рис. 9.25. Основная пластина 1 выполнена из германия типа  $n$  с удельным сопротивлением  $1-2 \text{ ом} \cdot \text{см}$ .

В основную пластину впаяна таблетка индия 2, на которую с внешней стороны напаян диск 3 из рекристаллизованного германия типа  $p$  с малым удельным сопротивлением порядка  $0,001 \text{ ом} \cdot \text{см}$ . На основную пластину напаяны выводы 4 для снятия электрического напряжения. Поток лучистой энергии сфокусирован на плоскость  $p-n$  перехода.

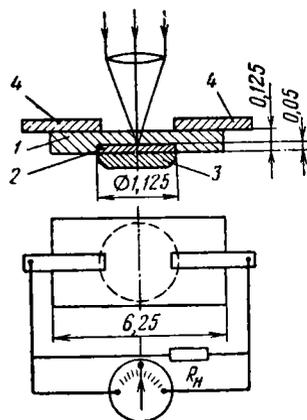


Рис. 9.25. Схема координирующего приемника лучистой энергии (инверсный диод):

1—пластина; 2—таблетка индия; 3—диск; 4—вывод

При облучении приемника на  $p-n$  переходе возникает первичный фототок такой же, как у обычных фотодиодов. Первичный фототок является сигналом о падении на приемник лучистой энергии, т. е. о наличии в поле зрения излучающей цели. Для снятия этого тока делается обычный вывод, присоединяемый к детали 3. Кроме того, в  $p$ -области возникают слабые боковые токи, отводящиеся через  $n$ -область и выводы 4 на омическую нагрузку  $R_n$ . Включим параллельно нагрузке гальванометр. При падении лучистого потока в центральную точку приемника боковые токи проходят в  $n$ -области до выводов равные расстояния, что сопровождается одинаковым изменением электрического напряжения. В этом случае разность потенциалов на клеммах гальванометра равна нулю.

При смещении изображения цели с центральной точки приемника длина пути тока от места падения луча до выводов различна, потенциалы выводов не равны и гальванометр покажет разность потенциалов, величина которой функционально зависит от смещения изображения с центра приемника. Для расчета разности потенциалов противоположных выводов инверсного диода рекомендуются две приближенные формулы, справедливые в центральной области между контактами:

$$U_x = k_R I \ln \frac{d_k + x}{d_k - x},$$

где  $I$  — основной (продольный) фототок, протекающий через приемник;

$d_k$  — половина расстояния между контактами;

$x$  — смещение изображения точечной цели от центра приемника;

$k_R$  — коэффициент, характеризующий омическое сопротивление приемника, зависящее от проводимости материала и толщины полупроводникового перехода;

$$U_x = k' \Phi_{90} \ln \frac{d_k + x}{d_k - x},$$

где  $\Phi_{90}$  — поток лучистой энергии, падающий на приемник от цели;

$k'$  — коэффициент, учитывающий величину  $k_R$  и к. п. д. преобразования приемником лучистой энергии в электрическую.

Инверсная характеристика фотодиода, показывающая зависимость выходного напряжения тока бокового эффекта от величины смещения точечного изображения цели с центра приемника, представлена графиком на рис. 9. 26. Характеристика обладает высокой линейностью в зоне смещения цели от 0,6 до 1,2 мм. Для того чтобы использовать линейную зону инверсного диода на самом ответственном участке самонаведения при малых углах рассогласования цели, можно подать на выходные контакты напряжение смещения, что приведет к смещению нулевой точки.

Точность определения угловых координат точечного излучателя при отсутствии фонов с помощью инверсного диода равна

0,1 угловой секунды. Величина ошибки в значительной степени зависит от качества оптической системы, определяющего размер кружка рассеяния и распределение лучистой энергии в кружке, а также от стабильности работы инверсного диода, характеристика которого сильно меняется при изменении уровня облученности и температуры. Для стабилизации характеристики инверсного диода рекомендуется применять режим насыщения при большой облученности. В этом случае характеристика удовлетворительно стабильна у германиевых инверсных диодов при температуре до  $+35^{\circ}\text{C}$ , а у кремниевых — до более высоких температур.

Помехозащищенность инверсных диодов от протяженных фонов можно повысить установкой в ходе лучистого потока модулирующего диска с малым элементарным полем зрения. Важным свойством инверсного диода является то, что он позволяет определить координаты цели в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Для этого основную пластину делают квадратной и на нее напаивают четыре вывода. Каждая пара выводов выдает напряжение, характеризующее угол рассогласования цели по соответствующей оси декартовой системы координат, т. е.  $\varphi_y$  или  $\varphi_z$ .

Инверсные диоды фирмы Electro-Optical Systems с германиевой основной пластиной чувствительны к излучениям с длинами волн до 1,7  $\mu\text{м}$ , а с кремниевой — в диапазоне 0,5—1,1  $\mu\text{м}$ . Использование антимонида индия и арсенида галлия позволяет создать более высококачественные инверсные диоды, чувствительные к излучениям с длиной волны до 7  $\mu\text{м}$ .

Основные параметры серии инверсных диодов на германиевой основе, выпускаемых указанной фирмой, следующие: максимальное выходное напряжение при сопротивлении нагрузки 20  $\text{ком}$  равно 42  $\text{мв}$  на 1  $\text{мвт}$  мощности лучистого потока; линейная чувствительность 0,32  $\text{мв}$  на 25  $\mu\text{м}$  смещения при мощности лучистого потока 1  $\text{мвт}$ ; угловая чувствительность 16  $\text{мкв}$  на одну угловую секунду смещения при фокусном расстоянии оптической системы 250  $\text{мм}$  и мощности лучистого потока 1  $\text{мвт}$ ; разрешающая способность 1  $\text{мкв}$ ; минимальная обнаруживаемая мощность 0,015  $\text{мквт}$ ; постоянная времени 5  $\text{мксек}$ ; внутреннее сопротивление 3  $\text{ком}$ . Стоимость серийного инверсного диода около 50 долларов.

Для специального инфракрасного следящего прибора фирмой Electro-Optical Systems создан инверсный диод типа XV-20 на кремниевой основной пластине. Он имеет следующие основные характеристики: величина смещения изображения цели  $\pm 10 \text{ мм}$ , максимум спектральной чувствительности при  $\lambda = 0,8 \mu\text{м}$ , длинновол-

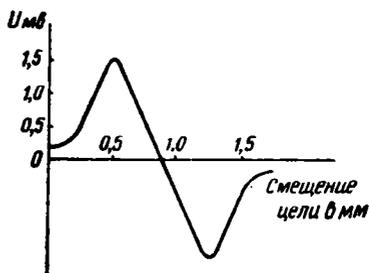


Рис. 9.26. Характеристика инверсного диода

новая граница чувствительности  $\lambda_{\max} = 1,0 \text{ мкм}$ , постоянная времени 5—7 мксек, внутреннее сопротивление 5 ком, эквивалентная мощность шумов порядка  $10^{-9} \text{ вт}$  при частоте модуляции 7000 гц и ширине полосы пропускания 5 гц, шумы на частотах выше 500 гц имеют равномерную спектральную плотность. Этот приемник используется в оптической системе с полем зрения  $3,6^\circ$ , диаметром входного отверстия 118 мм и относительным отверстием 1:2.

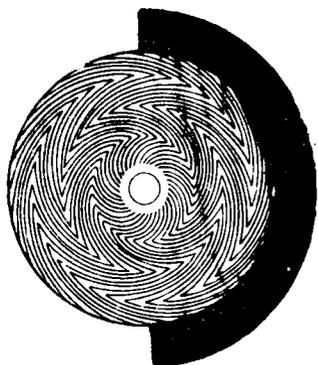


Рис. 9.27. Эвольвентный модулирующий растр следящего прибора с координирующим приемником

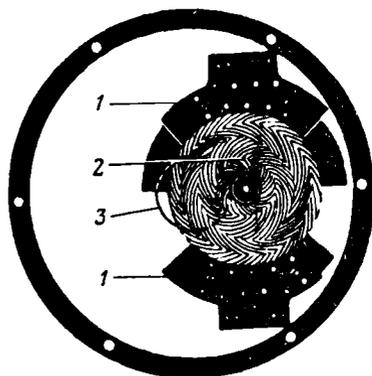


Рис. 9.28. Общая компоновка координирующего приемника, модулирующей сетки и коммутаторов следящего прибора:

1—коммутатор; 2—модулирующая сетка; 3—приемник

Для повышения помехоустойчивости от протяженных фонов перед приемником вращается модулирующий растр с тридцатью пятью непрозрачными ломаными штрихами, состоящими из отрезков эвольвенты (рис. 9.27). Такая форма элементов растра улучшает пространственную фильтрацию. Непрозрачное полукольцо на модулирующем диске предназначено для оптического управления коммутатором следящего прибора. Общая компоновка приемника, модулирующего растра и коммутаторов следящего прибора представлены на рис. 9.28. Модулирующий растр вращается со скоростью 200 об/сек, обеспечивая частоту модуляции лучистого потока от цели 7000 гц. Непрозрачное полукольцо является однопериодным прерывателем, создающим частоту оптико-электронной коммутации 200 гц.

### Координирующие многоэлементные приемники лучистой энергии

Высокоточную зависимость выходного электрического сигнала от угловых координат точечной цели обеспечивают координирующие многоэлементные (мозаичные) приемники лучистой энергии. Приемник такого типа применен в американской системе обнару-

жения цели Codes, основанной на использовании инфракрасного излучения. Мозаичный приемник системы состоит из 30 элементов, расположенных тремя рядами по 10 шт. Приемник 4 установлен в сканирующей оптической системе, состоящей из основного зеркала 6, корригирующей линзы 7, диафрагмы со светофильтром 2 и сканирующего зеркала 9 (рис. 9.29). В фокальной плоскости установлен сеточный растр 5 и сзади него мозаичный приемник, содержащий 30 свинцовосульфидных элементов. Элементы приемника соединены с высокоскоростным коммутатором 3, накопитель которого имеет 30 параллельно включенных резонансных контуров с узкой полосой пропускания, накапливающих энергию полезных сигналов и ослабляющих шумы.

При азимутальном сканировании точечного изображения цели с помощью электродвигателя 8 и зеркала 9 датчик опорных сигналов 1 координирует по азимуту сигналы, возникающие на элементах мозаичного приемника. Коммутирующий блок подключает элементы мозаичного приемника поочередно по высоте. Таким образом осуществляется сканирование всего поля зрения размером  $40 \times 90^\circ$ . Время сканирования всего поля зрения 0,75 сек. Растр 5 состоит из непрозрачных нитей с расстоянием между ними 0,0432 мм и предназначен для модуляции сканирующего лучистого потока с частотой 8 гц. Размер кружка абберрационного рассеяния оптической системы 1,2 мрад. Поэтому лучистый поток от точечной цели модулируется с полной глубиной и создает на приемниках переменные токи несущей частоты. Фоны пространства предметов, размеры которых значительно превышают размеры точечной цели, при сканировании не модулируются и создают постоянные напряжения, которые не пропускаются в коммутатор блокировочными конденсаторами  $C_{бл}$  (рис. 9.30).

Сигналы несущей частоты с приемников лучистой энергии поступают в соответствующие резонансные колебательные контуры  $L-C$ , рассчитанные на прием и накопление ударных импульсов и обладающие высокой добротностью. Накопление в колебательном контуре обеспечивается благодаря тому, что возбужденные колебания сохраняются в нем достаточно долго, чтобы коммутатор успевал «опросить» его и передать сигнал на выход усилителя 10. Из накопителя сигнал импульсно передается через коммутатор в усилитель. При этом резонансный контур и блокировочный конденсатор способствуют ослаблению шумов, связанных с действием электромеханического коммутатора из-за плохого контакта между подвижной щеткой и клеммой.

Известно, что трудно использовать электромеханический коммутатор постоянного тока при работе с сигналами величиной в несколько милливольт и невозможно в высокоомных цепях при сигналах порядка микровольт. В данной схеме не возникает такого затруднения, так как постоянный ток в коммутатор не пропускается. Шум порождается только случайным изменением контактного потенциала между щеткой и клеммой при прохождении полезного

сигнала переменного тока. Этот шум имеет порядок нескольких микровольт и ниже шума фотосопротивления.

Высокоскоростной коммутатор коммутирует с частотой 1200 гц и принимает сигналы из 30 параллельно включенных резонансных контуров  $L-C$ , три из которых для примера показаны на схеме рис. 9.30. Напряжение накапливается за время интегрирования в резонансном контуре и не разряжается, когда щетка коммутатора подключает контур к усилителю. Теоретическая точность опре-

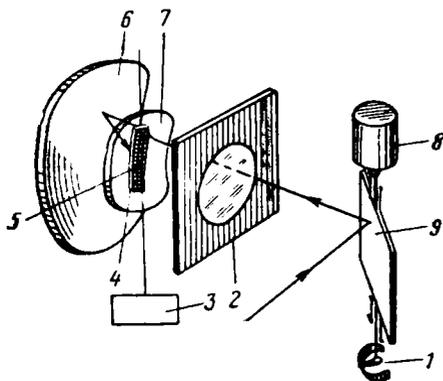


Рис. 9.29. Схема системы обнаружения Codes с многоэлементным приемником:

1—датчик опорных сигналов; 2—светофильтр; 3—коммутатор; 4—приемник; 5—растр; 6—зеркало; 7—линза; 8—двигатель; 9—зеркало

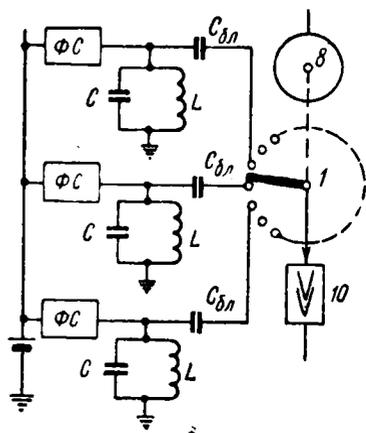


Рис. 9.30. Схема коммутации переменного тока в системе Codes

деления угловых координат цели анализатором изображения со сканированием лучистого потока по многоэлементному приемнику с числом элементов 30 выше, чем у эквивалентного сканирующего устройства с одноэлементным приемником лучистой энергии в  $\sqrt{30}$  раз (сканирование в обоих случаях осуществляется по одинаковому полю за один и тот же отрезок времени). Практически точность несколько ниже из-за технологических погрешностей в изготовлении многоэлементного приемника и модулирующего растра.

Одним из вновь предлагаемых координирующих многоэлементных приемников является мозаичная инфракрасная приемная трубка, использующая электронное сканирование. Мозаику можно изготовить из стеклянных пластин с размерами  $25 \times 25 \times 2,5$  мм, покрытых методом вжигания в стекло сначала серебряным компаундом и затем титанатом бария. Эти два слоя образуют емкостный элемент распределенного фильтра. Для создания резистивной части фильтра поверхность бария покрывают пленкой палладия. После этого каждый элемент схемы  $R-C$  отделяют от соседних прореза-

нием узкой канавки и покрывают светочувствительным слоем, воспринимающим лучистую энергию от цели. При сканировании электронным лучом по задней поверхности блока элементов на сопротивлении облучаемого элемента возникает выходной сигнал.

Общий вид мозаичной инфракрасной приемной трубки представлен на рис. 9.31, а ее эквивалентная электрическая схема — на рис. 9.32. На одной стеклянной пластине размером  $25 \times 25$  мм

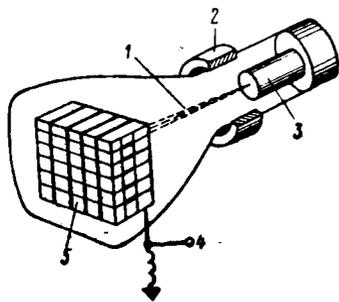


Рис. 9.31. Мозаичная инфракрасная приемная трубка со сканирующим электронным лучом:

1—сканирующий электронный луч;  
2—фокусирующие и отклоняющие катушки; 3—электронная пушка;  
4—выход сигнала; 5—фотопроводящая поверхность

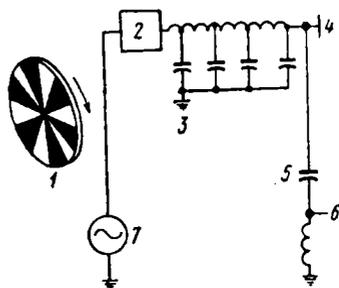


Рис. 9.32. Эквивалентная схема инфракрасной приемной трубки со сканирующим электронным лучом:

1—синхронизированный модулятор;  
2—элемент мозаики; 3—распределенный RC-фильтр; 4—сканирующий электронный луч; 5—накопительная емкость; 6—выход сигнала; 7—синхронизированный источник переменного тока смещения

можно сделать до тысячи элементов. Для того чтобы синхронизировать напряжения смещения переменного тока, включенного на приемник лучистой энергии, с воздействием потока лучистой энергии от цели перед трубкой ставится модулирующий диск, синхронизированный с источником питания переменного тока. Сопротивление элемента, облучаемого потоком от цели, при питании схемы положительным или отрицательным напряжением смещения различно. Это приводит к возникновению условий заряда конденсатора накопления постоянным напряжением, которое интегрируется в течение периода времени, зависящего от постоянной времени схемы  $R-C$ .

Амплитуда выходного сигнала пропорциональна контрасту излучения цели относительно фона. Поэтому при отсутствии более мощного, чем фон излучения цели, и однородном фоне конденсатор накопления не заряжается постоянным током и выходной сигнал отсутствует. Положение цели при выдаче сигнала определяется положением в данный момент электронного сканирующего луча, управляемого отклоняющими обмотками трубки. При создании

мозаичных инфракрасных трубок встречаются технологические трудности. Трубки имеют значительные габариты и стоимость и нуждаются в специальных высоковольтных блоках питания отключающих обмоток электронной пушки.

Ведется разработка инфракрасных видиконов. Предполагается, что такие устройства будут иметь небольшие габариты, но для питания электронной пушки и отклоняющих обмоток они потребуют значительных по габаритам высоковольтных блоков питания. Основным элементом видикона должен представлять собой тонкую пленку, покрытую со стороны облучения прозрачным электропроводящим слоем и состоящую из большого количества независимых элементарных приемников лучистой энергии ( $\sim 400$  на  $1 \text{ мм}^2$  чувствительной поверхности).

Каждый элементарный приемник излучения соединяется с накопительной емкостью. В момент коммутации электронным лучом задняя поверхность пленки приобретает потенциал катода. Между моментами коммутации потенциал пленки уменьшается за счет разрядки до величины, определяемой электрическим смещением на передней поверхности. Скорость разрядки элементарных конденсаторов определяется величиной их емкости и параллельного им омического сопротивления, величина которого зависит от угла падения лучистой энергии, т. е. от координат цели. Напряжение выходного сигнала накапливается путем суммирования за период коммутации электронным лучом. Для обеспечения накопления выходного сигнала период коммутации должен быть меньше постоянной времени элементарного контура  $R-C$ , определяющего скорость утечки заряда. Основные трудности при разработке видиконов для инфракрасной области возникают в создании материалов для основного пленочного элемента.

Фирма ACF Industries применила в инфракрасных головках самонаведения 100-элементный мозаичный приемник, состоящий из микрофотосопровитлений и работающий с одним общим каналом усиления. По данным фирмы, это позволило в 10 раз повысить чувствительность и увеличить в 3 раза дальность действия новой головки самонаведения по сравнению с существующими образцами. Данные фирмы могут носить рекламный характер.

Большую роль в создании многоэлементных координирующих приемников должно сыграть применение жгутов волоконной оптики. В этом случае можно создать координирующие приемники с размером чувствительной площадки элементарных приемников, равным площади сечения микроволокна.

## § 9.9. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ АНАЛИЗАТОРОВ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Качество анализатора изображения существенно влияет на эффективность действия оптико-электронной системы приборов наведения или самонаведения и в первую очередь на дальность

ее действия. Дальность действия оптико-электронной принимающей системы при отсутствии фоновых помех определяется формулой

$$D_{\max \text{ б.ф}} = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{\Phi_{\text{э.ц}}}{\Phi_{\text{э.пор}}} \eta_{\text{опт}}}, \quad (9.74)$$

где  $d$  — диаметр входного отверстия оптико-электронной системы;  
 $\Phi_{\text{э.ц}}$  — лучистый поток цели;  
 $\Phi_{\text{э.пор}}$  — пороговая чувствительность ПЛЭ, равная отношению среднеквадратичной амплитуды напряжения собственного шума ПЛЭ —  $U_{\text{ш.п}}$  к его вольтовой чувствительности  $s_u$

$$\Phi_{\text{э.пор}} = \frac{U_{\text{ш.п}}}{s_u};$$

$\eta_{\text{опт}}$  — к. п. д. оптической системы с учетом потерь на преломление, отражение, поглощение и виньетирование.

Так как произведение потока излучения, падающего от цели на ПЛЭ, на вольтовую чувствительность последнего дает электрическое напряжение полезного выходного сигнала оптико-электронной системы без анализатора изображения

$$\Phi_{\text{э.ц}} \eta_{\text{опт}} s_u = U_{\text{вых}},$$

то дальность действия оптико-электронной системы при отсутствии фоновых помех определяется формулой

$$D_{\max \text{ б.ф}} = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{ш.п}}}}, \quad (9.75)$$

Следовательно, в одинаковых условиях максимальная дальность действия принимающей оптико-электронной системы прямо пропорциональна корню квадратному из отношения напряжения полезного выходного сигнала ПЛЭ к напряжению, создаваемому на его выходе шумами.

Если оптико-электронная система работает при наличии фоновых помех, то среднеквадратичное напряжение суммарного шума  $U_{\text{ш}}$ , создаваемого случайными по своей природе внешними фоновыми помехами и собственными шумами ПЛЭ на его выходе, описывается выражением

$$U_{\text{ш}} = \sqrt{U_{\text{ш.п}}^2 + U_{\text{ш.ф}}^2},$$

где  $U_{\text{ш.ф}}$  — выходное напряжение фонового шума ПЛЭ.

Тогда максимальная дальность действия оптико-электронной системы прибора наведения или самонаведения без анализатора изображения в реальных условиях с учетом фоновых и собственных шумов ПЛЭ определяется формулой

$$D_{\max \text{ ф}} = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{ш}}}}. \quad (9.76)$$

Так как реальная оптико-электронная система прибора наведения или самонаведения включает анализатор изображения, который пространственно фильтрует цель и выделяет ее координаты, то отношение выходного сигнала к шуму ПЛЭ зависит от свойств анализатора изображения. Качество анализатора изображения оценивается его коэффициентом полезного действия  $\eta_{ан}$ , показывающим, как изменяется величина полезного выходного напряжения оптико-электронной системы при применении анализатора изображения. Следовательно, эффективный выходной сигнал оптико-электронной системы с анализатором изображения определяется уравнением

$$U_{вых.эф} = U_{вых} \eta_{ан}.$$

Величина к. п. д. анализатора изображения выражается зависимостью

$$\eta_{ан} = \eta_1 \eta_2 \eta_3.$$

Величина  $\eta_1$  характеризует степень уменьшения мощности излучения, упавшего на анализатор изображения от цели, в процессе формирования сигналов несущих колебаний методом прерывания лучистого потока. При равенстве площади прозрачных и непрозрачных элементов модулирующего растра, что необходимо для обеспечения полной глубины модуляции, величина  $\eta_1 \approx 0,5$ . 50%-ному пропусканию лучистого потока соответствует максимальная амплитуда переменного выходного напряжения оптико-электронной системы. Но эффективное выходное напряжение, которое можно надежно использовать для формирования усиленных несущих колебаний в электрическом тракте, обычно не превышает 0,7 максимальной амплитуды. Поэтому в к. п. д. анализатора изображения входит второй множитель  $\eta_2 \approx 0,7$ .

В электрическом тракте при формировании общих выходных сигналов координатора цели, идущих на управление коррекционным приводом гиросtabilизатора, используются только напряжения огибающих колебаний, несущих информацию о координатах цели, а напряжения несущих колебаний не пропускаются детекторами. Поэтому в к. п. д. анализатора входит третий множитель  $\eta_3$ , зависящий от вида модуляции. Например, для двухчастотных анализаторов изображения с амплитудной модуляцией  $\eta_3 \approx 0,35$ . Для двухчастотного анализатора изображения с частотной модуляцией при коэффициенте модуляции  $M_{ч} = 1,8$  величина  $\eta_3 = 0,82$ . Следовательно, коэффициент полезного действия анализаторов изображения в значительной степени зависит от их вида. Расчет по приведенным цифровым значениям дает для двухчастотных анализаторов изображения с амплитудной и частотной модуляцией величину  $\eta_{ан}$  соответственно 0,1225 и 0,287.

Общий коэффициент полезного действия оптико-электронной системы с растровым анализатором изображения

$$\eta_{о.э.р} = \eta_{опт} \cdot \eta_{ан} \approx 0,05 - 0,10,$$

т. е. не превышает нескольких процентов. Поэтому обеспечиваемая на практике максимальная эффективная дальность  $D_{эф}$  действия оптико-электронной системы прибора наведения и самонаведения с анализатором изображения в несколько раз ниже величины  $D_{max ф}$ , рассчитанной по формуле (9.76). Эффективная дальность определяется формулой

$$D_{эф} = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{U_{вых.эф}}{U_{ш}}}, \quad (9.77)$$

в которой под корнем записано отношение эффективного выходного сигнала оптико-электронной системы с анализатором изображения к суммарному шуму.

Таким образом, отношение эффективной величины полезного сигнала к суммарному шуму  $U_{вых.эф}/U_{ш}$  оптико-электронной системы определяет дальность ее действия и, следовательно, является основной ее характеристикой. При проектировании оптико-электронных систем и их анализаторов изображения необходимо учитывать, что обычные блоки электронного тракта практически не могут выделить сигнал управления при отношении  $U_{вых.эф}/U_{ш} \ll 1$ .

Суммарный шум оптико-электронной системы как результат сложения случайных внешних и собственных шумов ПЛЭ характеризуется среднеквадратичной амплитудой напряжения шума. Для отделения шумов ложных целей, соизмеримых по угловым размерам с целью, необходимо применять специальные устройства, основанные на использовании спектральных фильтров и оптических преобразующих систем с особо малым мгновенным полем зрения порядка угловых минут. При исключении внешних шумов решающее значение приобретают собственные шумы ПЛЭ, что предъявляет высокие требования к качеству последних. Для надежной работы координатора цели шумы электрических блоков должны быть малы по сравнению с собственными шумами ПЛЭ. По-видимому, в дальнейшем по мере совершенствования качества ПЛЭ электронные усилители и фильтры в схемах координаторов цели приборов наведения и самонаведения частично уступят место оптическим квантовым приборам, работающим на более высоких частотах с весьма узкими полосами пропускания и поэтому более помехоустойчивым.

Вторым важным показателем качества анализаторов изображения является точность определения угловых координат цели, что в значительной степени определяется величиной элементарного поля зрения оптико-электронной системы с анализатором изображения. Задача уменьшения элементарного поля зрения должна решаться параллельным улучшением конструкции анализатора изображения и абберационных качеств оптической преобразующей системы. Таким образом, возможности улучшения второго показателя качества анализаторов изображения в схемах с двухчастот-

ными модулирующими растрами и координирующими приемниками примерно одинаковы.

Следовательно, решающее значение в улучшении качества оптико-электронных систем приборов самонаведения и наведения ЛА имеет к. п. д. анализаторов изображения, который в анализаторах на основе координирующих приемников вследствие исключения потерь на управляющую модуляцию выше в 2—4 раза, чем у двухчастотных растровых. Поэтому наиболее перспективны анализаторы изображения с координирующими приемниками. Однако следует иметь в виду, что и в этом случае для повышения помехоустойчивости необходимо применять оптическую модуляцию методом прерывания лучистого потока растрами с малым элементарным полем зрения. Эта оптическая модуляция создает колебания лучистого потока высокой несущей частоты.

---

## Глава X

### ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

#### § 10.1. ПОСТРОИТЕЛЬ УПРЕЖДЕНИЯ С ТРЕХСТЕПЕННЫМ ОТКЛОНЯЮЩИМСЯ ГИРОСКОПОМ

##### Принцип действия и дифференциальное уравнение

На одноместном самолете-истребителе оружие и прицел установлены неподвижно относительно его корпуса. Наводка оружия в точку упреждения в этом случае осуществляется разворотом самолета. Следовательно, в качестве прицела одноместного истребителя может быть применен только прицел с зависимой линией прицеливания. Угловая скорость истребителя, оружия и корпуса прицела  $\omega_{ор}$  должна отличаться от относительной угловой скорости цели  $\omega$  на величину угловой скорости поворота прицельной линии в прицеле  $\dot{\psi}$ , т. е. должно соблюдаться равенство

$$\omega_{ор} = \omega + \dot{\psi}. \quad (10.1)$$

Наибольшее распространение на истребителях получили прицелы с трехстепенным отклоняющимся гироскопом. Подобные прицелы применяются и на подвижных стрелковых установках самолетов. Поясним принцип действия такого прицела на примере прицела, принципиальная схема которого приведена на рис. 10.1.

Трехстепенный гироскоп, укрепленный в кардановом подвесе, имеет на одном конце плоское зеркало, а на другом — сферическую

алюминиевую чашку, центр кривизны которой совпадает с точкой пересечения осей подвеса.

Прецессия гироскопа создается с помощью электромагнитной коррекции. Коррекционное устройство имеет электромагнит с четырьмя сердечниками, расположенными симметрично относительно нулевого положения главной (полярной) оси гироскопа. Магнитное поле создается током  $I_y$ , протекающим в катушке упреждения, включенной последовательно с реостатом

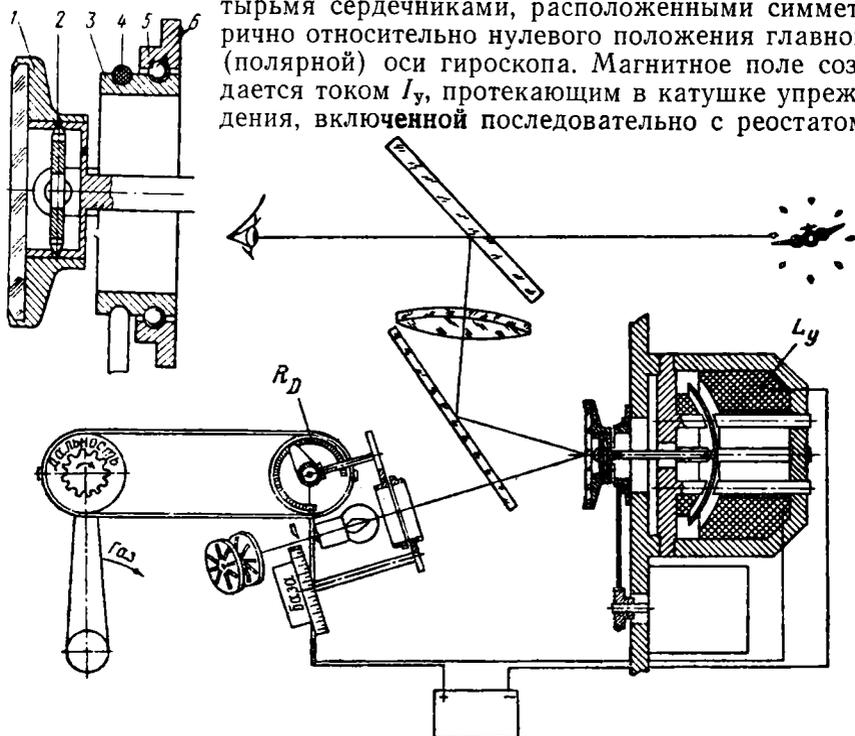


Рис. 10.1. Принципиальная схема оптического прицела с трехстепенным отклоняющимся гироскопом. Справа показана схема подвески и привода ротора гироскопа:

1—ротор; 2—крестовина; 3—шків со стойками; 4—упругий приводной ремень; 5—корпус прицела; 6—шарикоподшипник.

$R_D$ —реостат дальности;  $L_y$ —катушка упреждения

ввода полетного времени в функции дальности  $R_D$ . Катушка упреждения создает во всех сердечниках одинаковые магнитные потоки, пропорциональные количеству ампер-витков.

$$\Phi_y = k_1 I_y \cdot n_y,$$

где  $n_y$  — количество витков в катушке упреждения,  
 $k_1$  — коэффициент пропорциональности.

При вращении гироскопа вокруг оси фигуры в алюминиевой чашке под действием магнитных потоков сердечников создаются вихревые токи. Взаимодействуя с магнитным полем, они создают тормозные силы. Тормозная сила, приложенная к каждому эле-

менту тела чашки, направлена в сторону, противоположную вектору линейной скорости относительного движения этого элемента в магнитном поле.

Линейная скорость элемента тела чашки относительно полюсов электромагнита равна сумме скоростей, создаваемых собственным вращением ротора гироскопа, прецессией и нутацией. Нутационные колебания оси ротора гироскопа имеют малую амплитуду и быстро затухают. Поэтому влияние скорости нутации к моменту выработки упреждения обычно считается несущественным. Угловая скорость прецессии оси ротора гироскопа мала по сравнению с угловой скоростью собственного вращения ротора. Следовательно, тормозные силы создаются, главным образом, под влиянием скорости собственного вращения ротора. При нулевом положении ротора гироскопа эти силы симметричны относительно главной оси гироскопа и не накладывают на него коррекционный момент, тормозя лишь его вращение.

При развороте корпуса прицела коррекционное устройство смещается на угол  $\psi_r$  относительно ротора гироскопа, стремящегося в силу присущих ему свойств сохранить положение главной оси в пространстве. При этом симметрия положения чашки относительно коррекционного устройства нарушается, что приводит к нарушению равновесия сил ее взаимодействия с полюсами электромагнита. Для упрощения можно считать условно, что равнодействующая сил взаимодействия чашки с каждым полюсом электромагнитной системы приложены к чашке в центре этих полюсов. Величина тормозной силы, создаваемой взаимодействием магнитного потока сердечника с алюминиевой чашкой гироскопа, равна

$$P_i = k_2 \Phi_y^2 v_Q,$$

где  $k_2$  — коэффициент пропорциональности.

Так как линейная скорость  $v_Q$  вращательного относительного движения чашки у центра каждого полюса пропорциональна удалению  $Q$  последнего от оси вращения чашки, то и сила взаимодействия чашки с этим полюсом пропорциональна тому же расстоянию. Следовательно,

$$v_Q = \omega_p Q,$$

$$P_i = k_3 Q (I_y n_y)^2,$$

где  $\omega_p$  — угловая скорость чашки гироскопа;

$k_3$  — коэффициент пропорциональности.

На рис. 10.2 представлена схема взаимного расположения четырех сердечников электромагнитной системы и чашки гироскопа, центр которой  $O_r$  смещен относительно оси симметрии магнитов  $O_m$  в боковом направлении на величину  $z$ , соответствующую углу поворота гироскопа  $\psi_r$ . Из схемы сил с учетом формулы для  $P_i$  очевидно, что горизонтальные составляющие сил  $P_{2r}$  и  $P_{4r}$  симметричны, равны и направлены противоположно. Эти силы не наклады-

вают на чашку коррекционный момент, а создают только тормозной момент. Равнодействующая вертикальных сил

$$P = P_1 + P_{2в} + P_{4в} - P_3$$

создает тормозной момент относительно оси гироскопа и коррекционную силу  $P$ , приложенную к оси чашки в точке  $O_T$  вертикально вверх. Суммарный тормозной момент мал по сравнению с моментом привода гироскопа и преодолевается последним.

Рассмотренный случай смещения оси гироскопа на угол  $\psi_T$  и чашки на величину  $z$  в боковом направлении соответствует повороту корпуса прицела и самолета с угловой скоростью, вектор которой направлен вертикально. Следовательно, равнодействующая коррекционная сила параллельна вектору угловой скорости разворота корпуса прицела.

Смещение центра чашки относительно центров всех сердечников в боковом направлении равно  $z$  и при малых углах отклонения оси гироскопа пропорционально величине  $\psi_T$ . Величина  $q_0$  при суммировании сил  $P_1$  и  $P_3$  исключается. Поэтому равнодействующая коррекционная сила  $P$  пропорциональна  $\psi_T$  и на основании двух последних формул выражается уравнением

$$P = k_4 \psi_T (I_y n_y)^2.$$

Сила  $P$  создает действующий на гироскоп коррекционный момент  $M_K$ .

Приближенная теория гироскопов, исходящая из малости угла отклонения гироскопа и не учитывающая влияние негироскопических инерционных моментов, моментов трения в опорах карданова подвеса и момента электромагнитного демпфирования, в применении к рассматриваемому трехстепенному отклоняющемуся гироскопу отражает явления с достаточной точностью. В этом случае можно считать, что момент коррекции пропорционален силе  $P$  и углу отклонения главной оси гироскопа от ее нулевого положения, т. е.

$$M_K = P l_T = k_5 \psi_T (I_y n_y)^2 = k_T \psi_T, \quad (10.2)$$

где  $l_T$  — расстояние от центра подвеса гироскопа до чашки и радиус чашки;

$k_5$  — постоянный коэффициент;

$k_T$  — переменный коэффициент, зависящий от  $I_y$ .

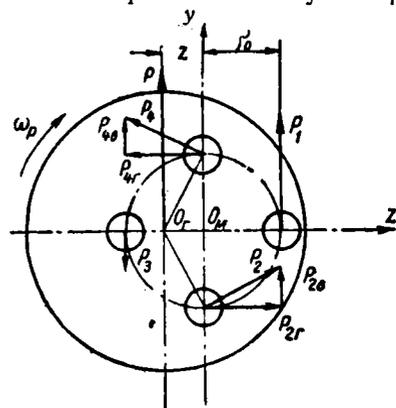


Рис. 10.2. Схема взаимодействия сердечников электромагнитной коррекции с алюминиевой чашкой гироскопа при построении угла упреждения

Абсолютная угловая скорость прецессии главной оси гироскопа в плоскости слежения визирным лучом прицела за целью, возникающая под действием этого момента, равна

$$\omega_{\text{пр}} = \frac{M_{\text{к}}}{H_{\text{г}}}, \quad (10.3)$$

где  $H_{\text{г}}$  — собственный кинетический момент гироскопа.

Угловая скорость прецессии гироскопа направлена в сторону сближения вектора собственного кинетического момента гироскопа с вектором момента коррекции.

Угол рассогласования  $\psi_{\text{г}}$  увеличивается до тех пор, пока абсолютная угловая скорость прецессии главной оси гироскопа меньше угловой скорости оружия, т. е. при условии

$$\omega_{\text{пр}} < \omega_{\text{ор}}.$$

Равновесие в системе наступит тогда, когда гироскопический момент, возникающий под действием вынужденной прецессии, уравновесит момент коррекции и  $\omega_{\text{пр}} = \omega_{\text{ор}}$ . Установившаяся при этом величина угла рассогласования оси гироскопа и оси системы магнитной коррекции из уравнений (10.2) и (10.3) выражается формулой

$$\psi_{\text{г}} = \frac{H_{\text{г}}}{k_{\text{г}}} \omega_{\text{пр}} = T_0 \omega_{\text{пр}}, \quad (10.4)$$

где  $T_0$  — коэффициент пропорциональности.

Следовательно, угол рассогласования главной оси гироскопа и оси симметрии коррекционного устройства пропорционален абсолютной угловой скорости прецессии гироскопа.

По условиям решения задачи упреждения [см. § 6.2 и формулу (6.10)] необходимо, чтобы при отклонении полярной оси гироскопа от оси орудия на угол рассогласования  $\psi_{\text{г}}$  визирная линия отставала от оси орудия на угол упреждения

$$\psi = \omega T_{\text{ф.н}},$$

где  $T_{\text{ф.н}}$  — фиктивное полетное время снаряда при старте снаряда вдоль вектора воздушной скорости самолета-носителя.

Для обеспечения надежной устойчивости визирного луча при слежении за целью угол его отклонения от своего нулевого положения строится по формуле

$$\psi = (\omega_{\text{в}} - k\dot{\psi}) T_{\text{к}}, \quad (10.5)$$

где  $k$  — положительный коэффициент, характеризующий передаточное отношение оптической системы прицела;

$T_{\text{к}}$  — переменный множитель, зависящий от баллистических свойств оружия и условий стрельбы.

Для точного решения задачи упреждения величина  $T_K$  должна строиться по формуле

$$T_K = \frac{T_{\phi,н}}{1 + k \left( T_{\phi,н} \frac{\dot{\omega}}{\omega} + \dot{T}_{\phi,н} \right)},$$

получающейся из совместного решения уравнений (6.10) и (10.5) с заменой  $\psi$  на основе дифференцирования выражения (6.10) через

$$(\omega T_{\phi,н})' = \dot{\omega} T_{\phi,н} + \omega \dot{T}_{\phi,н}.$$

При проектировании прицелов заменяют  $T_K$  через  $T_p$ , рассчитанный по более простой эмпирической формуле, принимая

$$T_K \approx T_p = \frac{D_0}{v_{0,c} - k_T D_0}, \quad (10.6)$$

где  $k_T$  — постоянный коэффициент, зависящий от баллистики оружия и от атмосферных условий;

$v_{0,c}$  — абсолютная начальная воздушная скорость снаряда.

Это допущение создает при выработке угла упреждения ошибку, не превышающую нескольких тысячных радиана.

Для выполнения условия (10.5) связь между углами отклонения визирного луча и полярной оси гироскопа от их нулевого положения должна определяться следующей зависимостью:

$$\frac{\psi_r}{\psi} = 1 + k = k_d, \quad (10.7)$$

где  $k_d$  — постоянная величина, называемая коэффициентом демпфирования визирного луча прицела.

При непрерывном идеальном слежении визирным лучом за целью абсолютная угловая скорость визирной линии равна относительной угловой скорости цели. Тогда на основании уравнений (10.5) и (10.6) получим

$$\psi = (\omega - k\dot{\psi}) T_p. \quad (10.8)$$

Абсолютная угловая скорость прецессии оси фигуры гироскопа меньше угловой скорости оружия на величину угловой скорости прецессии ротора гироскопа относительно оружия и прицела (рис. 10.3):

$$\dot{\omega}_{пр} = \dot{\omega}_{ор} - \dot{\psi}_r.$$

Так как на основании уравнения (10.7)

$$\dot{\psi}_r = \dot{\psi} (1 + k),$$

то с учетом формулы (10.1) получим

$$\omega_{\text{пр}} = \omega - \dot{\psi}k.$$

Подставляя это значение  $\omega_{\text{пр}}$  в уравнение (10.4), находим

$$\psi_{\text{Г}} = T_0(\omega - k\dot{\psi}) \quad (10.9)$$

или с учетом выражения (10.7) получим

$$\psi = \frac{T_0}{(1+k)} (\omega - k\dot{\psi}). \quad (10.10)$$

Следовательно, для обеспечения выработки угла упреждения в соответствии с формулой (10.8) необходимо при выборе параметров прицела исходить из того, чтобы

$$T_0 = T_{\text{к}}(1+k),$$

или приближенно

$$T_0 = T_{\text{р}}(1+k). \quad (10.11)$$

Тогда момент коррекции

$$M_{\text{к}} = \frac{H_{\text{Г}}}{T_{\text{р}}(1+k)} \psi_{\text{Г}}. \quad (10.12)$$

Величина  $T_{\text{р}}$  вводится изменением силы тока в обмотке электромагнитной коррекции с помощью реостата ввода полетного времени в функции дальности. Выполнение

условия (10.7) обеспечивается подбором фокусного расстояния объектива  $f$  и осевого расстояния  $l$  от сетки до отражающей поверхности зеркала гироскопа так, чтобы

$$l = \frac{f}{2(1+k)}.$$

Следовательно, передаточное отношение оптической системы

$$\frac{\psi_{\text{Г}}}{\psi} = \frac{f}{2l} = (1+k). \quad (10.13)$$

Величина тока в катушке упреждения, необходимая для создания основного коррекционного момента, определяется из совмест-

ного решения уравнений (10.2) и (10.12) с учетом выражения (10.13) формулой

$$I_y = \frac{1}{n_y} \sqrt{\frac{2IH_\Gamma}{k_{\delta f} T_p}} = \frac{k_6}{\sqrt{T_p}}, \quad (10.14)$$

где

$$k_6 = \frac{1}{n_y} \sqrt{\frac{2IH_\Gamma}{k_{\delta f}}}. \quad (10.15)$$

Выражение (10.8) является дифференциальным уравнением, описывающим процесс выработки упреждения в прицеле с трех-степенным отклоняющимся гироскопом. Оно может быть записано в виде

$$\dot{\psi} + \psi \frac{1}{kT_p} = \frac{\omega}{k} \quad (10.16)$$

и представляет собой линейное дифференциальное уравнение первого порядка с переменным коэффициентом, имеющее общее решение

$$\psi = e^{-\frac{1}{k} \int_0^\tau \frac{dt}{T_p}} \left\{ C + \frac{1}{k} \int_0^\tau e^{\frac{1}{k} \int_0^t \frac{dt}{T_p}} \omega dt \right\}, \quad (10.17)$$

где  $t$  — параметр интегрирования;

$\tau$  — время с начала выработки упреждения.

Из начальных условий находим постоянную интегрирования

$$C = \psi_0,$$

где  $\psi_0$  — угол отклонения визирной линии в прицеле при  $\tau=0$ , т. е. нулевое приборное значение угла упреждения.

Подставим в (10.17) значение  $C$  и проинтегрируем это выражение по частям, обозначив

$$\begin{aligned} \omega T_p &= U, \\ \frac{1}{kT_p} e^{\frac{1}{k} \int_0^t \frac{dt}{T_p}} dt &= dv. \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} dU &= (\omega T_p)' dt, \\ v &= e^{\frac{1}{k} \int_0^t \frac{dt}{T_p}}. \end{aligned}$$

Основное выражение угла упреждения приводится к виду

$$\psi = e^{-\frac{1}{k} \int_0^\tau \frac{dt}{T_p}} \left\{ \psi_0 + \omega T_p e^{\frac{1}{k} \int_0^\tau \frac{dt}{T_p}} \Big|_0^\tau - \int_0^\tau (\omega T_p) e^{\frac{1}{k} \int_0^t \frac{dt}{T_p}} dt \right\},$$

или

$$\psi = \psi_p(\tau) + [\psi_0 - \psi(0)] e^{-\frac{1}{k} \int_0^\tau \frac{dt}{T_p}} - e^{-\frac{1}{k} \int_0^\tau \frac{dt}{T_p}} \int_0^\tau \dot{\psi}(t) e^{\frac{1}{k} \int_0^t \frac{dt}{T_p}} dt, \quad (10.18)$$

где введены обозначения

$$\left. \begin{aligned} \psi_p(\tau) &= \omega T_p, \\ \dot{\psi}(0) &= \omega(0) T_p(0), \\ \dot{\psi}(\tau) &= (\omega T_p)'. \end{aligned} \right\} \quad (10.19)$$

В выражении (10.19) функция  $\psi_p(\tau)$  представляет собой теоретическое значение искомого угла упреждения.

Величина

$$[\psi_0 - \psi(0)] e^{-\frac{1}{k} \int_0^\tau \frac{dt}{T_p}} = \Delta\psi_1 \quad (10.20)$$

является начальной динамической ошибкой, порожденной несоответствием начального значения угла упреждения в прицеле  $\psi_0$  теоретически необходимой его величине  $\psi(0)$  в момент начала выработки упреждения прицелом.

Величина

$$-e^{-\frac{1}{k} \int_0^\tau \frac{dt}{T_p}} \int_0^\tau \dot{\psi}(t) e^{\frac{1}{k} \int_0^t \frac{dt}{T_p}} dt = \Delta\psi_2 \quad (10.21)$$

является текущей динамической ошибкой, порождаемой непостоянством относительной угловой скорости цели и расчетного полетного времени снаряда во время выработки упреждения.

### Основные расчетные формулы построителя упреждения

Обозначим в основном выражении угла упреждения (10.18) величины

$$\frac{1}{k} \int_0^\tau \frac{dt}{T_p} = \Phi_1(\tau), \quad (10.22)$$

$$\int_0^\tau \dot{\psi}(t) e^{\frac{1}{k} \int_0^t \frac{dt}{T_p}} dt = \Phi_2(\tau), \quad (10.23)$$

$$e^{-\Phi_1(\tau)} = \Phi_3(\tau) \quad (10.24)$$

и проинтегрируем эти уравнения для наиболее распространенного случая хвостовой атаки истребителем прямолинейно летящей цели,

используя приближенную формулу, выражающую текущую дальность цели  $D$  в элементарных функциях времени  $\tau$  [4]:

$$D = D_H b(\varphi_0, v) \frac{\sin^{a_1} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right]}{\cos^{a_2} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right]},$$

где  $D_H$  — дальность цели при  $\tau=0$ ;

$b(\varphi_0, v)$  — постоянный коэффициент, зависящий от значения начального курсового угла  $\varphi_0$  при  $\tau=0$ , от величин скоростей истребителя  $v_c$  и цели  $v_{ц}$ , а также от относительной начальной скорости снаряда  $v_0$ ;

$a_1$  и  $a_2$  — скоростные коэффициенты, зависящие от  $v_c$ ,  $v_{ц}$  и средней полетной скорости снаряда  $v_{ср}$  до точки упреждения;

$\tau_T$  — время полета истребителя по траектории встречи с начала атаки ( $D=D_H$ ) до встречи с целью ( $D=0$ ).

Решая совместно последнюю формулу с уравнениями (10.6) и (10.22), получим

$$\frac{1}{T_p} = \frac{v_0}{D_H b(\varphi_0, v)} \sin^{-a_1} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right] \cos^{a_2} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right] - k_T \quad (10.25)$$

и

$$\begin{aligned} \Phi_1(\tau) = & \frac{v_0}{D_H k b(\varphi_0, v)} \int_0^\tau \sin^{-a_1} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{t}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right] \times \\ & \times \cos^{a_2} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{t}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right] dt - \frac{k_T}{k} \int_0^\tau dt. \end{aligned} \quad (10.26)$$

обозначим

$$A = \int_0^\tau \sin^{-a_1} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{t}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right] \cos^{a_2} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{t}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right] dt, \quad (10.27)$$

$$\frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{t}{\tau_T} \right)^{1/a_1} = x.$$

Заменив переменные, получим

$$A = - \left( \frac{2}{\varphi_0} \right)^{a_1} a_1 \tau_T \int_{x_0}^x \sin^{-a_1} x \cos^{a_2} x x^{a_1-1} dx. \quad (10.28)$$

Так как нитегрирование выражения (10.28) точными аналитическими методами невозможно, то используем для этого метод приближенного решения с помощью рядов. Тогда выражение (10.28) примет вид

$$A = -\left(\frac{2}{\varphi_0}\right)^{a_1} a_1 \tau_T \int_{x_0}^x \left\{ x^{-1} - \left(\frac{a_2}{2} - \frac{a_1}{6}\right) x + \left[ \frac{a_1 a_2}{12} + \frac{a_2(a_2-1)}{8} + \frac{a_1(a_1+1)}{72} \right] \cdot x^3 - \dots \right\} dx. \quad (10.29)$$

Для диапазонов изменения скоростных коэффициентов  $0,15 < a_1 < 0,75$  и  $2,75 < a_2 < 3,75$  справедливы следующие неравенства:

$$1,3 < \left(\frac{a_2}{2} - \frac{a_1}{6}\right) < 1,7,$$

$$0,6 < \left[ \frac{a_1 a_2}{12} + \frac{a_2(a_2-1)}{8} + \frac{a_1(a_1+1)}{72} \right] < 1,3.$$

Для диапазона курсовых углов ( $0 < \varphi_0 < 60^\circ$ ) уже через 2 сек после начала атаки величина

$$x < \frac{1}{3}. \quad (10.30)$$

При этих условиях в подынтегральном многочлене выражения (10.29) третий член не превышает сотых долей первого. Последующие члены по своему порядку еще меньше. Поэтому при приближенном решении вполне можно ограничиться первыми двумя членами.

Интегрируя выражения (10.29), получим

$$A = -\left(\frac{2}{\varphi_0}\right)^{a_1} a_1 \tau_T [\ln x - a_3 x^2]_{x_0}^x, \quad (10.31)$$

где

$$a_3 = \frac{1}{4} \left( a_2 - \frac{a_1}{3} \right). \quad (10.32)$$

Решая совместно уравнения (10.26) и (10.31) и интегрируя попутно последний член выражения (10.26), найдем

$$\Phi_1(\tau) = -\frac{2^{a_1} \tau_T v_0 a_1}{\varphi_{0.c}^a D_n b(\varphi_0, v) k} [\ln x - a_3 x^2]_{x_0}^x - \frac{k_T}{k} \tau. \quad (10.33)$$

Из статьи, указанной в сноске на стр. 341, следует, что

$$\left(\frac{2}{\varphi_0}\right)^{a_1} \frac{\tau_T}{D_n b(\varphi_0, v)} = \frac{1 + a \cdot a_1 \varphi_0^2}{v_c - v_u}.$$

Обозначим постоянную величину, зависящую от начальных условий:

$$C_0 = \frac{v_0(1 + a \cdot a_1 \varphi_0^2)}{v_c - v_{ц}}$$

Тогда

$$\Phi_1(\tau) = -\frac{C_0 a_1}{k} \left[ \ln \frac{x}{x_0} - a_3 (x^2 - x_0^2) \right] - \frac{k_T}{k} \tau.$$

Заменив в этом выражении  $x$  и  $x_0$  на основании формулы (10.28) через  $\tau$ , получим

$$\Phi_1(\tau) = -\frac{C_0}{k} \left\{ \ln \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right) - a_1 a_3 \left( \frac{\varphi_0}{2} \right)^2 \left[ \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{2/a_1} - 1 \right] \right\} - \frac{k_T}{k} \tau.$$

При рассматриваемых условиях атак второй член в фигурной скобке меньше первого в 6—7 раз при  $\tau \approx 1$  сек, в 12—15 раз при  $\tau \approx \frac{\tau_T}{3}$  и в 25—30 раз при  $\tau \approx \left( \frac{1}{2} - \frac{3}{4} \right) \tau_T$ . По знаку второй член обратен первому. Для упрощения расчетной формулы учтем второй член средним значением исходя из того, чтобы наименьшие ошибки от осреднения были при  $\tau = 3-6$  сек, когда наиболее вероятно прицельная стрельба. В этом случае выражение для функции  $\Phi_1(\tau)$  примет вид

$$\Phi_1(\tau) = -\frac{C_1}{k} \ln \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right) - \frac{k_T}{k} \tau, \quad (10.34)$$

где

$$C_1 = 0,9 C_0. \quad (10.35)$$

Подставляя  $\Phi_1(\tau)$  из выражения (10.34) в уравнение (10.24), найдем

$$\Phi_3(\tau) = e^{\frac{C_1}{k} \ln \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right) + \frac{k_T}{k} \tau}$$

или

$$\Phi_3(\tau) = \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{\frac{C_1}{k}} e^{\frac{k_T}{k} \tau}. \quad (10.36)$$

Совместное решение зависимостей (10.20), (10.22), (10.24) и (10.26) дает для расчета начальной динамической ошибки  $\Delta\psi_1$  в функции времени формулу

$$\Delta\psi_1 = [\psi_0 - \psi(0)] \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{\frac{C_1}{k}} e^{\frac{k_T}{k} \tau}. \quad (10.37)$$

Перейдем к выводу формулы для расчета текущей динамической ошибки  $\Delta\psi_2$ . Подставляя в формулу (10.23)  $\Phi_3(\tau)$  из выражения (10.36) и учитывая зависимость (10.24), получим

$$\Phi_2(\tau) = \int_0^{\tau} \dot{\psi}(t) \left(1 - \frac{t}{\tau_r}\right)^{-\frac{C_1}{k}} \cdot e^{-\frac{k}{k} t} dt. \quad (10.38)$$

Проинтегрируем выражение (10.38) с помощью рядов. Обозначив

$$\frac{k_r}{k} = h, \quad (10.39)$$

$$\frac{C_1}{k} = r, \quad (10.40)$$

можно написать

$$e^{-ht} = 1 - ht + \frac{h^2 t^2}{2!} - \frac{h^3 t^3}{3!} + \frac{h^4 t^4}{4!} - \frac{h^5 t^5}{5!} + \dots + \frac{(-1)^n h^n t^n}{n!}, \quad (10.41)$$

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{t}{\tau_r}\right)^{-r} &= 1 + \frac{rt}{\tau_r} + \frac{r(r+1)}{2!} \left(\frac{t}{\tau_r}\right)^2 + \\ &+ \frac{r(r+1)(r+2)}{3!} \left(\frac{t}{\tau_r}\right)^3 + \dots + \frac{r(r+1)(r+2)\dots(r+n-1)}{n!} \left(\frac{t}{\tau_r}\right)^n. \end{aligned} \quad (10.42)$$

Знакопеременный ряд (10.41) является сходящимся, так как при количестве членов  $n \geq ht$ , что имеет место в нашем случае, каждый последующий член ряда по абсолютной величине меньше предыдущего. Ряд с положительными членами (10.42) также является сходящимся, так как условие сходимости подобных рядов

$$\left|\frac{t}{\tau_r}\right| < 1$$

в нашей задаче удовлетворяется.

Перемножив ряды, подставив полученный многочлен в интеграл выражения (10.38) и последовательно интегрируя по частям, получим

$$\Phi_2(\tau) = \dot{\psi}(\tau) \cdot B_1(\tau) - \ddot{\psi}(\tau) B_2(\tau) + \ddot{\psi}(\tau) B_3(\tau) - \Phi(\ddot{\psi}), \quad (10.43)$$

где

$$B_1(\tau) = \tau \left[ 1 + \frac{A_1}{2} \tau + \frac{A_2}{3} \tau^2 + \frac{A_3}{4} \tau^3 + \frac{A_4}{5} \tau^4 + \dots + \frac{A_n}{n+1} \tau^n \right], \quad (10.44)$$

$$B_2(\tau) = \tau \left[ \frac{1}{2} + \frac{A_1}{6} \tau + \frac{A_2}{12} \tau^2 + \frac{A_3}{20} \tau^3 + \frac{A_4}{30} \tau^4 + \dots + \frac{A_n \tau^n}{(n+1)(n+2)} \right], \quad (10.45)$$

$$B_3(\tau) = \tau^3 \left[ \frac{1}{3} + \frac{A_1 \tau}{24} + \frac{A_2 \tau^2}{60} + \frac{A_3 \tau^3}{120} + \frac{A_4 \tau^4}{210} + \dots + \frac{A_n \tau^n}{(n+1)(n+2)(n+3)} \right], \quad (10.46)$$

$\Phi(\ddot{\psi})$  — остаточный интегральный член.

В формулах (10.44) — (10.46) постоянные коэффициенты  $A$  с соответствующими индексами выражаются следующими формулами:

$$A_1 = \frac{r}{\tau_T} - h, \quad (10.47)$$

$$A_2 = \frac{r(r+1)}{2! \tau_T^2} - \frac{hr}{\tau_T} + \frac{h^2}{2!}, \quad (10.48)$$

$$A_3 = \frac{r(r+1)(r+2)}{3! \tau_T^3} - \frac{hr(r+1)}{2! \tau_T^2} + \frac{h^2 r}{2! \tau_T} - \frac{h^3}{3!}, \quad (10.49)$$

$$\dots$$

$$A_n = \frac{r(r+1)\dots(r+n-1)}{n! \tau_T^n} - \frac{hr(r+1)\dots(r+n-2)}{(n-1)! \tau_T^{n-1}} +$$

$$+ \frac{(-1)^{k-1} h^{k-1} r(r+1)\dots(r+n-k)}{(n-k+1)!(k-1)! \tau_T^{n-k+1}} + \dots + \frac{h^n}{n!}. \quad (10.50)$$

Подставляя в уравнение (10.21) функцию  $\Phi_3(\tau)$  из формулы (10.36) с учетом зависимостей (10.39) и (10.40) и функцию  $\Phi_2(\tau)$  из выражения (10.43), найдем для расчета текущей динамической ошибки, порождаемой непостоянством относительной угловой скорости и дальности цели, следующую формулу:

$$\Delta\psi_2 = - \left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)^r e^{h\tau} [\dot{\psi}(\tau) \cdot B_1(\tau) -$$

$$- \ddot{\psi}(\tau) B_2(\tau) + \ddot{\psi}(\tau) B_3(\tau) - \Phi(\ddot{\psi})]. \quad (10.51)$$

Для выявления значения отдельных членов правой части формулы (10.51) проведем оценку их величин на примере нескольких типовых траекторий атаки. Условия принятых нами атак приведены в табл. 10.1.

Таблица 10.1

Условия атак

№ атаки	$v_c$	$v_{ц}$	$v_0$	$v_{ср}$	$D_n$ м	° $\varphi_0$
	м/сек					
1	290	230	700	680	1150	45
2	290	230	700	680	1150	15
3	290	230	700	680	1150	60
4	500	320	—	680	1150	45
5	500	320	700	500	2000	45
6	500	320	950	680	2000	45
7	200	170	—	680	1150	45

Основные параметры воздушной стрельбы в этих атаках изменяются в следующих интервалах:

$$\begin{aligned} 200 < v_c < 500 \text{ м/сек}, \\ 170 < v_{ц} < 320 \text{ м/сек}, \\ 700 < v_0 < 950 \text{ м/сек}, \\ 1150 < D_n < 2000 \text{ м}, \\ 15^\circ < \varphi_0 < 60^\circ. \end{aligned}$$

Законы изменения теоретического значения угла упреждения при рассматриваемых атаках (обозначены цифрами в кружках)

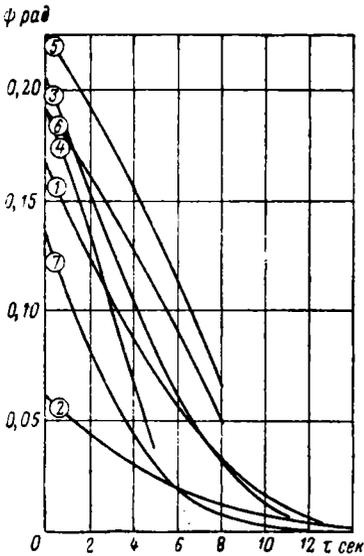


Рис. 10.4. График углов упреждения

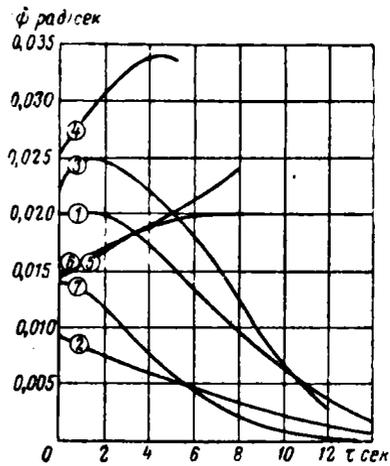


Рис. 10.5. График скорости изменения угла упреждения

представлены графиками на рис. 10.4. Масштаб по оси  $\tau$  для 7-й атаки на рис. 10.4—10.7, 10.15, 10.17, 10.18 уменьшен в два раза.

Для расчета величин  $\dot{\psi}(\tau)$  и  $\ddot{\psi}(\tau)$  путем дифференцирования выражения

$$\psi = a_4 \sin \left[ \varphi_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right],$$

получим формулы

$$\dot{\psi}(\tau) = -\frac{a_4 \varphi_0}{a_1 \tau_T} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{\frac{1}{a_1} - 1} \cos \left[ \varphi_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{1/a_1} \right]; \quad (10.52)$$

$$\ddot{\psi}(\tau) = \frac{a_4 \varphi_0}{a_1 \tau_T^2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{\frac{1}{a_1} - 1} \left\{ \frac{\varphi_0}{a_1} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_T} \right)^{\frac{1}{a_1} - 1} \times \right.$$

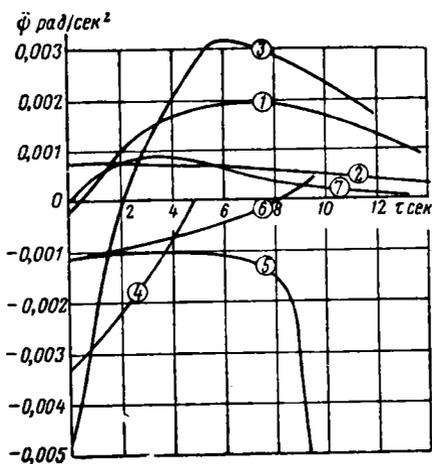


Рис. 10.6. График ускорения изменения угла упреждения

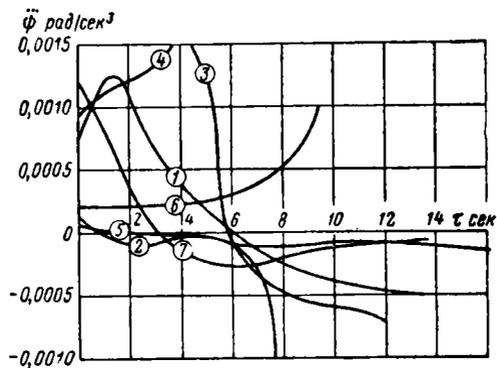


Рис. 10.7. График третьей производной угла упреждения по времени

$$\begin{aligned} & \times \sin \left[ \varphi_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_r} \right)^{1/a_1} \right] - \left( \frac{1}{a_1} - 1 \right) \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_r} \right)^{-1} \times \\ & \times \cos \left[ \varphi_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_r} \right)^{1/a_1} \right] \}, \end{aligned} \quad (10.53)$$

где

$$a_4 = \frac{v_{ц}}{v_{ср} + v_c}.$$

Третья производная от угла упреждения ввиду громоздкости аналитической формулы вида  $\psi(\tau)$  находилась графическим дифференцированием кривых  $\psi(\tau)$ . Зависимости  $\psi(\tau)$ ,  $\dot{\psi}(\tau)$  и  $\ddot{\psi}(\tau)$  для рассматриваемых атак представлены графиками на рис. 10.5—10.7. Обозначим в формуле (10.51) составляющие текущей динамической ошибки  $\Delta\psi_2$ , порожденные влиянием производных соответствующего порядка от угла упреждения по времени:

$$-\left(1 - \frac{\tau}{\tau_r}\right)^r e^{h\tau} B_1(\tau) \cdot \dot{\psi}(\tau) = \Delta\psi_2(\dot{\psi}), \quad (10.54)$$

$$\left(1 - \frac{\tau}{\tau_r}\right)^r e^{h\tau} B_2(\tau) \ddot{\psi}(\tau) = \Delta\psi_2(\ddot{\psi}), \quad (10.55)$$

$$-\left(1 - \frac{\tau}{\tau_r}\right)^r e^{h\tau} B_3(\tau) \ddot{\psi}(\tau) = \Delta\psi_2(\ddot{\psi}), \quad (10.56)$$

$$\left(1 - \frac{\tau}{\tau_r}\right)^r e^{h\tau} \Phi(\ddot{\psi}) = \Delta\psi_2(\ddot{\psi}). \quad (10.57)$$

Расчеты показали, что в условиях рассмотренных атак при идеальном слежении за целью по дальности и угловым координатам на участках от  $D_n$  до минимальной дальности 200 м величина  $\Delta\psi_2(\psi)$  выражается в тысячных долях радиана,  $\Delta\psi_2(\dot{\psi}) \leq 0,0011 \text{ рад}$  и  $\Delta\psi_2(\ddot{\psi}) \leq 0,0003 \text{ рад}$ . Остаточный интегральный член  $\Delta\psi_2(\ddot{\psi})$  по своему порядку еще меньше.

Функции  $B(\tau)$  вычислялись по формулам (10.44)—(10.46) с учетом девяти членов. Такое количество членов для вычисления  $\Delta\psi_2$  с точностью до десятичных долей радиана вполне достаточно. Отбрасывание последующих членов изменяет величину текущей динамической ошибки при  $\tau < 3-4 \text{ сек}$  менее чем на 1—2%, а при  $\tau < 6-7 \text{ сек}$  сами динамические ошибки не превышают нескольких тысячных радиана. Поэтому и в этих условиях отклонение в величинах динамических ошибок не превышает десятитысячных долей радиана, что вполне допустимо.

Визирная марка прицелов рассматриваемого типа при работающем гироскопе по техническим условиям может иметь угловой размер до 0,002 рад. Выверить прицел при установке на самолете с точностью до десятитысячных долей радиана очень трудно. В этих условиях расчет угла упреждения прицела с точностью до

десятитысячных долей радиана нецелесообразен. Следовательно, в формуле (10.51) для случая идеального слежения визирным лучом за целью можно ограничиться первым членом, зависящим от  $\dot{\psi}(\tau)$ . Тогда для расчета  $\Delta\psi_2$  получим рабочую формулу

$$\Delta\psi_2 \approx - \left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)^r e^{h\tau} B_1(\tau) \dot{\psi}(\tau). \quad (10.58)$$

Так как в процессе слежения за целью вследствие субъективного влияния человека величины  $\dot{\psi}(\tau)$  могут быть более значительными, чем при идеальном слежении, то напишем также и более общую формулу, учитывающую влияние  $\ddot{\psi}(\tau)$ :

$$\Delta\psi_2 = - \left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)^r e^{h\tau} [B_1(\tau) \dot{\psi}(\tau) - B_2(\tau) \ddot{\psi}(\tau)]. \quad (10.59)$$

Обозначая суммарную теоретическую динамическую ошибку прицела в выработке угла упреждения через

$$\Delta\psi_T = \Delta\psi_1 + \Delta\psi_2 \quad (10.60)$$

на основании формул (10.37) и (10.59) или (10.58), получим

$$\Delta\psi_T = \left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)^r e^{h\tau} \{[\psi_0 - \psi(0)] - [B_1(\tau) \dot{\psi}(\tau) - B_2(\tau) \ddot{\psi}(\tau)]\}, \quad (10.61)$$

или

$$\Delta\psi_T \approx \left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)^r e^{h\tau} [\psi_0 - \psi(0) - B_1(\tau) \dot{\psi}(\tau)]. \quad (10.62)$$

Совместное решение выражений (10.60) и (10.18) — (10.21) с учетом зависимостей (10.61) и (10.62) дает для расчета приборной величины угла упреждения в функции времени следующие формулы:

$$\begin{aligned} \psi_{\text{пр.т}} = \psi_p(\tau) + e^{h\tau} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)^r \{[\psi_0 - \psi(0)] - \\ - [B_1(\tau) \dot{\psi}(\tau) + B_2(\tau) \ddot{\psi}(\tau)]\}, \end{aligned} \quad (10.63)$$

$$\psi_{\text{пр.т}} \approx \psi_p(\tau) + e^{h\tau} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)^r \{[\psi_0 - \psi(0)] - B_1(\tau) \dot{\psi}(\tau)\}. \quad (10.64)$$

В правой части формул (10.63) и (10.64) первый член  $\psi_p(\tau)$  так же, как и в формуле (10.18), является расчетной величиной угла упреждения, множитель  $e^{h\tau} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_m}\right)^r = \Phi_3(\tau)$  определяет характер затухания динамической ошибки прицела; величина

$$\psi_0 - \psi(0) = \Delta\psi_0 \quad (10.65)$$

есть начальное несоответствие приборного угла упреждения расчетному (начальная ошибка). Второй член фигурных скобок фор-

мул (10. 63) и (10. 64) отражает текущую динамическую ошибку, порождаемую непостоянством относительной угловой скорости и дальности цели в ходе атаки.

### Зависимость динамических ошибок в построении угла упреждения от начального положения визирной линии

На рис. 10. 8—10. 14 приведены рассчитанные по формуле (10. 64) графики, характеризующие процесс построения упреждения. Расчет проведен для атак, условия которых даны в табл. 10. 1. Начальная ошибка  $\Delta\psi_0$  принята различной в диапазоне от  $[-\psi(0)]$

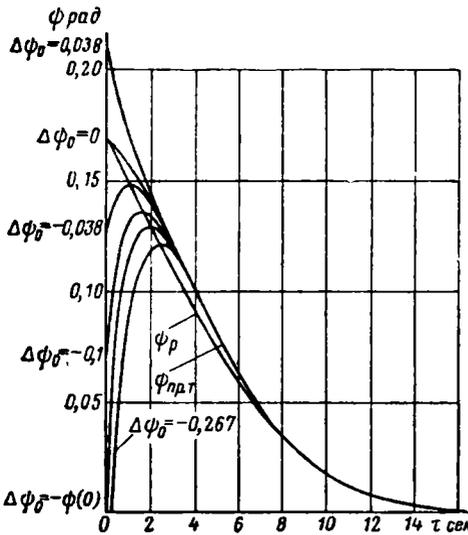


Рис. 10. 8. График расчетных и приборных углов упреждения для 1-й атаки

до  $[+0,038]$  рад. В отдельных случаях начальная ошибка принимается отрицательной и по абсолютной величине большей, чем начальное теоретическое значение угла упреждения. При отрицательных значениях  $\Delta\psi_0$  приборное значение угла упреждения в начале очень быстро растет и тем быстрее, чем больше абсолютная величина  $\Delta\psi_0$ . При  $\tau$ , не превышающих 1—3 сек, кривые  $\psi_{пр,\tau}(\tau)$  и  $\psi_r(\tau)$  пересекаются и динамическая ошибка прицела становится положительной. Наименьшие значения динамических ошибок в положительной зоне соответствуют случаям, когда при  $\tau=0$  полярная ось гироскопа находится в нулевом положении или отклонена от нулевого положения в сторону, обратную углу упреждения. Первый случай может быть при прямолинейном подходе истребителя к начальной точке атаки или при арретировании гироскопа до начала атаки в нулевом положении. Второй случай может быть тогда, когда траектория истребителя в начале атаки при  $\tau=0$  имеет точку перегиба.

При  $\psi_0=0$  динамическая ошибка прицела  $\Delta\psi$  в самом неблагоприятном случае (5-й случай) не превышает уже при  $\tau \geq 2$  сек величины 0,018 рад. С приближением отрицательных значений  $\Delta\psi_0$  к нулю динамические ошибки  $\Delta\psi$  в положительной зоне растут. Например, при  $\Delta\psi_0 = -0,038$  рад в 5-м случае динамическая ошибка  $\Delta\psi$  достигает 0,022 рад. При  $\Delta\psi_0 \geq 0$  динамическая ошибка прицела всегда положительна и возрастает по мере увеличения начальных ошибок  $\Delta\psi_0$ . Например, уже при  $\Delta\psi_0 = +0,038$  рад в 5-м

случае динамическая ошибка в течение первых четырех секунд равна  $0,038-0,027 \text{ рад}$  и уменьшается до  $0,018 \text{ рад}$  только при  $\tau=5,6 \text{ сек}$ . Следовательно, изменение начального положения полярной оси гироскопа существенно влияет на время выработки упреждения с заданной точностью.

В рассмотренном примере изменение начального положения визирной линии от нулевого ( $\Delta\psi_0=-\psi(0)$ ) до такого, когда  $\Delta\psi_0=+0,038 \text{ рад}$ , приводит к возрастанию времени выработки упреждения с одинаковой динамической ошибкой  $0,018 \text{ рад}$  в 2—3 раза (с 2 до 5—6 сек). Отсюда можно сделать вывод о том, что при атаках с  $\dot{\psi}(\tau) < 0$  для сокращения времени выработки

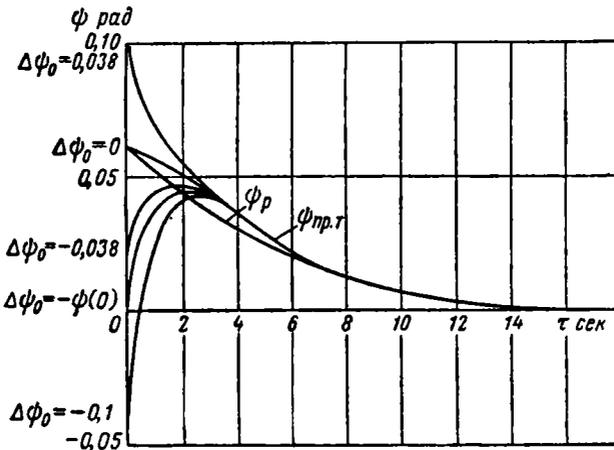


Рис. 10.9. График расчетных и приборных углов упреждения для 2-й атаки

упреждения наиболее выгодно арретирование гироскопа в нулевом положении или вблизи него.

Любая атака истребителя рассчитана на сближение с противником и, как правило, является атакой при  $\dot{\psi}(\tau) < 0$ . Исключением могут быть кратковременные участки в начале траекторий атаки с начальным ракурсом, большим  $3/4$ . На этих участках относительная угловая скорость цели быстро растет и в правой части выражения

$$\dot{\psi}(\tau) = \omega(\tau) \dot{T}_p(\tau) + \dot{\omega}(\tau) T_p(\tau)$$

положительный второй член может стать больше отрицательного первого. Из материалов упомянутой выше статьи автора следует, что на таких участках перегрузка превышает допустимую и прицельная стрельба малоэффективна.

Увеличение скорости сближения самолетов, что неизбежно в будущем при росте их скоростей, делает атаки при  $\dot{\psi}(\tau) < 0$  еще более вероятными. При этом и значения  $\psi(\tau)$  по своей абсолютной

величине растут (см. рис. 10.5). В этих условиях арретирование гироскопа указанным методом можно считать наимыгоднейшим при подавляющем большинстве атак. Арретирование гироскопа в нулевом положении можно осуществить, например, с помощью вращающегося арретира, управляемого вспомогательным гироскопом. При включении нулевого арретира центр цели нужно совме-

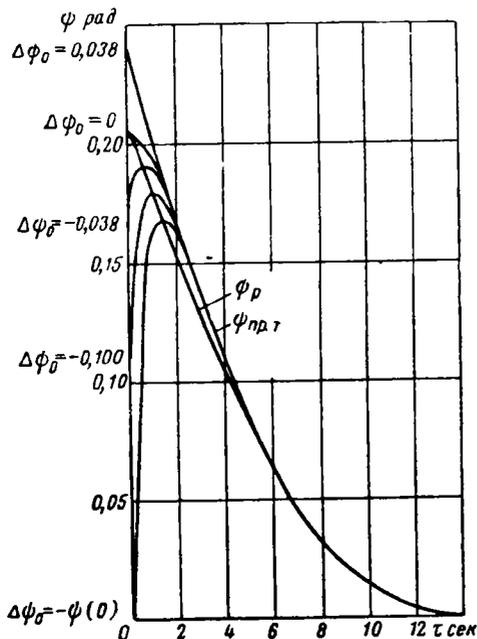


Рис. 10.10. График расчетных и приборных углов упреждения для 3-й атаки

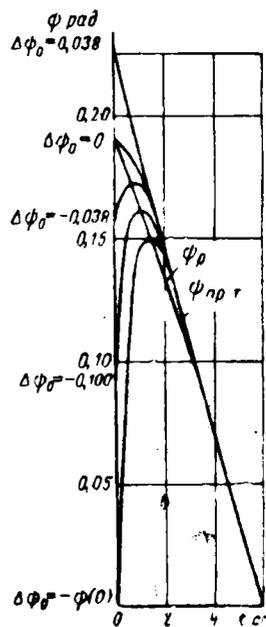


Рис. 10.11. График расчетных и приборных углов упреждения для 4-й атаки

щать с неподвижным кольцом, соответствующим  $\psi_{\max}$ , так, чтобы центральная марка была в относительном движении перед целью. В ряде прицелов для арретирования гироскопа применяется жесткий механический арретир, возвращающий ротор в нулевое положение и одновременно тормозящий его вращение.

Для уменьшения нутации гироскопа, возникающей вследствие его ударов о корпус прицела при больших угловых скоростях истребителя, применяется электромагнитный ограничитель. Электромагнитный ограничитель включается автоматически при отклонении ротора гироскопа на максимальный угол. При этом упругие контакты, установленные на роторе гироскопа, касаются токоподводящей обоймы, укрепленной на корпусе прицела. Замыкание контакта приводит к увеличению силы тока в катушках упреждения и к возрастанию коррекционного момента. Это вызывает умень-

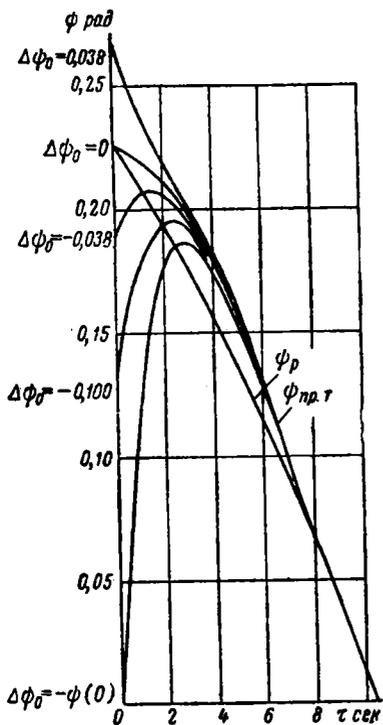


Рис. 10.12. График расчетных и приборных углов упреждения для 5-й атаки

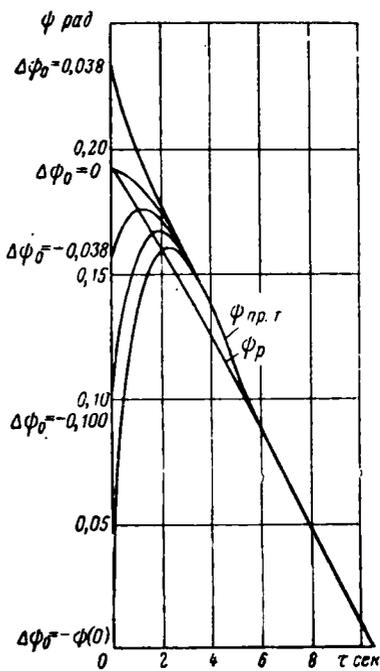


Рис. 10.13. График расчетных и приборных углов упреждения для 6-й атаки

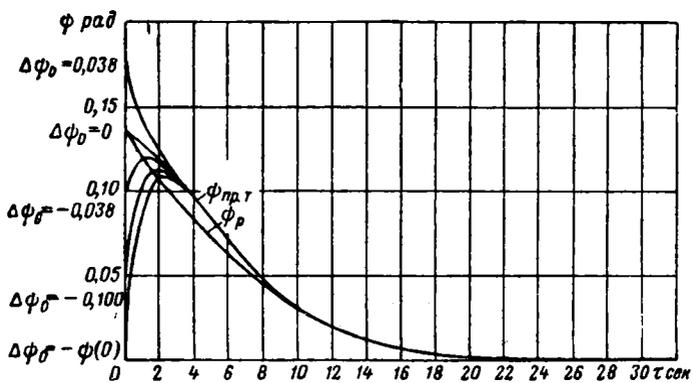


Рис. 10.14. График расчетных и приборных углов упреждения для 7-й атаки

шение угла отклонения гироскопа и размыкание контакта. Если угловая скорость самолета все еще превышает величину, при которой на данной дальности угол упреждения больше максимального, то ротор гироскопа вновь замыкает контакт и т. д. При этом гироскоп колеблется так, что визирная линия имеет амплитуду колебаний в 10—15 угловых минут.

Если атакующий самолет летит при сближении с противником попутным курсом, то он разворачивается в исходную точку траектории встречи с угловой скоростью, обратной по знаку угловой скорости на траектории атаки. В этот период, как правило, электромагнитный ограничитель находится в действии и угол упреждения, будучи равным максимальной величине, имеет отрицательный знак (обратный углу упреждения на траектории встречи). Вблизи исходной точки траектории встречи после перемены знака угловой скорости самолета приборный угол упреждения становится положительным и стремится к расчетной величине угла упреждения со стороны отрицательных начальных ошибок. Такой способ входа истребителя на траекторию встречи обеспечивает наиболее выгодные начальные условия работы механизма упреждения. В этом случае время выработки упреждения с заданной точностью минимально.

Если истребитель сближается с целью встречным курсом, то при подходе к исходной точке траектории встречи в задней полусфере противника знак угловой скорости атакующего ЛА не меняется, а ее величина, как правило, убывает. В этом случае начальный приборный угол упреждения превышает расчетные значения, т. е. начальная ошибка положительна. Следовательно, заход на траекторию атаки с встречного курса невыгоден, так как он сопровождается положительными начальными ошибками, что приводит к возрастанию времени выработки упреждения.

### **Зависимость процесса построения упреждения от коэффициента демпфирования визирного луча и параметров воздушной стрельбы**

Исследуем процесс выработки упреждения в зависимости от величины коэффициента демпфирования визирного луча. Исследование проведем в связи с условиями воздушного боя. Это позволит выяснить зависимость процесса выработки упреждения от основных параметров воздушной стрельбы.

Сначала исследуем функцию  $\Phi_3(\tau)$ , характеризующую закон затухания динамической ошибки.

На рис. 10.15 представлены графики функции  $\Phi_3(\tau)$  для различных значений  $k$ ,  $v_c$ ,  $v_{ц}$ ,  $v_0$  и  $D_n$  при постоянном начальном курсовом угле ( $\varphi_0 = 45^\circ$ ). Кривые, обозначенные номерами, соответствуют атакам, условия которых даны в табл. 10.1. Изменение какого-либо параметра отражено на рис. 10.15 указанием его величины в скобках около номера кривой.

На основании анализа этих графиков можно сделать следующие выводы. Функция  $\Phi_3(\tau)$  во всех рассмотренных случаях при

$D_H=1150$  м в течение времени, отводимого на прицеливание (3—4 сек), уменьшается от единицы до величины, не превышающей 0,01—0,02.

Естественно, что уменьшение  $k$  ускоряет затухание динамической ошибки. Если  $k=0,05$ , то функция  $\Phi_3(\tau)$  практически равна нулю уже при  $\tau=1$  сек.

При коэффициенте демпфирования 1,43 и разности скоростей  $v_c-v_{ц}=60$  м/сек величина  $\Phi_3(\tau)$  уменьшается в 100 раз за 3 сек. При увеличении разности скоростей  $v_c-v_{ц}$  до 180 м/сек это время

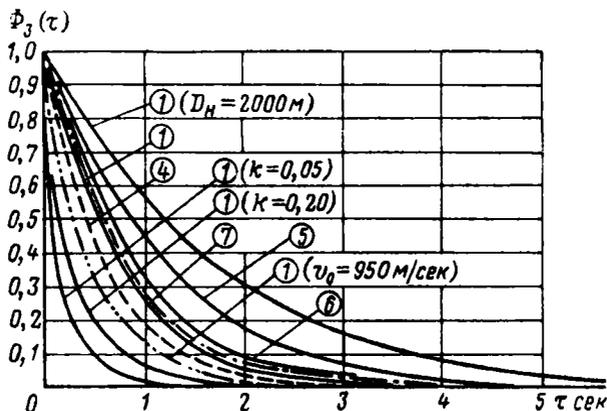


Рис. 10.15. График функции  $\Phi_3(\tau)$ , определяющей скорость затухания динамических ошибок в угле упреждения, при постоянном начальном ракурсе

уменьшается до 2,3 сек, а при ее уменьшении до 30 м/сек время увеличивается до 4 сек. Увеличение скорости снаряда ускоряет процесс затухания начальной динамической ошибки. Так, например, возрастание  $v_0$  с 700 до 950 м/сек сокращает при прочих равных условиях время уменьшения функции  $\Phi_3(\tau)$  в 100 раз с 3 до 2 сек. [см. кривые 1 и 1 ( $v_0=950$  м/сек) на рис. 10.15].

Увеличение начальной дальности атаки приводит к уменьшению средней скорости снаряда и к увеличению времени  $\tau_T$  полета самолета до точки встречи с целью. Увеличение  $\tau_T$  при постоянном начальном курсовом угле пропорционально увеличению начальной дальности. Поэтому увеличение дальности сопровождается снижением скорости убывания величины  $\left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)$ , а следовательно, и функции  $\Phi_3(\tau)$ .

На рис. 10.15 приведен также график  $\Phi_3(\tau)$ , соответствующий начальной дальности, увеличенной до 2000 м, при неизменных прочих условиях. В этом случае  $\Phi_3(\tau)$  уменьшается до 0,01 первоначальной величины только после шестой секунды [см. кривую 1 ( $D_H=2000$  м)]. Следовательно, переход к большим дистанциям

прицельной стрельбы при сохранении коэффициента демпфирования прицела, разности скоростей самолетов и начальной скорости снаряда невозможен из-за недопустимого увеличения времени выработки предупреждения. Сохранить время уменьшения  $\Phi_3(\tau)$  от единицы до 0,01—0,02, примерно равное 3 сек, при увеличении  $D_n$  до 2000 м без изменения коэффициента демпфирования можно только при одновременном увеличении разности скоростей самолетов и относительной начальной скорости снаряда. Например, этого можно достигнуть, увеличив разность скоростей с 60 до 180 м/сек и начальную скорость снаряда с 700 до 950 м/сек (см. кривую б).

Уменьшение начального курсового угла при неизменных других условиях атаки приводит к понижению величины коэффициента  $C_1$ , определяемого формулой (10.35), а также к увеличению  $\tau_T$ . Уменьшение коэффициента  $C_1$  снижает скорость падения величины  $\left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)^{C_1/k}$ , входящей в качестве множителя в правую часть формулы (10.36) для расчета функции  $\Phi_3(\tau)$ . Увеличение времени движения до точки встречи  $\tau_T$  действует противоположно. Расчеты показывают, что величина  $\Phi_3(\tau)$  зависит от  $C_1$ , т. е. от начального курсового угла более существенно, чем от  $\tau_T$ . В качестве иллюстрации этого обстоятельства на рис. 10.16 приведены графики функции  $\Phi_3(\tau)$  для 1, 2 и 3-й атак, когда условия отличаются только начальными курсовыми углами.

Зависимость текущей динамической ошибки прицела  $\Delta\psi_2$ , порождаемой непостоянством текущего значения угла предупреждения, от величины  $\psi(\tau)$  характеризуется функцией

$$\Phi_3(\tau)_1 = -\left(1 - \frac{\tau}{\tau_T}\right)^r e^{kt} B_1(\tau), \quad (10.66)$$

содержащейся в правой части формулы (10.58).

Изменение функции  $\Phi_3(\tau)$  в рассматриваемых атаках при  $k=0,43$  показано графиками на рис. 10.17. Наименьшие значения функции  $\Phi_3(\tau)$  имеют место в быстротекающих 3 и 4-й атаках. В 3-й атаке истребитель быстро сближается с целью из-за большой величины начального ракурса цели. В 4-й атаке быстрота сближения обеспечивается большой разностью скоростей самолета.

Наибольшие значения функции  $\Phi_3(\tau)_1$  имеют место при малой разности скоростей самолетов (7-я атака), малом начальном ракурсе (2-я атака) и увеличенной начальной дальности (5-я атака). В 7-й и особенно во 2-й атаке большие значения функции  $\Phi_3(\tau)_1$  неопасны, так как в этих условиях величина  $\psi(\tau)$  относительно мала (см. рис. 10.5). В этих атаках, как это следует из графиков рис. 10.18, ошибка  $\Delta\psi_2$  не превышает средних величин, характерных для 1, 3, 4 и 6-й атак.

В 5-й атаке с увеличенной начальной дальностью рост функции  $\Phi_3(\tau)_1$  приводит к повышению максимальных значений ошибки

$\Delta\psi_2$  примерно в два раза. Здесь ее максимальное значение равно  $0,027 \text{ рад}$ . Особенно неблагоприятно то, что эта ошибка действует при  $\tau=2 \div 5,5 \text{ сек}$ , когда открытие огня весьма вероятно. Ошибку  $\Delta\psi_2$  можно несколько уменьшить, применив рекомендованное выше арретирование гироскопа в нулевом положении. Тогда даже при таком неблагоприятном сочетании параметров воздушной стрельбы, какое имеется в 5-й атаке, суммарная динамическая ошибка  $\Delta\psi$  после второй секунды не превышает  $0,018 \text{ рад}$  (см. кривую  $\Delta\psi_0 = -\psi(0)$  на рис. 10.12).

Увеличение динамических ошибок прицела с ростом дальностей стрельбы можно также компенсировать повышением относительной начальной скорости снаряда (см. 6-ю атаку на рис. 10.13, 10.15, 10.17, 10.18). На этом пути имеются значительные трудности, но в связи с необходимостью увеличить начальные дальности атаки до 4—5 км, надо стремиться увеличить скорость снаряда.

Рост разности скоростей самолетов приводит к снижению динамических ошибок в построении упреждения. Это наиболее ярко видно при сравнении 1 и 4-й атак, когда при прочих равных условиях разность скоростей изменяется в три раза с 60 до 180 м/сек. При этом суммарная динамическая ошибка уменьшается при  $\tau=3 \text{ сек}$  с (0,010—0,014) до 0,006 рад, а при  $\tau=4 \text{ сек}$  — с (0,010—0,011) до 0,001 рад.

Динамические ошибки прицела уменьшаются также при уменьшении коэффициента демпфирования визирного луча. Справедливость этого положения в отношении динамической ошибки  $\Delta\psi_1$ , порожденной несоответствием начальных условий, вытекает из рассмотрения формул (10.20), (10.22), (10.24) и графиков рис. 10.15. Для выяснения влияния коэффициента демпфирования визирного луча  $k_{\text{д}} = k + 1$  приведен расчет динамических ошибок при различных значениях  $k$ . Из анализа графиков рис. 10.19 следует, что при уменьшении коэффициента демпфирования снижение текущей динамической ошибки  $\Delta\psi_2$  в разных атаках различно. В 1 и 3-й атаках с большими начальными ракурсами уменьшение коэффициента  $k$  с 0,43 до 0,20 приводит к снижению максимальных значений ошибки  $\Delta\psi_2$  в 1,5—2 раза. Во 2-й атаке с малым начальным ракурсом такое снижение  $k$  вызывает уменьшение  $\Delta\psi_2$  только на 10%.

При коэффициенте демпфирования визирного луча, близком к единице, ошибки  $\Delta\psi_2$  резко уменьшаются во всех атаках (см.

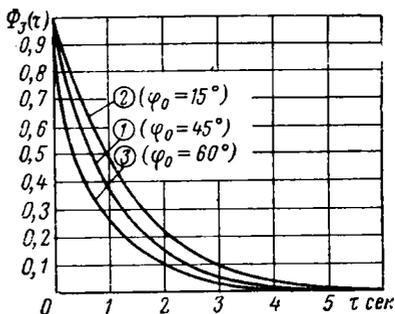


Рис. 10.16. График функции  $\Phi_3(\tau)$ , определяющей скорость затухания динамических ошибок в угле упреждения, при различных начальных ракурсах

кривые при  $k=0,05$  на рис. 10. 19). Снижение коэффициента демпфирования приводит к увеличению колебаний визирной линии при слежении за целью. Поэтому возможности уменьшения динамических ошибок прицела в построении угла упреждения за счет понижения коэффициента демпфирования ограничены.

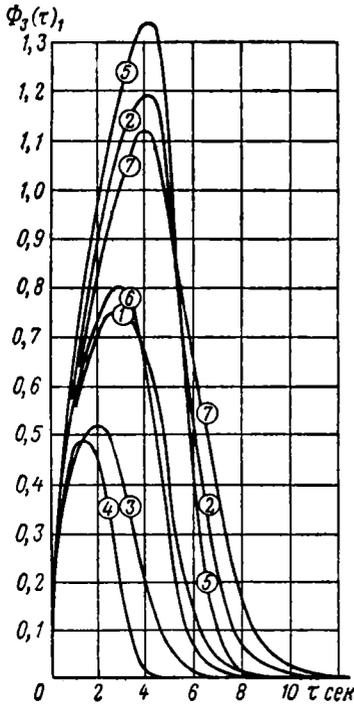


Рис. 10.17. График функции  $\Phi_3(\tau)_1$ , определяющей зависимость текущей динамической ошибки в угле упреждения от величины  $\psi(\tau)$

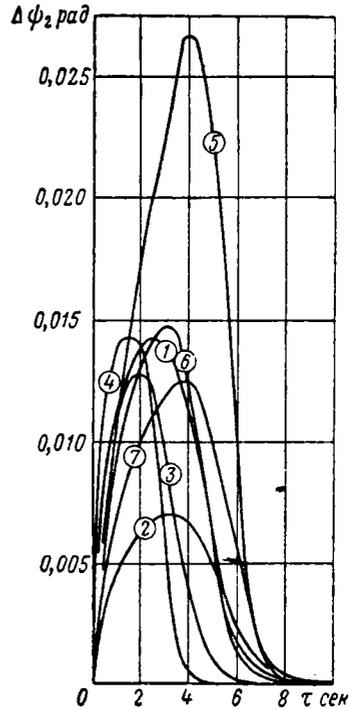


Рис. 10.18. График текущих динамических ошибок при  $k=0,43$

Как следует из графиков рис. 10. 20, суммарная динамическая ошибка  $\Delta\psi$  уже при снижении  $k$  до 0,20 начиная с третьей секунды во всех рассмотренных атаках не превышает 0,001—0,005 *рад*. При этом наибольшие ошибки имеют место в атаках с малыми начальными ракурсами, когда при одинаковой разности скоростей самолетов скорости их сближения минимальна. В таких атаках уменьшение коэффициента демпфирования визирного луча не приводит к существенному снижению динамических ошибок. С ростом скоростей самолетов атаки с малыми начальными ракурсами приобретают все большее значение. В этих условиях снижение динамических

ческих ошибок прицелов в построении угла упреждения за счет уменьшения коэффициента демпфирования визирного луча менее выгодно, чем за счет увеличения разности скоростей самолетов и скорости снаряда.

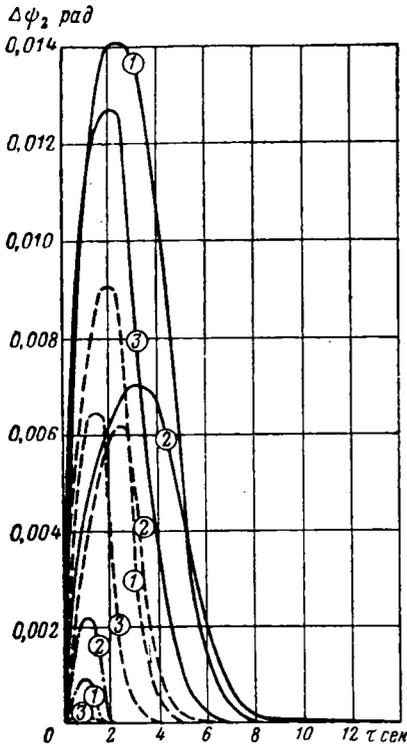


Рис. 10.19. График зависимости текущих динамических ошибок от коэффициента демпфирования визирной линии:

—  $k = 0,43$ ; - - -  $k = 0,20$ ;  
- · - ·  $k = 0,05$

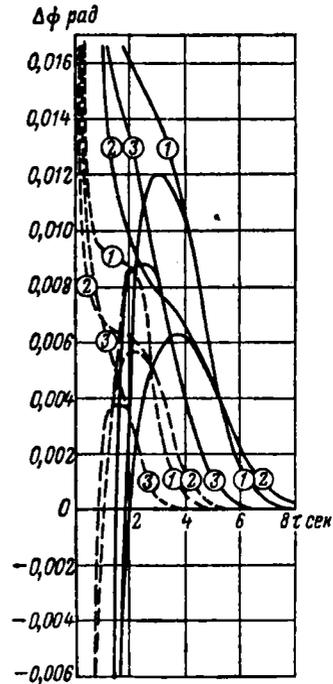


Рис. 10.20. График зависимости суммарных динамических ошибок от коэффициента демпфирования визирной линии:

—  $k = 0,43$ ; - - -  $k = 0,20$

Переход к стрельбе на большие дальности сопровождается недопустимым увеличением ошибок в построении упреждения. Уменьшения ошибок можно достигнуть за счет увеличения скорости снаряда и скорости истребителя и частично за счет снижения коэффициента демпфирования прицельной линии. Величина возможного уменьшения демпфирования визирной линии для каждого конкретного условия нуждается в лабораторной и летной экспериментальной проверке. Основной целью такого исследования должно быть стремление к уменьшению динамических ошибок в построении угла упреждения. Область исследований можно ограничить

диапазоном  $0,1 < k < 0,3$ . Достоверность оценки устойчивости визирной линии сильно зависит от субъективных качеств наблюдателей и характеристик систем наведения самолета или стенда. Поэтому условия исследования должны быть максимально приближены к действительным, а число наблюдателей должно быть достаточно большим.

Экспериментальное исследование прицелов в летных условиях чрезвычайно неэкономично и требует весьма сложной и дорогой аппаратуры. Поэтому большое значение приобретает проблема создания оптических лабораторных установок, моделирующих динамику комплексной системы цель—прицел—стрелок—самолет.

### Ввод дополнительных поправок в угол упреждения

При построении суммарного угла упреждения для стрельбы из оружия летательных аппаратов необходимо вводить ряд дополнительных угловых поправок на гравитационное понижение снаряда, скольжение, отставание и др. (см. гл. VI и VII). Эта задача в

строителе упреждения с трехстепенным отклоняющимся гироскопом решается с помощью дополнительных катушек, намотанных на сердечники блока электромагнитной коррекции.

Рассмотрим метод ввода дополнительных поправок на примере построения угловой поправки в продольной плоскости прицела с использованием вертикальных дополнительных катушек (рис. 10.21). Катушки намотаны на сердечниках 2 и 4 в противоположном направлении, благодаря чему возникающие при прохождении тока поправки  $I_{\pi}$  поправочные коррекционные силы  $P_{2\pi}$  и  $P_{4\pi}$  направлены в одну сторону. При  $\psi = 0$  силы  $P_{2\pi}$  и  $P_{4\pi}$  параллельны. При  $\psi \neq 0$  силы  $P_{2\pi}$  и  $P_{4\pi}$  не параллельны, но их вертикальные составляющие взаимно уравниваются и коррекционного момента не создают.

Рис. 10.21. Схема взаимодействия сердечников электромагнитной коррекции с алюминиевой чашкой гироскопа при построении дополнительных поправок:

$O_{\Gamma}$ —полярная ось гироскопа;  $O_M$ —ось симметрии магнитной системы;  $\omega_p$ —угловая скорость ротора гироскопа

Ввиду малости угла упреждения горизонтальные составляющие поправочных коррекционных сил отличаются от последних не более чем на 2%. Так как дополнительные угловые поправки, как правило, на порядок меньше угла упреждения, учитывающего относительное движение цели, то без нарушения необходимой точности можно приближенно положить горизонтальные составляющие по-

правочных коррекционных сил равными самим силам. В этих условиях равнодействующая поправочная коррекционная сила

$$P_{\pi} \approx P_{2\pi} + P_{4\pi}.$$

Каждая коррекционная сила, создаваемая взаимодействием чашки и сердечника, пропорциональна удалению центра последнего от центра чашки, а сумма удалений от центра чашки центров сердечников 2 и 4 при малых углах упреждения приблизительно равна  $2q_0$  (рис. 10.2 и 10.21). Поэтому равнодействующая поправочная коррекционная сила приблизительно постоянна. Следовательно, поправочный коррекционный момент, а также и создаваемые им дополнительные углы отклонения полярной оси гироскопа и визирной линии прицела  $\psi_{\pi}$  приблизительно пропорциональны квадрату тока поправки. По аналогии с формулой коррекционных сил построителя упреждения (см. § 10.1) равнодействующая поправочная коррекционная сила выражается уравнением

$$P_{\pi} = k_7 (I_{\pi} n_{\pi})^2, \quad (10.67)$$

а соответствующая дополнительная угловая поправка в угол упреждения

$$\psi_{\pi} = k_8 (I_{\pi} n_{\pi})^2, \quad (10.68)$$

где  $n_{\pi}$  — число витков в поправочной обмотке на сердечнике;  
 $I_{\pi}$  — поправочный коррекционный электрический ток;  
 $k_7$  и  $k_8$  — постоянные коэффициенты, зависящие от  $I_y$ .

Величина поправочного тока вводится в коррекционный блок из функционального вычислителя поправок. Возникающий на полярной оси гироскопа под действием поправочных коррекционных сил тормозной момент преодолевается приводом ротора гироскопа.

Основное магнитное поле катушки упреждения, симметричное относительно центральной оси магнитной системы (точка  $O_M$  на рис. 10.21), действует на ротор гироскопа как упругий элемент, стремящийся вернуть отклоненный гироскоп в нулевое положение. Чем сильнее ток в катушке упреждения, тем больше упругость электромагнитной пружины. Так как коррекционная сила пропорциональна квадрату силы тока в катушке упреждения, то и упругость электромагнитной пружины пропорциональна этой величине.

При вводе поправок дополнительные магнитные поля также накладывают на ротор гироскопа упругие связи, но они малы по сравнению с упругими связями, создаваемыми основным магнитным полем. Поэтому изменением влияния упругих связей дополнительных магнитных полей на построение основного угла отклонения визирной линии — угла упреждения пренебрегают. Но изменение упругости электромагнитной пружины основного магнитного поля при построении дополнительных угловых поправок необходимо учитывать. Для того чтобы обеспечить ввод одинаковой по величине дополнительной угловой поправки при различном основ-

ном магнитном поле, необходимо дополнительную упругую связь, наложенную на гироскоп поправочным магнитным полем, изменять пропорционально изменению основной упругой связи. Это достигается изменением силы тока  $I_{\text{п}}$  в поправочных катушках в зависимости от изменения силы тока  $I_y$  в основной катушке при вводе расчетного полетного времени реостатом дальности.

Физика влияния электрического тока в основной и поправочных катушках на величину коррекционных сил, а следовательно, и на величины углов отклонения гироскопа и визирной линии подобна [см. формулы (1.02) и (10.68)]. Поэтому дополнительная поправка должна быть пропорциональна квадрату отношения количества ампер-витков в поправочной и основной катушках. Так как количество витков постоянно, то сила поправочного тока, необходимого для ввода дополнительной поправки  $\psi_{\text{п}}$ , выражается уравнением

$$I_{\text{п}} = k_9 I_y \sqrt{\psi_{\text{п}}}, \quad (10.69)$$

где  $k_9$  — коэффициент пропорциональности.

Так, например, если поправочные катушки, расположенные в продольной плоскости прицела (см. рис. 10.21), используются для ввода одной из составляющих угла прицеливания по формуле (6.40)

$$\alpha_y = \alpha \cos \theta \cos \gamma,$$

а ток в катушке упреждения определяется выражением (10.14)

$$I_y = \frac{k_6}{\sqrt{T_p}},$$

то сила тока в поправочных катушках должна быть построена функциональным вычислителем по уравнению

$$I_{\alpha y} = \frac{k_{10}}{\sqrt{T_p}} \sqrt{\alpha \cos \theta \cos \gamma}, \quad (10.70)$$

где  $k_{10} = k_6 k_9$  — постоянный коэффициент;

$\alpha$  и  $T_p$  — текущие значения угла прицеливания и расчетного полетного времени;

$\theta$  и  $\gamma$  — углы тангажа и крена ЛА.

Если необходимо ввести несколько дополнительных поправок как в продольном, так и в боковом направлении, то на соответствующие пары сердечников помещают несколько пар взаимно противоположно намотанных поправочных катушек, подобных по принципу действия рассмотренным в настоящем параграфе. Для иллюстрации на рис. 10.22 приведена схема размещения основной и нескольких пар поправочных обмоток в электромагнитном блоке построителя упреждения с трехступенным отклоняющимся гироскопом.

Рассмотренный построитель упреждения является универсальным и может применяться как в прицелах неподвижно установ-

ленного оружия самолетов, так и в прицелах их неподвижного оружия. В обоих случаях с помощью отклоняющегося трехстепенного гироскопа измеряется пространственная абсолютная угловая

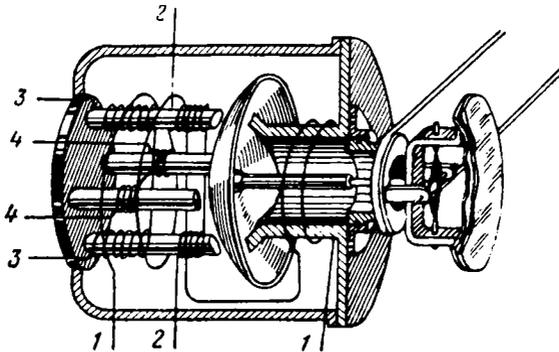


Рис. 10. 22. Схема размещения основной и поправочных обмоток в электромагнитном блоке:

1—основная обмотка углов упреждения; 2—обмотка первой продольной поправки; 3—обмотка второй продольной поправки; 4—обмотка боковой поправки

скорость визирной линии оптического прицела, которой стрелок осуществляет непрерывное слежение за целью. С помощью оптической, гироскопической и электромагнитной систем относительная угловая скорость цели умножается на расчетное полетное время и строятся дополнительные угловые поправки в угол упреждения.

## § 10. 2. ПОСТРОИТЕЛЬ УПРЕЖДЕНИЯ С ДВУХСТЕПЕННЫМ НУЛЕВЫМ ГИРОСКОПОМ

Для построения углов упреждения в большом диапазоне используются двухстепенные нулевые гироскопы, работающие в режиме гироскопического измерителя угловой скорости плоского движения. При определении пространственной абсолютной угловой скорости визирной линии прицела, следящей за воздушной целью, необходимо применять два нулевых гироскопа, измеряющих ее составляющие по осям прямоугольной системы координат. Примером такого устройства являются прицельные станции тяжелых бомбардировщиков, предназначенные для дистанционного управления системой механизированных турельных стрелково-пушечных установок. Гироскопические блоки установлены вместе с оптическим визиром на качалке, имеющей две степени свободы относительно корпуса летательного аппарата. Первый гироскоп измеряет угловую скорость поворота качалки вместе со стойкой или турельным кольцом относительно корпуса самолета вокруг оси, параллельной нормальной оси последнего. Второй гироскоп измеряет угловую

скорость наклона качалки относительно стойки или турели. В типовых условиях полета бомбардировщика на боевом курсе его углы крена и тангажа равны нулю, нормальная ось вертикальна, а ось качалки горизонтальна.

Принцип действия обоих гиротакметров одинаков и рассматривается на примере измерения угловой скорости поворота визирной линии при слежении за целью, перемещающейся в относительном движении только в боковом направлении. Полярная ось гиро-

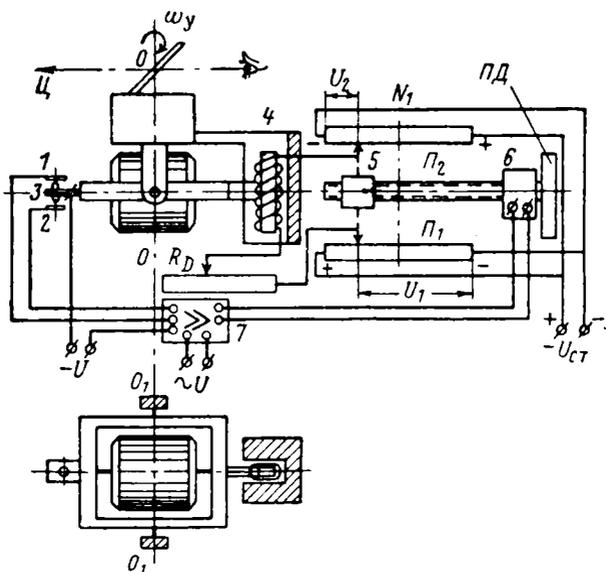


Рис. 10. 23. Принципиальная схема построения упреждения с двухступенным нулевым гироскопом:  
1, 2, 3—клеммы; 4—постоянный магнит; 5—каретка; 6—мотор;  
7—блок усиления

скопа в нулевом положении параллельна линии визирования (рис. 10. 23). Рамка гироскопа имеет возможность поворачиваться в пределах малого угла, ограниченного контактами 1 и 2, вокруг горизонтальной оси относительно корпуса гироблока, укрепленного на визире. В крайних положениях рамки замыкается токонесущая клемма контакта 3 с клеммами 1 или 2 на корпусе гироблока. На втором конце рамки гироскопа укреплен соленоид. Соленоид помещен в поле постоянного магнита 4, укрепленного в корпусе гироблока.

Электропитание соленоида осуществляется от напряжения, равного разности потенциалов ( $U_1 - U_2$ ) токосъемных щеток потенциометров  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ , через реостат полетного времени с сопротивлением  $R_D$ . Потенциометры  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  присоединены взаимно противо-

положно к источнику стабилизированного постоянного напряжения. Токосъемные щетки этих потенциометров электрически изолированы и укреплены на каретке 5, перемещающейся с помощью ходового винта от реверсивного мотора 6. Мотор приводится во вращение при замыкании контактов 1 или 2. В цепи питания мотора поставлен блок усиления 7.

Если визир неподвижен относительно корпуса самолета ( $\omega_y=0$ ), то главная ось гироскопа находится в нулевом положении, клемма 3 не касается клемм 1 и 2, щетки потенциометров  $P_1$  и  $P_2$  стоят на нейтральной линии  $N_1$  и разность потенциалов  $U_1-U_2=0$ . При этом соленоид обесточен и не взаимодействует с магнитом 4.

При слежении визирной линией за целью поворот корпуса гироскопа со скоростью вынужденной прецессии  $\omega_y$  создает гироскопический момент  $M_g$ , который ввиду малости угла возможного отклонения полярной оси гироскопа вокруг оси  $O_1O_1$  достаточно точно выражается формулой

$$M_g = H_g \omega_y, \quad (10.71)$$

где  $H_g$  — кинетический момент ротора гироскопа.

Под действием гироскопического момента рамка повернется вокруг оси  $O_1O_1$  и замкнет цепь управления мотором. Мотор сместит щетки потенциометров  $P_1$  и  $P_2$  до положения, когда момент коррекции  $M_k$ , создаваемый взаимодействием соленоида с током и магнита, уравновесит гироскопический момент и разомкнет контакт управления мотором.

Сила взаимодействия проводника с током  $I_c$  и магнитного поля выражается уравнением

$$P = \int_0^{l_{\text{пр}}} A I_c \sin \alpha dl_{\text{пр}},$$

где  $l_{\text{пр}}$  — длина проводника;

$\alpha_{\text{пр}}$  — угол между направлением тока в проводнике и напряженностью магнитного поля;

$B$  — магнитная индукция.

Соленоид намотан на тонкую пластину, перпендикулярную напряженности магнитного поля. Поэтому можно с высокой точностью считать  $\sin \alpha_{\text{пр}}=1$ . Так как перемещения соленоида малы, то краевым эффектом, т. е. изменением равномерности магнитной индукции на краю магнитного поля можно пренебречь. В этих условиях сила взаимодействия соленоида и магнитного поля, являющаяся коррекционной силой гиросистемы, определяется выражением

$$P = B I_c l_{\text{пр}}.$$

Если электрическое сопротивление цепи соленоида равно  $R_D + R_c$ , то ток в этой цепи

$$I_c = \frac{U_1 - U_2}{R_D + R_c},$$

где  $R_c$  — постоянное сопротивление всех элементов цепи соленоида без реостата полетного времени.

Следовательно, момент коррекции гиросистемы выражается зависимостью

$$M_k = I_r B l_{np} \frac{U_2 - U_1}{R_D - R_c}, \quad (10.72)$$

где  $l_r$  — плечо действия коррекционной силы относительно оси рамки  $O_1 O_1$ .

При  $M_r = M_k$  на основании выражений (10.71) и (10.72) напишем уравнение

$$H_r \omega_y = I_r B l_{np} \frac{U_2 - U_1}{R_D + R_c}.$$

При линейных потенциометрах  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  и постоянном шаге ходового винта справедливо уравнение

$$U_2 - U_1 = k_{11} \alpha_m.$$

Решая совместно два последних уравнения и обозначая постоянный коэффициент

$$k_{12} = \frac{I_r B l_{np} k_{11}}{H_r},$$

найдем

$$\omega_y (R_D + R_c) = k_{12} \alpha_m.$$

При идеальном слежении визирной линией за целью  $\omega_y$  равно боковой относительной угловой скорости цели. Если приравнять расчетное полетное время снаряда

$$T_p = R_D + R_c, \quad (10.73)$$

то найдем окончательное уравнение

$$\omega_y T_p = k_{12} \alpha_m = \psi_y,$$

позволяющее сделать заключение, что угол поворота мотора пропорционален боковой составляющей угла упреждения  $\psi_y$ . Следовательно, многооборотный линейный потенциометр ПД, установленный на оси мотора, выдает напряжение  $U_y$ , пропорциональное искомой боковой составляющей угла упреждения. Подобная схема, если в ней применен гироскопический блок, повернутый вокруг главной оси гироскопа на  $90^\circ$ , обеспечивает построение второй со-

ставляющей угла упреждения в плоскости, перпендикулярной оси качалки в виде напряжения  $U_z$ .

Боковая и вертикальная составляющие угла упреждения  $\psi$  и  $\psi_z$  в виде пропорциональных им выходных напряжений построителей упреждения (см. рис. 7.14) передаются через вычислительное суммирующее устройство и боковой и вертикальный силовые приводы на вращение оружия, ось которого должна быть повернута относительно визирной линии прицельной станции на пространственный угол упреждения.

Важное положительное свойство построителя упреждения с нулевым гироселе заключается в возможности строить большие практически неограниченные углы упреждения, что является следствием использования гиросистемы как гироскопического тахометра.

### **§ 10.3. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СЛЕДЯЩИЕ КООРДИНАТОРЫ ЦЕЛИ С ГИРОСКОПИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ**

Координатор цели в простейшем виде является измерительным устройством, определяющим угловые координаты цели в связанной системе координат ЛА, в котором жестко закреплена оптико-электронная система. Такие координаторы цели называются измерительными. Применение измерительных координаторов цели в современных приборах наведения и самонаведения ЛА с малым мгновенным полем зрения ограничено высокой вероятностью потери цели при колебаниях и маневрах снаряда или маневрах цели. В связи с этим в современных приборах наведения и самонаведения ЛА применяются следящие координаторы цели, обеспечивающие непрерывное слежение оптико-электронной системы за целью.

Оптико-электронный следящий координатор цели укрепляют на летательном аппарате с помощью пространственного шарнира, обеспечивающего его повороты относительно корпуса ЛА. Связь координатора с корпусом ЛА осуществляется следящими приводами, управляемыми выходными сигналами оптико-электронной системы. Приводы могут быть электрическими, гироскопическими, гидравлическими, пневматическими, электромагнитными и т. д. Наиболее совершенными в условиях приборов наведения и самонаведения ЛА являются гироскопические следящие приводы благодаря их практической безынерционности и стабилизирующим свойствам.

В малогабаритных приборах самонаведения снарядов класса «воздух—воздух» распространены одногироскопные системы слежения, в которых координатор укреплен на внутренней рамке кардана подвеса, а в некоторых конструкциях часть деталей оптико-электронной системы входит в ротор.

Оптико-электронный следящий координатор цели с одногироскопной системой применен, например, в приборе самонаведения английского снаряда типа «Файрстрик» (рис. 10.24). Основное

зеркало 5, контррефлектор 6, приемник излучения 8 укреплены на внутренней рамке 2 системы подвеса. Модулирующий растр 4 жестко скреплен с ротором 3 и вращается с угловой скоростью ротора. Внутренняя и внешняя рамки карданова подвеса гироскопа и оптико-электронной системы поворачиваются относительно осей  $y$  и  $z$  при слежении за целью с помощью датчиков коррекционных моментов 1 и 7.

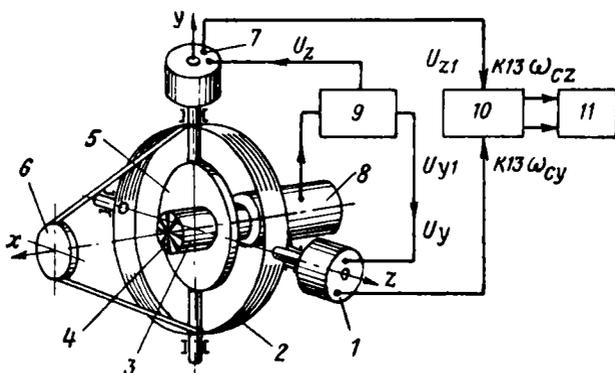


Рис. 10.24. Схема оптико-электронного следящего координатора цели с гироскопической системой ТГС «Файрстрик»:

1 и 7—датчики коррекционных моментов; 2—рамка; 3—ротор; 4—растр; 5—зеркало; 6—контррефлектор; 8—приемник излучения; 9—электронный тракт; 10—блок потенциометров; 11—блок рулевых приводов

Коррекционные моменты гироскопической следящей системы создаются электрическими управляющими сигналами, пропорциональными углам рассогласования цели относительно осей  $y$  и  $z$ . Управляющие электрические сигналы формируются в электронном тракте 9 на основе выходных модулированных сигналов приемника излучения 8. Коррекционные моменты создают вынужденную прецессию гироскопа с угловой скоростью

$$\omega_{\text{пр}} = \frac{M_{\text{к}}}{H_{\text{г}}} \sin(\overset{\wedge}{M_{\text{к}}, H_{\text{г}}}), \quad (10.74)$$

где  $M_{\text{к}}$  — суммарный (пространственный) коррекционный момент;  $H_{\text{г}}$  — кинетический момент гироскопа;

$(\overset{\wedge}{M_{\text{к}}, H_{\text{г}}})$  — угол между векторами  $\vec{M}_{\text{к}}$  и  $\vec{H}_{\text{г}}$ .

Для уменьшения нутаций гироскопа введено электромагнитное демпфирование с помощью замкнутого контура с нулевым усилением на критической частоте.

Так как при наложении коррекционного момента вокруг одной оси карданова подвеса гироскоп прецессирует вокруг другой оси,

перпендикулярной первой, то напряжения рассогласования из усилительного тракта в коррекционные датчики подаются перекрестно. Напряжение  $U_y$ , пропорциональное углу рассогласования цели относительно оси  $y$ , подается в датчик 1 коррекционного момента на оси  $z$ , а напряжение  $U_z$  — в датчик 7 по оси  $y$  (рис. 10.24).

Суммарный коррекционный момент  $M_k$  равен геометрической сумме коррекционных моментов на осях карданова подвеса гироскопа. Если между осью ракеты и линией цели существует угол рассогласования цели  $\varphi_{ц}$ , то суммарный коррекционный момент должен создать прецессию гироскопа в направлении сближения с осью ракеты. В общем случае вследствие динамических ошибок полярная ось гироскопа отстает от линии цели на некоторый угол  $\Delta\varphi_{ц}$  (рис. 10.25). Для создания оптимальных условий слежения за целью необходимо создать наилучшие условия уменьшения динамической ошибки  $\Delta\varphi_{ц}$ . Это обеспечивается, если коррекционный момент пропорционален текущей величине  $\Delta\varphi_{ц}$ , т. е.

$$M_k = k'_k \Delta\varphi_{ц}. \quad (10.75)$$

Из схемы рис. 10.25 угловая скорость прецессии гироскопа относительно оси снаряда

$$\omega_{пр} = \omega + (\Delta\varphi_{ц})', \quad (10.76)$$

где  $(\Delta\varphi_{ц})'$  — скорость изменения динамической ошибки гироскопа.

Из совместного решения выражений (10.74) — (10.76) получим дифференциальное уравнение движения полярной оси гироскопа

$$(\Delta\varphi_{ц})' - \frac{1}{k_k} (\Delta\varphi_{ц}) = -\omega, \quad (10.77)$$

где переменный коэффициент

$$k_k = \frac{H}{k'_k \sin(M_k \wedge H_r)}. \quad (10.78)$$

Если угловая скорость линии цели постоянна, то в установившемся режиме слежения угловая скорость прецессии гироскопа равна угловой скорости линии цели и  $(\Delta\varphi_{ц})' = 0$ . Тогда уравнение (10.77) приводится к виду

$$\Delta\varphi_{ц} = k_k \omega, \quad (10.79)$$

из которого следует, что угол отставания полярной оси гироскопа от линии цели функционально связан с относительной угловой скоростью цели. Таким образом, величина  $\Delta\varphi_{ц}$  и пропорциональный

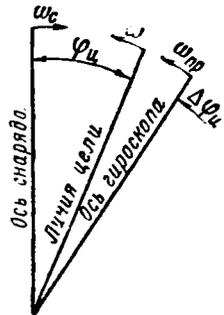


Рис. 10.25. Схема взаимосвязи углов и угловых скоростей в следящем координаторе цели с гироскопической системой

ей коррекционный момент  $M_K$  могут быть использованы как носители информации об угловой скорости линии цели, необходимой при самонаведении методом пропорционального сближения.

В конце траектории встречи, когда необходима наибольшая точность самонаведения, угол рассогласования цели мал,

$\sin(M_K \wedge H_r) \approx 1$  и коэффициент

$$k_k = \frac{H_r}{k_k} = \text{const.}$$

В этом случае уравнение (10.79) превращается в линейное и величины  $\Delta\varphi_{ц}$  и  $M_K$  пропорциональны угловой скорости линии цели. В других режимах эта взаимосвязь осуществляется приближенно. Из уравнения (10.77) следует, что ошибка в измерении переменной угловой скорости линии цели равна  $(\Delta\varphi_{ц})'$ . Угловая динамическая ошибка в слежении за целью равна  $k_k(\Delta\varphi_{ц})'$ . Величина  $k_k$ , определяющая значение динамической ошибки следящей гиросистемы, имеет размерность времени и называется постоянной времени гиросистемы.

Пропорциональность величин  $\Delta\varphi_{ц}$ ,  $M_K$  и  $\omega$  позволяет определять составляющие  $\omega$  по осям  $y$  и  $z$  путем измерения величин осевых коррекционных моментов. В электромагнитных датчиках величина коррекционного момента определяется силой тока. Таким образом, необходимые для управления рулевыми приводами по осям  $y$  и  $z$  составляющие угловой скорости линии цели могут быть переданы в виде напряжений  $U_{z1}$  и  $U_{y1}$ , зависящих от величин коррекционных токов в соответствующих моментных датчиках гиросистемы.

Для учета коэффициента пропорциональности  $k_\omega$  основной формулы метода пропорционального сближения (5.15)

$$\omega_c = k_\omega \omega,$$

где  $\omega_c$  — угловая скорость разворота снаряда, управляющие напряжения  $U_{z1}$  и  $U_{y1}$  умножаются с помощью спаренных потенциометров блока  $10$  (см. рис. 10.24) на величину  $k_\omega$ . Значение  $k_\omega$  устанавливается перед стартом снаряда с самолета-носителя и выбирается исходя из условий обеспечения управляемости и устойчивости снаряда при полете в атмосфере различной плотности.

Практически величина  $k_\omega$  устанавливается в зависимости от высоты и ограничивает максимально допустимый угол отклонения рулей на период захвата цели и запуска снаряда, когда резкие повороты рулей особенно опасны в смысле создания больших колебаний снаряда. В дальнейшем по мере установления стабильного режима полета снаряда коэффициент пропорциональности  $k_\omega$  автоматически увеличивается в функции времени, что целесообразно для уменьшения времени до встречи с целью. Время отсчитывается в снаряде на базе использования стабилизированной с точностью до 1% частоты высокочастотного электрического генератора.

Выходные управляющие напряжения потенциометров блока 10, пропорциональные составляющим угловой скорости разворота снаряда по осям его связанной системы координат ( $k_{13}\omega_{cy}$  и  $k_{13}\omega_{cz}$ ), передаются в блок рулевых приводов 11.

На рис. 10.26 представлена схема оптико-электронного следящего координатора цели с одноосной гироскопической системой, примененного в американской ТГС снаряда класса «воздух—воздух». Ротор гироскопа подвешен на сферическом шарнире и включает

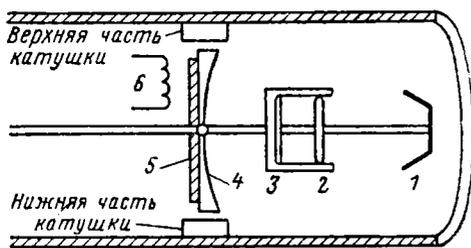


Рис. 10.26. Схема оптико-электронного следящего координатора цели с одноосной гироскопической системой:

1—контррефлектор; 2—растр; 3—приемник лучистой энергии; 4—зеркало; 5—магнит; 6—соленоид

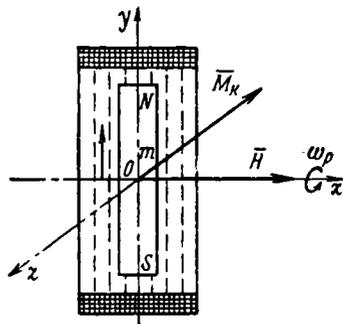


Рис. 10.27. Схема взаимодействия магнитных полей коррекции гироскопа

оптико-электронную систему, состоящую из приемника лучистой энергии 3, модулирующего растра 2, контррефлектора 1, основного зеркала 4 и постоянного магнита эллиптической формы 5. Привод гироскопа осуществляется вращающимся магнитным полем. Коррекционный момент вводится круговыми обмотками, намотанными на катушки.

Схема взаимодействия магнитных полей постоянного эллиптического магнита 5 и соленоида одной из коррекционных катушек представлена на рис. 10.27. Полярность соленоида показана стрелкой. Взаимодействие магнитных полей создает коррекционный момент  $M_k$ , приложенный к ротору гироскопа и действующий вокруг оси  $z$ , перпендикулярной плоскости  $xOy$ . Коррекционный момент вызывает прецессию полярной оси гироскопа вокруг оси  $y$  в плоскости  $xOz$ . При этом вектор кинетического момента гироскопа  $\vec{H}$  стремится совместиться с вектором коррекционного момента  $\vec{M}_k$ . Скорость прецессии зависит от величины коррекционного момента, длительности его действия и частоты повторения сигнала. Эти параметры зависят от типа модулирующего растра и фазового коммутатора.

Если в соленоид подать повторный сигнал, но с измененной полярностью через поворот растра и ротора с магнитом  $m$ , то направление коррекционного момента будет таким же, как на

схеме рис. 10. 27. Подача за один оборот двух одинаково действующих на гироскоп коррекционных импульсов увеличит скорость прецессии. Наиболее удобно подводить к соленоиду переменный ток, частота которого совпадает с круговой частотой вращения ротора гироскопа и растра. Если переменный ток подобен модулированному выходному сигналу оптико-электронной системы, несущему информацию о координатах цели, то направление прецессии гироскопа также связано с координатами цели.

Для обеспечения прецессии гироскопа в плоскости цели необходимо, чтобы максимальная амплитуда переменного тока, определяющая направление действия коррекционного момента, совпала по фазе с максимальной амплитудой управляющего выходного сигнала оптико-электронной системы. Для согласования фаз можно использовать дополнительный соленоид *б* (см. рис. 10. 26), в котором наводится опорный сигнал, создаваемый импульсом лучистого потока от цели при определенном положении растра. С этим положением растра совпадает большая ось постоянного магнита (направление N—S). Так как характер прецессии гироскопа зависит в некоторой степени от электродвижущей силы и магнитных шумов, наведенных взаимодействием магнитного поля коррекции и постоянного магнита, то для уменьшения противоэлектродвижущей силы при совпадении оптической оси с линией цели обмотка соленоида намотана так, что плоскость витка практически параллельна линии N—S постоянного магнита.

Управляющие сигналы на рули ракеты могут быть созданы путем разложения коррекционного тока на составляющие по осям рулей с помощью фазового детектора. Другой метод получения управляющих сигналов на рули основан на использовании напряжений, возникающих при прецессии ротора гироскопа с постоянным магнитом в дополнительных неподвижных обмотках гиросистемы. Эти напряжения пропорциональны угловой скорости прецессии. Соответствующее расположение двух взаимно перпендикулярных обмоток обеспечивает создание управляющих напряжений, пропорциональных составляющим угловой скорости прецессии гироскопа относительно осей рулей. При установившемся режиме слежения ( $\omega_{\text{пр}} = \omega = \text{const}$ ) полученные управляющие напряжения пропорциональны соответствующим составляющим угловой скорости линии цели, что обеспечивает самонаведение по траектории пропорционального сближения.

Оптико-электронные следящие координаторы цели с одноосной гироскопической системой применены также в ряде других малогабаритных головок самонаведения летательных аппаратов: инфракрасный вариант головки самонаведения «Фолкон», инфракрасная головка самонаведения фирмы Мартин, широкоизвестная головка самонаведения типа «Сайдуиндер» и др. Точность слежения за целью головками этого типа характеризуется угловой ошибкой порядка 25—30'.

Более высокую точность слежения за целью с угловой ошибкой

не более  $15-20'$  обеспечивают оптико-электронные следящие координаторы цели с гироскопическим блоком, основанным на применении двухосных гироскопических силовых стабилизаторов. Причиной основных ошибок гиростабилизаторов в первую очередь является момент трения на внешней оси карданова подвеса. Этот момент больше, чем момент на внутренней оси карданова подвеса вследствие большего веса подвижных частей, укрепленных на внешней оси. В силовых гиростабилизаторах для компенсации вредных внешних моментов трения применяются дополнительные следящие приводы, управляемые датчиками, срабатывающими при возникновении вынужденной прецессии гироскопа под действием вредного внешнего момента.

В простейших двухосных гироскопических стабилизаторах компенсируется только влияние момента трения на внешней оси, а в более совершенных — и влияние момента трения на внутренней оси. При этом в качестве датчика угловой прецессии каждого из взаимосвязанных гироскопов под действием вредных внешних моментов используется измеритель угла отклонения второго гироскопа вокруг оси, перпендикулярной вектору внешнего момента. Управляющий сигнал детектируется по фазе, усиливается и через датчик разгрузки создает компенсационный момент, противодействующий вредному внешнему моменту.

Двухосные гироскопические стабилизаторы не применяются на малогабаритных снарядах из-за больших размеров и веса. Стоимость приборов самонаведения при применении силовых гиростабилизаторов значительно увеличивается. Применение таких приборов целесообразно для снарядов, калибр которых превышает  $250-300$  мм.

Таблица 1

Характеристики основных приемников излучения

№ по пор.	Материал	Фотонный или тепло-вой приемник	Вид работы	Пленка или моно-кристалл	Тип проводимости	Рабочая температура	$\lambda_{max}$ мкм	$\lambda_{грв}$ мкм	Способность к обнаружению $D^*$ (600° К, f, 1) $см \cdot гц^{1/2} \cdot см^{-1} \cdot фгц$	Макс. способность к обнаружению $D^*$ (max, f, 1) $см \cdot гц^{1/2} \cdot см^{-1} \cdot фгц$	Постоянная времени $\tau$ мксек	Вычисленная оптимальная частота прерывания $гц$	Сопровождающее на квадрат $KT$	Основной шум
1	PbS	Ф	ФС	П	i	295	2,1	2,5	4,5 · 10 <sup>8</sup> 90 гц	1,0 · 10 <sup>11</sup> 90 гц	250	640	1,47 Мом	Токовый
2	PbS	Ф	ФС	П	i	195	2,5	3,0	4,0 · 10 <sup>9</sup> 1000 гц	1,7 · 10 <sup>11</sup> 1000 гц	455	350	4 Мом	"
3	PbSe	Ф	ФС	П	i	77	2,5	3,3	4,0 · 10 <sup>9</sup> 90 гц	8,0 · 10 <sup>10</sup> 90 гц	455	350	5 Мом	"
4	PbSe	Ф	ФС	П	i	295	3,4	4,2	3,0 · 10 <sup>7</sup> 90 гц	2,7 · 10 <sup>8</sup> 90 гц	4	40 кгц	5 ком	"
5	PbSe	Ф	ФС	П	i	195	4,6	5,4	7,5 · 10 <sup>8</sup> 900 гц	6,0 · 10 <sup>9</sup> 900 гц	125	1270	40 Мом	Токовый (ниже 6 кгц)
6	PbSe	Ф	ФС	П	i	77	4,5	5,8	2,2 · 10 <sup>9</sup> 90 гц	1,1 · 10 <sup>10</sup> 90 гц	48	3300	5 Мом	Токовый
7	PbTe	Ф	ФС	П	i	77	4,0	5,1	3,8 · 10 <sup>8</sup> 90 гц	2,7 · 10 <sup>9</sup> 90 гц	25	6500	32 Мом	"
8	Ge: Au	Ф	ФС	МК	p	77	5,0*	7,1	7,5 · 10 <sup>9</sup> 900 гц	1,75 · 10 <sup>10</sup> 900 гц	< 1	Не зависит от частоты выше 40 гц	1 Мом	Токовый (ниже 40 гц); генерационно-рекомбинанционный (выше 40 гц)

9	Ge:Au	Ф	ФС	МК	p	65	4,7*	6,9	1,7·10 <sup>10</sup> 900 гц	4,0·10 <sup>10</sup> 900 гц	<1	То же	—	Токовый
10	Ge:Au, Sb	Ф	ФС	МК	n	77	—**	—	2,9·10 <sup>9</sup> 90 гц	2,5·10 <sup>10</sup> (на 3 МКМ) 90 гц	110	1500	1 Мом	Токовый
11	Ge:Zn	Ф	ФС	МК	p	4,2	36	39,5	4,0·10 <sup>9</sup> 800 гц	1,0·10 <sup>10</sup> 800 гц	<0,01	—	300 ком	"
12	Ge:Zn, Sb	Ф	ФС	МК	n	50	12	15	2,0·10 <sup>9</sup> 900 гц	3,0·10 <sup>9</sup> 900 гц	—	—	—	—
13	Ge:Cu	Ф	ФС	МК	p	<20	20	27	1,0·10 <sup>10</sup> (поле зрения 60°) 900 гц	2,5·10 <sup>10</sup> (поле зрения 60°) 900 гц	—	—	0,1 Мом	Токовый (ниже 1 кГц); гене- рационно- рекомбина- ционный (выше 1 кГц)
14	Ge:Cd	Ф	ФС	МК	p	<25	16	21,5	7,0·10 <sup>9</sup> (поле зрения 60°) 500 гц	1,8·10 <sup>10</sup> (поле зрения 60°) 500 гц	—	—	—	Токовый (ниже 500 гц); ге- нерационно- рекомбина- ционный (выше 500 гц)
15	Ge:Cd, Au	Ф	ФС	МК	p	50	7,3	10,1	3,1·10 <sup>9</sup> 90 гц	7,0·10 <sup>9</sup> 90 гц	0,1	Не зави- сит от час- тоты при- мерно до 1 МГц	10 Мом	Генерац- онно-реком- бинацион- ный
16	Ge—Si:Zn, Sb	Ф	ФС	МК	—	50	10	13,3	4,0·10 <sup>9</sup> 100 гц	1,0·10 <sup>10</sup> 100 гц	0,1	То же	20 Мом	То же

\* Исключающая максимум, обусловленный собственной проводимостью.

\*\* Ясно выраженный максимум отсутствует (за исключением максимума, обусловленного собственной проводимостью).

№ по пор.	Материал	Фотонный или тепло-вой приемник	Вид работы	Пленка или моно-кристалл	Тип проводимости	Рабочая температура °К	$\lambda_{\max}$ мкм	$\lambda_{\text{гр.в}}$ мкм	Способность к обна-ружению $D^*$ (500° К, f, 1) см. гц <sup>1/2</sup> . см <sup>-1</sup> f гц	Макс. способность к обнаружению $D_m^*$ (max, f, 1) см. гц <sup>1/2</sup> . см <sup>-1</sup> f гц	Постоянная времени $\tau_{\text{п.кксек}}$	Вычисленная опти-ческая частота преверания гц	Сопровитвление на квадрат $R_L$	Основной шум
17	InSb	Ф	ФС	МК	i	295	6,5	7,3	1,4·10 <sup>7</sup> 800 гц	4,3·10 <sup>7</sup> 800 гц	0,2	Не зави-сит от час-тоты до 500 гц	20 ом	Тепловой
18	InSb	Ф	ФС	МК	i	195	5,0	6,1	5,0·10 <sup>8</sup> 900 гц	2,5·10 <sup>9</sup> 900 гц	<1	Не зави-сит от час-тоты выше 500 гц	60 ом	Токовый (ниже 400 гц)
19	InSb	Ф	ФС	МК	p	77	5,0	5,4	1,2·10 <sup>10</sup> (поле зрения 60°) 900 гц	6·10 <sup>10</sup> (поле зрения 60°) 900 гц	<2	—	10 ком	Токовый
20	InSb	Ф	ФГ	МК	p-n	77	5,3	5,6	8,6·10 <sup>9</sup> 900 гц	4,3·10 <sup>10</sup> 400 гц	<1	Не зави-сит от час-тоты выше 500 гц	1 ком	Токовый (ниже 100 гц) генерацион-но-рекомби-национный (выше 100 гц)
21	InSb	Ф	ФЭМ	МК	i	295	6,2	7,0	1,0·10 <sup>8</sup> 400 гц	3,0·10 <sup>8</sup> 400 гц	0,2	Не зави-сит от час-тоты ниже 100 кгц	20 ом	Тепловой

22	InAs	Ф	ФС	МК	<i>n</i>	295	3,6	3,8	$1,4 \cdot 10^7$ 90 зц	$1,4 \cdot 10^8$ 90 зц	0,2	He за- сит от час- тоты ниже 100 кзц	—	—
23	InAs	Ф	ФГ	МК	<i>p—n</i>	295	3,4	3,7	$2,5 \cdot 10^8$ 90 зц	$2,5 \cdot 10^9$ 750 зц	<2	—	50 ом	Предпо- ложительно тепловой
24	InAs	Ф	ФЭМ	МК	<i>n</i>	295	2,5	3,4	$1,4 \cdot 10^7$ 90 зц	$1,4 \cdot 10^8$ 90 зц	0,2	He за- сит от час- тоты ниже 100 кзц	—	То же
25	Te	Ф	ФС	МК	<i>p</i>	77	3,5	3,8	$4,0 \cdot 10^9$ 900 зц	$6,0 \cdot 10^{10}$ 900 зц	60	2700	2 ком	Токовый
26	Tl <sub>2</sub> S	Ф	ФС	П	<i>i</i>	295	0,9	2,1	—	$2 \cdot 10^{12}$ 90 зц	530	300	5 Мом	Токовый
27	86% HgTe, 14% CdTe,	Ф	ФС	МК	<i>i</i>	295	6	6,5	$5,0 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^7$	—	—	1 ом	—
28	Термис- торный бо- лометр	Т	Боло- метр	—	—	295	—	—	$1,95 \cdot 10^8$ (1,5 мсек) 10 зц	$1,95 \cdot 10^8$ (1,5 мсек) 10 зц	1500	He за- сит от час- тоты ниже 30 зц	2,4 Мом	Тепловой
29	Радиаци- онная тер- момпара	Т	Тер- мо- элект- риче- ский эф- фект	—	—	295	—	—	$1,4 \cdot 10^9$ 5 зц	$1,4 \cdot 10^9$ 5 зц	$3,6 \cdot 10^4$	<5	5 ом	"
30	Элемент Голяя	Т	Рас- шире- ние воз- духа	—	—	295	—	—	$1,67 \cdot 10^9$ 10 зц	$1,67 \cdot 10^9$ 10 зц	$2 \cdot 10^4$	<5	—	"

№ по пор.	Материал	Фотонный или тепловый приемник	Вид работы	Пленка или монокристалл	Тип проводимости	Рабочая температура (°К)	$\lambda_{\text{max}}$ мкм	$\lambda_{\text{гр.в}}$ мкм	Способность к обнаружению $D^*$ (5000 К, f, 1) см <sup>2</sup> гц <sup>1/2</sup> ат <sup>-1</sup> ф зц	Макс. способность к обнаружению $D_m^*$ (max, f, 1) см <sup>2</sup> гц <sup>1/2</sup> ат <sup>-1</sup> ф зц	Постоянная времени $\tau$ мксек	Вычисленная оптимальная частота преобразования зц	Сопроизведение $R_f$ на квадрат	Основной шум
31	NbN болометр	T	Сверхпроводящий болометр	—	—	15	—	—	4,8·10 <sup>9</sup> 360 зц	4,8·10 <sup>9</sup> 360 зц	500	—	0,2 ом	—
32	Углеродистый болометр	T	Болометр	—	—	2,1	—	—	4,25·10 <sup>10</sup> 13 зц	4,25·10 <sup>10</sup> 13 зц	104	16	0,12 Мом	Тепловой
33	CdS	Ф	ФС	МК П	n	295	0,5	0,51	—	3,5·10 <sup>14</sup> 90 зц	5,3·10 <sup>4</sup>	3	5·10 <sup>11</sup> ом	Токовый
34	CdSe	Ф	ФС	МК	—	295	0,7	0,72	—	2,1·10 <sup>11</sup> 90 зц	1,2·10 <sup>4</sup>	13	1,5·10 <sup>11</sup> ом	Токовый
35	Se—SeO	Ф	ФГ	МК	p—n	295	0,55	0,69	—	1,2·10 <sup>11</sup> 90 зц	910	160	3* ком	—
36	GaAs	Ф	ФГ	МК	p—n	295	0,8	0,89	—	4,5·10 <sup>11</sup> 400 зц	1000	160	4,6* Мом	Токовый
37	Двойной фотодиод	Ф	ФС	МК	p—n	295	0,95	1,07	—	2,5·10 <sup>10</sup> 400 зц	8	20 кгц	4·10 <sup>9</sup> ом	—
38	Фотодиод Фогоумножитель	Ф	ФЭ	П	—	295	0,40	0,53	—	5·10 <sup>14</sup> 1000 зц	<0,01	Не зависит от частоты при мерно до 100 зц	—	Дробовой

\* Зависит от площади.

## Условные обозначения

### Тип приемника ИК-излучения и вид его работы

Ф—фотонный; Т—тепловой; ФС—фотосопротивление;  
ФГ—фотогальванический; ФЭМ—фотомагнитоэлектриче-  
ский; ФЭ—фотоэмиссионный.

### Пленка и монокристалл

П—пленка; МК—монокристалл.

### Тип проводимости

i—собственная проводимость; p—проводимость p-типа;  
n—проводимость n-типа.

### Длины волн

$\lambda_{\text{т}}$ —длина волны, соответствующая максимуму чувстви-  
тельности (максимуму спектральной характеристики);  
 $\lambda_{\text{тр.в}}$ —длинноволновый порог чувствительности (50%  
максимального значения чувствительности).

### Примечания (номера примечаний соответствуют порядковым номерам таблиц)

- 1, 2, 3. Имеются приемники с постоянной времени, изме-  
няющейся в диапазоне примерно от 1 до 10 000 мсек. Вели-  
чина способности к обнаружению изменяется с изменением  
постоянной времени согласно соотношению Макаллистера.  
Длинноволновый порог также может быть сдвинут в сто-  
рону больших значений при снижении величины способности  
к обнаружению. В приемниках, работающих при темпера-  
туре 77° К, наблюдается двойная постоянная времени.
6. Приемник может иметь двойную постоянную времени.
7. Сопроотивление может быть уменьшено при использо-  
вании сетчатых электродов. Приемник ограничен шумами  
фона. Характеристика при 90° К такая же, как при 77° К.  
Может иметь вторую постоянную времени для излучения  
с длиной волны 1,5 мкм.
8. Большая постоянная времени при собственном воз-  
буждении (менее 2 мкм). Способность к обнаружению  
улучшается при охлаждении.
9. Большая постоянная времени при собственном воз-  
буждении (на длинах волн меньше 2 мкм).
10. Способность к обнаружению при температуре 90° К  
равна аналогичной величине при 77° К. Постоянная времени  
зависит от длины волны.
- 15, 16. Спектральная характеристика может изменяться  
при изменении составов сплава. Частотная характеристика  
может ограничиваться постоянной времени контура RC.
19. Чувствительность лучше, чем у антимионида индия,  
работающего в фотогальваническом режиме при 77° К.
20. Может использоваться либо диффузионный переход  
с широкой площадью, либо узкий выраженный переход.  
Может работать с напряжением смещения или без него.
21. Максимальные размеры примерно 2×10 мм. Необхо-  
дима трансформаторная связь с усилителем.
23. Приемник погружен в сапфир.
25. Максимум способности к обнаружению соответствует  
минимуму фона Солнца и Земли.
28. Имеются приборы с постоянной времени, изменяю-  
щейся в диапазоне примерно от 1 до 50 мсек.
30. Хрупок, подвержен микрофонному эффекту.
31. Шумы связаны с неизвестными механизмами, обу-  
словленными сверхпроводимостью.
32. Используются кварцевый и парафиновый фильтры  
для устранения излучения с длинами волн короче 40 мкм.
33. Нанболее высокая чувствительность среди всех фото-  
сопротивлений.
34. Работает на более длинных волнах и обладает  
большим быстродействием, чем сернистый кадмий.
35. Используются в экспонометрах.
37. Имеет чрезвычайно малые габариты

Параметры сурьмянистоиндиевых приемников

Тип приемника	Фотопроводниковые			Диффузные		
	—	—	—	Фирма CML	Фирма Philco	Фирма Texas Instrument
$T^{\circ}K$	90	195	249	77	77	77
$R_T$ ом	20 000	1 800	490	220 000	50—200	1200—1500
$D^* \frac{см \cdot зц^{1/2}}{вт}$	$4,5 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^8$	$9,4 \cdot 10^9$ ( $500^{\circ}K$ , 90 зц)	$2,7 \cdot 10^9$ ( $500^{\circ}K$ , 800 зц)	$5 \cdot 10^9$ ( $500^{\circ}K$ , 1000 зц)
$\lambda_{max}$ мкм (при 800 зц)	5,6	5,6	6,2	—	—	—
$\lambda_{50\%}$ мкм	5,85	6,0	6,65	$\sim 5,7$	$\sim 5,5$	$\sim 5,5$
$S_u$ в/вт	1300	400	30	—	—	—
$q_n$ см <sup>2</sup>	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$4,16 \cdot 10^{-2}$
$\tau_n$ сек	$< 4 \cdot 10^{-1}$	---	---	$< 1,8 \cdot 10^{-6}$	$< 1,10^{-16}$	$\sim 0,1 \cdot 10^{-6}$

Таблица 3

## Параметры сернистосвинцовых фотоспротивлений

Способ получения чувствительного слоя	$T$ слоя °К	Площадь приемника $q_n$ см <sup>2</sup>	Частота облучения $f_{\max}$ гц	Постоянная времени $\tau_n$ мксек	Пороговая чувствительность при частоте облучения 1 гц $\Phi_{\text{пор}}$ вт/м	Примечание
Испарением	290	0,1	800	100	$7,5 \cdot 10^{-11}$	Измерено в максимуме спектральной чувствительности
"	290	0,36	800	75	$5 \cdot 10^{-11}$	Предполагается, что спектральная чувствительность одинакова до 3 мкм
Химический	290	0,25	1000—2000	40	$5 \cdot 10^{-11}$	Измерено при 2,2 мкм
"	290	1,0	90	250	$7 \cdot 10^{-10}$	Предполагается, что спектральная чувствительность одинакова до 3 мкм
"	290	0,09	90	—	$2 \cdot 10^{-10}$	Измерено при 2,5 мкм
"	90	1	800	490	$2 \cdot 10^{-10}$	Измерено при 2,2 мкм
"	90	0,1	16,6	15 000	$2 \cdot 10^{-14}$	Измерено в максимуме спектральной характеристики при охлаждении радиационного экрана до 90° К.
Химический	195	0,09	90	—	$2 \cdot 10^{-12}$	Измерено при 2,2 мкм
Испарением	195	0,2	—	—	$4,9 \cdot 10^{-13}$	Измерено при 2,5 мкм

## ЛИТЕРАТУРА

### *К главам I и II*

1. Вавилов С. И., О теплом и холодном свете, изд. АН СССР, 1961.
2. Ведров В. С., Тайц М. А., Летные испытания самолетов, Оборонгиз, 1951.
3. Катрона Л., Холл Г., Сравнение различных способов достижения высокой азимутальной разрешающей способности, «Зарубежная радиоэлектроника», 1963, № 2.
4. Локк А. С., Управление снарядами, ГИТТЛ, 1957.
5. Станции в космосе, изд. АН СССР, 1960.
6. Гудоровский А. Н., Теория оптических приборов, т. I, Изд. АН СССР, 1948.
7. Хвостиков И. А., Строение высоких слоев атмосферы, ГИТТЛ, 1949.
8. Эйнштейн А., Инфельд Л., Эволюция физики, Изд. «Наука», 1965.
9. Culshaw W., Resonators for Millimeter and Submillimeter Wavelengths, IRE Trans., 1961, March, vol. MTT-9, No. 2, pp. 135—144.
10. Bertran L., A 1962 Review of Millimeter Wave Instrumentation, The Microwawe Journal, 1962, vol. 5, No. 8, pp. 69—75.

### *К главе III*

1. Боровиков А. М., Труды ЦАО, № 3, ГИМИЗ, 1948.
2. Гартнер Г., Прозрачность замутненной атмосферы для инфракрасных волн, Энергоиздат, 1949.
3. Иванов Ю. А., Тяпкин Б. В., Инфракрасная техника в военном деле, изд. «Советское Радио», 1963.
4. Кичка В. Е., Инфракрасные лучи в военном деле, Воениздат, 1958.
5. Кондратьев К. Я., Перенос длинноволнового излучения в атмосфере, ГИТТЛ, 1950.
6. Круз П., Макглоулин Л., Макквистан Р., Основы инфракрасной техники, Воениздат, 1964.
7. Локк А. С., Управление снарядами, ГИТТЛ, 1957.
8. Леконт Ж., Инфракрасные излучения, Физматгиз, 1958.
9. Марголин И. А., Румянцев Н. П., Основы инфракрасной техники, Воениздат, 1957.
10. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р., Обнаружение и измерение инфракрасного излучения, ИЛ, 1959.
11. Хвостиков И. А., Съёмка, наблюдение и сигнализация сквозь туман, Гостехиздат, 1942.
12. Шаронов В. В., Измерение и расчет видимости далеких предметов, Гостехиздат, 1947.
13. Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, Физматгиз, 1961.

14. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, ГИТТЛ, 1951.
15. Шулейкин В. В., Физика моря, ч. VI, Оптика моря, изд. АН СССР, 1953.
16. Burch D., Shaw I., Infrared Emission Spectra of the Atmosphere between 14,5 and 22,5  $\mu$ , JOSA, 1957, vol. 47, No. 3, pp. 227—229.
17. Elder T., Strong J., The Infrared Transmission of Atmospheric Windows., J. Franklin Inst., 1953, vol. 255, No. 3, pp. 189—209.
18. Houton I., An Airborne Infrared Solar Spectrometer, J. of Scient. Instruments, 1958, vol. 35, No. 9, pp. 329—333.
19. Taylor I. H., Vates H. W., Atmospheric Transmission in the Infrared, JOSA, 1957, vol. 47, No. 3, pp. 223—226.

#### *К главе IV*

1. Бессерер К. У., Инженерный справочник по управляемым снарядам, Воениздат, 1962.
2. Вопросы ракетной техники, 1960, № 4, стр. 58.
3. Гошек И., Аэродинамика больших скоростей, ИЛ, 1954.
4. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф., Инфракрасные устройства самонаведения управляемых снарядов, изд. «Советское Радио», 1963.
5. Михеев М. А., Основы теплопередачи, Энергоиздат, 1949.
6. Николаев М. Н., Ракета против ракеты, Воениздат, 1963.
7. Цангль В., Соображения о законе моделирования ракетных двигателей, ВРТ, 1963, № 3, стр. 14—21.
8. American Aviation, 1956, 20, No. 11.
9. Aviation Week, 1957, No. 9—11 (66).
10. Flying Safety, 1958, No. XI.
11. Flugkorper, 1959, VIII, No. 6.
12. Missiles and Rockets, 1958, vol. 3, No. 7.
13. Proc. NBC Semisentennial Symposium of Energy Transfer in Hot Gases, USA, 1956.
14. Scientific American, Jan., 1958, Article Ultrahigh Altitude Aerodynamics.

#### *К главам V, VI и VII*

1. Иванов С. Я., Воздушная стрельба из подвижных стрелковых установок. Изд. ДОСАРМ, 1950.
2. Лазарев Л. П., Расчет основных параметров движения истребителя, атакующего прямолинейно летящую цель, Труды МВТУ им. Баумана, вып. 57, «Оптико-механическое приборостроение», Оборонгиз, 1955.
3. Локк А. С., Управление снарядами, ГИТТЛ, 1957.
4. Ничик Г. П., Стрельба в воздухе, Оборонгиз, 1953.
5. Пугачев В. С., Теория воздушной стрельбы, Воениздат, 1940.
6. Aeroplane, 1958, 96, No. 2462.
7. Flight, 1958, 74, No. 2602.
8. Patterson C., Application of the Lateral Photoeffect to a Tracking System, Infrared Physics, 1962, April—June, vol. 2, No. 2, pp. 75—84.

#### *К главе VIII*

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М., Генерация, усиление и индикация инфракрасного и оптического излучений с помощью квантовых систем, УФН, 1960, т. 72, вып. 2, стр. 161—209; Генерация когерентного света при помощи твердых тел, Вестник АН СССР, 1961, № 3, стр. 61—66.
2. Басов Н. Г., Прохоров А. М., Теория молекулярного генератора и молекулярного усилителя мощности, ДАН СССР, 1955, т. 101, № 1, стр. 47—49.
3. Беннет В., Газовые лазеры; Хивенс О., Лазеры на твердых веществах, Изд. «Мир», 1964.

4. Вейлстеке А., Основы теории квантовых усилителей и генераторов, ИЛ, 1963.
5. Елисеев С. В., Геодезические инструменты и приборы, Геодезиздат, 1959.
6. Изнар А. Н., Федоров Б. Ф., Оптические квантовые приборы в военной технике, Изд. «Советское радио», 1964.
7. Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение, перев. с англ. под ред. М. М. Бутслова, изд. «Мир», 1965.
8. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф., Инфракрасные устройства самонаведения управляемых снарядов, изд. «Советское радио», 1963.
9. Круз П., Макглоулин Л., Макквистан Р., Основы инфракрасной техники, Воениздат, 1964.
10. Лазеры, Сб. статей, перевод с англ. под ред. М. Е. Жаботинского и Т. А. Шамонова, ИЛ, 1963.
11. Лендъел Б., Лазеры, изд. «Мир», 1965, (С дополнением О. Крохина и Ю. Попова, Полупроводниковые лазеры).
12. Максутов Д. Д., Астрономическая оптика, ГИТТЛ, 1946.
13. Марголин М. А., Румянцев Н. П., Основы инфракрасной техники, Воениздат, 1957.
14. Полупроводники в науке и технике, под ред. А. Ф. Иоффе, т. I и II, изд. АН СССР, 1957—1958.
15. Смитт Р., Джонс Ф., Чесмер Р., Обнаружение и измерение инфракрасного излучения, ИЛ, 1959.
16. Хекфорд Г., Инфракрасное излучение, изд. «Энергия», 1964.
17. Шайв Д., Физические свойства и конструкции полупроводниковых приборов, Энергоиздат, 1963.
18. Эккарт Ф., Электронно-оптические преобразователи изображений и усилители рентгеновского изображения, Энергоиздат, 1961.
19. Am. Journal Physics, 1952, 20, p. 584.
20. JOSA, 1947, 37 p. 451.
21. Kortum H., Kreiselsvisiere, Bericht 153 der Liliental-Gesellschaft, Iena, 1940.

#### *К главе IX*

1. Горбач Т. Я. и др., Продольный фотоэффект при больших освещенностях, «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, № 7.
2. Дубнер Г., Шварц Ж., Шапиро С., Обнаружение инфракрасных излучений малой энергии, ВРТ, 1959, № 11.
3. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф., Инфракрасные устройства самонаведения управляемых снарядов, изд. «Советское радио», 1963.
4. Allen D., Weimein I., Winslow J., Paper Presented and the Fourth, IRE Instrumentation Conference, USA, 1959.
5. Aviation Week, 1959, No. 12, p. 79—83.
6. Buttweiler T., Optimum Modulation in Optical Systems, JOSA, 1961, vol. 51, No. 9, pp. 10—11.
7. Patterson C., Application of the Lateral Photoeffect to a Tracking System, Infrared Physics, 1962. April—June, vol. 2, No. 2, pp. 75—84.

#### *К главе X*

1. Булгаков Б. В., Прикладная теория гироскопов, ГИТТЛ, 1955.
2. Доу Р. Б., Основы теории современных снарядов, изд. Наука, 1964.
3. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф., Инфракрасные устройства самонаведения управляемых снарядов, изд. «Советское радио», 1963.

4. Лазарев Л. П., Расчет основных параметров движения истребителя, атакующего прямолинейно летящую цель, Труды МВТУ им. Баумана, вып. 57, «Оптико-механическое приборостроение», Оборонгиз, 1955.
5. Лазарев Л. П., Расчет и теоретическое исследование процесса построения упреждения в оптико-гироскопических прицелах, Труды МВТУ им. Баумана, вып. 73, «Оптическое приборостроение», Оборонгиз, 1959.
6. Павлов В. А., Авиационные гироскопические приборы, Оборонгиз, 1954.
7. Пельпор Д. С., Гироскопические приборы и автопилоты, Оборонгиз, 1964.
8. Инфракрасная техника в системах управления ракетами (обзор) ВРТ, 1960, № 3, стр. 58—77.
9. Aeroplane, 1958, vol. 95, No. 2462, p. 678.
10. Space Aeronautics, 1960, No. 5.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
<b>Часть первая</b>	
<b>Каналы связи и внешняя среда приборов самонаведения и наведения</b>	
<b>Глава I. Физические основы действия каналов связи . . . . .</b>	<b>5</b>
§ 1.1. Основные параметры внешней среды . . . . .	5
§ 1.2. О методике выбора электромагнитных излучений для приборов наведения и самонаведения . . . . .	12
§ 1.3. Радиоволны сантиметрового и миллиметрового диапазонов . . . . .	16
<b>Глава II. Основные понятия и законы инфракрасного излучения . . . . .</b>	<b>22</b>
§ 2.1. Природа инфракрасного излучения . . . . .	23
§ 2.2. Энергетические и светотехнические величины . . . . .	25
§ 2.3. Основные законы инфракрасного излучения . . . . .	31
<b>Глава III. Прохождение инфракрасного и светового излучения в атмосфере и космосе . . . . .</b>	<b>39</b>
§ 3.1. Молекулярное поглощение лучистой энергии в атмосфере . . . . .	40
§ 3.2. Расчет молекулярного поглощения лучистой энергии в атмосфере . . . . .	43
§ 3.3. Молекулярное рассеяние лучистой энергии в атмосфере . . . . .	49
§ 3.4. Расчет общего ослабления лучистой энергии в чистой атмосфере . . . . .	51
§ 3.5. Графики пропускания лучистой энергии атмосферой . . . . .	53
§ 3.6. Природа рассеяния лучистой энергии в атмосфере инородными частицами . . . . .	59
§ 3.7. Расчет прохождения лучистой энергии в дымке . . . . .	61
§ 3.8. Расчет прохождения лучистой энергии в тумане . . . . .	67
§ 3.9. Экспериментальные данные о прозрачности туманов, облаков и дождя . . . . .	71
§ 3.10. Рассеяние лучистой энергии в атмосфере твердыми инородными частицами . . . . .	75
<b>Глава IV. Излучение целей и внешней среды . . . . .</b>	<b>77</b>
§ 4.1. Лучистая энергия серых излучателей . . . . .	77
§ 4.2. Лучистая энергия спектральных излучателей . . . . .	85
§ 4.3. Графический метод определения излучательной способности . . . . .	88
§ 4.4. Коэффициенты полезного действия излучателей . . . . .	88
§ 4.5. Кажущиеся температуры излучателей . . . . .	90
§ 4.6. Влияние среды на реальные излучатели . . . . .	92
§ 4.7. Излучение летательных аппаратов . . . . .	93
§ 4.8. Излучение внешней среды . . . . .	113

## Часть вторая

## Основы теории встречи летательных аппаратов

<b>Глава V. Основные понятия теории встречи. Траектории встречи летательных аппаратов</b> . . . . .	116
§ 5.1. Краткие сведения из аэродинамики ЛА . . . . .	116
§ 5.2. Основные начальные гипотезы теории встречи ЛА . . . . .	122
§ 5.3. Траектории встречи ЛА . . . . .	123
§ 5.4. Методика сравнительной оценки траекторий встречи ЛА . . . . .	132
§ 5.5. Оценка траекторий погони и преследования с упреждением . . . . .	134
§ 5.6. Оценка траекторий параллельного и пропорционального сближения . . . . .	143
<b>Глава VI. Основные прицельные схемы старта снаряда с летательного аппарата-носителя</b> . . . . .	148
§ 6.1. Введение . . . . .	148
§ 6.2. Прицельная схема старта снаряда вдоль вектора воздушной скорости летательного аппарата-носителя . . . . .	152
§ 6.3. Прицельная схема старта снаряда под углом к вектору скорости летательного аппарата-носителя . . . . .	156
§ 6.4. Фиктивное полетное время . . . . .	160
§ 6.5. Расчет поправок на отставание снаряда, стартующего под углом к вектору воздушной скорости летательного аппарата-носителя . . . . .	161
§ 6.6. Разложение вектора отставания снаряда на составляющие в системе координат прицела . . . . .	163
§ 6.7. Расчет поправок на гравитационное понижение снаряда . . . . .	166
§ 6.8. Расчет поправок на параллакс оружия относительно прицела . . . . .	169
§ 6.9. Расчет поправок на скольжение снаряда при старте из неподвижной установки ЛА . . . . .	172
§ 6.10. Расчет поправок на вращательный эффект снаряда . . . . .	173

## Часть третья

## Основные элементы оптических и оптико-электронных приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов

<b>Глава VII. Структурные схемы оптических и оптико-электронных приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов</b> . . . . .	178
§ 7.1. Методы самонаведения . . . . .	178
§ 7.2. Структурные схемы оптико-электронных приборов самонаведения . . . . .	185
§ 7.3. Структурная схема оптического прицела неподвижно закрепленного оружия ЛА . . . . .	189
§ 7.4. Структурная схема оптического прицела поворотного оружия ЛА . . . . .	192
<b>Глава VIII. Оптические и оптико-электронные системы приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов</b> . . . . .	194
§ 8.1. Структурные схемы оптических и оптико-электронных систем приборов наведения и самонаведения . . . . .	194
§ 8.2. Защитные элементы оптических бортовых приборов наведения и самонаведения . . . . .	199
§ 8.3. Специальные технические требования к оптическим преобразующим устройствам . . . . .	207
§ 8.4. Конструктивные схемы оптических преобразующих устройств . . . . .	211
§ 8.5. Материалы оптических преобразующих устройств . . . . .	226
§ 8.6. Отражающие покрытия инфракрасного диапазона . . . . .	233
§ 8.7. Просветляющие покрытия инфракрасного диапазона . . . . .	238
§ 8.8. Оптические спектральные фильтры . . . . .	241

	Стр.
§ 8.9. Выбор приемника лучистой энергии и условий его действия . . . . .	247
§ 8.10. Дальность действия оптико-электронной системы . . . . .	253
§ 8.11. Оптические системы прицелов воздушной стрельбы . . . . .	255
§ 8.12. Принцип действия и перспективы применения оптических квантовых приборов в системах наведения и самонаведения ЛА . . . . .	265
<b>Глава IX. Анализаторы изображения оптико-электронных систем . . . . .</b>	<b>278</b>
§ 9.1. Назначение и классификация . . . . .	278
§ 9.2. Анализаторы изображения без несущей частоты . . . . .	281
§ 9.3. Основные свойства несущих колебаний лучистого потока в анализаторах изображения . . . . .	287
§ 9.4. Двухчастотные анализаторы изображения с амплитудной модуляцией . . . . .	292
§ 9.5. Частотная и фазовая модуляция в анализаторах изображения . . . . .	302
§ 9.6. Двухчастотные анализаторы изображения с частотной и фазовой модуляцией . . . . .	306
§ 9.7. Импульсная модуляция в анализаторах изображения . . . . .	314
§ 9.8. Анализ изображения координирующими приемниками лучистой энергии . . . . .	321
§ 9.9. Методика оценки анализаторов изображения . . . . .	328
<b>Глава X. Электромеханические элементы оптико-электронных приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов . . . . .</b>	<b>332</b>
§ 10.1. Построитель упреждения с трехстепенным отклоняющимся гироскопом . . . . .	332
§ 10.2. Построитель упреждения с двухстепенным нулевым гироскопом . . . . .	363
§ 10.3. Оптико-электронные следящие координаторы цели с гироскопической системой . . . . .	367
Приложение . . . . .	374
Литература . . . . .	382

*Леонид Павлович Лазарев*

## ИНФРАКРАСНЫЕ И СВЕТОВЫЕ ПРИБОРЫ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Редактор *Л. И. Шейнфайн*

Техн. редактор *А. Я. Новик*

Г—37275      Подписано в печать 11/X 1966 г.      Учетно-изд. л. 24,9

Формат бумаги 60×90/16=12,13 бум. л.— 24,25 печ. л.

Цена 1 р. 07 к.      Тираж 7000 экз.      Тем. план 1966 г. № 32      Заказ 369/1895

Московская типография № 8 Главполиграфпрома  
Комитета по печати при Совете Министров СССР  
Хохловский пер., 7

**Замеченные опечатки**

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
144	10 снизу	$\dot{D}_{0\phi}$	$D_{0\dot{\phi}}$
230	2 сверху	0,85%	0,85
236	16 снизу	пропускания	полосы пропускания

Заказ 369/1895

1876/1877