

В. В. Мешков



ОСНОВЫ СВЕТОТЕХНИКИ

ВТОРОЕ, ПЕРЕРАБОТАННОЕ ИЗДАНИЕ

Часть первая

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебного пособия для студентов вузов, обучающихся по специальности «Светотехника и источники света».



МОСКВА «ЭНЕРГИЯ» 1979

ББК 31.294

М55

УДК [628.9:621.32] (075.8)

Мешков В. В.

М55 Основы светотехники: Учеб. пособие для вузов. Ч. 1.—2-е изд., перераб.—М.: Энергия, 1979.—368 с., ил.

В пер.: 1 р.

В книге рассматриваются системы энергетических, а также эффективных (световых, эритемных и бактерицидных) величин и единиц оптического излучения. Описываются основные закономерности теплового излучения и люминесценции. Излагаются основы теоретической фотометрии. Рассматриваются законы поглощения, отражения и рассеяния оптического излучения. Излагаются общие законы преобразования оптического излучения. Книга по сравнению с первым изданием, вышедшим в 1957 г., переработана в соответствии с современной программой курса.

Книга предназначена в качестве учебного пособия для студентов светотехнической специальности и может быть полезна студентам энергетических и других специальностей высших учебных заведений, а также инженерам, которые работают в области светотехники и смежных областях науки.

М 30310-039
051(01)-79 90-79. 2302060000

ББК 31.294

6П2.19

ВЛАДИМИР ВАСИЛЬЕВИЧ МЕШКОВ

ОСНОВЫ СВЕТОТЕХНИКИ. Ч. 1

Редактор Л. И. Крупинникова

Редактор издательства И. В. Антик

Художественный редактор Д. И. Чернышев

Переплет художника В. И. Карпова

Технический редактор Н. П. Собакина

Корректор З. Б. Драновская

ИБ № 2145

Сдано в набор 26.07.78

Подписано к печати 13.12.78

Т-23017

Формат 84 × 108^{1/32}

Бумага типографская № 2

Гарн. шрифта литературная

Печать высокая

Усл. печ. л. 19,32

Уч.-изд. л. 20,4

Тираж 20 000 экз.

Заказ 765

Цена 1 р.

Издательство «Энергия», 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

© Издательство «Энергия», 1979 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является вторым изданием учебного пособия по курсу «Основы светотехники» для студентов светотехнической специальности. В основу книги положен курс лекций, который автор читал в Московском ордена Ленина Энергетическом институте с 1949 по 1975 г. Переработанное пособие, так же как и прежнее издание, включает лишь первую часть курса: величины и единицы оптического излучения, основы теоретической фотометрии и преобразования энергии оптического излучения. Основы физиологической оптики и учения о цвете, также рассматриваемые в курсе «Основы светотехники», включены во вторую часть учебного пособия, которая будет выпущена в 1982 г.

При переработке книги сделано сокращение ее за счет изъятия второстепенного и устаревшего материала, а также включены дополнения в разделы величин и единиц и теории светового поля. Параграфы книги, в которых рассматриваются вопросы люминесценции и ее применения, переведены из гл. 3 в гл. 1. Определения величин и единиц соответствуют международной системе СИ.

В тексте книги приведены ссылки на литературные источники, подробный перечень которых составлен для читателей, желающих ознакомиться более детально с отдельными разделами курса. Приведенный в книге перечень литературы преследует также цель углубленного ознакомления студентов с достижениями и классическим наследием в области светотехники.

Рукопись второго издания книги обсуждалась на кафедре светотехники МЭИ. Считаю своим долгом выразить благодарность коллективу кафедры, принявшему участие в ее обсуждении. Особую признательность выражаю доктору техн. наук С. Г. Юрову, кандидатам техн. наук А. Б. Матвееву и В. М. Петрову, сделавшим ряд замечаний в процессе рецензирования рукописи книги, а также редактору старшему преподавателю Л. И. Крупинниковой, принявшей участие в подготовке книги к изданию.

Автор

Глава первая

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ЭФФЕКТИВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. ПОЛЕ ОПТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1-1. ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЙ

Любое излучение связано с переносом энергии от излучающего тела к поглощающему. Энергия, согласно определению Ф. Энгельса¹, является общей мерой различных форм движения материи, следовательно, энергия характеризует любое движение материи с количественной стороны. Различные виды энергии, например энергия электрического тока, энергия излучения, химическая энергия, выражают качественно различные формы движения материи. Таким образом, энергия излучения, являясь одной из качественных разновидностей энергии, есть также мера движения материи. Из приведенного определения энергии излучения можно сделать следующие выводы:

1. Так как движение любой формы невозможно без материи, то излучение, распространяющееся со скоростью, определяемой оптической плотностью среды, материально.

2. Материя излучения является материей особой формы, отличающейся от вещества тем, что ее масса покоя равна нулю, так как любая материальная частица, движущаяся со скоростью света, может иметь конечную массу лишь в том случае, если ее масса покоя равна нулю. Если масса покоя микрочастицы излучения

¹ Энгельс Ф. Диалектика природы. Маркс К. и Энгельс Ф., Соч. 2-е изд., т. 20, с. 391—400.

m_0 не равна нулю, то ее масса m при движении со скоростью света согласно теории относительности должна быть бесконечно большой:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

что противоречит опытным данным.

На основании этих выводов можно сформулировать наиболее общее определение излучения как материей особой формы, имеющей массу покоя, равную нулю, и движущейся в безвоздушном пространстве с постоянной скоростью, равной примерно $2,998 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

Приведенное определение излучения не раскрывает природы его возникновения и механизма распространения в окружающем пространстве, вследствие чего необходимо дополнительно сформулировать физические основы возникновения, распространения и поглощения излучения. Как указывал акад. С. И. Вавилов (1891—1951), физика первой половины XX в. установила новые фундаментальные факты, несомненно имеющие принципиальное значение [1]. Из числа таких фактов С. И. Вавилов указал на следующие, имеющие непосредственное отношение к учению о свете:

1. Свет¹ обладает волновыми и корпускулярными свойствами.

2. Частицы вещества, так же как и света, имеют двоякую — корпускулярную и волновую природу.

3. Частицы вещества могут превращаться в свет, а свет — в вещество.

Для подтверждения единства волновой и квантовой природы излучений рассмотрим их волновые и квантовые свойства.

1-2. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ

Вплоть до 60-х годов прошлого столетия распространение излучения рассматривалось как передача на расстояние энергии механического движения. Такая передача возможна двумя путями: распространением

¹ Применяя термин *свет*, акад. С. И. Вавилов имеет в виду более общее понятие — *оптическое излучение*. Автор пользуется термином «*оптическое излучение*».

упругой волны (волновая теория света) и переносом мельчайших частиц излучающего тела — корпускул (корпускулярная теория света).

Основы волновой теории света были заложены Х. Гюйгенсом (1629—1695), который в 1678 г. сделал первое сообщение о волновой теории распространения света. Согласно этой теории свет рассматривался как распространение волн упругой деформации гипотетической среды — *эфирной материи* [2]. Колебательное движение этой эфирной материи по Гюйгенсу распространяется во все стороны в виде волн, напоминающих «...волны на воде, в которую брошен камень».

Творцом научных основ корпускулярной теории света является И. Ньютон (1642—1727), который, опираясь на закон прямолинейного распространения световых излучений, объяснял это явление как движение особых материальных частиц — *корпускул* [3]. Идеи корпускулярной природы света, которым последователи Ньютона придали еще более односторонний характер, господствовали более 100 лет, вплоть до начала XIX в. [1, 4]. Этому способствовал непоколебимый научный авторитет И. Ньютона. Однако у некоторых ученых того времени корпускулярная теория вызывала сомнение. В докладе «Слово о происхождении света, новую теорию о цветах представляющее», зачитанном в Академии наук в 1756 г., великий русский учёный М. В. Ломоносов (1711—1765) сделал попытку не только обосновать волновую теорию света, но также установить взаимосвязь между колебанием эфира и движением элементарных частиц вещества [5].

XIX в. ознаменовался победой волновой теории света. Явления интерференции и дифракции, открытые в конце XVIII в., не могли быть объяснены корпускулярной теорией распространения света. В классической работе, посвященной исследованию явлений дифракции и интерференции, О. Френель (1788—1827) значительно усовершенствовал волновую теорию Х. Гюйгенса, придав волновому процессу четкую периодическую зависимость от времени и пройденного пути [6]. Периодичность в пространстве и во времени процессов распространения света согласно новой волновой теории позволила О. Френелю создать строгую теорию интерференции и дифракции поперечных световых волн. Окончательное признание волновая теория распростра-

нения света получила после того, как опытом было установлено, что скорость света в воде меньше скорости света в воздухе и в безвоздушном пространстве (Л. Фуко, 1850 г.).

Несмотря на общее признание волновой теории света, возникало много нерешенных вопросов, относящихся в основном к определению свойств гипотетического светоносного эфира [7]. Природа эфира оставалась все время противоречивой и загадочной. Противоречивость свойств эфира и неопределенность причин возникновения его механических колебаний вызывали разочарование и недоумение передовых ученых того времени, ярко выраженные в словах Н. И. Лобачевского (1793—1856): «Систему волнений нельзя справедливо называть теорией, а только выражением тех явлений, которые желают объяснить... Теория волнений представляет верно некоторые законы в явлениях света, но не дает еще понятия, в чем существенность заключается»¹.

Во второй половине XIX в. теория распространения света в пространстве была пополнена новыми революционными идеями. Эти идеи, впервые сформулированные в 1861 г. Д. К. Максвеллом (1831—1879), основывались на учении М. Фарадея (1791—1867) об электромагнитной индукции и на его исследованиях вращения плоскости поляризации плоскополяризованной световой волны в магнитном поле.

Математическая теория электромагнитного поля, разработанная Максвеллом, была опубликована им в 1864 г. в трактате «Динамическая теория электромагнитного поля» [8]. В этих работах Максвеллом были установлены законы распространения периодических колебаний электрических и магнитных сил в виде электромагнитных волн со скоростью, соответствующей скорости света в пустоте $c \approx 2,998 \cdot 10^8$ м·с⁻¹. Это позволило Максвеллу высказать гипотезу об электромагнитной природе световых волн.

Согласно этой гипотезе излучение распространяется в пространстве в виде электромагнитной волны, представляющей собой периодическое колебание напряженностей электрического и магнитного полей. Распростра-

¹ «Ученые записки Имп. Казанского университета», 1842, № 3, с. 74.

нение электромагнитной волны в пространстве сопровождается переносом энергии по направлению движения волны. Электромагнитная теория Максвелла далеко не сразу была воспринята современниками и по выражению Л. Больцмана (1844—1906) «оставалась книгой за семью печатями» для большинства физиков 70—80-х годов прошлого столетия. Триумфом электромагнитной теории излучения явились результаты экспериментальных исследований Г. Герца (1857—1894), проведенных им в 1886—1889 гг., а также П. Н. Лебедева, получившего в 1895 г. излучения с длиной волны $\lambda=6$ мм.

Согласно теории Максвелла плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в пространстве по направлению оси X прямоугольной системы координат, описывается следующими уравнениями:

$$\mu\mu_0 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} = -\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x}; \quad (1-1)$$

$$\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x}, \quad (1-2)$$

где μ и ϵ — магнитная и диэлектрическая проницаемости среды;

μ_0 и ϵ_0 — магнитная и электрическая постоянные в международной системе единиц СИ;

\mathcal{E} и \mathcal{H} — мгновенные значения напряженностей электрической и магнитной составляющих поля;

t — время распространения волны;

x — расстояние исследуемой точки поля от источника излучения.

Дифференцируя (1-1) по x , а (1-2) по t и решая полученные уравнения совместно, получаем уравнение электромагнитной волны:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\mu\mu_0\epsilon\epsilon_0} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2}, \quad (1-3)$$

или

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\mu\epsilon} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2}, \quad (1-3a)$$

так как в системе СИ

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \text{ м}^{-1} \cdot \text{с} \cdot \text{А} \cdot \text{В}^{-1} \quad \text{и} \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1} \cdot \text{с} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{В}$$

и, следовательно,

$$\frac{1}{\epsilon_0\mu_0} = 9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-2} \approx c^2,$$

где $c = 2,99792458 \cdot 10^8$ м·с⁻¹ ≈ 3 · 10⁸ м·с⁻¹ — скорость распространения электромагнитных волн в безвоздушном пространстве;

$\frac{c^2}{\mu\varepsilon} = v^2$ — квадрат фазовой скорости распространения электромагнитных волн в любой среде.

Для гармонической волны, характеризующей *монохроматическое излучение*,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\max} \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right), \quad (1-4)$$

где \mathcal{E}_{\max} — амплитуда напряженности электрического поля, не зависящая от времени;

T — время полного периода колебания;

x/v — отношение, определяющее запаздывание колебаний в исследуемой точке по сравнению с колебаниями в точке расположения источника излучения.

Монохроматическим является такое излучение, у которого постоянны в пространстве и во времени амплитуда колебания \mathcal{E}_{\max} , скорость распространения волны v и время полного периода T .

Последняя из трех указанных характеристик излучения чаще всего заменяется *длиной волны* λ , определяемой длиной пути, пройденного за время полного периода, или *частотой колебания* v :

$$\lambda = vT; \quad v = 1/T \text{ и } \lambda v = v. \quad (1-5)$$

Длину волны излучения принято измерять в *микрометрах* (мкм) и *нанометрах* (нм) *, а частоту излучения — числом колебаний в 1 с. В физике часто монохроматическое излучение характеризуют *волновым числом* $\sigma = 1/\lambda$, определяющим число волн данного излучения на единицу длины в вакууме.

Распространяющаяся в пространстве электромагнитная волна несет с собой энергию, объемная плотность которой в любой точке поля определится суммой плотностей электрической и магнитной энергии:

$$q_e = \frac{\epsilon\epsilon_0\mathcal{E}^2 + \mu\mu_0\mathcal{H}^2}{2}, \quad (1-6)$$

* В физике за единицу длины волны излучения иногда принимают *ангстрем* [Å]: 1 Å = 10⁻¹⁰ мкм = 10⁻¹⁰ нм = 10⁻¹⁰ м.

где q_e — мгновенное значение объемной плотности энергии электромагнитного поля.

Среднее значение объемной плотности энергии за время полного периода

$$\bar{q}_e = 0,5 (\epsilon \epsilon_0 \bar{\mathcal{E}}^2 + \mu \mu_0 \bar{\mathcal{H}}^2) = 0,25 (\epsilon \epsilon_0 \mathcal{E}_{\max}^2 + \mu \mu_0 \mathcal{H}_{\max}^2), \quad (1-7)$$

где \mathcal{E}_{\max} и \mathcal{H}_{\max} — амплитуды напряженности электрического и магнитного полей.

Полученное уравнение позволяет определить поток энергии, пронизывающий замкнутый контур единичной площади в плоскости, перпендикулярной распространению волны. Так как энергия поля перемещается с фазовой скоростью $v = c / \sqrt{\epsilon \mu}$, то мгновенное значение потока энергии через единицу площади сечения, перпендикулярного потоку, равно произведению объемной плотности энергии на скорость распространения волны:

$$\Phi_e = q_e v = 0,5v (\epsilon \epsilon_0 \mathcal{E}^2 + \mu \mu_0 \mathcal{H}^2) = \\ = c \epsilon_0 \mathcal{E}^2 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} = \mathcal{E} \mathcal{H}, \quad (1-8)$$

так как согласно уравнению (1-1) $\mathcal{H} = \mathcal{E} \sqrt{\epsilon / \mu_0} c \sqrt{\mu}$.

Среднее значение потока энергии через единичную площадь в плоскости, перпендикулярной распространению волны,

$$\bar{\Phi}_e = \bar{q}_e v = 0,5v (\epsilon \epsilon_0 \bar{\mathcal{E}}^2 + \mu \mu_0 \bar{\mathcal{H}}^2) = v \epsilon \epsilon_0 \bar{\mathcal{E}}^2 = \frac{v \epsilon \epsilon_0}{2} \mathcal{E}_{\max}^2, \quad (1-8a)$$

где v — фазовая скорость распространения волны в исследуемом веществе.

Приведенное уравнение показывает, что поток оптического излучения, пронизывающий контур единичной площади, расположенный в плоскости, перпендикулярной распространению излучения, определяется произведением квадрата амплитуды напряженности электрического поля на скорость распространения излучения в исследуемой среде и на ее абсолютную диэлектрическую проницаемость.

1-3. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ

На рубеже XIX и XX вв. классическая электромагнитная теория света встретила затруднения при объяснении закона распределения энергии по спектру излучения черного тела — полного излучателя. Попытки создания на основе классической физики теоретических положений для объяснения найденной из опыта закономерности неизменно наталкивались на неудачу. Для преодоления противоречий между теоретическими положениями и данными эксперимента в 1900 г. Макс Планк (1858—1947) высказал мысль о дискретности излучения элементарных излучателей (атомов и молекул). Он предположил, что энергия элементарных излучателей может изменяться только скачками, кратными некоторому значению $\hbar\nu$, постоянному для данной частоты излучения. Минимальную «порцию» энергии монохроматического излучения М. Планк назвал *квантом энергии*:

$$Q_{\text{еф}} = \hbar\nu, \quad (1-9)$$

где $Q_{\text{еф}}$ — квант энергии излучения (энергия фотона);
 ν — частота излучения;
 \hbar — постоянная Планка (квант действия), равная $6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Ярким примером, подтверждающим квантовую сущность поглощения и преобразования энергии излучения, послужил фотоэлектрический эффект, детально исследованный профессором Московского университета А. Г. Столетовым (1839—1896).

Экспериментально доказанное в 1890 г. проф. П. Н. Лебедевым (1866—1912) наличие светового давления [9—11] позволило рассматривать излучение как поток материальных частиц, обладающих конечной массой. Акад. С. И. Вавилов в статье «Диалектика световых явлений» в 1934 г. писал про опыты П. Н. Лебедева по световому давлению¹: «*С этого момента... свет с полным основанием стал для физика одной из форм движущейся материи, и противопоставление света материи навсегда исчезло в этом синтезе*». В 1905 г. А. Эйнштейн (1879—1955), опираясь на накопившиеся к тому времени экспериментальные данные

¹ Вавилов С. И. — Под знаменем марксизма, 1934, № 4, с. 70.

и теоретические работы М. Планка [12—15], сформулировал фотонную теорию излучения на примере рассмотрения законов фотоэффекта и фотохимии. В этой теории *излучение рассматривается как поток частиц излучения*, названных А. Эйнштейном *фотонами*, с энергией $h\nu$. По мысли автора фотонной теории излучения фотоны не только возникают и распространяются дискретно, но также и поглощение излучения происходит отдельными фотонами.

Фотоны, энергия которых определяется однозначно частотой излучения, являются частицами материи, обладающими не только энергией $h\nu$, но также *импульсом*¹ (количеством движения) и *массой*. Вектор импульса фотона \vec{g} равен произведению постоянной Планка на *волновой вектор* $\vec{\sigma}$ [12]

$$\vec{g} = h\vec{\sigma}, \quad (1-10)$$

так как волновой вектор, направленный вдоль распространения излучения, численно равен волновому числу:

$$\vec{\sigma} = \vec{l}^0 \frac{\nu}{c}$$

где \vec{l}^0 — единичный вектор направления распространения излучения;

c — скорость распространения излучения в безвоздушном пространстве.

Согласно второму закону механики модуль вектора импульса силы равен приращению количества движения:

$$ft = \Delta(mv).$$

Следовательно, *импульс фотона* с частотой ν равен:

$$\frac{h\nu}{c} = m_{\phi}c,$$

откуда *масса фотона*

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (1-11)$$

Учитывая эти свойства фотона, следует различать понятие фотона и кванта энергии излучения. Это раз-

¹ Импульс определяется произведением силы на время действия.

личие определяет механизм процесса возникновения излучения, заключающийся не только в преобразовании энергии, сообщенной излучающей микрочастице, в самостоятельно существующий квант излучения, но и в переходе материи из формы вещества в форму электромагнитного поля (излучения). При поглощении излучения веществом происходит обратное превращение, которое возможно лишь в такой микросистеме (молекуле, атоме), в которой разность энергии двух из возможных энергетических состояний равна энергии фотона поглощаемого излучения.

В элементарных процессах взаимодействия фотона с частицей вещества должны соблюдаться законы сохранения энергии и импульса взаимодействующей системы:

$$\left. \begin{aligned} h\nu + Q_e &= h\nu' + Q'_e; \\ \vec{h}\sigma + \vec{g} &= \vec{h}\sigma' + \vec{g}', \end{aligned} \right\} \quad (1-12)$$

где Q_e и \vec{g} — энергия и импульс частицы до взаимодействия;

Q'_e и \vec{g}' — то же после взаимодействия;

$h\nu$ и $\vec{h}\sigma$ — энергия и импульс фотона до взаимодействия;

$h\nu$ и $\vec{h}\sigma'$ — то же после взаимодействия.

При начальных значениях энергии и импульса фотона, равных нулю ($v=0$ и $\sigma=0$), имеем случай возникновения фотона с частотой v' и импульсом \vec{g}' . Этот случай соответствует излучению фотона исследуемой системой.

Поглощение фотона взаимодействующей с ним системой характеризуется итоговыми значениями энергии и импульса фотона после взаимодействия ($v'=0$ и $\sigma'=0$). Как следует из уравнений законов сохранения энергии и импульса, поглощение фотона частицей вещества приводит к росту ее энергии и импульса ($Q'_e > Q_e$ и $\vec{g}' > \vec{g}$). Случай взаимодействия излучения с веществом, характеризуемый наличием фотона до и после взаимодействия, соответствует рассеянию излучения частицами вещества. В процессе такого взаимодействия возможно изменение как энергии фотона (комбинационное рассеяние), так и модуля вектора импульса и его направления (световое давление, молекулярное рассеяние).

Приведенные исходные уравнения квантовой теории взаимодействия показывают, что в начале XX в. наука о природе света вновь вернулась к корпускулярной теории.

рии на новой волновой основе. Это позволило объяснить сложные явления физической оптики [6, 16, 17]: интерференцию, поляризацию, дифракцию, фотоэффект, фотoluminesценцию и пр. Следовательно, истинное понимание всех свойств излучения определяется единством его волновых и корпускулярных свойств.

1-4. ОПТИЧЕСКАЯ ОБЛАСТЬ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ

Непрерывный спектр электромагнитных излучений распространяется от γ -лучей с минимальной длиной волны 10^{-7} мкм, возникающих при распаде радиоактивных элементов, до длинноволновых радиоизлучений и излучений генераторов переменного тока промышленной частоты с длиной волны 6000 км. В соответствии с широким диапазоном изменения длин волн и частот излучений очень значительно изменяются и их свойства, определяемые в значительной мере энергией фотона. Средняя область спектра электромагнитных излучений, охватывающая *инфракрасные излучения* с длинами волн от 1,0 мм до 0,78 мкм, *видимые излучения* — от 0,78 до 0,38 мкм и *ультрафиолетовые излучения* — от 0,38 до 0,01 мкм, носит название *оптической области спектра*. Излучения этой области спектра называются *оптическими излучениями*. Объединение этих излучений в одну группу объясняется как единством принципов возбуждения оптических излучений, так и общностью методов их преобразования и использования.

Видимое излучение (свет) — излучение, вызывающее непосредственно зрительное ощущение. Из полного диапазона оптической области спектра, состоящей из 15 октав, на видимую часть оптических излучений приходится лишь одна октава. Октавой спектра излучения принято считать область с диапазоном изменения длин волн (частот) в 2 раза. Наибольшей частью оптической области спектра является участок инфракрасных излучений, состоящий из 10 октав. Оптические излучения этого участка спектра обладают малыми значениями энергии фотона (от $2,0 \cdot 10^{-22}$ до $2,5 \cdot 10^{-19}$ Дж), вследствие чего инфракрасные излучения в основном обнаруживаются по их тепловому действию.

Инфракрасные излучения широко используются для нагрева и сушки. Развивающаяся техника производства и применения электронно-оптических преобразователей обеспечивает возможность видения при очень низких уровнях яркости (§ 1-23). Возможность зрительного восприятия окружающего пространства в темноте достигается преобразованием инфракрасных излучений в видимые с помощью электронно-оптических преобразователей. За последние

годы благодаря совершенствованию техники сенсибилизации (§ 3-11) инфракрасные излучения применяют в фотографической технике.

В отличие от инфракрасных, ультрафиолетовые излучения, обладая наибольшими для оптических излучений значениями энергии фотона (от $5,2 \cdot 10^{-19}$ до $2,0 \times 10^{-17}$ Дж), очень активно вступают во взаимодействие с веществом (фотолюминесценция — гл. 1, фотоэлектрическое и фотобиологическое действия — гл. 3). Масса фотонов оптического излучения порядка $10^{-35}—10^{-30}$ г.

Как известно, любое материальное тело, имеющее температуру выше нуля абсолютной шкалы, излучает энергию в окружающее пространство. Следовательно, все тела, с которыми нам приходится иметь дело в жизни, непрерывно обмениваются энергией, так как любой поток излучения¹ переносит энергию от излучающего тела к поглощающему. Потоки излучения, распространяющиеся в окружающем нас пространстве, создают постоянно существующее *поле оптических излучений*, характеризуемое направлением и интенсивностью переноса энергии излучения [18].

Для изучения закономерностей распространения в пространстве этой разновидности энергии необходимо установить ее величины и выбрать для них единицы, при помощи которых можно было бы количественно характеризовать поле оптических излучений.

Б. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

1-5. ЭНЕРГИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Как было показано в предшествующем разделе, поле оптического излучения связано с переносом энергии, представляющей меру движения материи особой формы — излучения. *Энергия излучения*, являясь его количественной мерой, измеряется в международной системе единиц СИ в джоулях (Дж).

¹ Вследствие того что в светотехнике приходится иметь дело лишь с оптическими излучениями, в дальнейшем будем, как правило, слово «оптическое» опускать.

Как известно, движение материи лежит в основе всех явлений природы. В природе неизменно происходит преобразование форм этого непрерывного движения, причем в преобразовании одной формы движения в другую заключается сущность любого физического процесса. Так, при возникновении теплового излучения происходит превращение теплового движения молекул излучающего тела в излучение. При поглощении излучения каким-либо телом происходит преобразование энергии излучения в энергию другой формы движения материи.

Поглощенная телом энергия излучения чаще всего превращается в энергию теплового движения молекул, которую измеряют также в *джоулях**.

В процессе возникновения и поглощения излучения единицей энергии возбуждения элементарных излучателей (атома, молекулы) принято считать *электрон-вольт* (эВ), численно равный энергии, приобретаемой движущимся электроном, проходящим участок поля с разностью потенциалов 1 В:

$$1 \text{ эВ} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}; \\ 1 \text{ Дж} = 6,25 \cdot 10^{18} \text{ эВ}.$$

1-6. ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ

При построении системы энергетических характеристик излучения исходной величиной удобнее считать не энергию, а *мощность ее переноса*, т. е. *энергию излучения, переносимую потоком фотонов в единицу времени*. *Мощность переноса энергии излучения* принято называть *потоком излучения (лучистым потоком)*. Согласно этому определению поток излучения можно записать следующим уравнением¹:

$$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt}, \quad (1-13)$$

где Φ_e — мгновенное значение потока излучения.

При определении мгновенного значения любой энергетической (лучистой) величины, в частности потока излучения, следует учитывать, что мгновенное значение является средней статистической характеристикой тех микропроцессов, которые в совокупности составляют

* Прежняя единица количества теплоты — *калория*: 1 Дж = = 0,239 кал, 1 кал = 4,1868 Дж.

¹ По Международному светотехническому словарю допускается обозначение энергетических величин и без индекса *e*.

излучение. Учет микропроцессов при расчете характеристик поля излучений обычно не представляет интереса как вследствие того, что длительность этих процессов ничтожно мала по сравнению с полным временем использования излучения, так и потому, что излучатели конечных размеров содержат бесчисленное множество элементарных вибраторов, излучающих хаотично. В результате этого мгновенные значения потока излучения и других энергетических характеристик являются макроскопическими по времени в сравнении с длительностью микропроцессов.

За единицу потока излучения принят ватт (Вт). Из (1-13) следует:

$$1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1} = 6,25 \cdot 10^{18} \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Согласно (1-8а) макроскопическое мгновенное значение потока излучения, пронизывающего поверхность единичной площади, расположенную перпендикулярно направлению распространения излучения, определяется величиной, пропорциональной произведению квадрата амплитуды напряженности электрического поля на скорость распространения волны:

$$\Phi_e = \frac{U \epsilon \epsilon_0}{2} E_{\max}^2, \quad (1-14)$$

где E_{\max} — амплитуда напряженности электрического поля.

Для полной качественной и количественной характеристики потока излучения необходимо знать:

а) распределение потока излучения по времени, т. е. функцию, описывающую зависимость макроскопических мгновенных значений потока от времени;

б) распределение потока излучения в пространстве, т. е. функцию распределения пространственной плотности потока по различным направлениям;

в) распределение потока излучения по спектру.

При анализе распределения потока излучения по времени обычно пренебрегают квантовой дискретностью излучения, считая излучение непрерывным. В практической светотехнике квантовую дискретность излучения учитывают лишь при анализе процессов поглощения и преобразования энергии излучения (§ 2-18 и гл. 3).

Возможность рассматривать распространение излучения как непрерывный процесс определяется малыми значениями энергии фотонов оптического излучения, а следовательно, огромным коли-

чеством их даже в излучениях малой мощности. Так, лампа накаливания мощностью 100 Вт ежесекундно излучает в пространство более $5 \cdot 10^{20}$ фотонов. Следовательно, на каждый квадратный сантиметр поверхности, перпендикулярной лучам, на расстоянии 100 м от лампы каждую секунду будет падать около $0,4 \cdot 10^{12}$ фотонов. Допустимость понятия о непрерывности излучения может характеризоваться также следующим примером: если нагревание 1 см³ воды на 1°C (для чего требуется сообщить воде количество тепла, равное 1 Дж) произвести за счет поглощения одиородного излучения $\lambda=0,55$ мкм с потоком 1000 фотонов в секунду, то необходимо накапливать энергию этого излучения в течение 76 млн. лет.

При включении источников в сеть переменного тока возникают колебания (пульсация) потока излучения во времени. Излучаемый поток колеблется относительно среднего значения с двойной частотой по сравнению с частотой переменного тока. Колебания потока излучения можно характеризовать коэффициентом пульсации, определяющим периодические отклонения потока от среднего его значения:

$$k_p = \frac{\Phi_{\text{емакс}} - \Phi_{\text{емин}}}{2\Phi_{\text{ср}}} \cdot 100 \%, \quad (1-14a)$$

где $\Phi_{\text{емакс}}$ и $\Phi_{\text{емин}}$ — максимальное и минимальное значения потока излучения за период времени $T=0,02$ с (при питании источника переменным током 50 Гц);

$\Phi_{\text{ср}} = \frac{1}{T} \int_0^T \Phi_e(t) dt$ — среднее значение потока излучения за полный период T ;

$\Phi_e(t)$ — функция изменения мгновенных макроскопических значений потока по времени.

Глубина пульсации потока зависит от инерционных свойств источников излучения.

Газоразрядные источники излучения практически безынерционны. Например, в газоразрядных лампах высокого давления типа ДКсТ (дуговые ксеноновые трубчатые лампы) происходит практически полное затухание газового разряда в момент времени, когда ток в цепи лампы равен нулю. Люминесцентные лампы низкого давления, например типа ЛД (дневного света), ЛБ (белого света) и высокого давления типа ДРЛ (дуговые ртутные люминесцентные лампы) — инерционные источники вследствие инерционности люминофоров, нанесенных на внутреннюю поверхность колб ламп (§ 1-39). Поток излучения таких источников имеет некоторое

конечное значение при токе, равном нулю. Поэтому в функции изменения их потока во времени имеется постоянная составляющая. Глубина пульсации потока в этом случае определяется инерционностью излучения люминофоров. Например, у ламп типа ЛД она больше, чем у ламп ЛБ. Наименее инерционны лампы ДРЛ. Термическое излучение электрических источников инерционно. Колебания потока излучения ламп накаливания незначительны и чем больше мощность лампы, тем глубина пульсации потока меньше.

Когда оценивают действие излучения на приемники, учитывают инерционные свойства приемников. В большинстве случаев приемники инерционны. Поэтому пульсацией потока излучения преиебрывают. Например, если колебания потока происходят с частотой 100 периодов в 1 с, которые имеют место при питании источника переменным током 50 Гц, реакция приемника на излучения определяет средний поток. Среднее значение потока излучения за отрезок времени $\Delta t = t_2 - t_1$ равно:

$$\Phi_{e \text{ср}} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} \Phi_e(t) dt. \quad (1-146)$$

Такие источники, как импульсные, которые тоже излучают пульсирующий во времени поток, характеризуют не только средними интегральными за время одной или нескольких вспышек, но также и мгновенными макроскопическими значениями потока излучения или пространственной плотности потока (силы излучения) в течение импульса.

Пульсация потока источников излучения в некоторых случаях целесообразна, например в кинопроекционной технике. В ряде случаев пульсации потока излучения вредны. Глубокие колебания потока излучения во времени вызывают:

- 1) стrobоскопический эффект — изменение зрительного ощущения движущегося предмета при облучении его пульсирующим потоком;
- 2) пульсацию плотности потока излучения во времени на рабочей поверхности;
- 3) зрительное утомление и снижение производительности труда.

Вследствие этого необходимо принимать соответствующие меры для снижения глубины колебания потока, например использовать схемы включения источников, обеспечивающие уменьшение пульсации потока излучения. С ростом частоты питания глубина пульсации потока источников также уменьшается.

1-7. СИЛА ИЗЛУЧЕНИЯ

Пространственную плотность потока излучения, называемую силой излучения¹, принято определять отношением потока излучения $d\Phi_e$ к телесному углу $d\Omega$,

¹ По Международному светотехническому словарю — также энергетической силой света.

в пределах которого заключен и равномерно распределен поток излучения $d\Phi_e$:

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}, \quad (1-15)$$

где I_e — сила излучения.

Телесный угол, как известно, представляет собой часть пространства, ограниченную конической поверхностью с вершиной в точке расположения источника излучения. Телесный угол (рис. 1-1) определяется отношением площади сферической поверхности, заключенной внутри конуса телесного угла с вершиной в центре сферы, к квадрату радиуса этой сферы:

$$\Omega = \frac{A_{c\phi}}{r^2}. \quad (1-16)$$

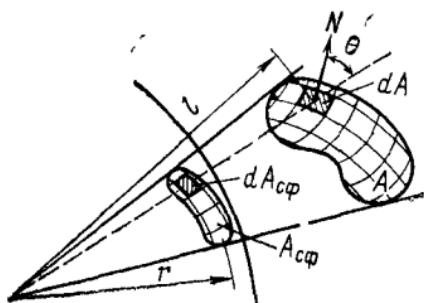


Рис. 1-1.

Приведенное равенство позволяет написать общий вид уравнения, определяющего телесный угол, опирающийся на некоторую поверхность A :

$$\Omega = \int_A \frac{\cos \theta}{r^2} dA, \quad (1-16a)$$

где θ — угол между нормалью к элементу dA поверхности, на которую опирается телесный угол, и направлением l от вершины телесного угла до элемента dA (рис. 1-1).

Единицей телесного угла принято считать *стерадиан* (ср), для которого площадь поверхности, вырезаемой образующими телесного угла на сфере, численно равна квадрату радиуса сферы. Нетрудно видеть, что максимальный телесный угол, соответствующий телесному углу всего пространства вокруг точки, равен 4π ср. Единицей измерения силы излучения служит $\text{Вт}\cdot\text{ср}^{-1}$.

Понятие силы излучения применимо к небольшим по размерам излучателям, которые на расстоянии, значительно большем размеров источника, можно принять за точку, помещенную в вершину телесного угла, считая,

что излучение исходит из этой точки. Такие излучатели принято называть точечными. «Точечность» излучателя определяется не линейными размерами излучающего тела, а их отношением к расстоянию до той точки поля, в которой оценивается действие излучателя. Относя исследуемый источник к группе точечных излучателей и условно принимая его за математическую точку, его распределение силы излучения в пространстве следует считать таким же, как у действительного излучателя конечных размеров.

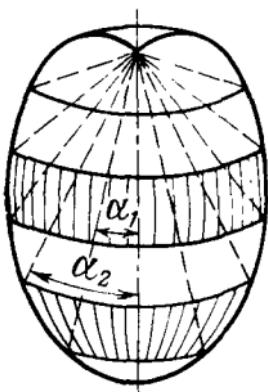


Рис. 1-2.

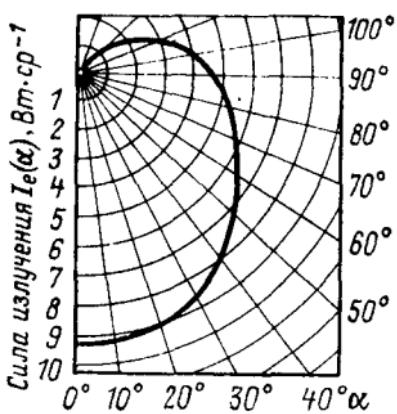


Рис. 1-3.

Излучатели, применяемые на практике, не имеют равномерного распределения потоков излучения в пространстве. Следовательно, значение силы излучения любого точечного излучателя должно указываться направлением.

Для наглядной характеристики распределения силы излучения в пространстве часто пользуются *фотометрическим телом* излучателя, представляющим часть пространства, ограниченного поверхностью, являющейся геометрическим местом точек концов радиусов-векторов силы излучения по различным направлениям пространства (рис. 1-2).

В зависимости от характера распределения силы излучения в пространстве, следовательно, от формы фотометрического тела, все излучатели делят на:

- круглосимметричные;
- несимметричные.

Круглосимметричные излучатели обладают одинаковыми значениями силы излучения по всем направлениям, равноудаленным от некоторой оси, которую следует считать осью симметрии излучателя. Следовательно, круглосимметричным излучателем является такой излучатель, фотометрическое тело которого представляет собой тело вращения (рис. 1-2).

Для круглосимметричного излучателя необходимой и достаточной координатой направления луча является угол α между осью симметрии и направлением задан-

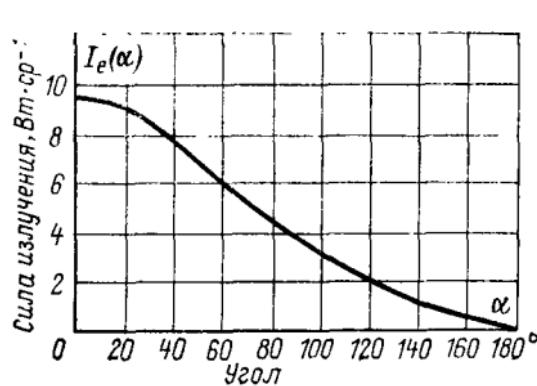


Рис. 1-4.

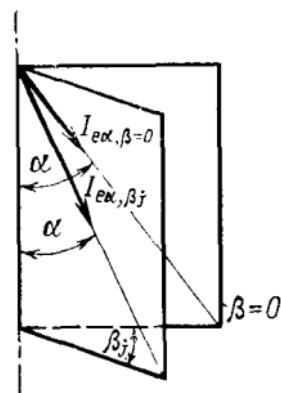


Рис. 1-5.

ного луча. Следовательно, характеристику пространственного распределения потока круглосимметричных излучателей можно изобразить кривой $I_e(\alpha)$, называемой *кривой силы излучения*. Такие кривые обычно принято строить в полярной (рис. 1-3) или прямоугольной (рис. 1-4) системах координат для продольного сечения фотометрического тела через ось симметрии (продольная кривая силы излучения). Прямоугольную систему координат принято применять при значительной концентрации потока излучения.

Несимметричные излучатели не обладают круговой симметрией относительно их оси, следовательно, фотометрическое тело таких излучателей отлично от тела вращения. Угловые координаты α для фиксации направления с одинаковыми значениями силы излучения в этом случае недостаточно, так как значения $I_e(\alpha)$ неодинаковы для различных меридиональных плоскостей β (рис. 1-5). Следовательно, для несимметричных излучателей необходимыми и достаточными координатами направлений являются углы α и β . В этих случаях сила излучения является функцией двух углов $I_e(\alpha, \beta)$.

Графическое изображение распределения силы излучения возможно семейством кривых $I_e(\alpha)$ для различных значений $\beta=\text{const}$ в полярной системе координат (рис. 1-6), а также семейством кривых равных значений $I_e(\alpha, \beta)$ в полярной, или прямоугольной системах координат α, β (см. рис. 1-20, *a, б*).

Распределение силы излучения позволяет рассчитать полный поток излучателя. Наиболее прост этот расчет

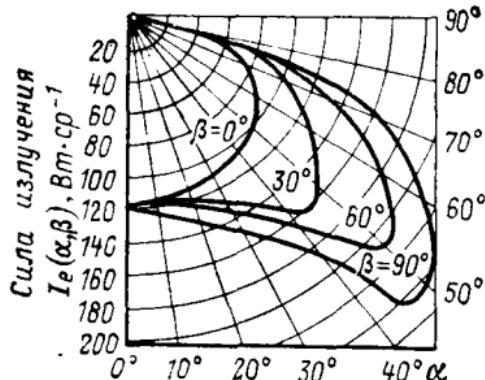


Рис. 1-6.

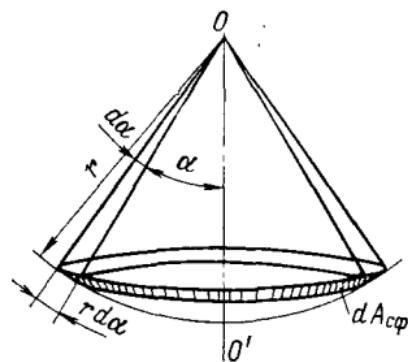


Рис. 1-7.

для круглосимметричных излучателей. Для этой цели выделим элементарно малый телесный угол $d\Omega_\alpha$, образованный двумя коническими поверхностями с углами раскрытия α и $\alpha+da$ (рис. 1-7). Этот элементарный зональный телесный угол опирается на бесконечно узкий сферический пояс, площадь которого будет равна:

$$dA_{c\phi} = 2\pi r^2 \sin \alpha \, da,$$

так как ширина сферического пояса равна $r \, da$ и длина его равна $2\pi r \sin \alpha$. Зональный телесный угол $d\Omega_\alpha$ при этом

$$d\Omega_\alpha = \frac{dA_{c\phi}}{r^2} = 2\pi \sin \alpha \, da.$$

Следовательно, поток излучения в зоне от α до $\alpha+da$ будет равен:

$$d\Phi_{e\alpha} = I_{e\alpha} d\Omega_\alpha = 2\pi I_{e\alpha} \sin \alpha \, da. \quad (1-17)$$

Полный поток излучателя определяется интегрированием полученного уравнения в пределах всего простран-

ства, т. е. от $\alpha=0$ до $\alpha=\pi$:

$$\Phi_e = 2\pi \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} I_e(\alpha) \sin \alpha d\alpha. \quad (1-18)$$

Если функция распределения силы излучения задана графически, расчет проводят, принимая силу излучения постоянной в пределах конечного зонального телесного угла:

$$(\Delta\Phi_e)_{\alpha_i \alpha_j} = 2\pi (I_e)_{\alpha_i \alpha_j} \int_{\alpha_i}^{\alpha_j} \sin \alpha d\alpha = 2\pi (I_e)_{\alpha_i \alpha_j} (\cos \alpha_i - \cos \alpha_j). \quad (1-18a)$$

Полный поток излучателя определится приближенно суммой зональных потоков:

$$\Phi_e = \sum_{\alpha=0}^{\pi} (\Delta\Phi_e)_{\alpha_i \alpha_j} = 2\pi \sum_{\alpha=0}^{\pi} (I_e)_{\alpha_i \alpha_j} (\cos \alpha_i - \cos \alpha_j), \quad (1-18b)$$

$$\text{где } (I_e)_{\alpha_i \alpha_j} = \frac{(I_e)_{\alpha_i} + (I_e)_{\alpha_j}}{2}, \text{ или } (I_e)_{\alpha_i \alpha_j} = (I_e)_{\frac{\alpha_i + \alpha_j}{2}}.$$

Погрешность приближенного расчета потока излучения определяется принятым значением $\Delta\alpha_{ij} = \alpha_j - \alpha_i$ и формой кривой распределения силы излучения $I_e(\alpha)$. Чем быстрее изменяется $I_e(\alpha)$, тем меньше следует принимать $\Delta\alpha_{ij}$ во избежание больших погрешностей. В тех случаях, когда изменение силы излучения достигает 10—20% на 1° (излучатели прожекторного типа), значения $\Delta\alpha_{ij}$ принимают не более 1° . Для излучателей, не имеющих большой концентрации потока излучения, расчет проводят по зонам $\Delta\alpha_{ij} = 10^\circ$. Погрешность расчета при этом обычно не превышает 0,5—1,0%. Так, для $I_e(\alpha) = I_{e0} \sin \alpha$ погрешность $\delta = 0,4\%$ и для $I_e(\alpha) = I_{e0} \cos \alpha$ погрешность $\delta = 0,2\%$.

При расчете потока излучения несимметричных излучателей, $I_e(\alpha, \beta)$ для каждой зоны пространства следует принимать средним из всех значений силы излучения для различных β с постоянным приростом $\Delta\beta = 5-10^\circ$.

$$\bar{I}_{e\alpha} = \frac{(I_e)_{\alpha\beta_1} + (I_e)_{\alpha\beta_2} + \dots + (I_e)_{\alpha\beta_n}}{n}.$$

1-8. ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ (ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СВЕТИМОСТЬ)

Применяемые в светотехнической практике излучатели всегда имеют конечные размеры. Следовательно, каждый излучатель обладает конечной поверхностью,

с которой поток излучения распространяется в пространстве. В общем случае различные участки поверхности излучателя, обладающие одинаковой площадью, излучают в окружающее пространство различные по величине потоки. Для оценки равномерности и интенсивности излучения вводят понятие *плотности потока излучения по поверхности излучателя*, называя ее *энергетической светимостью* (*плотностью излучения*).

Как следует из определения, плотность потока излучения M_e численно равна отношению потока излучения $d\Phi_e$ к площади поверхности излучающего тела $dA_{\text{и}}$, в пределах которой излучение можно принять равномерным по поверхности:

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA_{\text{и}}}. \quad (1-19)$$

Среднее значение $M_{e\text{ср}} = \Phi_e/A$. Единица плотности потока излучения $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$.

Для характеристики плотностей излучений, с которыми приходится встречаться на практике, приведем некоторые значения M_e :

Солнце	$M_e = 6,1 \cdot 10^7 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$
Нить лампы накаливания	$M_e = 2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$
Люминесцентная лампа	$M_e = 300 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$

1-9. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЯРКОСТЬ

С понятием плотности потока излучения не связано никакое представление о направлении излучения, вследствие чего эта величина предназначена для характеристики *равноярких излучателей* по любому направлению. Отношение силы излучения таких излучателей в любом направлении к площади проекции на плоскость, перпендикулярную данному направлению, постоянно.

Силу излучения с единицы площади проекции поверхности излучающего тела на плоскость, перпендикулярную направлению излучения (рис. 1-8), принято называть *энергетической яркостью поверхности излучателя*.

Согласно приведенному определению **энергетическую яркость** $L_{e\alpha\beta}$ в заданном направлении α, β можно выразить следующим равенством:

$$L_{e\alpha\beta} = \frac{dI_{e\alpha\beta}}{\cos \alpha dA}, \text{ или } L_{e\alpha\beta} = \frac{d^2\Phi_{e\alpha\beta}}{\cos \alpha dA d\Omega_{\alpha\beta}}. \quad (1-20)$$

Единицей энергетической яркости служит $\text{Вт}\cdot\text{ср}^{-1}\cdot\text{м}^{-2}$.

Излучения большинства применяемых на практике излучателей, как тепловых, так и люминесцентных, близки по своим характеристикам к равнояркому излучению по различным направлениям α, β в пространстве. Для таких излучателей энергетическая яркость

$$L_e = \frac{I_{e\alpha\beta}}{A_{\alpha\beta}}, \quad (1-20a)$$

где $I_{e\alpha\beta}$ — сила излучения в направлении α, β ;

$A_{\alpha\beta}$ — площадь проекции излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную направлению α, β .

Для равноярких излучателей соотношение между энергетической яркостью и плотностью потока излучения постоянно. Согласно (1-20) сила излучения некоторого элементарного участка dA поверхности излучателя по направлению α, β будет равна:

$$dI_{e\alpha\beta} = L_{e\alpha\beta} \cos \alpha dA.$$

Пользуясь (1-18), можно рассчитать поток $d\Phi_e$, излучаемый участком dA поверхности равнояркого излучателя:

$$d\Phi_e = 2\pi L_e dA \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi/2} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = \pi L_e dA. \quad (1-20b)$$

Для равнояркой поверхности конечных размеров площадью A

$$\Phi_e = \pi L_e A. \quad (1-20b)$$

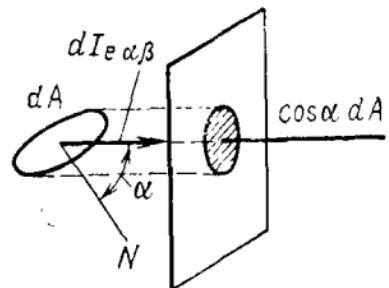


Рис. 1-8.

Из уравнений (1-20б) и (1-20в) следует:

$$L_e = \frac{d\Phi_e}{\pi dA} = \frac{M_e}{\pi};$$

для поверхностей конечных размеров

$$L_e = \frac{\Phi_e}{\pi A} = \frac{M_e}{\pi}; M_e = \pi L_e.$$

} (1-21)

Следовательно, для оценки равномерности излучения по поверхности равнояркого излучателя можно с одинаковым успехом применять плотность излучения и энергетическую яркость. Для неравноярких излучателей характеристикой распределения излучения по поверхности и в пространстве может являться только яркость.

Взаимосвязь между величинами для равноярких излучателей простейшей формы представлена в § 1-26.

1-10. ПЛОТНОСТЬ ОБЛУЧЕНИЯ

Обнаружить и определить излучение в пространстве возможно лишь тогда, когда частично энергия этого излучения будет поглощена и преобразована в другой вид энергии. По значению преобразованной энергии можно судить о количественных характеристиках излучения в той зоне пространства, где произошло поглощение и преобразование излучения. Вполне понятно, что любое тело будет поглощать тем большую энергию излучения, чем больший поток излучения будет падать на единицу площади поверхности облучаемого тела. Таким образом, плотность падающего потока излучения по поверхности облучаемого тела может служить одной из основных характеристик поля в той его зоне, где расположена облучаемая поверхность. *Плотность падающего потока излучения по облучаемой поверхности* принято называть *плотностью облучения** (облученностью). Плотность облучения определяется отношением потока излучения $d\Phi_e$, упавшего на поверхность dA_o и равно-

* По Международному светотехническому словарю — также *энергетической освещенностью*.

мерно распределившегося по ней, к площади этой поверхности:

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA_o}. \quad (1-22)$$

Среднее значение $E_{e\text{ср}} = \Phi_e / A$.

Сопоставляя (1-19) и (1-22), можно видеть, что плотность излучения M_e и плотность облучения E_e определяются аналогичными отношениями. Различие между этими величинами заключается лишь в том, что плотность излучения определяет плотность потока излучения по поверхности излучателя A_n (первичные из-

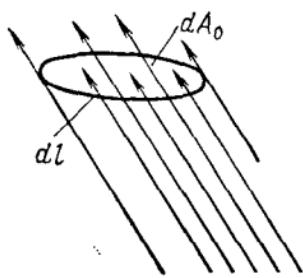


Рис. 1-9.

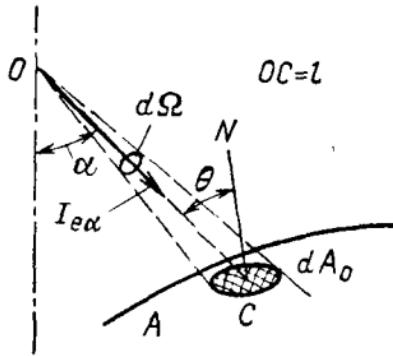


Рис. 1-10.

лучатели), а также по поверхностям тел, отражающих и пропускающих поток излучения, а плотность облучения — плотность потока, падающего на облучаемую поверхность A_o .

Вполне понятно, что для этих величин единицы будут одинаковы. Следовательно, единицей плотностей облучения и излучения является $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$.

Плотность облучения может определяться в любой точке поля излучений как отношение потока, пронизывающего с одной стороны некоторый воображаемый плоский контур dl (рис. 1-9), к площади dA_o , ограниченной этим контуром. При повороте плоскости контура dl будет меняться поток, пронизывающий контур, а следовательно, будет меняться и плотность облучения. Из этого следует, что плотность облучения является функцией точки и направления. Вследствие того что в каждой точке пространства возможно бесчисленное количество ориентаций элемента поверхности, в каждой точке поля возможно бесчисленное количество значений плотности облучения.

При наличии в поле нескольких излучателей средняя плотность облучения какой-либо поверхности может определяться отношением суммы потоков излучения от каждого излучателя к общей площади поверхности облучаемого объекта.

Расчет плотности облучения, создаваемого точечным излучателем с заданным распределением силы излучения, должен производиться по известному из курса физики закону квадрата расстояния (рис. 1-10):

$$E_e = \frac{I_{ea} d\Omega}{dA_0} = \frac{I_{ea}}{l^2} \cos \theta, \quad (1-23)$$

где I_{ea} — сила излучения по направлению к элементу облучаемой поверхности;

θ — угол падения луча на облучаемый элемент поверхности;

l — расстояние от точки расположения точечного излучателя до облучаемого элемента поверхности dA_0 .

К точечным источникам излучения относятся такие излучатели, освещенность от которых определяется с требуемой точностью по закону квадрата расстояния. Закон квадрата расстояния является приближенным, с тем большей точностью, чем меньше размеры излучателя по сравнению с расстоянием от него до исследуемой точки поля.

1-11. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭКСПОЗИЦИЯ

В некоторых случаях преобразования излучения (фотохимическое, фотобиологическое и некоторые другие) необходимо знать не только плотность облучения поверхности тела, в котором происходит процесс преобразования, но также и длительность этого процесса. В этих случаях следует определять произведение плотности облучения на время действия. *Величина, определяющая энергию излучения, упавшую на единицу площади облучаемой поверхности в течение всего времени действия, носит название энергетическая экспозиция (количество облучения).* В общем случае, когда поток излучения изменяется в течение времени действия, энергетическая экспозиция какой-либо поверхности

$$H_e = \int_{t_1}^{t_2} E_e(t) dt, \quad (1-24)$$

где $E_e(t)$ — мгновенные значения плотности потока излучения по облучаемой поверхности, для которой рассчитывается энергетическая экспозиция H_e в интервале времени от t_1 до t_2 .

При $E_e(t) = \text{const}$

$$H_e = E_e t. \quad (1-24a)$$

Единица энергетической экспозиции Дж·м⁻².

1-12. СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Впервые естественный солнечный свет был разложен на составные монохроматические излучения И. Ньютона в 1666 г. при пропускании узкого пучка лучей через стеклянную призму. Современные спектральные приборы высокой разрешающей силы позволяют выделять очень узкие полосы спектра (шириной до 10⁻⁵ мкм). Измерения такими приборами показывают, что даже спектральные линии излучения свободного атома в парах низкого давления обладают некоторой конечной шириной, следовательно, состоят из совокупности нескольких излучений с частотами, очень близкими друг к другу.

Невозможность получения монохроматического излучения, характеризуемого гармонической волной [см. (1-4)] и состоящего из потока фотонов одинаковых по энергии и импульсам, объясняется рядом причин. Как известно из курса физики, Х. Доплером установлено изменение частоты излучения движущегося относительно наблюдателя источника в зависимости от скорости и направления движения. Наличие быстрых хаотических движений излучающих молекул и атомов приводит согласно принципу Х. Доплера к некоторому различию частот одинаково излучающих атомов, находящихся в неодинаковых условиях движения относительно наблюдателя. Как показывает опыт, повышение температуры люминесцирующего газа приводит к расширению каждой спектральной линии, что подтверждает высказанное положение о роли эффекта Доплера.

Второй причиной невозможности получения монохроматического излучения является конечное время существования волны, ограниченное моментами возникновения и поглощения излучения. Как известно, обязательным условием «монохроматичности» волны является отсутствие зависимости частоты, амплитуды и начальной

фазы от времени. В любой реальной волне, существующей в течение некоторого конечного времени, происходит мгновенное изменение амплитуды от нуля до некоторого установившегося значения в момент возникновения волны и от установившегося значения до нуля в моменты поглощения. Пользуясь теоремой Фурье, такой волновой импульс можно разложить на совокупность монохроматических волн. Вполне понятно, что чем длительнее существует волна, т. е. чем больше колебаний совершают элементарный излучатель за все время действия, тем ближе к монохроматической будет волна реального излучения.

Ко всему сказанному следует добавить, что технически невозможно в процессе измерения энергии излучения выделить бесконечно узкую область спектра, так как по мере сужения этой области в ней уменьшается поток, стремящийся в пределе к нулю.

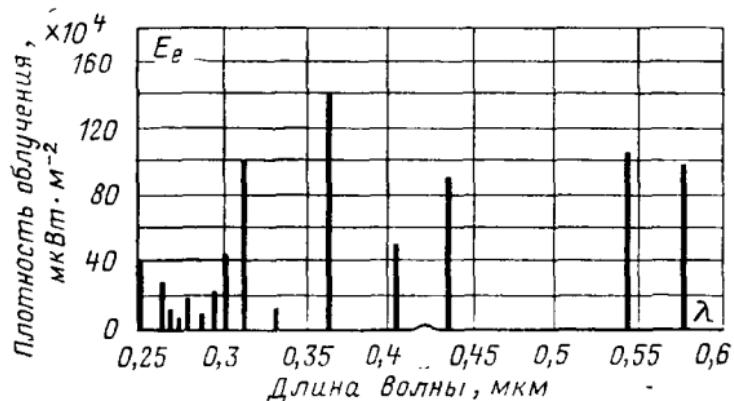


Рис. 1-11.

В отличие от монохроматического излучения, характеризуемого гармонической волной, условимся применять термин *однородное излучение*, под которым будем понимать излучение на узком конечном участке спектра с шириной $\Delta\lambda$, определяемой требованиями точности спектральных измерений или расчетов. Таким образом, *однородное излучение эквивалентно монохроматическому в пределах точности, определяемой практикой светотехнических расчетов и измерений*.

Все встречающиеся в практике излучения можно разделить на две группы: однородные и сложные. *Сложные излучения* отличаются от однородных тем, что они представляют совокупность большего или меньшего числа однородных излучений. Сложные излучения могут быть с линейчатым, полосатым и сплошным спектрами. Полосатые спектры характерны для вращатель-

¹ В физике однородное излучение принято называть квазимонохроматическим.

ноги и колебательного излучений молекул в инфракрасной части спектра. Излучения этого типа получаются в результате слияния большого числа близко расположенных размытых спектральных линий в полосы различной ширины. Сплошные спектры характерны для теплового излучения, а также для люминесценции жидких и твердых тел. Спектральное распределение таких излучений принято давать на графиках или в таблицах, фиксирующих плотности облучения или потоки излучения для каждой линии или полосы в отдельности (рис. 1-11).

Спектральное распределение потока излучения со сплошным спектром можно было бы изображать также, откладывая для каждого участка спектра шириной $\Delta\lambda$ столбик с высотой, равной однородному потоку на этом участке спектра (рис. 1-12).

Построение такого графика

можно заменить таблицей значений однородных потоков для каждого участка спектра с постоянной разностью длин волн¹. Выбор ширины каждого участка спектра $\Delta\lambda$ определяется градиентом потока излучения:

$$d\Phi_e(\lambda) / d\lambda.$$

Вследствие того что пользование такими графиками (таблицами) однородных потоков неудобно, особенно в практике цветовых расчетов, для характеристики спектрального распределения сплошного излучения принимают некоторую условную величину — *спектральную плотность потока излучения*. Эта величина определяется отношением однородного потока $\Delta\Phi_{e\lambda}$ к ширине узкой полосы спектра $\Delta\lambda$, в которой заключен однородный поток:

$$\varphi_{e\lambda} = \frac{\Delta\Phi_{e\lambda}}{\Delta\lambda}. \quad (1-25)$$

Спектральная плотность потока излучения измеряется в $\text{Вт}\cdot\text{мкм}^{-1}$.

¹ Такие же графики и таблицы можно составлять также и для зон с постоянным приростом частоты излучения.

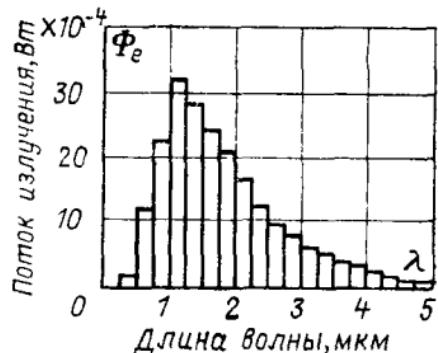


Рис. 1-12.

Для повышения точности характеристики спектрального распределения потока излучения следует стремиться к возможно минимальной ширине участка спектра $\Delta\lambda$. Принимая ширину этого участка стремящейся к нулю, получим в пределе¹:

$$\varphi_{e\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \frac{\Delta\Phi_{e\lambda}}{\Delta\lambda} = \frac{d\Phi_{e\lambda}}{d\lambda}, \quad (1-26)$$

где $d\Phi_{e\lambda}$ — поток монохроматического излучения.

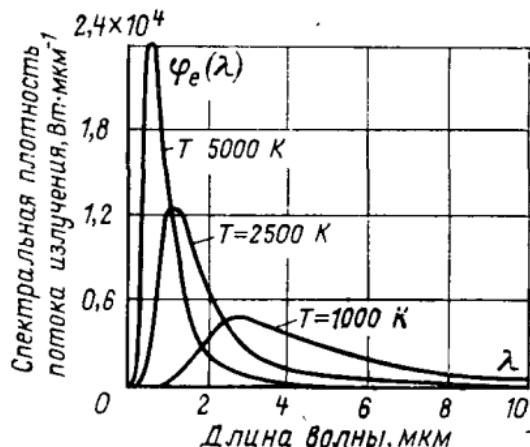


Рис. 1-13.

Функцию спектральной плотности излучения $\varphi_e(\lambda)$ принято строить в прямоугольной системе координат (рис. 1-13). Интегрируя заданную функцию спектральной плотности потока излучения (1-26) по всему оптическому спектру (от $\lambda_i=0,01$ мкм до $\lambda_j=1$ мм), получим поток излучения²:

$$\Phi_e = \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi_e(\lambda) d\lambda. \quad (1-27)$$

Пределы интегрирования функции $\varphi_e(\lambda)$ автоматически устанавливаются границами спектра излучения (рис. 1-13).

¹ По Международному светотехническому словарю $\Phi_{e\lambda}$.

² Часто обозначают интеграл в пределах от 0 до ∞ .

Если функция $\varphi_e(\lambda)$ задана графически, поток излучения определяется площадью, ограниченной кривой $\varphi_e(\lambda)$ и осью абсцисс. В тех случаях, когда требуется определить поток излучения в какой-либо зоне спектра, например в зоне видимого участка спектра, пределы интегрирования определяются границей зоны (для видимого излучения $\lambda_1=0,380$ мкм и $\lambda_2=0,780$ мкм).

Для любого излучения со сплошным спектром функция спектральной плотности потока излучения имеет максимум. Этот максимум для теплового излучения смещается в сторону коротких волн при повышении температуры излучающего тела. На основании сопоставления двух кривых $\varphi_e(\lambda)$ можно судить о качественных изменениях исследуемого излучения.

Так, сопоставляя излучения черного тела с температурами $T_1=2500$ К и $T_2=5000$ К (рис. 1-13), можно сказать, что при повышении температуры происходит относительное перераспределение потока излучения по спектру в сторону увеличения доли коротковолновой части излучения за счет уменьшения доли длинноволновой его части. Масштабы кривых (рис. 1-13) выбраны таким образом, чтобы суммарный поток излучения был одинаковым для всех температур. По положению максимума кривой $\varphi_e(\lambda)$ нельзя судить, как это иногда делают, о максимуме распределения потока излучения в спектре, так как понятие спектральной плотности в некоторой мере условно. Условность этого понятия определяется условным выбором метода анализа плотности распределения потока излучения по спектру. В частности, при выборе функции $\varphi_e(\lambda)$ плотность распределения потока определялась по равноволновому спектру, т. е. на единицу длины волны излучения (рис. 1-14). Можно определить плотность распределения потока по равночастотному спектру, т. е. на единицу частоты колебаний (рис. 1-15). Нетрудно убедиться, что найденная этим новым методом функция спектральной плотности потока излучения была бы иной.

Докажем это, введя понятие о спектральной плотности потока излучения по равночастотному спектру (рис. 1-15):

$$\Psi_{ev} = d\Phi_{ev}/dv. \quad (1-28)$$

Для нахождения зависимости между функциями $\varphi_e(\lambda)$ и $\Psi_{ev}(v)$ напишем равенство потоков излучения в зоне спектра от λ до $\lambda+d\lambda$, т. е. от v до $v+dv$

$$d\Phi_e(v) = \Psi_e(v) dv = d\Phi_e(\lambda) = \varphi_e(\lambda) d\lambda,$$

откуда будем иметь:

$$\Psi_e(v) = \varphi_e(\lambda) \frac{d\lambda}{dv},$$

$$\text{где } \frac{d\lambda}{dv} = -\frac{c^*}{v^2} = -\frac{\lambda^2}{c},$$

так как $\lambda = c/v$.

* Знак минус показывает, что с ростом λ уменьшается v .

Следовательно,

$$\psi_e(v) = \varphi_e(\lambda) \frac{\lambda^2}{c}. \quad (1-29)$$

Из полученной зависимости можно видеть, что положение максимума функции $\psi_e(v)$ всегда будет значительно смещено в область больших длин волн по сравнению с максимумом функции $\varphi_e(\lambda)$, как это показано на рис. 1-14 и 1-15.

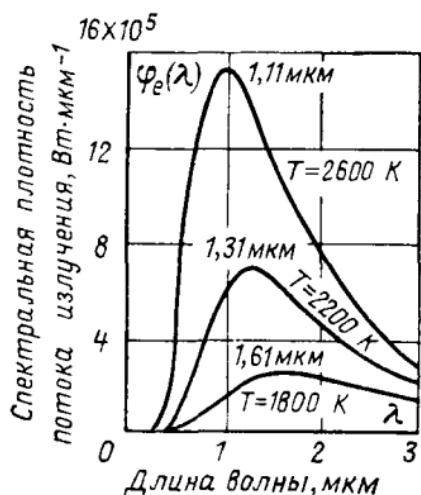


Рис. 1-14.

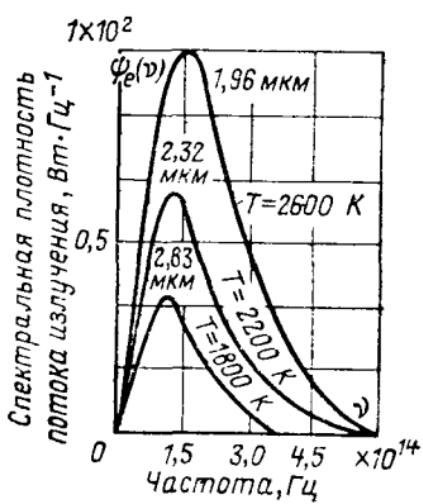


Рис. 1-15.

Из уравнений (1-26) и (1-28) следует, что единицы величин, определяемых функциями спектральной плотности потока излучения $\varphi_e(\lambda)$ и $\psi_e(v)$, неодинаковы. Они также отличаются от единиц потока излучения, распределение которого по спектру должно определяться этими функциями. Желание использовать функции спектральной плотности не только для расчета потока излучения [см. (1-27)], но также и для анализа его распределения по спектру накладывает дополнительное условие на выбор этой функции. Как показал проф. М. М. Гуревич [19], это дополнительное условие требует тождественности размерностей потока и выбранной функции его спектральной плотности. Вследствие того что интеграл функции спектральной плотности, взятый по всей оптической области спектра, должен равняться потоку излучения [см. (1-27)], указанное дополнительное условие эквивалентно требованию безразмерности аргумента выбранной функции спектральной плотности потока излучения.

Такой безразмерной величиной, определяющей спектр, может являться логарифм длины волны или частоты излучения. Приняв $\ln \lambda$ или $\ln v$ в качестве аргумента функций спектральной плотности, получим:

$$\varphi_{\ln}(\lambda) = \frac{d\Phi_e(\lambda)}{d(\ln \lambda)} = \frac{d\Phi_e(\lambda)}{d\lambda} \lambda = \varphi_e(\lambda) \lambda; \quad (1-30)$$

$$\psi_{\ln}(v) = \frac{d\Phi_e(v)}{d(\ln v)} = \frac{d\Phi_e(v)}{dv} v = \psi_e(v) v. \quad (1-31)$$

Нетрудно убедиться в том, что обе полученные логарифмические функции спектральной плотности тождественны:

$$\psi_{\ln}(v) = -\varphi_e(\lambda) \frac{\lambda^2}{c} v = -\varphi_{\ln}(\lambda). \quad (1-32)$$

Различные знаки функций $\psi_{\ln}(v)$ и $\varphi_{\ln}(\lambda)$ определяются ростом значений частоты v при таком же уменьшении длины волны λ .

Приведенные соображения показывают, что анализ спектрального распределения потока излучения должен производиться на основе сопоставления потоков на участках спектра с равными прращениями логарифмов: длин волн или частот излучения. Таким образом, график действительного распределения потока излучения по спектру следует строить в функции логарифма длины волны или частоты (рис. 1-16). Вследствие того что логарифмическая функция спектральной плотности определяет действительное распределение излучения по спектру, в дальнейшем изложении будем называть ее *спектральной интенсивностью излучения*. Во всех случаях, когда функция спектральной плотности предназначена лишь для расчета потоков на любых участках спектра, возможно применение равноволнового или радиочастотного спектра.

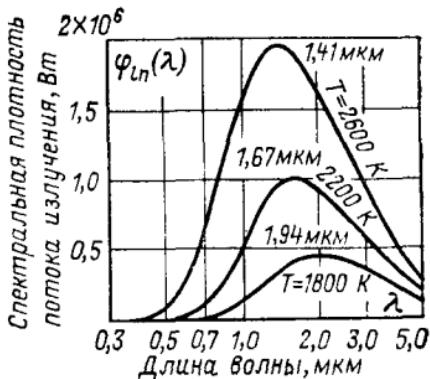


Рис. 1-16.

Спектральную плотность можно записать для любой энергетической характеристики излучения, например:

силы излучения, $\text{Вт} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1}$, $i_{e\lambda} = \frac{dI_{e\lambda}}{d\lambda};$

энергетической яркости, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1}$, $l_{e\lambda} = \frac{dL_{e\lambda}}{d\lambda};$

энергетической светимости, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$, $m_{e\lambda} = \frac{dM_{e\lambda}}{d\lambda}$;
 облученности, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$, $e_{e\lambda} = \frac{dE_{e\lambda}}{d\lambda}$.

Соответственно сила излучения, энергетическая яркость, энергетическая светимость и облученность определяются через:

$$I_e = \int i_e(\lambda) d\lambda; \quad (1-33)$$

$$L_e = \int l_e(\lambda) d\lambda; \quad (1-34)$$

$$M_e = \int m_e(\lambda) d\lambda; \quad (1-35)$$

$$E_e = \int e_e(\lambda) d\lambda. \quad (1-35a)$$

В большинстве практических случаев применяют относительное спектральное распределение, т. е. зависимость от длины волны спектральной плотности энергетических величин, выраженной относительно максимального или какого-либо другого значения.

Относительное спектральное распределение энергетических величин принято обозначать без индекса: $\Phi(\lambda)$, $m(\lambda)$, $l(\lambda)$ и др.¹

1-13. ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЛ

Как уже указывалось ранее, все тела непрерывно обмениваются энергией, излучая и поглощая энергию излучения, пришедшую извне. Поток излучения, упавший на поверхность какого-либо тела, частично будет поглощен, частично отразится от его поверхности, а оставшаяся часть пройдет сквозь тело. В большинстве случаев при этом изменяется распределение потока излучения в пространстве и по спектру. Условимся называть отношение поглощенного, отраженного и прошедшего потока излучения к потоку излучения, упавшему на тело, коэффициентами поглощения, отражения и пропускания.

¹ Относительное спектральное распределение энергии — относительная спектральная характеристика источников излучения, представленная относительным спектральным распределением любой измеренной энергетической величины, обозначается в соответствии с Международным светотехническим словарем $S(\lambda)$.

Эти коэффициенты, характеризующие оптические свойства тела, определяются следующими равенствами:

$$\alpha_e = \frac{\Phi_{e\alpha}}{\Phi_e}; \quad (1-36)$$

$$\rho_e = \frac{\Phi_{e\rho}}{\Phi_e}; \quad (1-37)$$

$$\tau_e = \frac{\Phi_{e\tau}}{\Phi_e}; \quad (1-38)$$

$$\alpha_e + \rho_e + \tau_e = 1, \quad (1-39)$$

где α_e , ρ_e , τ_e — коэффициенты поглощения, отражения и пропускания потока излучения;

$\Phi_{e\alpha}$, $\Phi_{e\rho}$ и $\Phi_{e\tau}$ — потоки излучения: поглощенный, отраженный и прошедший;

Φ_e — поток излучения, упавший на тело.

Коэффициенты поглощения, отражения и пропускания потока излучения для исследуемого тела определяются:

а) спектральными характеристиками поглощения, отражения и пропускания исследуемого тела $\alpha(\lambda)$, $\rho(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$, которые зависят от характера обработки поверхности, угла падения пучка лучей и длины пути пучка в исследуемом теле;

б) спектральным составом падающего потока излучения.

Спектральный состав потока излучения влияет на оптические коэффициенты поглощения, отражения и пропускания потому, что многие тела избирательно поглощают, а следовательно, и пропускают потоки излучения различных длин волн.

Спектральные значения коэффициентов α_e , ρ_e и τ_e определяются уравнениями:

$$\alpha_\lambda = \frac{\Phi_{e\lambda\alpha}}{\Phi_{e\lambda}}; \quad (1-36a)$$

$$\rho_\lambda = \frac{\Phi_{e\lambda\rho}}{\Phi_{e\lambda}}; \quad (1-37a)$$

$$\tau_\lambda = \frac{\Phi_{e\lambda\tau}}{\Phi_{e\lambda}}; \quad (1-38a)$$

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda + \tau_\lambda = 1, \quad (1-39a)$$

где α_λ , ρ_λ и τ_λ — спектральные значения коэффициентов поглощения, отражения и пропускания;

$\Phi_{e\lambda}$ — поток излучения с длиной волны λ , упавший на тело;

$\Phi_{e\lambda_a}$, $\Phi_{e\lambda_p}$, $\Phi_{e\lambda_t}$ — поглощенный, отраженный и прошедший потоки излучения с длиной волны λ .

Пользуясь понятием спектральной плотности падающего на тело потока излучения, можно установить связь между спектральными и интегральными коэффициентами, характеризующими оптические свойства тел:

$$\alpha_e = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \varphi(\lambda) \alpha(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \varphi(\lambda) d\lambda}; \quad (1-40)$$

$$\rho_e = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \varphi(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \varphi(\lambda) d\lambda}; \quad (1-41)$$

$$\tau_e = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \varphi(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \varphi(\lambda) d\lambda}, \quad (1-42)$$

где пределы интегрирования λ_i — λ_f определяются границами функций: $\varphi(\lambda)$ и $\alpha(\lambda)$, $\rho(\lambda)$, $\tau(\lambda)$.

Из приведенных уравнений следует, что интегральные коэффициенты поглощения, отражения и пропускания зависят не только от функций спектрального поглощения $\alpha(\lambda)$, отражения $\rho(\lambda)$ и пропускания $\tau(\lambda)$, но также и от спектрального состава $\varphi(\lambda)$ потока излучения, падающего на исследуемый материал.

В. ЭФФЕКТИВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1-14. ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Любой процесс превращения материи из одного вида в другой обязательно сопровождается преобразованием энергии, присущей непрерывно движущейся материи.

Анализ энергетики процессов поглощения и преобразования излучения веществом позволяет решить все технические вопросы проектирования и эксплуатации энергетических облучательных установок. Энергетические облучательные установки — установки, в которых энергия излучения преобразуется в электрическую, биологическую, тепловую, химическую и другие формы движения материи. Рассмотрим процессы использования излучения для любых целей на основе анализа закономерностей преобразования энергии излучения в энергию любой другой формы движения материи. Так, фотоэлектрическое действие энергии излучения — на основе анализа преобразования энергии поглощенных фотонов в энергию движения электронов; фотохимическое действие — на основе анализа преобразования энергии излучения в энергию химической реакции, возникающей в результате поглощения фотонов молекулами вещества и т. д. Как известно, все процессы преобразования форм движения материи подчиняются закону сохранения и превращения энергии. Этот основной закон, характеризующий любые процессы преобразований, происходящих в природе, был сформулирован в наиболее общей форме закона сохранения материи и ее движения М. В. Ломоносовым в 1748 г. В письме к Л. Эйлеру [20] М. В. Ломоносов писал: «...все изменения, совершающиеся в природе, происходят таким образом, что сколько к чему прибавилось, столько же отнимается от другого. Так, сколько к одному телу прибавится вещества, столько же отнимется от другого...». Этот закон природы является настолько всеобщим, что простирается и на правила движения...».

Лишь по истечении почти 100 лет в 1842 г. Ю. Майером (1814—1878) и в 1847 г. Г. Гельмгольцем (1821—1894) были сфор-

мулированы основные положения, а также установлены эквиваленты преобразования и сохранения энергии. Эти годы и принято считать датой открытия закона превращения и сохранения энергии. Ф. Энгельс, анализируя процессы преобразования разнообразных форм движения материи¹, указал на две стороны закона преобразования и сохранения энергии: количественную и качественную. Количественная сторона этого закона выражает по Энгельсу неуничтожаемость движения материи, качественная — возможность взаимного преобразования движения различных форм и взаимную связь между любыми формами движения материи.

Согласно закону сохранения и преобразования энергии, называемому В. И. Лениным² «установлением основных положений материализма», энергия излучения, упавшего на какое-либо тело и частично поглощенного им, превращается в энергию иной формы движения материи:

$$Q_{ea} = \alpha_e \int_{t_0}^t \Phi_e(t) dt = Q_{\text{эф}} + \Delta Q_e, \quad (1-43)$$

где Q_{ea} — энергия излучения, поглощенная телом за время от t_0 до t ;

α_e — коэффициент поглощения излучения веществом;

$\Phi_e(t)$ — мгновенные значения потока излучения, упавшего на облучаемое тело;

$Q_{\text{эф}}$ — энергия движения материи преобразованной формы³ — эффективная энергия (тепловая, электрическая, химическая, биологическая и др.);

ΔQ_e — энергия потерь, численно равная энергии тех форм движения материи, которые побочно возникают в исследуемом процессе преобразования.

В процессе преобразования энергии излучения в энергию химической, электрической или какой-либо другой формы движения материи энергия потерь ΔQ_e

¹ Энгельс Ф. Диалектика природы. Маркс К. и Энгельс Ф. Соч. 2-е изд., т. 20, с. 400—401, 595—596.

² Ленин В. И. Материализм и эмпириокритицизм. Полн. собр. соч., т. 18, с. 353.

³ В дальнейшем будем называть эту энергию эффективной энергией, понимая под этим энергию той формы движения материи, которая определяет уровень реакции приемника, например: электрическую для фотоэлемента, фотохимическую для фотографической эмульсии и пр.

в большинстве случаев возникает в результате теплового рассеяния части поглощенной телом энергии.

Тела, в которых происходит преобразование излучения, принято называть *приемниками энергии излучения*.

В светотехнике наиболее распространенными приемниками энергии излучения являются: глаз, фотоэмulsionя, фотоэлементы, люминифоры, листья растений и пр. Из приведенного неполного перечня можно видеть, что приемниками энергии излучения могут быть тела «живой» и «неживой» природы. Приемники первой группы принято называть биологическими в отличие от физических и химических приемников второй группы. Пременики являются конечными звенями любой светотехнической установки (осветительной, облучательной, светосигнальной или светопроекционной), вследствие чего детальное знакомство с их свойствами совершенно необходимо для грамотного проектирования любой из перечисленных установок.

Основными энергетическими характеристиками любого приемника являются его *интегральная и спектральная чувствительности*. Чувствительность любого приемника энергии излучения определяется отношением *эффективной энергии* $Q_{\text{эфф}}$ к энергии излучения, упавшего на приемник:

$$K = c \frac{Q_{\text{эфф}}}{Q_e} = c \frac{Q_{\text{эфф}}}{\int_{t_0}^t \Phi_e(t) dt}, \quad (1-44)$$

или

$$K = c \alpha_e \frac{Q_{\text{эфф}}}{Q_{e\alpha}} = c \alpha_e \eta_s, \quad (1-44a)$$

где K — интегральная чувствительность приемника; α_e — коэффициент поглощения излучения;

$Q_{e\alpha}$ — энергия излучения, поглощенная приемником;

$\eta_s = \frac{Q_{\text{эфф}}}{Q_{e\alpha}}$ — энергетический выход процесса преобразования энергии излучения;

c — коэффициент, определяемый выбором единиц эффективной энергии преобразования $Q_{\text{эфф}}$.

В большинстве случаев практики для определения чувствительности приемника удобнее пользоваться отношением эффективной мощности $P_{\text{эфф}}$ к потоку излучения, упавшему на приемник:

$$K = c \frac{P_{\text{эфф}} t}{\Phi_e t} = c \frac{P_{\text{эфф}}}{\Phi_e}. \quad (1-45)$$

Вследствие избирательности поглощения энергии излучения большинством приемников, а также вследствие избирательности реакции приемников на поглощенные излучения с различными длинами волн чувствительность преимущественного большинства приемников к монохроматическим излучениям различных длин волн неодинакова. Чувствительность к монохроматическим (однородным) излучениям принято называть *спектральной чувствительностью* приемников в отличие от интегральной чувствительности, определяемой для сложного излучения, падающего на приемник. Согласно (1-45) можно записать равенство, выражающее спектральную чувствительность приемника:

$$K(\lambda) = c \frac{dP_{\text{эф}}(\lambda)}{d\Phi_e(\lambda)}. \quad (1-46)$$

Уравнение (1-46) применимо к любому приемнику оптического излучения.

1-15. ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ

Для упрощения светотехнических расчетов, а также для облегчения количественной оценки процесса преобразования энергии излучения условимся рассматривать эффективную мощность (приняв $c=1$), как *эффективный поток излучения*. Следовательно, *эффективный поток эквивалентен мощности излучения, оцененной по уровню реакции приемника*:

а) для монохроматического излучения

$$d\Phi_{\text{эф}}(\lambda) = \Phi_e(\lambda) K(\lambda) d\lambda; \quad (1-47)$$

б) для сложного излучения

$$\Phi_{\text{эф}} = K \Phi_e, \quad (1-48)$$

где $d\Phi_{\text{эф}}(\lambda)$ и $\Phi_{\text{эф}}$ — монохроматический и сложный эффективные потоки.

Это определение позволяет сделать вывод, существенно важный для светотехнической практики: *равным эффективным потокам соответствует равная мера реакции приемника*.

Для определения численного значения эффективного потока сложного излучения со сплошным спектром вос-

пользуемся (1-47), (1-48) и правилом аддитивности потоков:

$$\Phi_{\text{еф}} = \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi_e(\lambda) K(\lambda) d\lambda. \quad (1-49)$$

При определении эффективных потоков пределы интегрирования $\lambda_i - \lambda_j$ определяются границами чувствительности приемника и спектра источника излучения.

Уравнение (1-49) показывает, что численные значения эффективного потока одного и того же излучения неодинаковы для различных приемников: они определяются спектральной плотностью потока излучения, падающего на приемник, и спектральной чувствительностью приемника. Понятие эффективного потока позволяет определить спектральную чувствительность приемника как отношение монохроматических потоков:

эффективного $d\Phi_{\text{еф}}$ и потока излучения $d\Phi_{e\lambda}$:

$$K(\lambda) = \frac{d\Phi_{\text{еф}}(\lambda)}{\varphi_e(\lambda) d\lambda}. \quad (1-50)$$

Интегральная чувствительность приемника определяется в соответствии с (1-48):

$$K = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi_e(\lambda) K(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi_e(\lambda) d\lambda}. \quad (1-50a)$$

Для большего удобства пользования расчетным уравнением (1-50a) введем понятие *относительной спектральной чувствительности* приемника $V(\lambda)$, под которой будем понимать отношение спектральной чувствительности $K(\lambda)$ к максимальному значению спектральной чувствительности того же приемника $(K_\lambda)_{\text{макс}}$:

$$V(\lambda) = \frac{K(\lambda)}{(K_\lambda)_{\text{макс}}}. \quad (1-51)$$

Как нетрудно видеть, относительная спектральная чувствительность приемника характеризует в относительной мере реакцию приемника на данное монохроматическое излучение. Экспериментальное определение

относительной спектральной чувствительности приемника можно производить сопоставлением значений монохроматических потоков излучения, вызывающих одинаковый уровень реакции приемника:

$$V(\lambda) = \frac{d\Phi_{e\lambda\max}}{d\Phi_e(\lambda)}, \quad (1-52)$$

где $d\Phi_{e\lambda\max}$ — поток монохроматического излучения, к которому приемник имеет максимальную чувствительность;

$\Phi_e(\lambda)$ — поток монохроматического излучения с заданной длиной волны λ .

Согласно (1-51) эффективный поток для любого приемника можно определить так:

$$\Phi_{\text{эфф}} = (K_\lambda)_{\max} \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \varphi_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda. \quad (1-53)$$

Выбор единиц эффективного потока определяется мерой реакции того приемника, для которого выбираются эти единицы (ток в цепи фотоэлемента, скорость протекания фотохимической реакции, яркость свечения люминофора и пр.). Следует указать, что далеко не для всех приемников мы можем установить меру реакции и тем более измерить ее. К числу таких приемников относятся все биологические приемники энергии излучения и в первую очередь глаз человека. Для приемников этой группы условно принимают некоторое значение $(K_\lambda)_{\max}$, иногда считая его равным единице (эрitemные и бактерицидные потоки). Приемники с условной мерой реакции имеют условную шкалу эффективных потоков, как правило, нелинейно связанную с действительной мерой реакции приемника на поглощенное излучение. Эффективные потоки для этих приемников лишь качественно характеризуют меру реакции приемника, вследствие чего правильнее их называть *условно-эффективными потоками*.

Для установления количественной зависимости между мерой реакции приемника и значением условно-эффективного потока принято пользоваться *методом пороговых приращений*. В этом методе устанавливается минимальное значение условно-эффективной величины, на которую впервые реагирует приемник, например: впервые заметное глазом различие яркости разноярких смежных полей, впервые заметное потемнение фотографической эмульсии после ее облучения и проявления, а также впервые заметное покраснение кожи человека после облучения поверхности его тела потоком эритемного действия и пр. Это значение условно-эффективной величины принято называть *порогом чувствительности приемника*. Устанавливая зависимость порога чувствительности от значения условно-эффективной величины, определяют меру реакции приемника количеством порогов чувствительности от нуля до заданного значения условно-эффективного потока. Условно-эффективный поток,

измеренный числом порогов чувствительности, связан линейной зависимостью с мерой реакции приемника, следовательно, может считаться действительно эффективным потоком¹. Метод пороговых условно-эффективных величин применяется при определении меры реакции биологических приемников и, в частности, глаза человека.

1-16. СИСТЕМЫ ЭФФЕКТИВНЫХ ВЕЛИЧИН ИЗЛУЧЕНИЯ

Из предыдущего следует, что эффективный поток представляет собой величину, отличающуюся от потока излучения лишь тем, что он оценивается мерой реакции приемника. Следовательно, при определении его должна быть принята во внимание спектральная чувствительность приемника [см. (1-46) и (1-50)]. Во всех других отношениях эффективный поток аналогичен потоку излучения. По аналогии с однородным потоком излучения мы можем говорить об однородном эффективном потоке, по аналогии с силой излучения — о пространственной плотности эффективного потока, по аналогии с плотностью облучения — о плотности эффективного потока по облучаемой поверхности и т. д.

Проведенные аналогии позволяют сделать вывод о возможности построения системы эффективных величин, опирающейся как на исходную величину на эффективный поток. Такая система эффективных величин должна быть аналогична рассмотренной нами ранее системе энергетических характеристик излучения. К сожалению, единую систему эффективных величин создать невозможно в связи с огромным разнообразием функций спектральной чувствительности приемников (рис. 1-17). Как видно из приведенного графика, для различных приемников зоны чувствительности расположены на различных участках оптической области спектра. В связи с этим необходимо иметь не одну, а несколько систем эффективных величин, каждая из которых предназначена для обслуживания группы приемников. Каждая из таких систем должна строиться на основе спектральной чувствительности какого-либо одного из всей группы приемников, обслуживаемых этой системой величин. Этот приемник принято называть *образцовым* или *эталонным*. Требования, которые предъявляются к образцовому приемнику, заключаются в следующем:

¹ Более подробно метод порогов изложен в гл. 1 второй части учебного пособия.

1. Образцовый приемник должен реагировать на любые однородные излучения в пределах того участка спектра, на котором располагаются кривые спектральной чувствительности всех приемников данной группы.

2. Мера реакции образцового приемника при облучении его потоком излучения должна поддаваться непосредственному или косвенному измерению с необходимой точностью.



Рис. 1-17. Относительные спектральные характеристики чувствительности различных приемников энергии излучения.

1 — эритема кожи; 2 — фотоэмульсия; 3 — глаз человека; 4 — селеновый фотодиод; 5 — кремниевый солнечный элемент; 6 — сернисто-серебряный фотодиод; 7 — германиевый фотодиод.

3. Эффективные величины системы, созданной на основе выбранного образцового приемника, должны обладать свойством аддитивности.

По указанному принципу разработаны три *системы эффективных величин*¹: световая (§ 1-19—1-25), бактерицидная и эритемная (§ 3-13 и 3-14). В первой из указанных систем образцовым приемником является средний глаз человека, во второй мерой реакции на излучение принята некоторая средняя характеристика губительного действия ультрафиолетового излучения на бактерии, в третьей — покраснение кожи человека и последующая пигментация ее в результате облучения. Из этих трех систем одна предназначена для оценки эффективности излучения видимого участка спектра, а две — для ультрафиолетового излучения. На участке инфракрасного излучения обычно пользуются системой

¹ Число систем эффективных величин может быть увеличено, однако чрезмерно большое число таких систем приводит к затруднениям при измерении множества величин, а также при расчете.

энергетических характеристик вследствие того, что до последних лет энергия излучения в этой области спектра преобразовывалась в основном в энергию теплового движения молекул.

Эффективность действия какого-либо излучения на любой образцовый приемник можно оценивать отношением эффективного потока к потоку излучения. Эту величину, равную интегральной чувствительности образцового приемника, принято называть *эффективностью излучения*¹. В общем виде эффективность сложного излучения со спектральным составом $\varphi(\lambda)$ определяется следующим равенством:

$$K = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) K_o(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) d\lambda} = (K_{o\lambda})_{\max} \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) V_o(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) d\lambda}, \quad (1-54)$$

где $K_o(\lambda)$ — функция спектральной чувствительности образцового приемника (спектральной эффективности монохроматического излучения);

$(K_{o\lambda})_{\max}$ — значение максимальной спектральной чувствительности образцового приемника;

$V_o(\lambda) = K_o(\lambda)/(K_{o\lambda})_{\max}$ — функция относительной спектральной чувствительности образцового приемника (относительной спектральной эффективности монохроматического излучения).

Пределы интегрирования λ_i — λ_j определяются границами функций $\varphi(\lambda)$ и $K_o(\lambda)$.

Из уравнения (1-54) можно видеть, что эффективность излучения может лишь сугубо ориентировочно определять эффект действия излучения на каждый приемник данной системы эффективных величин. Возможное на практике существенное различие функций спектральной чувствительности любого приемника данной

¹ Эффективность излучения иногда называют к. п. д. излучения с указанием той системы эффективных величин, для которой определена эта величина, например световой к. п. д. излучения.

группы и образцового может привести к значительному расхождению их реакций на одно и то же излучение.

Устранение этих погрешностей при расчетах меры реакции возможно путем введения некоторого коэффициента, называемого *актиничностью излучения* и определяемого отношением эффективных потоков для данного и образцового приемников:

$$A = \frac{\Phi_{\text{эф}}}{(\Phi_{\text{эф}})_o} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) K_{\text{п}}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) K_o(\lambda) d\lambda}, \quad (1-55)$$

где A — актиничность излучения;
 $K_{\text{п}}(\lambda)$ и $K_o(\lambda)$ — функции спектральной чувствительности данного и образцового приемников.

Из сопоставления (1-54) и (1-55) нетрудно видеть, что произведение актиничности излучения на его эффективность с исчерпывающей полнотой определяет меру реакции любого приемника на любое излучение при заданной плотности облучения. Уравнение (1-55) показывает, что актиничность излучения определяется не только свойствами приемника, для которого она определена, но также и спектральным составом того излучения, которое характеризуется актиничностью. При сопоставлении меры реакции приемника на излучения с различными спектральными составами часто пользуются понятием *относительной актиничности излучения*, подразумевая под этим отношение значений актиничности исследуемого излучения $\varphi(\lambda)$ и актиничности эталонного излучения $\varphi_{\text{эт}}(\lambda)$ для одного и того же приемника:

$$a = \frac{A}{A_{\text{эт}}} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) V_{\text{п}}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi_{\text{эт}}(\lambda) V_{\text{п}}(\lambda) d\lambda} \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi_{\text{эт}}(\lambda) V_o(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) V_o(\lambda) d\lambda}, \quad (1-56)$$

где $V_{\text{п}}(\lambda)$ и $V_o(\lambda)$ — функции относительной спектральной чувствительности данного и образцового приемников.

Понятие относительной актиничности широко используется в *фотографической сенситометрии*¹, где в качестве образцового излучения принимают излучение с цветовой температурой $T_{\text{п}}=5000$ К (см. § 3-11).

Из определения относительной актиничности следует, что мера реакции любого приемника данной группы должна быть одинакова, если на него действует поток излучения любого спектрального состава при условии постоянства произведения относительной актиничности на эффективную плотность облучения.

Например, если облучать объект фотографической съемки ртутными лампами ($a_1=2,5$) и лампами накаливания ($a_2=0,76$), то для обеспечения одинакового эффекта действия (одинаковой плотности проявленного изображения) необходимо в первом случае иметь эффективную плотность облучения объекта съемки примерно в 3 раза меньшей, чем во втором.

1-17. ЭФФЕКТИВНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

По аналогии с коэффициентами поглощения, отражения и пропускания потока излучения [см. (1-36), (1-37) и (1-38)] вводят такие же коэффициенты для эффективных характеристик излучения. Эти эффективные коэффициенты определяют отношения эффективных потоков для данного приемника энергии излучения:

$$\alpha_{\text{эф}} = \frac{\Phi_{\text{эф}\alpha}}{\Phi_{\text{эф}}} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) \alpha(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) V(\lambda) d\lambda}; \quad (1-57)$$

$$\rho_{\text{эф}} = \frac{\Phi_{\text{эф}\rho}}{\Phi_{\text{эф}}} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) \rho(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) V(\lambda) d\lambda}; \quad (1-58)$$

¹ *Фотографической сенситометрией* называется область знания, которая изучает закономерности действия света на фотографические эмульсии.

$$\tau_{\text{эф}} = \frac{\Phi_{\text{эф}\tau}}{\Phi_{\text{эф}}} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) \tau(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \varphi(\lambda) V(\lambda) d\lambda}, \quad (1-59)$$

где $\alpha_{\text{эф}}$, $\rho_{\text{эф}}$ и $\tau_{\text{эф}}$ — коэффициенты поглощения, отражения и пропускания эффективного потока со спектром $\varphi(\lambda)$;

$\Phi_{\text{эф}\alpha}$, $\Phi_{\text{эф}\rho}$ и $\Phi_{\text{эф}\tau}$ — эффективные потоки: поглощенный, отраженный и прошедший со спектральными характеристиками $\alpha(\lambda)$, $\rho(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$;

$V(\lambda)$ — относительная спектральная чувствительность приемника.

Из уравнений (1-57) — (1-59) следует, что оптические коэффициенты $\alpha_{\text{эф}}$, $\rho_{\text{эф}}$ и $\tau_{\text{эф}}$ зависят не только от оптических свойств материала, но также от спектральной чувствительности приемника и спектрального состава излучения. Графически эти коэффициенты определяются отношением площадей, ограниченных осью абсцисс и кривыми $\varphi(\lambda)\alpha(\lambda)V(\lambda)$ и $\varphi(\lambda)V(\lambda)$ — для коэффициента поглощения, кривыми $\varphi(\lambda)\rho(\lambda)V(\lambda)$ и $\varphi(\lambda)V(\lambda)$ — для коэффициента отражения, а также кривыми $\varphi(\lambda)\tau(\lambda)V(\lambda)$ и $\varphi(\lambda)V(\lambda)$ — для коэффициента пропускания.

Сумма трех эффективных коэффициентов для любого тела равна единице в соответствии с законом сохранения энергии:

$$\alpha_{\text{эф}} + \rho_{\text{эф}} + \tau_{\text{эф}} = 1. \quad (1-60)$$

Функции $\alpha(\lambda)$, $\rho(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ одинаковы для лучистых и эффективных потоков.

ГЛАВА IV. СВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

1-18. ГЛАЗ КАК ПРИЕМНИК ИЗЛУЧЕНИЯ

Световые характеристики излучения являются одной из разновидностей эффективных характеристик, когда приемником энергии оптического излучения является глаз человека.

Орган зрения человека является сложным приемником энергии излучения, в котором происходит трехкратное преобразование энергии. Энергия излучения, поглощенная светочувствительным веществом глаза, преобразуется в химическую энергию распада молекул светочувствительного вещества. Вторым этапом является преобразование химической энергии распада молекул в электрическую энергию импульсов тока, возникающих в волокнах зрительного нерва, связывающих глаз с корой головного мозга человека. Третьим этапом является преобразование энергии движения электронов в энергию биологических процессов зрительного ощущения. Сущность этого этапа преобразования внешней энергии в нервный процесс восприятия настолько сложна, что она до настоящего времени не изучена полностью.

Великий русский ученый И. П. Павлов (1849—1936), посвятивший всю свою жизнь изучению высшей нервной деятельности человека и животных, говорил об этом преобразовании следующее: «Основным фактором в физиологии анализаторов¹ является то, что каждый периферический аппарат² есть специальный трансформатор данной внешней энергии в нервный процесс. А затем идет длинный ряд или далеко, или совершенно неразрешенных вопросов³.

Поток излучения, падающий на поверхность глаза, проходит через прозрачную твердую *роговую оболочку* 1, расположенную перед зрачком (рис. 1-18). Роговая оболочка, обладая высоким показателем преломления ($n=1,37$) и сравнительно малым радиусом кривиз-

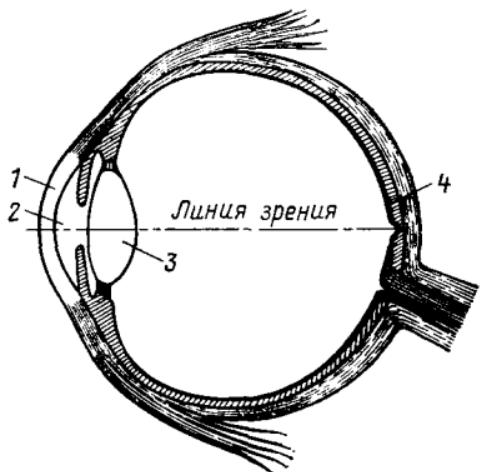


Рис. 1-18. Схема строения глаза человека.

1 — роговая оболочка; 2 — зрачок; 3 — хрусталик; 4 — сетчатая оболочка.

¹ В физиологии принято называть анализатором орган, получающий энергию извне и преобразующий ее в энергию биологических процессов нервной деятельности живого организма.

² В нашем случае — глаз человека.

³ Павлов И. П. Доклад на XII съезде естествоиспытателей и врачей. Полное собр. соч., т. III, Медгиз, 1951.

ны, имеет большую оптическую силу, равную примерно 33 диоптриям¹. После преломления в роговой оболочке лучи попадают через зрачок 2 на хрусталик 3, представляющий собой эластичное прозрачное тело чечевицеобразной формы со средним показателем преломления² $n=1,4$. Оптическая сила хрусталика меняется в пределах 19—33 диоптрий в зависимости от изменения формы наружных поверхностей хрусталика (в особенности передней) и его ядра. Преломленные лучи, попавшие внутрь глаза после отражения от наблюдаемого предмета, создают на сетчатой оболочке 4 глаза уменьшенное и обратное изображение этого предмета. Изменение оптической силы хрусталика позволяет обеспечить четкое изображение этого предмета, расположенного на любом расстоянии его от глаза наблюдателя, но не ближе $l=10+15$ см для нормального глаза человека. Процесс приспособления глаза к четкому различению разноудаленных предметов (процесс фокусировки оптической системы глаза) носит название *аккомодации*.

Несмотря на малую толщину сетчатой оболочки, равную примерно 0,2 мм, ее устройство очень сложно. Эта оболочка образована из трех слоев различно специализированных клеток зрительного нерва — *нейронов*. Каждый нейрон заканчивается разветвлением в виде сети тонких отростков, сцепляющихся с такими же отростками смежного нейрона одного и того же нервного волокна. Такие соединения смежных нейронов принято называть *синапсами*.

Излучение, пройдя глазные среды и минуя третий и второй слои нейронов, достигает первого слоя, расположенного на границе *пигментного слоя* сетчатой оболочки. Каждый нейрон первого нейрона слоя заканчивается одним или несколькими светочувствительными элементами, называемыми *палочками* или *колбочками* в зависимости от их формы. Излучение, достигшее первого слоя нейронов, поглощается молекулами светочувствительного вещества, заполняющего палочки и колбочки.

¹ Диопtrия — единица преломляющей силы линзы (системы линз), равная обратной величине главного фокусного расстояния линзы, выраженного в метрах.

² Показатель преломления хрусталика неодинаков для различных его слоев и максимальен для ядра.

Оставшаяся не использованная по назначению часть излучения поглощается пигментным слоем и этим предотвращает рассеянный засвет светочувствительных элементов, что приводило бы к снижению контраста изображения. В сетчатой оболочке каждого глаза имеется около 130 млн. палочек и более 7 млн. колбочек, которые в основном сосредоточены в центральной части сетчатой оболочки. Палочки расположены в пределах всей сетчатой оболочки, причем максимальная концентрация их наблюдается в зоне, смещенной на $10-12^\circ$ от центра. В центральной же части сетчатой оболочки плотность расположения колбочек максимальна и достигает более 10^5 на 1 mm^2 . В этой зоне сетчатой оболочки имеет место максимальная индивидуализация обслуживания светочувствительных элементов нервыми волокнами, каждое из которых обслуживает не более двух-трех элементов. В отличие от этого в периферической части сетчатой оболочки на одно волокно нерва приходится несколько десятков и сотен палочек. Вследствие такой структуры сетчатой оболочки глаз обладает способностью различать мельчайшие детали, размеры изображения которых не превышают тысячных долей миллиметра, лишь только центральной частью поля зрения, ограниченной угловым размером $1,3-1,5^\circ$. Остальная часть сетчатой оболочки, которая в основном заполнена палочками, служит для общей зрительной ориентации в пространстве.

В палочках было обнаружено некоторое вещество, имеющее пурпурный цвет. Молекулы этого вещества, называемого *родопсином* (зрительным пурпуром), при поглощении света диссоциируют на *протеин* и *ретинен*. Фотохимическая реакция распада молекул родопсина является обратимой, в результате чего наряду с распадом молекул родопсина происходит их восстановление. Колбочки сетчатой оболочки также содержат светочувствительное вещество, названное *иодопсином*. Это вещество, так же как и родопсин, вступает в обратимую фотохимическую реакцию фотодиссоциации при поглощении света. Каждому значению плотности эффективного облучения сетчатой оболочки соответствует определенная концентрация молекул родопсина и иодопсина, устанавливающаяся в результате баланса распада и восстановления молекул этих веществ (§ 3-16).

Уровень концентрации иодопсина и родопсина в палочках и колбочках определяется плотностью эффективного облучения сетчатой оболочки. Максимум спектральной чувствительности родопсина соответствует длине волны $\lambda=0,512 \text{ мкм}$, а иодопсина $\lambda=0,555 \text{ мкм}$. Вследствие значительно большей чувствительности родопсина палочки работают при низких уровнях возбуждения глаза, в то время как колбочки, обладающие меньшей чувствительностью, работают при высоких уровнях возбуждения глаза.

Различие структуры палочек и колбочек, а также неодинаковое расположение их на сетчатой оболочке вызывают различие функций их деятельности. В то время как колбочки обладают способностью различать цвета и мелкие детали внешних предметов, палочкам не свойственно различение цветов, но они способны реагировать на очень малые плотности облучения.

В результате поглощения фотонов молекулы иодопсина в колбочках и родопсина в палочках диссоциируют на ионы. Отрицательные ионы продуктов распада молекул светочувствительного вещества, скапливающиеся в первом синапсе, вызывают возникновение импульсов тока вдоль волокна зрительного нерва. Импульсы тока действия, достигая клеток затылочной доли коры головного мозга, вызывают возникновение *светового (зрительного) ощущения*. Как показывает опыт, с увеличением частоты импульсов тока, распространяющегося по нервному волокну, растет уровень светового ощущения.

1-19. СВЕТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Первичным процессом зрительного ощущения является поглощение фотонов колбочками и палочками с последующей фотохимической диссоциацией молекул иодопсина и родопсина. Этот процесс избирателен по спектру падающего на глаз излучения. Как показали

исследования, родопсин чувствителен преимущественно к излучениям с длинами волн 0,38—0,64 мкм, а иодопсин — в пределах 0,41—0,72 мкм. Эта особенность глаза как приемника оптического излучения приводит к специальному свойству — зависимости его спек-

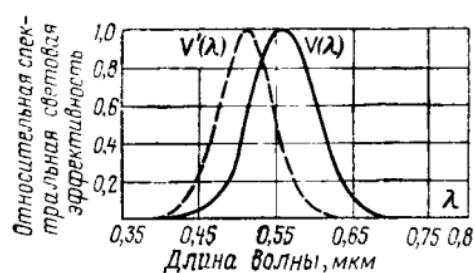


Рис. 1-19.

спектральной чувствительности от уровня возбуждения. В условиях яркости адаптации $L \geq 10 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$ функционирует преимущественно колбочковый световоспринимающий аппарат со спектральной чувствительностью в пределах 0,41—0,72 мкм (рис. 1-19). Палочковый световоспринимающий аппарат чувствителен к излучениям

на участке спектра от 0,38 до 0,64 мкм вследствие потребности большей энергии ионизации молекул родопсина. Повышение чувствительности палочкового аппарата осуществляется также путем подключения к нервному волокну по нескольку светочувствительных палочек.

Таблица 1-1

Относительные спектральные световые эффективности излучения $V(\lambda)$ и $V'(\lambda)$

Длина волн ны λ , нм	Дневное зрение $V(\lambda)$	Ночное зрение $V'(\lambda)$	Длина волн ны λ , нм	Дневное зрение $V(\lambda)$	Ночное зрение $V'(\lambda)$
380	0,0000	0,000589	590	0,757	0,0685
390	0,0001	0,002209	600	0,631	0,03315
400	0,0004	0,00929	610	0,503	0,01593
410	0,0012	0,03489	620	0,381	0,00737
420	0,0040	0,0966	630	0,265	0,003335
430	0,0116	0,1998	640	0,175	0,001497
440	0,023	0,3281	650	0,107	0,000677
450	0,038	0,455	660	0,061	0,0003129
460	0,060	0,567	670	0,032	0,0001480
470	0,091	0,676	680	0,017	0,0000715
480	0,139	0,793	690	0,0082	0,00003533
490	0,208	0,904	700	0,0041	0,00001780
500	0,323	0,982	710	0,0021	0,00000914
510	0,503	0,997	720	0,00105	0,00000478
520	0,710	0,935	730	0,00052	0,000002546
530	0,862	0,811	740	0,00025	0,000001379
540	0,954	0,650	750	0,00012	0,000000760
550	0,995	0,481	760	0,00006	0,000000428
560	0,995	0,3288	770	0,00003	0,000000241
570	0,952	0,2076	780	0,000015	0,000000139
580	0,870	0,1212			

Решением МКО функции относительной спектральной чувствительности глаза для дневного и ночного зрения принято называть функциями относительной спектральной световой эффективности (монохроматического излучения)¹ (рис. 1-19 и табл. 1-1). Обе кривые спектральной световой эффективности для стандартного наблюдателя МКО, близкие друг к другу по форме, смещены одна относительно другой примерно на 45—50 мкм. Каждая из двух приведенных кривых относительной спектральной световой эффективности представ-

¹ Прежнее название — относительная видность.

ляет собой функцию вероятности диссоциации молекул иодопсина и родопсина.

В режиме *сумеречного зрения*, когда обе системы световоспринимающих элементов работают совместно, спектральная чувствительность глаза определяется не только длиной волны излучения, но также соотношением уровней возбуждения глаза, определяемым долями участия в зрительном процессе палочек и колбочек. Чем выше уровень возбуждения глаза, т. е. чем ближе условия к дневному зрению, тем ближе кривая спектральной эффективности к кривой дневного зрения.

По соглашению, принятому в 1924 г. Международной осветительной комиссией (МКО), основной функцией спектральной чувствительности глаза принята функция относительной световой эффективности в условиях дневного зрения. Эта функция принята в основу построения *системы световых величин и единиц*.

1-20. СВЕТОВОЙ ПОТОК И СВЕТОВАЯ ЭНЕРГИЯ

Световой поток является эффективным потоком в системе световых величин. Согласно решениям МКО световой поток определяется действием на селективный (избирательный) приемник, спектральная чувствительность которого нормализована *функциями относительной спектральной световой эффективности излучения* (монохроматического) $V(\lambda)$ — для дневного зрения ($L \geq 10 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$) и $V'(\lambda)$ — для ночного зрения ($L \leq 0,01 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$).

За единицу светового потока в соответствии с международным соглашением принят *люмен* (сокращенное обозначение лм), численно равный световому потоку, излучаемому в единичном телесном угле (*стерадиан*) равнointенсивным (равномерным) точечным источником с силой света в одну *канделу* (кд).

Многократными измерениями установлено, что 1 Вт потока монохроматического излучения с длиной волны $\lambda = 0,555 \text{ мкм}$ равен 680 лм светового потока. Следовательно, максимальное значение спектральной световой эффективности численно равно $(K_\lambda)_{\max} = 680 \text{ лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$.

Таким образом, световой поток¹ сложного излучения согласно (1-47)

$$\Phi = 680 \int_{\lambda_1=0,38 \text{ мкм}}^{\lambda_2=0,78 \text{ мкм}} \varphi_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad \text{и} \quad \Phi = 680 \sum_{i=1}^n V_{\lambda_i} \Phi_{e\lambda_i}, \quad (1-61)$$

где $V(\lambda)$ — относительная спектральная световая эффективность монохроматического излучения;

$680 \varphi_e V_\lambda d\lambda$ и $680 V_\lambda \Phi_{e\lambda}$ — световой поток монохроматического излучения с длиной волны λ .

Световая эффективность излучения, лм·Вт⁻¹, с заданным спектральным составом $\varphi_e(\lambda)$ определяется согласно (1-54), отношением светового потока к соответствующему потоку излучения:

$$K = \frac{\Phi}{\Phi_e} = \frac{680 \int_{\lambda_i}^{0,78} \varphi_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{0,38} \varphi_e(\lambda) d\lambda}. \quad (1-62)$$

Относительная световая эффективность (сложного излучения) равна:

$$V = \frac{K}{(K_\lambda)_{\max}} = \frac{\int \varphi_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int \varphi_e(\lambda) d\lambda}. \quad (1-62a)$$

Световая отдача, лм·Вт⁻¹, источника света определяется отношением светового потока к мощности источника света²:

$$\eta = \frac{\Phi}{P}. \quad (1-62b)$$

¹ Обозначение световых величин принято писать без индекса. В соответствии с Международным светотехническим словарем возможно обозначение световых величин также с индексом V , например Φ_V , η_V .

² Отношение потока излучения к мощности, потребляемой источником, определяет к. п. д. источника (η_e).

Световая энергия излучения определяется произведением светового потока на время его действия при $\Phi=\text{const}$:

$$Q = \Phi t. \quad (1-63)$$

При $\Phi(t) = \text{var}$

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} \Phi(t) dt, \quad (1-63a)$$

где $\Phi(t)$ — мгновенные значения светового потока.

Единицей световой энергии принята *люмен-секунда* (лм·с).

Световую энергию импульсного источника излучения¹ с переменным во времени световым потоком — *светосумму*, лм·с, определяют за время вспышки t :

$$Q = \int_0^t \Phi(t) dt, \quad (1-63b)$$

где $\Phi(t)$ — функция изменения светового потока по времени вспышки (импульса).

Световую отдачу вспышки, лм·Вт⁻¹, принято определять отношением световой энергии импульса к энергии, запасенной в конденсаторе, питающем импульсный источник

$$\eta = \frac{\int_0^t \Phi(t) dt}{CU_0^2/2}; \quad (1-63b)$$

где C — емкость питающего конденсатора; U_0 — напряжение на питающем конденсаторе в начале вспышки.

1-21. СИЛА СВЕТА

Пространственную плотность светового потока в заданном направлении принято называть *силой света*. Сила света определяется отношением светового потока $d\Phi$ к телесному углу $d\Omega$, в пределах которого заключен и равномерно распределен этот поток:

а) для сложного излучения

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}; \quad (1-64)$$

¹ Применительно к импульсным источникам световую энергию называют *светосуммой*.

б) для монохроматического излучения

$$dI_\lambda = \frac{d^2\Phi_\lambda}{d\Omega}. \quad (1-65)$$

Решением Международной комиссии по освещению единицей силы света принят *кандела*¹ (*candela*) — сила света, излучаемого в перпендикулярном направлении

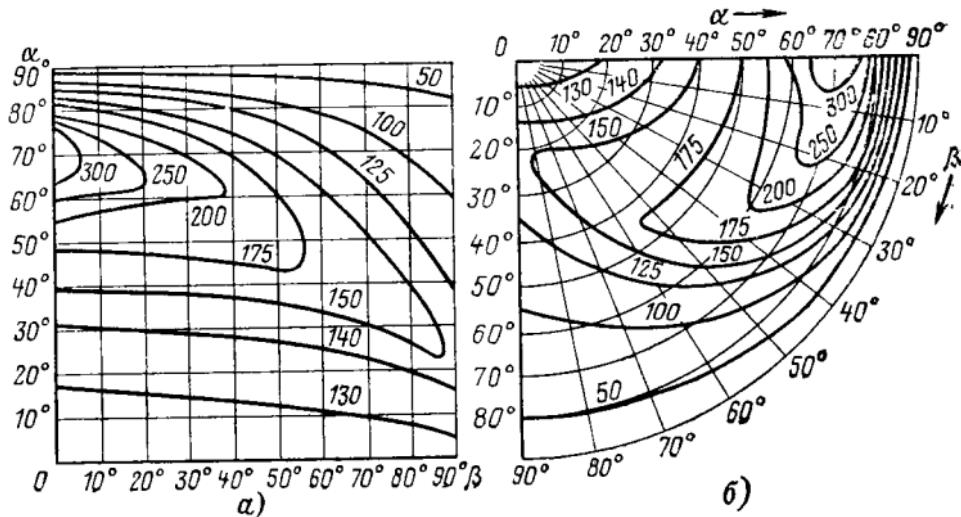


Рис. 1-20.

$1/600\,000 \text{ м}^2$ поверхности черного тела при температуре затвердевания платины ($T=2045 \text{ K}$) и давлении 101 325 паскалей (Па) (ньютонов на м^2). Из приведенного определения следует:

$$1 \text{ кд} = 1 \text{ лм} \cdot \text{ср}^{-1}.$$

Пространственная плотность светового потока, как правило, неодинакова по различным направлениям пространства, поэтому значение силы света определяется направлением. Для источников света с симметричным светораспределением все значения силы света в любом направлении угла α к оси симметрии источника одинаковы. Следовательно, так же как сила излучения, сила света симметричного источника однозначно определяется и индексируется углом α . Сила света несимметричных источников света определяется углами α и β (рис. 1-20, а и б). Графическое изображение распреде-

¹ Прежнее название единицы силы света — свеча.

ления силы света выполняется так же, как и распределение силы излучения: для симметричных источников (см. рис. 1-3) — кривой $I(\alpha)$, а для несимметричных — семейством кривых силы света $I(\alpha)$ для различных значений угла β (рис. 1-6), или кривыми равных значений силы света в полярной или прямоугольной системе координат (рис. 1-20, *a*, *b*). Расчет зональных световых потоков источника света можно производить, пользуясь уравнениями, выведенными для зональных потоков излучений [(1-18), (1-18а) и (1-18б)].

Характеристикой излучения импульсных источников света с переменной по времени силой света принята интегральная величина, называемая *освещиванием*, кд·с:

$$O = \int_0^t I(t) dt, \quad (1-65a)$$

где $I(t)$ — функция изменения силы света по времени в течение импульса.

1-22. ОСВЕЩЕННОСТЬ И ЭКСПОЗИЦИЯ

Плотность светового потока по освещаемой поверхности принято называть *освещенностью*.

Освещенность E численно равна отношению светового потока $d\Phi$ к площади освещаемой поверхности dA_o , на которую поток $d\Phi$ падает и равномерно по ней распределяется:

а) для сложного излучения

$$E = \frac{d\Phi}{dA_o}, \quad (1-66)$$

или

$$E = 680 \int_{0,38}^{0,78} e_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda; \quad (1-66a)$$

б) для монохроматического излучения

$$dE_\lambda = \frac{d^2\Phi_\lambda}{dA_o},$$

или

$$dE_\lambda = 680 e_{e\lambda} V_\lambda d\lambda, \quad (1-66b)$$

где $e_{e\lambda}$ — спектральная плотность облученности, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$.

Единицей освещенности — люкс (лк) принято считать освещенность, создаваемую световым потоком в 1 лм, равномерно распределенным на поверхности, площадь которой равна одному квадратному метру.

В США и Англии принятая единица освещенности фут-свеча (fc), определяемая плотностью светового потока в 1 лм на 1 кв·фут, $1 \text{ fc} = 10,76 \text{ лк}$. В некоторых руководствах можно встретить в качестве единицы освещенности фот, определяемый плотностью светового потока в 1 лм на 1 см², $1 \text{ ф} = 10^4 \text{ лк}$.

Световую энергию, упавшую на единицу площади поверхности освещаемого тела, принято называть экспозицией (количеством освещения). Экспозиция определяет поверхностную плотность световой энергии падающего излучения:

$$H = \int_{t_1}^{t_2} E(t) dt, \quad (1-67)$$

где $E(t)$ — мгновенные значения освещенности.

При $E(t) = \text{const}$

$$H = Et. \quad (1-67a)$$

Принятая единица экспозиции — люкс-секунда (лк·с). Экспозиция является основной величиной, определяющей меру реакции приемника во всех фотохимических процессах, в которых число молекул, вступающих в реакцию, определяется не только плотностью эффективного потока по облучаемой поверхности, но также и длительностью процесса.

1-23. ЯРКОСТЬ И СВЕТИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ

а) **Яркость поверхности.** По аналогии определения энергетической яркости элементарного участка dA поверхности излучающего, или отражающего тела [см. (1-20)] яркость элементарного (равнояркого) участка поверхности (сияющего тела) по направлению α, β определится так:

$$L_{\alpha\beta} = \frac{dI_{\alpha\beta}}{\cos \alpha dA}. \quad (1-68)$$

Анализируя уравнение (1-68), можно его записать в следующем виде:

$$L_{\alpha\beta} = \frac{d^2\Phi_{\alpha\beta}}{\cos \alpha dA d\Omega_{\alpha\beta}}, \quad (1-69)$$

где $d^2\Phi_{\alpha\beta}$ — световой поток в пределах телесного угла $d\Omega_{\alpha\beta}$, излучаемый элементарным участком dA поверхности излучателя;

$\cos \alpha dA$ — площадь проекции элементарного излучателя dA на плоскость, перпендикулярную оси телесного угла $d\Omega_{\alpha\beta}$.

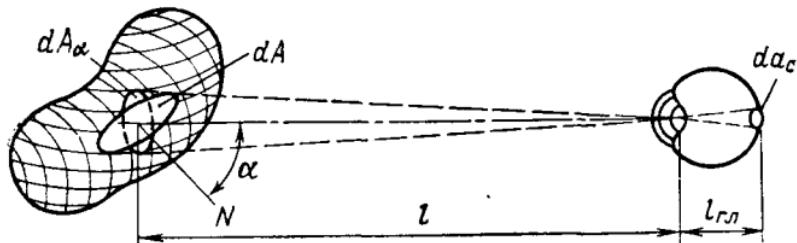


Рис. 1-21.

Из уравнений (1-68) и (1-69) следует, что яркость любого элементарного участка светящей поверхности определяется отношением силы света $dI_{\alpha\beta}$ излучающего элемента dA к площади его проекции $\cos \alpha dA$ на плоскость, перпендикулярную заданному направлению α, β .

Пользуясь (1-68), можно показать, что яркость объекта наблюдения определяет уровень зрительного ощущения. Для доказательства этого положения выделим на поверхности объекта наблюдения некоторый участок площадью dA (рис. 1-21) и построим его изображение на сетчатой оболочке глаза.

Согласно законам геометрической оптики площадь изображения объекта dA на сетчатой оболочке глаза da_c определяется из равенства

$$\frac{dA_\alpha}{l^2} = \frac{da_c}{l_{\text{гл}}^2}, \quad \text{или} \quad \frac{\cos \alpha dA}{l^2} = \frac{da_c}{l_{\text{гл}}^2}, \quad (1-70)$$

где dA_α — площадь проекции элемента поверхности излучателя на плоскость, перпендикулярную линии зрения;

l — расстояние от объекта до главной плоскости оптической системы глаза;

$l_{\text{гл}}$ — глубина глазного яблока.

Освещенность сетчатой оболочки в зоне изображения da_c

$$E_c = \frac{d\Phi_c}{da_c}, \quad (1-71)$$

где $d\Phi_c$ — световой поток, упавший на участок da_c сетчатой оболочки глаза.

Поток, попавший на сетчатую оболочку,

$$d\Phi_c = \tau A_{\text{зр}} dE_{\text{зр}} = \tau A_{\text{зр}} \frac{dI_{\alpha\beta}}{l_{\text{гл}}^2}, \quad (1-72)$$

где τ — коэффициент пропускания глазных сред;

$A_{\text{зр}}$ — площадь входного зрачка глаза;

$dI_{\alpha\beta}$ — сила света элемента dA по направлению к зрачку наблюдателя.

Подставляя выражение светового потока $d\Phi_c$ в (1-71), получаем уравнение (1-73), определяющее освещенность сетчатой оболочки глаза в зоне изображения элемента dA :

$$E_c = \tau \frac{A_{\text{зр}} dI_{\alpha\beta}}{l_{\text{гл}}^2 \cos \alpha dA}. \quad (1-73)$$

Решая совместно (1-68) и (1-73), получаем линейную зависимость освещенности сетчатой оболочки в функции яркости объекта наблюдения при постоянстве размера зрачка глаза:

$$E_c = \tau \frac{A_{\text{зр}}}{l_{\text{гл}}^2} L_{\alpha\beta}. \quad (1-74)$$

Уравнение (1-74) позволяет сделать вывод о зависимости освещенности сетчатки в функции яркости объекта наблюдения и площади входного зрачка. Так как диаметр зрачка является функцией уровня яркости адаптации, то зависимость освещенности сетчатки от яркости нелинейна. На основании обобщения результатов ряда исследователей Крауфорд предложил усредненную зависимость диаметра зрачка в функции яркости адаптации (рис. 1-22).

Из уравнения (1-74) следует, что освещенность сетчатой оболочки определяется яркостью объекта наблю-

дения. На основании этого вывода следует, что тела, равнояркие по направлению к глазу наблюдателя, зрительно воспринимаются при постоянстве диаметра зрачка $D_{зр} = \text{const}$ одинаково светлыми, следовательно, световой величиной, на которую непосредственно реагирует орган зрения, является яркость наблюдаемых объектов. Вследствие зависимости чувствительности сетчатой оболочки от уровня ее освещенности зрительное ощущение

непропорционально освещенности сетчатки. Отсутствие линейной связи между освещенностью сетчатой оболочки глаза и уровнем зрительного ощущения определяется вариацией диаметра зрачка и концентрации молекул светочувствительного вещества (*иодопсина и родопсина*) в функции яркости поля зрения (см. § 1-18), а также перестройкой *рецептивных полей*. *Рецептивным полем*

Рис. 1-22.

принято называть группу светочувствительных клеток, передающих сигналы по одному нервному волокну.

Единицей яркости (в системе СИ) принята яркость, равная одной *канделе с квадратного метра* ($\text{kд}\cdot\text{м}^{-2}$) проекции излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную заданному направлению.

Устаревшие единицы яркости:

$$1 \text{ нит} = 1 \text{ кд}\cdot\text{м}^{-2};$$

$$1 \text{ стильб (сб)} = 10^4 \text{ кд}\cdot\text{м}^{-2}; 1 \text{ апостильб (асб)} = 1/\pi \text{ кд}\cdot\text{м}^{-2};$$

$$1 \text{ ламберт} = 10^6/\pi \text{ кд}\cdot\text{м}^{-2}; 1 \text{ фут} - \text{ламберт} = 3,426 \text{ кд}\cdot\text{м}^{-2}.$$

В практике светотехнических расчетов часто требуется определять среднюю габаритную яркость тела, излучающего или отражающего световой поток в заданном направлении. Этую яркость можно определить отношением силы света излучателя в заданном направлении α, β к площади его проекции на плоскость, перпендикулярную направлению излучения:

$$L_{\alpha\beta} = \frac{1}{A_{\alpha\beta}} \int_{A_{\alpha\beta}} dI_{\alpha\beta} = \frac{I_{\alpha\beta}}{A_{\alpha\beta}}, \quad (1-75)$$

где $A_{\alpha\beta}$ — площадь проекции излучателя.

При расчете средней габаритной яркости $L_{\alpha\beta}$ лампы накаливания в прозрачной колбе принято определять площадь проекции габарита тела накала (спирали) $A_{\alpha\beta}$ по исследуемому направлению α, β .

Взаимосвязь между световыми величинами равноярких излучателей дана в § 1-26.

б) **Светимость поверхности.** Плотность излучаемого (отражаемого) светового потока по площади поверхности излучающего (отражающего) тела принято называть **светимостью**. Светимость численно равна отношению светового потока $d\Phi$, исходящего от равнояркого элемента излучающей (отражающей) поверхности (заключенного в пределах телесного угла $d\Omega$), к площади dA элемента:

$$M = \frac{d\Phi}{dA} \quad \text{или} \quad M = \int L(\alpha, \beta) \cos \alpha d\Omega \quad (1-76)$$

и

$$M = 680 \int m_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda, \quad (1-76a)$$

где $m_{e\lambda} = dM_{e\lambda}/d\lambda$ — спектральная плотность энергетической светимости излучающей поверхности;

$L(\alpha, \beta)$ — яркость излучающей (отражающей) поверхности;

α — угол между нормалью к dA и осью $d\Omega$.

Единицей светимости принят лм·м⁻². Светимостью можно также характеризовать плотность светового потока, отраженного от диффузной поверхности и прошедшего через рассеивающие материалы (молочные и матированные стекла, а также пластмассы):

а) для отраженного излучения

$$M_\rho = \frac{d\Phi_\rho}{dA} = \rho \frac{d\Phi}{dA} = \rho E; \quad (1-77)$$

б) для излучения, прошедшего через рассеивающие материалы,

$$M_\tau = \frac{d\Phi_\tau}{dA} = \tau \frac{d\Phi}{dA} = \tau E, \quad (1-77a)$$

где ρ — коэффициент отражения;

τ — коэффициент пропускания.

1-24. ЯРКОСТЬ ПУЧКА ЛУЧЕЙ

а) **Пучок лучей в однородной среде.** Рассмотрим пучок лучей, идущий от участка ΔA_1 светящей поверхности A_1 и пронизывающий диафрагму площадью ΔA_2

произвольно расположенного экрана A_2 (рис. 1-23). Если размеры участка светящей поверхности ΔA_1 невелики по сравнению с расстоянием от ΔA_1 до ΔA_2 , то телесные углы, имеющие вершины в любой точке поверхности ΔA_1 и опирающиеся на контур диафрагмы ΔA_2 , будут практически одинаковы и равны:

$$\Delta\Omega_1 = \frac{\Delta A_2 \cos \alpha_2}{l_{12}^2}.$$

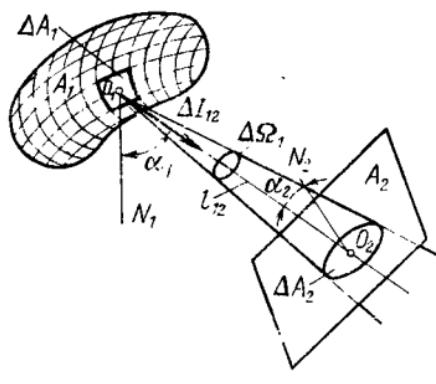


Рис. 1-23.

В этом случае световой поток пучка лучей определяется следующим равенством:

$$\Delta\Phi = \Delta I_{12} \Delta\Omega_1 \approx \Delta I_{12} \frac{\Delta A_2 \cos \alpha_2}{l_{12}^2}.$$

Заменяя

$$\Delta I_{12} = L_{12} \Delta A_1 \cos \alpha_1,$$

получаем:

$$\Delta\Phi = L_{12} \frac{\Delta A_1 \cos \alpha_1 \Delta A_2 \cos \alpha_2}{l_{12}^2}.$$

Следовательно, яркость излучающей площадки ΔA_1 по оси O_1O_2

$$L_{12} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta G}. \quad (1-78)$$

Нетрудно убедиться, что величина

$$\Delta G = \frac{\Delta A_1 \cos \alpha_1 \Delta A_2 \cos \alpha_2}{l_{12}^2} \quad (1-78a)$$

постоянна для любого сечения пучка лучей, если выдержано начальное условие, т. е. расстояние между центрами сечений пучка значительно больше их линейных размеров. Этот инвариант проф. А. А. Гершун (1903—1953) предложил называть *мерой множества лучей*, так как при постоянстве яркости пучка увеличение ΔG приводит к пропорциональному росту светового потока пучка лучей [21].

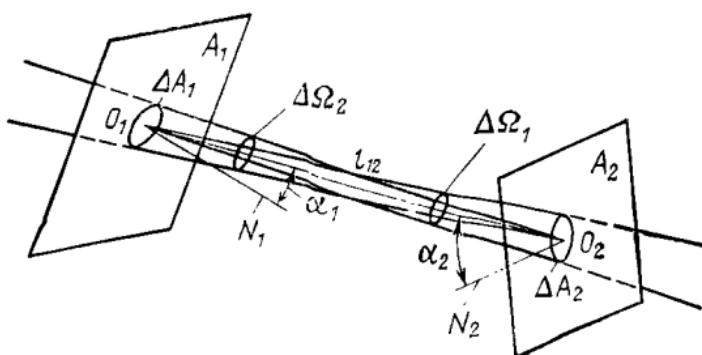


Рис. 1-24.

В общем случае пучок лучей может быть выделен из бесчисленного множества лучей светового поля двумя диафрагмами в произвольно расположенных экранах A_1 и A_2 (рис. 1-24). Если линейные размеры диафрагм, имеющих площади ΔA_1 и ΔA_2 , невелики по сравнению с расстоянием между их центрами l_{12} , то мера множества лучей (геометрический фактор) пучка [см. (1-78а)]

$$\Delta G = \Delta A_1 \cos \alpha_1 \quad \Delta \Omega_1 = \Delta A_2 \cos \alpha_2 \quad \Delta \Omega_2, \quad (1-79)$$

где $\Delta \Omega_1$ — телесный угол с вершиной в центре O_1 первой диафрагмы и опирающийся на контур второй диафрагмы;

$\Delta \Omega_2$ — телесный угол с вершиной в центре O_2 второй диафрагмы и опирающийся на контур первой диафрагмы.

Переходя в пределах к бесконечно малым отверстиям диафрагм dA_1 и dA_2 , получаем выражение *меры множества лучей* (геометрический фактор) элементарного пучка:

$$d^2G = \frac{\cos \alpha_1 \cos \alpha_2 dA_1 dA_2}{l_{12}^2} = \cos \alpha_1 dA_1 d\Omega_1 \quad (1-80)$$

$$d^2G = \cos \alpha_2 dA_2 d\Omega_2. \quad (1-80a)$$

Яркость элементарного пучка лучей по его оси будет равна:

$$L_{12} = \frac{d^2\Phi}{\cos \alpha dA d\Omega}, \quad (1-81)$$

где $d^2\Phi$ — световой поток, пронизывающий пучок в любом его сечении (световой поток элементарного пучка);

$d\Omega$ — телесный угол, заполняемый пучком;
 $\cos \alpha dA d\Omega$ — мера множества лучей элементарного пучка.

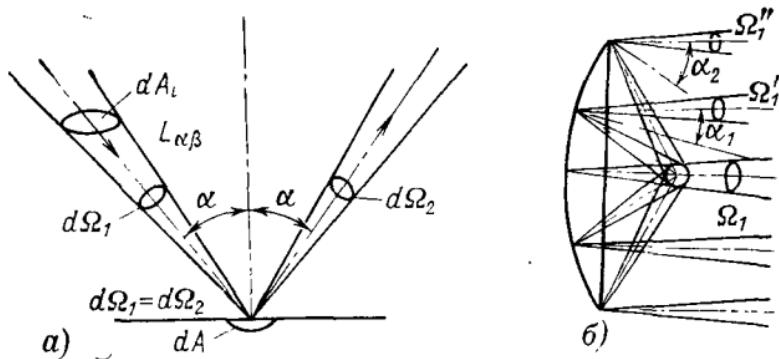


Рис. 1-25.

Анализ уравнений (1-80a) и (1-81) позволяет написать следующее равенство, применяемое для определения яркости объемного свечения:

$$L_{12} = \frac{dE_N}{d\Omega}, \quad (1-81a)$$

где dE_N — освещенность, создаваемая светящим объемом в пределах телесного угла $d\Omega$ на плоскости, перпендикулярной оси этого телесного угла.

б) **Пучок лучей, отраженный зеркалом.** На элементарный участок поверхности зеркала dA (рис. 1-25, а) падает пучок лучей от элементарного излучателя dA_i . Световой поток падающего на зеркало пучка согласно (1-81)

$$d^2\Phi = L_{\alpha\beta} \cos \alpha dA d\Omega_1,$$

где $L_{\alpha\beta}$ — яркость излучателя по направлению α , β к элементарному участку зеркала.

Отраженный плоским зеркалом световой поток равен:

$$d^2\Phi_p = \rho d^2\Phi = \rho L_{\alpha\beta} \cos \alpha dA d\Omega_1.$$

Согласно закону зеркального отражения этот поток может быть определен также следующим равенством:

$$d^2\Phi_p = L_{\alpha\beta p} \cos \alpha dA d\Omega_2.$$

Решая совместно оба уравнения, определяющие световой поток отраженного пучка, получаем:

$$L_{\alpha\beta p} = \rho L_{\alpha\beta}, \quad (1-82)$$

так как согласно закону зеркального отражения $d\Omega_1 = d\Omega_2$. Полученное уравнение позволяет сделать вывод, что яркость отраженного зеркалом пучка лучей $L_{\alpha\beta p}$ равна яркости падающего на зеркало пучка лучей $L_{\alpha\beta}$, умноженной на коэффициент отражения зеркала ρ .

В практике расчета зеркальных отражений принято пользоваться понятием *элементарного отображения*. Элементарным отображением следует считать элементарный пучок лучей, отраженный элементом поверхности отражателя (рис. 1-25,б).

Световой поток элементарного отображения

$$d\Phi = \rho L_{\alpha\beta} dG, \quad (1-83)$$

где $dG = \Omega_1 \cos \alpha dA$ — мера множества лучей пучка, отраженного от элементарного участка отражателя dA .

Обычно элементарное отображение определяется для всего излучателя и его яркость принимается одинаковой в данном направлении для любого участка поверхности излучателя.

в) **Пучок лучей в неоднородной среде.** Выражение меры множества лучей пучка, проникающего из среды с показателем преломления n_i в среду с показателем преломления n_j (рис. 1-26), можно написать для первой и второй сред.

Для пучка в среде i

$$d^2G_i = \Delta A \cos \alpha_i \quad d^2\Omega_i = \Delta A \sin \alpha_i \cos \alpha_i \quad da_i \quad d\beta,$$

где $d^2\Omega_i$ — телесный угол, образованный двумя коническими поверхностями с углами раскрытия α_i и $\alpha_i + da_i$ и

двумя вертикальными плоскостями, проходящими через нормаль N и смещенными одна относительно другой на угол $d\beta$.

Аналогично для среды с показателем преломления n_j уравнение будет:

$$d^2G_j = \Delta A \sin \alpha_j \cos \alpha_j d\alpha_j d\beta.$$

Согласно известному из геометрической оптики уравнению, определяющему отношение синусов углов падения и преломления,

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha_j} = \frac{n_j}{n_i}$$

можно написать:

$$n_i^2 \sin^2 \alpha_i = n_j^2 \sin^2 \alpha_j.$$

Продифференцировав полученное уравнение по α_i и α_j и преобразовав производную, будем иметь:

$$n_i^2 \sin \alpha_i \cos \alpha_i d\alpha_i = n_j^2 \sin \alpha_j \cos \alpha_j d\alpha_j.$$

Подставляя полученное равенство в уравнение, определяющее меру множества лучей пучков

в первой и второй средах, найдем соотношение между показателем преломления и мерой множества лучей:

$$n_i^2 d^2G_i = n_j^2 d^2G_j = \text{const.} \quad (1-84)$$

Полученное соотношение, определяющее постоянство произведения меры множества лучей пучка на показатель преломления среды, в которой распространяется пучок лучей, называют теоремой Штрабеля.

Эту теорему можно формулировать также следующим равенством [см. (1-80) и (1-80a)]:

$$n_i^2 \cos \alpha_i d\Omega_i dA = \text{const}, \quad (1-84a)$$

где α_i — угол между нормалью к участку dA границы двух сред и направлением l_i распространения пучка лучей в среде с показателем преломления n_i ;

$d\Omega_i = \cos \theta_i dA_i / l_i^2$ — телесный угол, заполняемый пучком;

θ_i — угол между нормалью к элементу dA_i излучателя и направлением l_i элементарного пучка лучей;

$\cos \alpha_i dA$ — площадь проекции участка границы двух сред на плоскость, перпендикулярную падающему пучку лучей.

Из уравнения (1-81), определяющего яркость пучка световых лучей, можно получить отношение яркостей пучков лучей в первой среде (i) и во второй (j):

$$\frac{L_i}{L_j} = \frac{\frac{d^2\Phi_i}{\cos \alpha_i dA d\Omega_i}}{\frac{d^2\Phi_j}{\cos \alpha_j dA d\Omega_j}}.$$

Решая полученное уравнение совместно с уравнением Штраубеля относительно яркости пучка в среде j , получаем:

$$L_j = \frac{d^2\Phi_j}{d^2\Phi_i} L_i \left(\frac{n_j}{n_i} \right)^2.$$

Отношение потоков световых пучков во второй и первой средах будет равно коэффициенту пропускания. Поэтому окончательно будем иметь:

$$L_j = \tau_j L_i \left(\frac{n_j}{n_i} \right)^2, \quad (1-85)$$

где L_i — яркость пучка лучей в среде i на границе со средой j ;

L_j — яркость пучка лучей в среде j ;

τ_j — коэффициент пропускания среды j .

Если среда j не ослабляет излучения, коэффициент пропускания определяется потерями на отражение (§ 2-18). При наличии заметного ослабления излучения во второй среде коэффициент пропускания τ_j будет зависеть от длины пути пучка лучей в среде j , а также от оптических свойств этой среды (§ 2-22).

Рассматривая идеализированную схему прохождения пучка лучей последовательно через несколько оптических сред, можно написать для этого случая уравнение (1-85) в следующем виде:

$$\frac{L_i}{n_i^2} = \frac{L_j}{n_j^2} = \cdots = \frac{L_m}{n_m^2}. \quad (1-85a)$$

Полученное равенство показывает, что при отсутствии потерь в оптической системе яркость пучка лучей, деленная на квадрат показателя преломления среды, является величиной, постоянной по всей длине пучка. Величину, определяемую этим отношением, проф. Г. Г. Слюсарев [22] рекомендует называть *редуцированной яркостью пучка лучей*. Следовательно, соотношение, записанное уравнением (1-85a), можно сформулировать следующими словами: *при отсутствии потерь*

редуцированная (приведенная) яркость L' остается постоянной по всей длине пучка лучей:

$$\frac{L_i}{n^2_i} = \frac{L_j}{n^2_j} = \dots = \frac{L_m}{n^2_m} = L'. \quad (1-85b)$$

С учетом неизбежных потерь при отражении от границы смежных оптических сред, а также возможных потерь в пучке лучей по его длине редуцированная яркость на любом участке пучка будет равна редуцированной яркости пучка в первой среде, умноженной на коэффициенты пропускания всех сред, лежащих на пути до той точки, в которой определяется редуцированная яркость:

$$L'_m = (\tau_i \tau_j \tau_k \dots \tau_m) L'_i = \tau_{im} L'_i. \quad (1-86)$$

Так как начальной средой большинства оптических систем является воздух, для которого можно принять $n_{\text{в}}=1$ и $L'_i=L_i$, уравнение примет вид:

$$L'_m = \tau_{im} L_i, \quad (1-86a)$$

где τ_{im} — коэффициент пропускания всех сред (от i до m) по пути пучка лучей с учетом потерь на отражение от границ и на ослабление в средах.

Пользуясь полученным уравнением, можно решить задачу расчета яркости пучка лучей, прошедшего через линзу, или сложную оптическую систему, состоящую из нескольких линз с различными значениями показателя преломления:

$$L_j = \tau L_i, \quad (1-86b)$$

где L_i и L_j — значения яркости пучка, падающего на оптическую систему, и пучка, прошедшего через нее.

Последнее равенство позволяет сделать вывод о невозможности увеличить яркость излучения при помощи любой оптической системы.

1-25. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ЯРКОСТЬ

Как было указано (§ 1-18—1-20), двойственность световоспринимающего аппарата глаза, а также различие спектральной чувствительности палочек и колбочек приводят к изменению спектральной и интегральной чувствительности глаза в функции уровня яркости и спектра излучения. Эти процессы принято называть

яркостной и цветовой адаптацией. Адаптацией принято называть приспособление зрительного аппарата к заданной яркости и цветности поля зрения путем регулирования концентрации молекул родопсина и иодопсина в палочках и колбочках, а также перестройки рецептивных полей и экранирования сетчатки темным пигментом при высоких яркостях. Функции спектральной световой

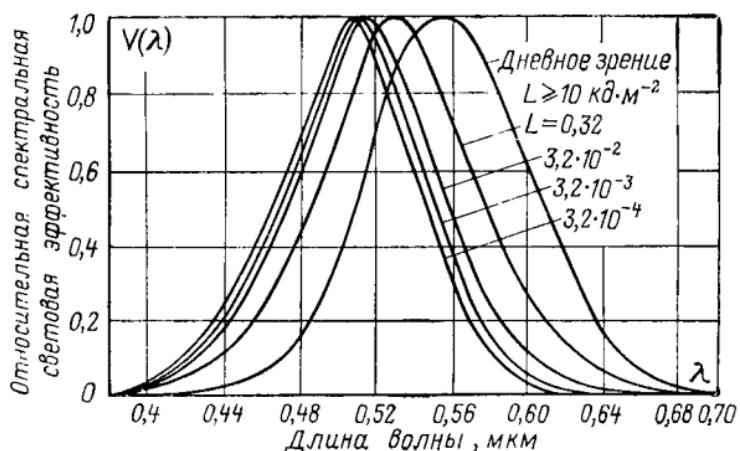


Рис. 1-27.

эффективности излучения для каждого уровня яркости на интервале $0,01 \leq L \leq 10 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$ определяются уровнем адаптации глаза.

В 1823 г. чешским ученым Я. Пуркине (1787—1869) было установлено неодинаковое потемнение разноцветных равноярких поверхностей при уменьшении яркости поля зрения на интервале $10—0,01 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$. Синие излучения воспринимались более светлыми, чем красные, несмотря на одинаковую их яркость. Это явление относительного посветления синего и потемнение красного цветов по сравнению с белым при переходе от дневного зрения к ночному, названное эффектом Пуркине, определялось смещением относительной спектральной световой эффективности излучения в зону коротких длин волн (рис. 1-27, табл. 1-1). Причиной возникновения этого эффекта в условиях темновой адаптации являлось повышение концентрации молекул родопсина и увеличение рецептивных полей сетчатки.

Наличие эффекта неодинакового зрительного ощущения разноспектральных излучений при одинаковой их

яркости $L < 10 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$ позволяет сделать вывод о необходимости введения некоторой световой величины, однозначно определяющей уровень ощущения светлоты независимо от спектрального состава оцениваемого излучения малой яркости. Для возможности использования этой величины в светотехнической практике необходимо, чтобы она могла быть измерена и рассчитана. В качестве такой величины проф. А. А. Гершуном [23] была предложена эквивалентная яркость излучения заданного спектрального состава, определяемая как яркость равносветлого оптически смежного излучения условияенного спектрального состава¹ с $T_{\text{п}} = 2045 \text{ К}$.

А. А. Гершуном [23] была предложена эквивалентная яркость излучения заданного спектрального состава, определяемая как яркость равносветлого оптически смежного излучения условияенного спектрального состава¹ с $T_{\text{п}} = 2045 \text{ К}$.

Из этого определения следует, что эквивалентную яркость можно измерить, сопоставляя исследуемое излучение с эталонным $T_{\text{п}} = 2045 \text{ К}$ по их светлоте, т. е. по усло-

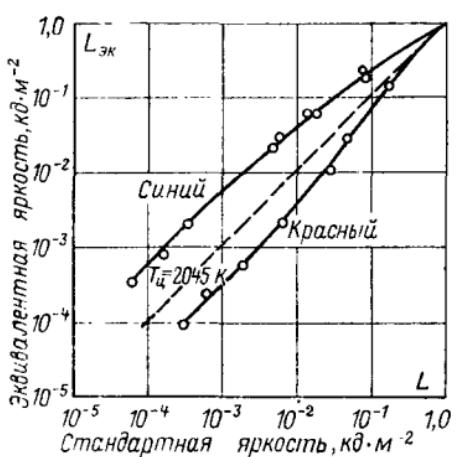


Рис. 1-28.

виям эквивалентности уровня зрительного ощущения. Вводя эту световую величину, будем характеризовать каждое излучение в области малых яркостей (сумеречное и почное зрение) стандартной (фотометрической) яркостью, определяемой стандартизированной кривой относительной спектральной чувствительности глаза в условиях дневного зрения, и эквивалентной яркостью, характеризующей действительное ощущение. Соотношение между этими значениями яркости будет изменяться в функции эквивалентной яркости, причем эти изменения будут различными для разноспектральных излучений. Для иллюстрации этого, а также для показа практической значимости понятия эквивалентной яркости на рис. 1-28 приведены кривые зависимости эквивалентной яркости от стандартной для синего и красного излучений. Из этих кривых можно видеть, что

¹ Цветовая температура $T_{\text{п}} = 2045 \text{ К}$ выбрана из условия соответствия с излучением государственного эталона единицы светового потока.

для стандартной яркости $L=0,01$ кд·м⁻² эквивалентные значения яркости различаются более чем на порядок. Учитывая эту особенность зрительного ощущения, сопоставление разноцветных излучений малой яркости следует производить по эквивалентной яркости.

При измерении эквивалентной яркости необходимо обеспечить большой размер поля зрения (примерно 25–30°), устойчивый режим адаптации глаза наблюдателя и большой (не менее 7,5–8 мм) выходной зрачок фотометрического прибора. Эти условия необходимо обеспечить для максимального приближения условий измерения к работе глаза при малой яркости без оптического прибора. Согласно указаниям Государственного оптического института [24] поля сравнения фотометра должны быть концентрическими с угловым размером внутреннего поля 14°. Уравнивание яркостей полей сравнения должно осуществляться путем регулирования яркости эталонного поля с цветовой температурой $T_n=2045$ К.

Расчет эквивалентной яркости $L_{\text{эк}}$ любого исследуемого излучения затруднен тем, что значение относительной спектральной чувствительности глаза $V(\lambda, L_{\text{эк}})$ зависит от определяемой эквивалентной яркости:

$$L_{\text{эк}} = k \int_{0,38}^{0,78} I_e(\lambda) V(\lambda, L_{\text{эк}}) d\lambda,$$

где $k=680\psi(\lambda, L_{\text{эк}})$ — функция спектрального состава эталонного излучения и $L_{\text{эк}}$ [см. (1-89)]; в условиях дневного зрения с $V(\lambda)$ $k=680$;
 $I_e(\lambda)$ — спектральная плотность энергетической яркости исследуемого излучения.

Следовательно, интегральное уравнение эквивалентной яркости возможно решить лишь методом приближения.

В силу этих причин вначале необходимо ориентировочно определить $L_{\text{эк}}$ по заданному значению L и спектральному составу излучения. Для такого ориентировочного определения $L_{\text{эк}}$ следует воспользоваться графиками зависимости отношения $L_{\text{эк}}/L$ в функции стандартной яркости для различных соотношений долей потока излучения в красной, зеленой и синей зонах видимого спектра. Эти кривые (рис. 1-29) удобно строить для различных значений коэффициентов:

$$n_o = \frac{\Delta\Phi_{ec}}{\Phi_e}; \quad n_z = \frac{\Delta\Phi_{ez}}{\Phi_e} \quad \text{и} \quad n_k = \frac{\Delta\Phi_{ek}}{\Phi_e}, \quad (1-87)$$

где $\Delta\Phi_{ec}$, $\Delta\Phi_{ez}$ и $\Delta\Phi_{ek}$ — потоки излучения в синей, зеленой и красной зонах спектра заданного излучения;
 $\Phi_e = \Delta\Phi_{ec} + \Delta\Phi_{ez} + \Delta\Phi_{ek}$ — полный поток заданного излучения.

При построении графиков $L_{ek}/L = f(L)$ были приняты следующие границы трех зон видимого спектра: $\lambda_1 = 0,48$ мкм и $\lambda_2 = 0,56$ мкм.

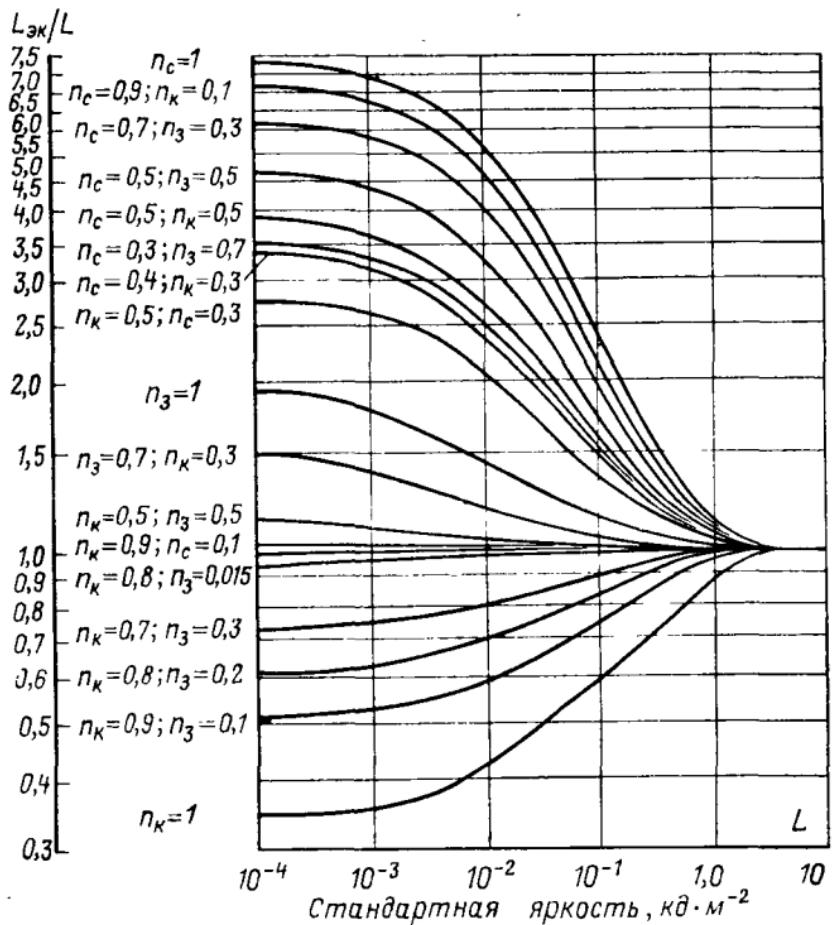


Рис. 1-29.

После ориентировочного определения значения L_{ek} по графику (рис. 1-29) следует произвести уточняющий расчет, пользуясь уравнением

$$L_{ek} = aL, \quad (1-88)$$

где L — яркость исследуемого излучения в условиях дневного зрения;

$$L = 680 \int_{0,38}^{0,78} l_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda;$$

a — относительная актиничность при условии действия исследуемого и образцового (эталонного) излучений на глаз в режимах сумеречного и дневного зрения:

$$a = \frac{\int_{0,38}^{0,78} l_e(\lambda) V(\lambda, L_{\text{эк}}) d\lambda}{\int_{0,38}^{0,78} l_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int_{0,38}^{0,78} l_o(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{0,38}^{0,78} l_o(\lambda) V(\lambda, L_{\text{эк}}) d\lambda};$$

$l_o(\lambda)$ — спектральная плотность энергетической яркости образцового излучения относительно спектрального состава ($T_d = 2045$ К)

$$l_o(\lambda) = l_{eo}(\lambda) / l_{eo}(\lambda=0,55);$$

$l_e(\lambda)$ — спектральная плотность энергетической яркости заданного излучения;

$V(\lambda)$ — стандартизованная относительная спектральная чувствительность глаза (относительная спектральная световая эффективность) в режиме дневного зрения;

$V(\lambda, L_{\text{эк}})$ — относительная спектральная чувствительность глаза в режиме сумеречного зрения для значения $L_{\text{эк}}$ [25].

Следовательно, эквивалентную яркость можно рассчитать по уравнению

$$L_{\text{эк}} = f(\lambda, L_{\text{эк}}) \int_{0,38}^{0,78} l_e(\lambda) V(\lambda, L_{\text{эк}}) d\lambda, \quad (1-89)$$

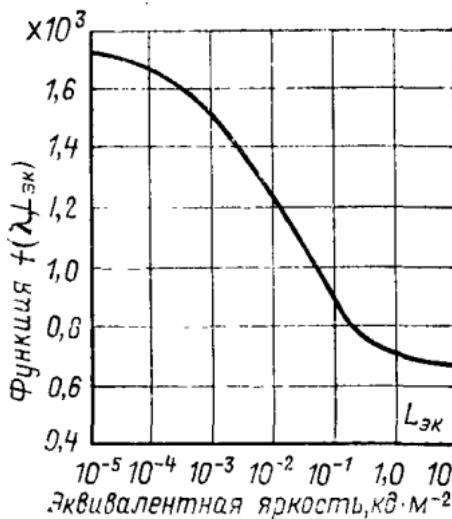


Рис. 1-30.

где

$$f(\lambda, L_{\text{эк}}) = \frac{\int_{0,38}^{0,78} I_0(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{0,38}^{0,78} I_0(\lambda) V(\lambda, L_{\text{эк}}) d\lambda}$$

— функция спектрального состава эталонного излучения и эквивалентной яркости, найденная из графика (рис. 1-30).

Если полученная расчетная эквивалентная яркость резко отличается от ранее найденного по графику (рис. 1-29) ориентировочного ее значения, следует расчет повторить, приняв иные значения $V(\lambda, L_{\text{эк}})$ и $f(\lambda, L_{\text{эк}})$.

1-26. РАВНОЯРКИЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

В практических условиях часто приходится иметь дело с излучателями, яркость которых с достаточной для практики точностью одинакова как по различным направлениям пространства, так и по поверхности излучающего тела. Такие излучатели принято называть *равнояркими*. Рассмотрим соотношения между световым потоком, силой света и яркостью¹ таких излучателей простейшей формы. Для плоской равнояркой поверхности с площадью A сила света определяется (рис. 1-31, а) как

$$I_a = LA \cos \alpha = I_0 \cos \alpha, \quad (1-90)$$

так как проекция плоского излучателя на плоскость, перпендикулярную заданному направлению (рис. 1-8), $A_a = A \cos \alpha$. Световой поток плоского равнояркого излучателя [см. (1-17)]

$$\Phi = 2\pi I_0 \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi/2} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = \pi I_0, \quad (1-91)$$

следовательно,

$$\Phi = \pi L A \text{ и } M = \pi L. \quad (1-91a)$$

¹ Рассмотренные соотношения справедливы также и для энергетических величин.

Равнояркий шар диаметром D имеет проекцию $A_\alpha = \pi D^2/4$ для любого направления (рис. 1-31,б). Следовательно, сила света равнояркого шара одинакова по всем направлениям:

$$I = \frac{\pi D^2}{4} L = \text{const.}$$

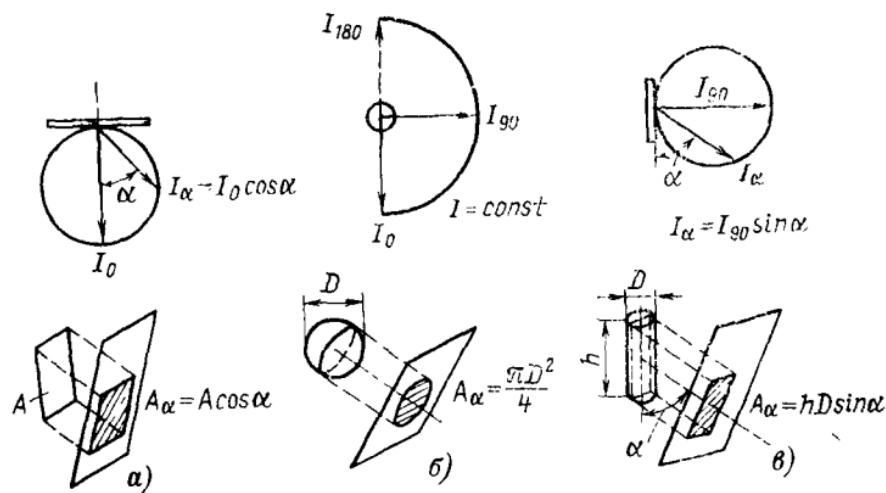


Рис. 1-31.

Световой поток такого излучателя находим согласно уравнению (1-17):

$$\Phi = 2\pi I \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \sin \alpha d\alpha = 4\pi I. \quad (1-92)$$

Равнояркий цилиндр с темными торцами (рис. 1-31,в) имеет распределение силы света:

$$I(\alpha) = I_{90} \sin \alpha = LhD \sin \alpha. \quad (1-93)$$

Следовательно, световой поток, излучаемый равноярким цилиндром, будет:

$$\Phi = 2\pi LhD \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \sin^2 \alpha d\alpha = \pi I_{90} \left| \frac{\pi}{2} \alpha - \frac{\sin 2\alpha}{2} \right|_{0}^{\pi} = \pi^2 I_{90}. \quad (1-93a)$$

1-27. СВЕТОВЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

Как известно (§ 1-13), спектральные оптические характеристики любого тела определяются тремя функциями: $\alpha(\lambda)$, $\rho(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$, показывающими способность данного тела поглощать, отражать и пропускать излучения различных длин волн. Наличие спектральных характеристик и кривой спектральной плотности падающего на тело потока излучения позволяет произвести энергетические расчеты для любой системы эффективных величин, как это было показано в (1-57), (1-58) и (1-59). Согласно этим уравнениям коэффициенты поглощения, отражения и пропускания светового потока

$$\alpha = \frac{\Phi_\alpha}{\Phi} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) \alpha(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) V(\lambda) d\lambda}; \quad (1-94)$$

$$\rho = \frac{\Phi_\rho}{\Phi} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) \rho(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) V(\lambda) d\lambda}; \quad (1-95)$$

$$\tau = \frac{\Phi_\tau}{\Phi} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) \tau(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) V(\lambda) d\lambda}, \quad (1-96)$$

где $\lambda_1 = 0,38$ и $\lambda_2 = 0,78$ мкм.

Из приведенных уравнений можно видеть, что коэффициенты поглощения, отражения и пропускания определяют лишь соотношение световых потоков, не определяя их распределения в пространстве. В зависимости от свойств поверхности тела и внутренней его структуры распределение отраженного и прошедшего потоков может резко различаться. Так, от гладких поверхностей размеры неровностей которых малы по сравнению с длиной волны излучения, наблюдается *направленное (зеркальное) отражение*, характеризуемое неизменностью

структуры пучка лучей после отражения и равенством углов падения и отражения (рис. 1-32,*a*). При *направленно-рассеянном отражении* (рис. 1-32,*b*) ось отраженного пучка лучей направлена в соответствии с законом зеркального отражения, однако телесный угол отраженного пучка лучей увеличен за счет рассеяния неоднородностями отражающей поверхности.

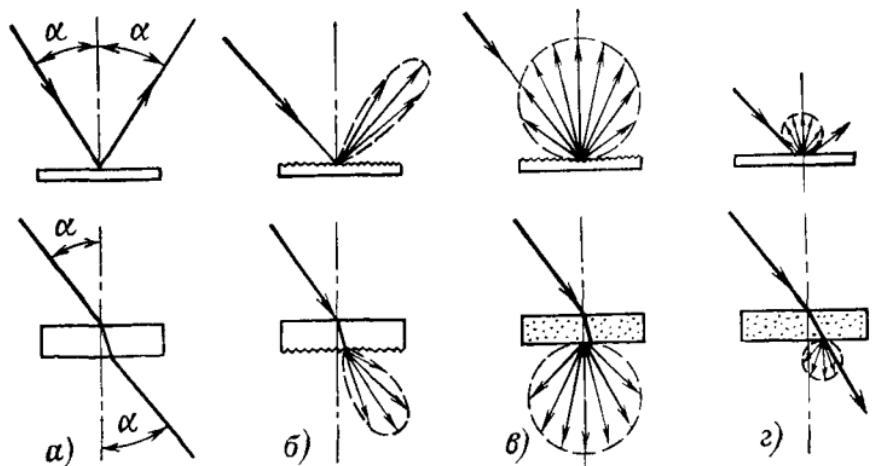


Рис. 1-32.

В большинстве случаев отражение излучение симметрично относительно оси отраженного пучка, причем форма его фотометрического тела близка к эллипсоиду вращения. В этих случаях характеристику рассеяния принято определять отношением большой и малой осей эллипса продольной кривой силы света. Иногда в качестве характеристики рассеяния принимают угол раскрытия зонального телесного угла, в пределах которого заключено 70% отраженного потока. Вполне понятно, что яркость пучка лучей направленно-рассеянного отражения неодинакова по различным направлениям пространства и имеет максимальное значение по оси пучка. Различие яркости отраженного пучка лучей по различным направлениям уменьшается при увеличении размеров неровности отражающей поверхности (увеличении ее шероховатости). Пределом увеличения рассеивающей способности отражающей поверхности является отражение от поверхности, яркость которой в отраженном свете одинакова по всем направлениям пространства и не зависит от угла падения на нее пучка лучей.

Как следует из уравнений (1-20) и (1-20б), кривая силы света отраженного пучка лучей подчиняется косинусной зависимости $I(a) = I_0 \cos a$ (рис. 1-32,*в*). Такое отражение принято называть *рассеянным* или *диффузным*.

ным. Четвертым типовым случаем отражения является *смешанное отражение* (рис. 1-32,*г*), в котором наблюдаются одновременно свойства диффузного и направленного отражений. При прохождении излучения через толщу тела возможны все четыре указанные схемы распределения прошедших потоков. *Направленное пропускание* (рис. 1-32,*а*) характерно для прозрачных материалов (стекол и пластмасс), поверхности которых не обладают свойством рассеивать излучения. *Направленно-рассеянное пропускание* (рис. 1-32,*б*) характерно для прозрачных материалов с рассеивающей одной или двумя поверхностями (матированные стекла или пластмассы). *Диффузным (рассеянным) и смешанным пропусканием* (рис. 1-32,*в* и *г*) обладают материалы, имеющие оптические неоднородности в своей толще. В зависимости от размера зон оптической неоднородности и их концентрации в материале возможны случаи полного рассеяния (диффузное пропускание) или частичного (смешанное пропускание).

Характер распределения отраженного или прошедшего потока можно определить описанием функции относительного значения яркости по различным направлениям в пространстве. Для этой цели принято вводить безразмерную величину, называемую *коэффициентом яркости* $B_{\alpha\beta}$, определяемую отношением яркости исследуемой отражающей поверхности в заданном направлении $L_{\alpha\beta}$ и яркости L_d , одинаково освещенной с ней диффузной равнояркой поверхности, имеющей коэффициент отражения, равный единице:

$$B_{\alpha\beta} = \frac{L_{\alpha\beta}}{L_d} = \pi \frac{L_{\alpha\beta}}{E}, \quad (1-97)$$

так как яркость диффузного эталона $L_d = M_d / \pi = E / \pi$ потому, что $\rho_d = 1$, где $L_{\alpha\beta}$ — яркость исследуемой поверхности в направлении α, β ; L_d — яркость идеально отражающей диффузной поверхности.

Для установления зависимости коэффициента отражения исследуемой поверхности от заданных значений коэффициента яркости воспользуемся расчетом отраженного светового потока по значениям силы света отражен-

женного пучка:

$$\rho \Phi = \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} \int_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} I(\alpha, \beta) \sin \alpha d\beta d\alpha = \\ = A \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} \int_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} L(\alpha, \beta) \sin \alpha \cos \alpha d\alpha d\beta.$$

Заменяя

$$L(\alpha, \beta) = B(\alpha, \beta) \frac{E}{\pi},$$

получаем:

$$\rho = \frac{1}{\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} \int_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} B(\alpha, \beta) \sin \alpha \cos \alpha d\alpha d\beta, \quad (1-98)$$

так как $\Phi = EA$.

Для диффузной поверхности [$B(\alpha, \beta) = \text{const} = B$] будем иметь:

$$\rho = \frac{2\pi}{\pi} B \int_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = B.$$

В отличие от коэффициента отражения коэффициент яркости может иметь значения больше единицы, что характерно для направленного и направленно-рассеянного отражения. Коэффициент яркости можно применять в качестве характеристики распределения яркости по поверхности тела, пропускающего световой поток, например стекол и пластмасс. В этих случаях уравнение (1-98) определит коэффициент пропускания исследуемого тела.

Перечень световых и энергетических величин излучения приведен в табл. 1-2.

Таблица 1-2

Энергетические и световые величины и их единицы

Лучистые величины		Световые величины	
Название величины	Определющее уравнение	Единица	Начменование величины
Поток излучения	$\Phi_e = \int_0^{\infty} \varphi_e(\lambda) d\lambda$	ватт (Вт)	Световой поток. $\Phi = 680 \int_{0,38}^{0,78} \varphi_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda$
Энергия излучения	$Q_e = \int_{t_1}^{t_2} \Phi_e(t) dt$	дюбуль (Дж)	Световая энергия $Q = \int_{t_1}^{t_2} \Phi(t) dt$
Сила излучения	$I_{e\alpha\beta} = \frac{d\Phi_{e\alpha\beta}}{d\Omega_{\alpha\beta}}$	ватт на стерадиан (Вт·ср ⁻¹)	Сила света $I_{\alpha\beta} = \frac{d\Phi_{\alpha\beta}}{d\Omega_{\alpha\beta}}$
Плотность облучения (облученность)	$E_e = \frac{d\Phi_e^*}{dA_0}$	ватт на квадратный метр (Вт·м ⁻²)	Освещенность $E = \frac{d\Phi^*}{dA_0}$
Энергетическая светимость	$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA_u}$	ватт с квадратного метра (Вт·м ⁻²)	Светимость $M = \frac{d\Phi}{dA_u}$

Продолжение табл. I-2

Лучистые величины						Световые величины	
Наименование величины	Определющее уравнение	Единица	Наименование величины	Определющее уравнение	Единица		
Энергетическая экспозиция	$H_e = \frac{dQ_e}{dA_0} = \int_{t_1}^{t_2} E_e(t) dt$	Джоуль на квадратный метр ($\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2}$)	Экспозиция	$H = \frac{dQ}{dA_0} = \int_{t_1}^{t_2} E(t) dt$	Джоуль-секунда ($\text{Дж} \cdot \text{с}$)		
Энергетическая яркость поверхности	$L_{e\alpha\beta} = \frac{dI_{e\alpha\beta}}{\cos \alpha dA}$	вант на стерадиан с квадратного метра ($\text{Вт} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$)	Яркость поверхности	$L_{\alpha\beta} = \frac{dI_{\alpha\beta}}{\cos \alpha dA}$	кандела с кв. метра ($\text{Кд} \cdot \text{м}^{-2}$)		
Энергетическая яркость пучка лучей	$L_e = \frac{d^2\Phi_e}{\cos \alpha dA d\Omega}$	Тоже	Яркость пучка лучей	$L = \frac{d^2\Phi}{\cos \alpha dA d\Omega}$			

* Для точечных излучателей $E_e = \frac{d\Phi_e}{dA_0} = \frac{I_{e\alpha\beta}}{l^2} \cos \theta; E = \frac{d\Phi}{dA_0} = \frac{l_{\alpha\beta}}{l^2} \cos \theta.$

Д. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

1-28. ОПРЕДЕЛЕНИЕ

Как известно, всякое излучение связано с потерей энергии излучающим телом, следовательно, при излучении должна уменьшаться потенциальная энергия излучателя и понижаться его температура или расход энергии на излучение должен компенсироваться поступлением ее извне. Всякое излучение, источником которого является тепловая энергия излучающего тела, принято называть *тепловым излучением*.

При повышении температуры излучателя увеличивается энергия поступательного, колебательного и вращательного движения его частиц, вследствие чего растут поток излучения и средняя энергия фотона излучения — кванта. Как показывают исследования, вращение молекул вокруг своей оси, играющее основную роль в энергетике молекулы при низкой температуре, создает длинноволновые излучения в дальней области инфракрасных излучений. Колебания ядер молекул вещества, определяющие более высокую температуру излучающего тела, создают более коротковолновые инфракрасные и длинноволновые видимые излучения. Видимые и ультрафиолетовые излучения, получающиеся в результате электронного возбуждения молекул и атомов, могут возникать при больших значениях кинетической энергии движущихся частиц; следовательно, их возникновение связано с очень высокой температурой излучающего тела. Таким образом, в результате повышения температуры излучающего тела поток излучения не только увеличивается, но и изменяется его спектральный состав.

Энергия, подводимая к тепловому излучателю для компенсации энергии излучения и тепловых потерь в окружающее пространство (конвекция и теплопередача), может иметь любую форму. Например, вольфрамовая спираль электрической лампы накаливания поглощает энергию электрического тока.

1-29. ЗАКОН КИРХГОФА

В XIX в. при разработке основных положений термодинамики было проведено множество экспериментальных и теоретических исследований теплового излучения.

В 1809 г. Прево сформулировал качественное правило, говорящее о различном излучении тел при одинаковой их температуре, если эти тела неодинаково поглощают падающие на них потоки оптического излучения. В 1861 г. Р. Кирхгоф (1824—1887), используя второй закон термодинамики, характеризовал отношение плотностей излучения (энергетических светимостей) нескольких тел и коэффициентов поглощения потока излучения этими телами [18]. Согласно закону Кирхгофа *отношение энергетических светимостей тел с одинаковой температурой равняется отношению коэффициентов поглощения*:

$$\frac{M_{e1}(T)}{M_{e2}(T)} = \frac{\alpha_{e1}(T)}{\alpha_{e2}(T)}. \quad (1-99)$$

Закон Кирхгофа может быть записан в другом виде, определяющем постоянство отношения плотности потока излучения к коэффициенту поглощения для всех тел, имеющих одинаковую температуру T :

$$\frac{M_{e1}(T)}{\alpha_{e1}(T)} = \frac{M_{e2}(T)}{\alpha_{e2}(T)} = \dots = \frac{M_{en}(T)}{\alpha_{en}(T)} = M_{es}(T), \quad (1-99a)$$

где $M_{es}(T)$ — энергетическая светимость (плотность излучения) черного тела (полного излучателя), поглощающего все падающие на него излучения, при температуре T .

Для потоков монохроматических излучений закон Кирхгофа можно написать в следующем виде:

$$\frac{m_{e1}(\lambda, T)}{\alpha_1(\lambda, T)} = \frac{m_{e2}(\lambda, T)}{\alpha_2(\lambda, T)} = \dots = \frac{m_{en}(\lambda, T)}{\alpha_n(\lambda, T)} = m_{es}(\lambda, T), \quad (1-100)$$

где $m_{e1}(\lambda, T), \dots, m_{en}(\lambda, T)$ — спектральные плотности энергетической светимости каждого излучателя в функции длины волны λ при температуре T ;

$\alpha_1(\lambda, T), \dots, \alpha_n(\lambda, T)$ — спектральные коэффициенты поглощения каждого излучателя в функции длины волны λ при температуре T ;

$m_{es}(\lambda, T)$ — спектральная плотность энергетической светимости черного тела при температуре T .

Закон Кирхгофа, написанный для монохроматических излучений [см. (1-100)], позволяет сделать выводы, существенно важные для светотехнической практики:

а) Отношение спектральной плотности теплового излучения к спектральному значению коэффициента по-

глощения одинаково для всех тел и является функцией длины волны λ и температуры T .

б) Плотность теплового излучения любого реального тела в любой области спектра не может быть больше плотности излучения черного тела¹ в той же области спектра и при той же температуре.

1-30. СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРНОГО ТЕЛА

Первые теоретические попытки обоснования функции $m_{eS}(\lambda, T)$ были совершены учеником проф. А. Г. Столетова — проф. В. А. Михельсоном (1860—1927). Теоретические исследования В. А. Михельсона открыли путь работам В. Вина, Л. Больцмана и М. Планка. В статье «Опыт теоретического объяснения распределения энергии в спектре твердого тела», опубликованной в 1887 г., В. А. Михельсон, применяя теорию вероятности скоростей теплового движения молекул, впервые сформулировал функцию спектральной плотности излучения черного тела от температуры и длины волны:

$$m_{eS}(\lambda, T) = c_1 T^{3/2} \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}, \quad (1-101)$$

где c_1 и c_2 — постоянные величины.

В 1896 г. В. Вин (1864—1928), также опираясь на максвелловское распределение скоростей движущихся молекул, видоизменил зависимость частоты их колебаний от скорости их движения и получил новую спектральную функцию излучения черного тела (закон Вина), более точно отвечающую результатам опытов:

$$m_{eS}(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \quad (1-102)$$

Вин принимал частоту колебаний пропорциональной квадрату скорости движения в отличие от В. А. Михельсона, считавшего ее пропорциональной первой степени скорости движения.

Уравнение Вина (1-102) дало очень хорошее совпадение с результатами опытного наблюдения для малых значений произведения λT , т. е. для коротковолновой части спектра (рис. 1-33). Для приближения к резуль-

¹ Излучение черного тела иногда называют черным излучением.

татам опыта М. Планк ввел в уравнение Вина дополнительный множитель $\frac{1}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}}$. При этом уравнение

(1-102) принял следующий вид:

$$m_{eS}(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}. \quad (1-103)$$

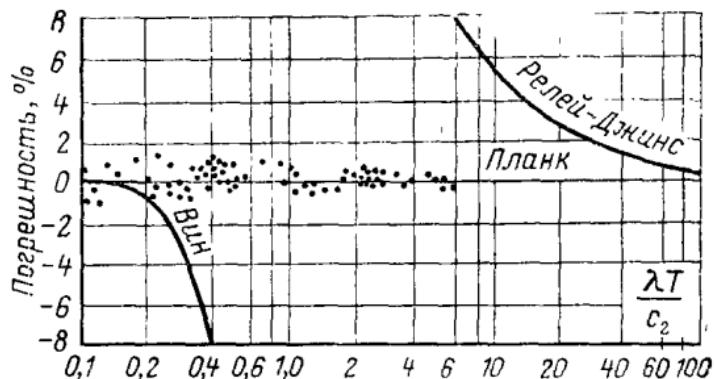


Рис. 1-33.

Зависимость спектральной плотности энергетической светимости черного тела от длины волны и температуры, определяемая (1-103), носит название закона Планка.

Анализ полученного Планком уравнения (1-103) потребовал принципиально нового представления об элементарных излучателях как о вибраторах [12], излучающих в пространство энергию дискретными порциями, названными им квантами энергии излучения ($Q_{e\phi}$). Это предположение, совмещенное с рассмотрением излучения как потока электромагнитных волн, позволило Планку определить величину кванта излучения и значения постоянных c_1 и c_2 :

$$Q_{e\phi} = h\nu; \quad c_1 = 2\pi hc^2; \quad c_2 = \frac{hc}{k},$$

где $h \approx 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка; $c \approx 2,998 \cdot 10^8$ м·с⁻¹ — скорость света в безвоздушном пространстве; $k \approx 1,381 \cdot 10^{-23}$ Дж·К⁻¹ — постоянная Больцмана; $c_1 \approx 3,742 \cdot 10^{-16}$ Вт·м²; $c_2 \approx 1,439 \cdot 10^{-2}$ м·К.

Часто уравнение Планка приводится к значениям спектральной плотности в равночастотном спектре. Согласно уравнению (1-29) перевод на шкалу частот возможен при соблюдении следующего соотношения:

$$m_{eS}(\nu, T) = m_{eS}(\lambda, T) \frac{\lambda^2}{c}.$$

Следовательно, уравнение Планка в шкале частот будет иметь следующий вид:

$$m_{eS}(\nu, T) = \frac{c_1 \nu^2}{c^4} \left(e^{\frac{c_2 \nu}{kT}} - 1 \right)^{-1}.$$

Подставляя значения констант c_1 и c_2 , получаем:

$$m_{eS}(\nu, T) = \frac{2\pi h}{c^2} \nu^3 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-1}. \quad (1-104)$$

Для сопоставления уравнений Вина (1-102) с уравнением Планка (1-103) разложим множитель $\left(e^{\frac{c_2 \nu}{kT}} - 1 \right)^{-1}$ в ряд

$$\left(e^{\frac{c_2 \nu}{kT}} - 1 \right)^{-1} = e^{-\frac{c_2 \nu}{kT}} + e^{-\frac{2c_2 \nu}{kT}} + e^{-\frac{3c_2 \nu}{kT}} + \dots + e^{-\frac{nc_2 \nu}{kT}}. \quad (1-104a)$$

При быстрой сходимости полученного ряда, т. е. при малом значении λT , можно ограничиться лишь первым членом ряда $e^{-\frac{c_2 \nu}{kT}}$. При этом погрешность приближения не будет превосходить 1%, если $e^{\frac{c_2 \nu}{kT}} \geq 100$, что соответствует $\lambda T \leq 3,1 \cdot 10^3$ мкм·К.

Приведенное условие применимости спектральной функции излучения черного тела по Вину ($\lambda T \leq 3100$) позволяет сделать вывод о возможности использования этой функции для всей области видимых и тем более ультрафиолетовых излучений, так как для $\lambda \leq 0,78$ мкм будем иметь: $T \geq 4000$ К, что превышает температуру любого искусственного источника теплового излучения. Для больших значений λT , когда отношение $\frac{\lambda T}{c_2} \gg 1$, уравнение Планка можно написать в следующем приближенном виде:

$$m_{eS}(\lambda, T) = 2\pi c \lambda^{-4} k T. \quad (1-105)$$

Приближенное уравнение (1-105) можно получить преобразованием уравнения Планка путем разложения экспоненциальной функции $e^{-\frac{c_2 \nu}{kT}}$ в ряд

$$e^{-\frac{c_2 \nu}{kT}} = 1 + \frac{c_2 \nu}{kT} + \frac{\left(\frac{c_2 \nu}{kT} \right)^2}{2!} + \frac{\frac{c_2 \nu}{kT}}{3!} + \dots$$

Сходимость этого ряда увеличивается при уменьшении показателя степени исследуемой функции. В частности, при $\frac{c_2}{\lambda T} \leq 0,01$ можно ограничиться двумя членами ряда. При этом погрешность приближения не будет превышать 1%. Следовательно, для $\frac{\lambda T}{c_2} \gg 1$ имеем:

$$\left(e^{\frac{\lambda s}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \approx \frac{\lambda T}{c_2}.$$

Подставляя это приближение равенство в уравнение Планка (1-103), получим уравнение Релея — Джинса (1-105). В конце прошлого столетия Д. Релей (1842—1891) и независимо от него Д. Джинс (1877—1946) получили эту приближенную функцию распределения энергии по спектру черного излучения (закон Релея — Джинса), исходя из принципа равномерного распределения энергии по степеням свободы — одного из основных принципов классической статистической физики.

Согласно закону Релея — Джинса по мере уменьшения длины волны должна непрерывно расти спектральная плотность излучения, что, как известно, не соответствует действительности. Вследствие того что уравнение Релея — Джинса было получено на основе закономерностей классической физики, противоречие его с действительным законом природы было названо «ультрафиолетовой катастрофой» классической физики. Для сопоставления уравнения Планка с приближенными уравнениями Вина и Релея — Джинса на рис. 1-33 приведены результаты экспериментального определения спектральной плотности черного излучения (точки на графике) в сопоставлении с теорией Планка, а также даны в функции отношения $\lambda T/c_2$ погрешности, получаемые при расчетах спектральной плотности по уравнениям Вина и Релея — Джинса. Из приведенного графика (рис. 1-33) можно видеть, что закон Релея — Джинса дает близкие с действительностью результаты лишь при очень малых квантах, следовательно, лишь в тех условиях, когда дискретность излучения не играет существенной роли. Закон Вина, как уже указывалось ранее, дает правильные результаты лишь при определении спектральной плотности коротковолновых излучений, т. е. излучений с большими квантами, следовательно, с большой дискретностью.

1-31. ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИИ М. ПЛАНКА

Полученное выражение функции $m_{eS}(\lambda, T)$ позволяет определить зависимость энергетической светимости черного тела от его температуры, а также исследовать положение максимума спектральной функции излучения.

Для этой цели напишем уравнение Планка (1-103) в следующем виде:

$$m_{eS}(\lambda, T) = \frac{c_1 T^5}{c_2^4} \frac{x^5}{e^x - 1}, \quad (1-105a)$$

где $x = c_2/\lambda T$.

При расчете любой характеристики излучения по функции ее спектральной плотности необходимо определять пределы интегрирования или границы планиметрирования графика этой функции. Теоретическая протяженность спектра излучения согласно уравнению Планка бесконечна (от $\lambda=0$ до $\lambda=\infty$). Для энергетических (лучистых) величин протяженность спектра определяется границами его оптической части: $\lambda_i=0,01$ мкм и $\lambda_j=1$ мм. Практическое значение спектральной плотности излучения становится исчезающе малым за пределами еще более узкого участка спектра. Если ограничиться той областью, в которой минимальные значения спектральной плотности излучения не должны быть меньше 0,001 максимального значения, то окажется, что такой участок спектра будет простираться в пределах от $0,25\lambda_{\text{макс}}$ до $13\lambda_{\text{макс}}$, причем ширина этого участка при любой температуре излучателя не будет превышать шести октав.

Интегрируя (1-105a) в пределах от λ_i до λ_j , получаем выражение энергетической светимости черного излучателя:

$$M_{eS} = \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} m_{eS}(\lambda, T) d\lambda = \frac{c_1 T^4}{c_2^4} \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \frac{x^5}{e^x - 1} dx, \quad (1-105b)$$

так как $d\lambda = \frac{c_2}{T x^2} dx$.

Следовательно, энергетическая светимость черного излучателя определится величиной, пропорциональной четвертой степени его температуры:

$$M_{eS} = \sigma T^4, \quad (1-106)$$

где $\sigma \approx 6,49 \frac{c_1}{c_2^4} \approx 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт·м⁻²·К⁻⁴.

Уравнение (1-106) принято называть законом Стефана — Больцмана. В 1879 г. И. Стефаном (1835—1893) экспериментально была установлена зависимость плотности потока черного излучения от четвертой степени температуры, а в 1884 г. Л. Больцман (1844—1906) теоретически обосновал эту зависимость, исходя из основных принципов термодинамики.

В. Вином в 1896 г. из термодинамических закономерностей излучения черного тела было получено соот-

ношение длины волны максимума излучения в равноволновом спектре в зависимости от температуры:

$$\lambda_{\max} T = 2896 \text{ мкм} \cdot \text{К}^*, \quad (1-107)$$

где λ_{\max} — длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности излучения черного тела.

Постоянство произведения длины волны максимума спектральной плотности излучения на температуру излучателя принято называть законом смещения излучения.

Максимум спектральной плотности энергетической светимости в равноволновом спектре пропорционален пятой степени температуры черного тела:

$$m_{eS\max} = 1,286 \cdot 10^{-11} T^5 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1} **. \quad (1-107a)$$

Это соотношение может быть получено путем дифференцирования спектральной плотности энергетической светимости в равноволновом спектре.

Проведенный анализ уравнения Планка позволяет сделать следующие существенные для практики выводы:

1. При повышении температуры излучающего тела происходит интенсивный (пропорционально четвертой степени температуры) рост потока излучения.

2. Максимум функции плотности излучения по спектру растет также пропорционально четвертой степени температуры излучателя.

3. Повышение температуры излучателя приводит к смещению максимума кривой спектральной плотности излучения в область коротких длин волн, следовательно, к увеличению роли излучений в коротковолновой части спектра.

4. Максимум спектральной плотности излучения черного тела лежит в видимой области спектра ($\lambda = 0,38 \div 0,78$ мкм) для значений температуры излучателя в пределах от $T = 4760$ К до $T = 10\,000$ К.

* По данным М. А. Брамсона («Инфракрасное излучение нагретых тел», М., 1964) $\lambda_{\max} T = 2898 \text{ мкм} \cdot \text{К}$.

** По данным М. А. Брамсона,

1-32. ФУНКЦИЯ М. ПЛАНКА В ОТНОСИТЕЛЬНЫХ КООРДИНАТАХ

Уравнение Планка можно преобразовать путем введения относительных координат:

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda_{\max}} \text{ и } \eta = \frac{m_{eS}(\lambda, T)}{m_{eS\max}}, \quad (1-108)$$

откуда получим:

$$\lambda = \xi \frac{c_2}{4,9657}, \text{ так как } \lambda_{\max} = \frac{c_2}{4,9657},$$

$$\text{и } m_{eS}(\lambda, T) = \frac{c_1}{c_2^5} \frac{4,9657^5 \xi^{-5}}{e^{\frac{4,965}{\xi}} - 1}$$

$$\text{при } \frac{c_2}{\lambda T} = \frac{4,965}{\xi}.$$

Подставляя выражение функции $m_{eS}(\lambda, T)$ в уравнение (1-108), определяющее относительные координаты η и ξ , получаем:

$$\eta = 142,3 \frac{\xi^{-5}}{e^{\frac{4,965}{\xi}} - 1}. \quad (1-109)$$

Введение относительных координат ξ и η позволяет написать функцию спектральной плотности излучения черного тела (1-109) с исключением зависимости от температуры в явном виде. Этот способ изображения необходим для замены семейства кривых спектральной плотности излучения (рис. 1-13) одной кривой $\eta = f(\xi)$, представленной на рис. 1-34.

Пользуясь этой кривой, нетрудно решить часто встречающуюся на практике задачу определения доли потока излучения или другой любой характеристики (энергетической светимости, силы излучения и др.), приходящейся на участок спектра с заданными границами λ_1 и λ_2 :

$$n_s = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_2} m_{eS}(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_2} m_{eS}(\lambda, T) d\lambda} = \frac{\int_{\xi_i}^{\xi_2} \eta d\xi}{\int_{\xi_i}^{\xi_2} \eta d\xi}, \quad (1-110)$$

где $\lambda_i - \lambda_2$ — оптический интервал спектра.

Решение полученного уравнения значительно упрощается введением функции

$$\psi(\xi) = \frac{\int_{\xi_i}^{\xi} \eta d\xi}{\int_{\xi_i}^{\xi_f} \eta d\xi}.$$

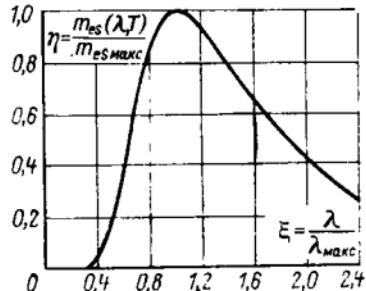


Рис. 1-34.

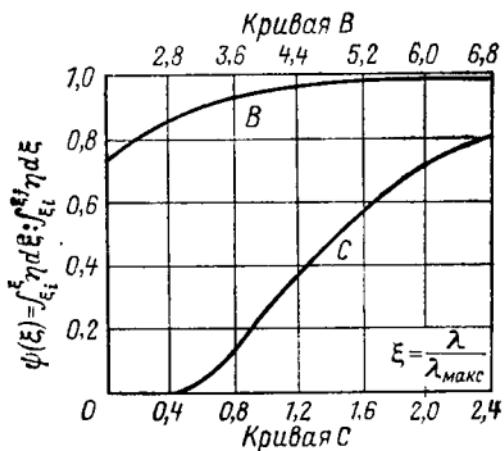


Рис. 1-35.

Графическое изображение этой функции (рис. 1-35) позволяет определить интересующее нас отношение n_s простым равенством

$$n_s = \psi(\xi_2) - \psi(\xi_1), \quad (1-110a)$$

где $\psi(\xi_1)$ и $\psi(\xi_2)$ — значения функции $\psi(\xi)$, найденные из кривой рис. 1-35 для заданных ξ_1 и ξ_2 .

1-33. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ ТЕЛ

При анализе излучения реальных тел, обладающих значениями коэффициента поглощения $\alpha_e < 1$, необходимо учитывать не только собственные излучения реального тела, но также и отраженные излучения. Отношение полной (собственной и отраженной) плотности излучения реального тела к плотности излучения черного тела, имеющего одинаковую температуру с исследуемым

излучателем, принято называть коэффициентом излучения:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{m_e(\lambda, T)}{m_{eS}(\lambda, T)} = \frac{m'_e(\lambda, T) + m''_e(\lambda, T)}{m_{eS}(\lambda, T)}, \quad (1-111)$$

или

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{m'_e(\lambda, T) + m''_e(\lambda, T)}{m'_e(\lambda, T)} \frac{m'_e(\lambda, T)}{m_{eS}(\lambda, T)} = \gamma(\lambda, T) \alpha(\lambda, T); \quad (1-111a)$$

соответственно

$$\varepsilon_T = \frac{M_{eT}}{M_{eST}} = \frac{M'_e T + M''_e T}{M_{eST}} = \gamma_T \alpha_{eT}, \quad (1-112)$$

где $\varepsilon(\lambda, T)$ — спектральный коэффициент излучения;
 ε_T — интегральный коэффициент излучения;
 $m'_e(\lambda, T)$ и $m''_e(\lambda, T)$ — функции спектральной плотности собственного и отраженного излучений;
 $M'_e T$, $M''_e T$ и M_{eT} — плотности собственного, отраженного и полного излучения реального тела, имеющего температуру T , К;
 M_{eST} — плотность излучения черного тела при температуре T , К;
 $\gamma(\lambda, T)$ и γ_T — спектральный и интегральный коэффициенты почернения излучения;
 $\alpha(\lambda, T)$ и α_{eT} — спектральный и интегральный коэффициенты поглощения излучающим телом.

Коэффициент почернения излучения реального тела определяется отношением его полного излучения (собственного и отраженного) к собственному излучению того же тела. Этот коэффициент показывает, насколько излучение реального тела приближается к черному излучению. Из уравнения (1-111a) можно видеть, что максимальное значение коэффициента почернения для каждого реального тела определяется величиной, обратной его коэффициенту поглощения, так как максимальное значение коэффициента излучения реального тела

согласно закону Кирхгофа не может быть больше единицы:

$$\gamma_{\max}(\lambda, T) = \frac{1}{\alpha(\lambda, T)} ; \quad (\gamma_T)_{\max} = \frac{1}{\alpha_{eT}} .$$

Коэффициент почернения исследуемого тела определяется относительным значением отраженных излучений [см. (1-111а)], следовательно, для каждого излучателя может быть равен от 1 до $\gamma_{\max}(\lambda, T)$:

$$\gamma(\lambda, T) = 1 + \frac{m''_e(\lambda, T)}{m'_e(\lambda, T)} .$$

Коэффициент почернения любого реального тела зависит от формы излучателя и его плотности излучения по сравнению с плотностью излучения отражающих тел.

Для излучателя, выполненного в виде глубокой полости, выходное отверстие которой несопоставимо мало по сравнению с площадью поверхности излучателя, коэффициент почернения практически равен максимальному значению, вследствие чего излучение такого тела идентично излучению черного тела при любой температуре и любом материале излучателя модели черного тела (рис. 1-36). Эффект почернения излучения, поступающего во внешнее пространство из глубокой полости, определяется многократными отражениями, в результате которых происходит практически полное поглощение излучений.

Коэффициент почернения следует учитывать при расчете излучения вольфрамовых спиралей ламп накаливания, для внутренней поверхности которых этот коэффициент может быть достаточно большим. Коэффициент почернения близок к единице для всех излучателей с плоскими и выпуклыми поверхностями, например для цилиндрического излучателя, если $T_{\text{изл}} \gg T_{\text{окр}}$. Для таких излучателей можно принять $\epsilon(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T)$.

Излучение тепловых излучателей в каком-либо направлении принято характеризовать коэффициентом направленного излучения $\epsilon_{\theta\beta}$ определяется отношением энергетических яркостей излучателя в некотором направлении θ, β и черного тела при одинаковой температуре:

$$\epsilon_{\theta\beta} = \frac{L_{e\theta\beta}}{L_{eS}} ; \quad (1-112a)$$

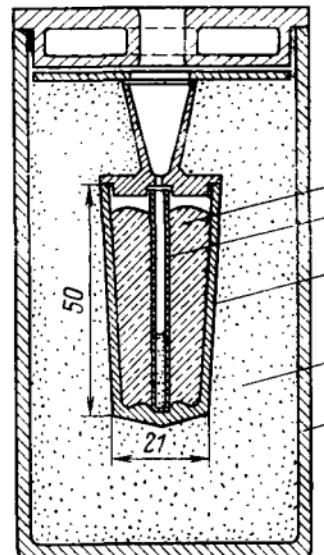


Рис. 1-36. Модель черного тела.

1 — платина; 2 — трубчатый излучатель из плавленой окиси тория; 3 — стакан из плавленной окиси тория; 4 — размельченная окись тория; 5 — кварцевый цилиндрический футляр.

следовательно,

$$L_{e\theta\beta} = \epsilon_{\theta\beta} L_{eS}.$$

Все излучения реальных тел в зависимости от хода функции $\epsilon(\lambda, T)$ делят на две группы: *серые* и *избирательные*. Серые излучения характеризуются функцией спектрального распределения, подобной распределению

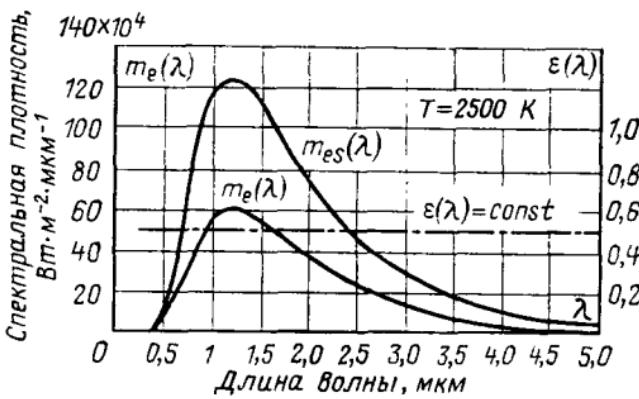


Рис. 1-37.

по спектру черного излучения (рис. 1-37). Следовательно, спектральный коэффициент излучения $\epsilon(\lambda, T)$ серых излучателей одинаков для любой длины волны. Для большинства тел излучение можно считать серым лишь на некотором участке спектра. Необходимо отметить, что излучение металлов по мере повышения их температуры приближается к свойствам серого излучения с одновременным повышением интегрального коэффициента излучения.

Избирательное излучение характеризуется зависимостью спектрального коэффициента излучения от длины волны. Избирательно излучающие тела (рис. 1-38) на некоторых участках спектра приближаются по характеристикам излучения к черному излучателю, а на других участках в значительной мере отличаются от них.

Излучения реальных тел [см. (1-99а) и (1-100)] всегда меньше черного излучения при одинаковой температуре излучателей.

Принимая для высоких значений температур $\gamma_T \approx 1$, можно написать следующие выражения плотностей излучения реального тела:

$$\left. \begin{aligned} M_{eT} &= \sigma T^4 \epsilon_T \approx \sigma T^4 \alpha_{eT}; \\ m_{e\lambda T} &= \epsilon_{\lambda T} m_{eS\lambda T} \approx \alpha_{\lambda T} m_{eS\lambda T}, \end{aligned} \right\} \quad (1-113)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт·м⁻²·К⁻⁴;

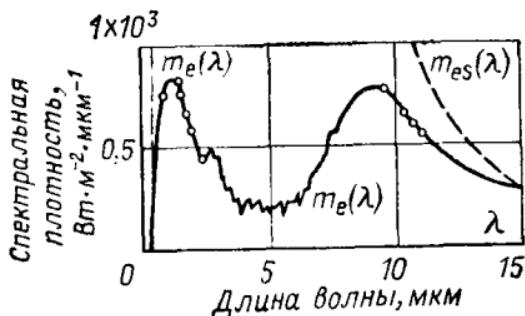


Рис. 1-38.

$\epsilon_{\lambda T}$ и ϵ_T — спектральный и интегральный коэффициенты излучения;

$\alpha_{\lambda T}$ и α_{eT} — спектральный и интегральный коэффициенты поглощения.

На основе ряда экспериментальных исследований излучения металлов было установлено:

$$\epsilon_T \approx 1 - e^{-\beta T}, \quad (1-114)$$

где β — коэффициент, зависящий от физических свойств излучающего металла.

Как можно видеть из (1-114), по мере роста температуры уменьшается значение $e^{-\beta T}$, следовательно, увеличивается коэффициент излучения, стремясь к единице при $T \rightarrow \infty$. Поэтому с повышением температуры тела его излучение приближается к черному, как уже было указано применительно к спектральному распределению излучения металлов.

1-34. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для сопоставления характеристик излучения реального тела и черного излучателя часто пользуются методом эквивалентных температур. Этот метод заключается

В определении температуры черного излучателя из условия эквивалентности одной из характеристик его излучения с излучением реального тела при заданной (истинной) его температуре. Характеристиками излучения, на основе которых определяются эквивалентные режимы, приняты следующие: плотность потока излучения (энергетическая светимость), яркость излучения в узкой области спектра и цветность излучения. Цветность теплового излучения определяется формой кривой спектральной плотности излучения на видимом участке спектра.

В зависимости от выбора характеристики, по которой производится сопоставление эквивалентности излучения, различают следующие эквивалентные температуры излучения:

а) *Радиационная (энергетическая) температура* (T_p) — температура черного тела, при которой плотность его излучения равна плотности излучения исследуемого реального тела при заданной (истинной) температуре.

б) *Яркостная температура* (T_y) — температура черного тела, при которой его яркость в зоне $\lambda=0,655$ мкм равна яркости в той же зоне спектра исследуемого излучателя при заданной (истинной) температуре.

в) *Цветовая температура* (T_c) — температура черного тела, при которой цветность его излучения одинакова с цветностью исследуемого излучения при заданной (истинной) температуре.

Для сравнения значения любой эквивалентной температуры с истинной воспользуемся уравнениями, характеризующими черное и реальное излучения.

Пользуясь уравнениями (1-106) и (1-113), напишем условия энергетической эквивалентности излучения:

$$\sigma T^4_p = \varepsilon_T \sigma T^4.$$

Полученное выражение энергетической эквивалентности излучения позволяет определить истинную температуру излучающего тела по значению радиационной температуры:

$$T = \frac{T_p}{\sqrt[4]{\varepsilon_T}}. \quad (1-115)$$

Это соотношение показывает, что истинная температура всегда больше радиационной, так как для реаль-

ных тел $\varepsilon_T < 1$. Для измерения радиационной температуры применяются приборы, называемые *радиационными пирометрами*. Приемником излучения в радиационном пирометре является вакуумная термопара, на горячий спай которой концентрируется излучение объективом.

Условия эквивалентности яркости излучения в узкой зоне спектра, определяющие соотношение яркостной и истинной температур, равнозначны условиям эквивалентности спектральной плотности излучения¹:

$$c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_{\text{я}}}} V(\lambda) = \varepsilon(\lambda, T) c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} V(\lambda),$$

где $V(\lambda)$ — относительная спектральная световая эффективность излучения.

Отсюда имеем:

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda T_{\text{я}}}} = e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \varepsilon(\lambda, T).$$

Решая полученное уравнение относительно истинной температуры излучающего тела, получаем:

$$T = \frac{c_2}{\lambda} \frac{1}{\frac{c_2}{\lambda T_{\text{я}}} + \ln \varepsilon(\lambda, T)}. \quad (1-116)$$

Уравнение (1-116) показывает, что для определения истинной температуры T по результатам измерения яркостной температуры $T_{\text{я}}$ необходимо знать спектральный коэффициент излучения тела, который зависит от истинной температуры. Учитывая незначительное влияние температуры на спектральный коэффициент излучения, можно этим влиянием пренебречь или определять его не по истинной, а по яркостной температуре, различие между которыми обычно невелико.

Измерение яркостной температуры излучения производится при помощи *оптических пирометров*, приемником в которых служит глаз наблюдателя. Наблюдатель видит в окуляр прибора нить лампы накаливания на фоне яркости излучающего тела через объектив при-

¹ Применение уравнения Вина для выражения спектральной плотности энергетической светимости вполне допустимо, так как измерения проводятся в видимой области спектра ($\lambda=0,655$ мкм) и измеряемая температура, как правило, не превышает $T=2500$ К.

бора. Для выделения узкой области спектра перед глазом наблюдателя расположен красный светофильтр с узкой областью пропускания около $\lambda=0,655$ мкм. Варьируя режим накала нити лампы, подбирают такой ток в ее цепи, при котором нить лампы исчезает на фоне яркости исследуемого излучающего тела. Миллиамперметр, включенный в цепь лампы, градуируется на яркостную температуру.

Цветовую температуру излучения со сплошным спектром возможно определять с достаточной точностью отношением значений спектральной плотности излучения двух крайних узких зон видимого спектра.

Следовательно, условием эквивалентности тепловых излучений по цветности может служить равенство следующих отношений:

$$\frac{m_{eS}(\lambda_1, T_{ll})}{m_{eS}(\lambda_2, T_{ll})} = \frac{m_e(\lambda_1, T)}{m_e(\lambda_2, T)}. \quad (1-117)$$

Подставляя в (1-117) значения спектральной плотности черного и реального излучений [(1-102) и (1-113)], получаем следующее равенство:

$$\frac{\frac{c_1}{\lambda_1 T_{ll}}}{\frac{c_2}{\lambda_2 T_{ll}}} = \frac{\epsilon(\lambda_1, T)}{\epsilon(\lambda_2, T)} \frac{\frac{c_1}{\lambda_1 T}}{\frac{c_2}{\lambda_2 T}}. \quad (1-118)$$

Решая это уравнение относительно истинной температуры излучателя, получаем следующее соотношение истинной и цветовой температур излучения:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{ll}} - \frac{\ln \frac{\epsilon(\lambda_1, T)}{\epsilon(\lambda_2, T)}}{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}. \quad (1-119)$$

Определение цветовой температуры излучения осуществляется двукратным измерением силы излучения через два фильтра с узкими полосами пропускания в областях λ_1 и λ_2 . Измерение цветовой температуры можно также производить методом уравнивания цветности полей сравнения фотометра при помощи регулирования напряжения на эталонной лампе, излучение которой градуировано по цветовой температуре для различных значений напряжения на лампе.

Е. ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

1-35. ОПРЕДЕЛЕНИЕ

Как уже указывалось, любое тело при температуре выше 0 К посыпает в окружающее пространство излучение, возникшее в результате неупорядоченного теплового движения молекул. Количественные и качественные характеристики такого излучения определяются термодинамическими законами. В некоторых случаях тело дополнительно к тепловым излучениям посыпает в пространство излучения, возникающие в результате локализованного возбуждения частиц (центров люминесценции) излучающего тела. Как показывает опыт, люминесцировать могут тела, находящиеся в любом агрегатном состоянии, причем энергия возбуждения сообщается люминесцирующим частицам различными способами. В зависимости от способов передачи энергии люминесцирующим частицам или, как принято говорить, от способов их возбуждения, различают некоторые разновидности люминесценции: *фотолюминесценция, электролюминесценция, хемилюминесценция, катодолюминесценция* и др.

Фотолюминесценция, в отличие от теплового излучения, является собственным неравновесным излучением возбужденных частиц (атомов, молекул и кристаллов) излучающего тела. По С. И. Вавилову [17]: *люминесценция определяется как излучение, избыточное по сравнению с тепловым, если длительность его значительно превышает период оптических колебаний, т. е. равна или больше 10^{-10} с.*

Избыточность люминесцентного излучения относительно теплового можно определить следующим равенством:

$$m_{e\pi}(\lambda) = m_e(\lambda, T) - \varepsilon(\lambda, T) m_{eS}(\lambda, T);$$

выражая спектральную плотность черного излучения функцией Планка [см. (1-103) и (1-104)], получаем:

$$m_{e\pi}(\lambda) = m_e(\lambda, T) - \varepsilon(\lambda, T) c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (1-120)$$

где $m_{e\pi}(\lambda)$ — спектральная плотность излучения люминесценции;

$m_e(\lambda, T)$ — то же для суммарного излучения;
 $m_{eS}(\lambda, T)$ — то же для излучения черного тела;

$\epsilon(\lambda, T)$ — спектральный коэффициент излучения при температуре излучателя T .

Согласно определению С. И. Вавилова уравнение (1-120) будет характеризовать люминесценцию, если это уравнение написано для времени $t \geq 10^{-10}$ с после прекращения возбуждения излучения, т. е. для момента, когда исключены все вынужденные излучения тела (рассеяние, отражение, свечение Вавилова — Черенкова и др.).

Уравнение (1-120) показывает, что распределение энергии по спектру люминесценции не следует уравнению Планка. Согласно многочисленным исследованиям, спектр люминесценции не зависит от способа возбуждения и определяется в основном физико-химическим строением люминесцирующего вещества. В отличие от теплового излучения, в котором возбуждение излучающих молекул вещества происходит за счет их неорганизованного теплового движения, в люминесцирующем веществе большая часть энергии, сообщенной молекулам, локализуется и не поступает в общее тепловое распределение. Вследствие этого возможна концентрация энергии в центрах излучения, во много раз превышающая среднюю кинетическую энергию теплового движения молекулы.

Следовательно, люминесцирующее излучение возбужденных атомов и молекул может состоять из фотонов с энергией, значительно превышающей среднюю энергию фотона теплового излучения. Свойство локализации энергии возбуждения в центрах люминесценции может обеспечить излучение с большой частотой даже при малой энергии возбуждения, не способной значительно повысить температуру излучающего тела. Малая энергия, сообщенная телу, не может значительно изменить среднюю скорость теплового движения молекул, следовательно, и соответствующую среднюю длину волны теплового излучения тела. Вероятность возникновения излучения с заданной частотой определится условием, при котором энергия фотона будет равна или больше кванта требуемого излучения:

$$hv_{\text{в}} \geq h\nu_{\text{л}}, \quad (1-121)$$

где $hv_{\text{в}}$ — квант энергии возбуждения;
 $\nu_{\text{л}}$ — частота излучения люминесценции.

Требование наличия для большинства элементарных процессов энергии возбуждения, большей кванта излучения [см. (1-121)], определяется тепловыми потерями при преобразовании энергии возбуждения в энергию излучения. Часть энергии электронного возбуждения молекулы излучающего вещества, как правило, распределяется между смежными молекулами, следовательно, входит в бюджет тепловых потерь. Однако возможны также и обратные процессы, когда часть тепловой энергии молекулы перейдет в энергию излучения. В этом случае энергия фотона излучения люминесценции будет больше кванта энергии возбуждения. Следует указать, что вероятность этих обратных процессов очень невелика и все они в среднем со значительным избытком компенсируются элементарными процессами, сопровождаемыми тепловым рассеянием части энергии возбуждения. Поэтому тепловой запас люминесцирующего тела не может уменьшаться, а обычно возрастает, что вполне соответствует второму принципу термодинамики. Следовательно, температура люминесцирующего тела обычно несколько повышается в процессе люминесценции за счет наличия тепловых потерь некоторой доли энергии возбуждения. Несмотря на наличие некоторых тепловых потерь основная часть кванта энергии возбуждения непосредственно, без промежуточного, очень незакономичного теплового звена, преобразуется в энергию излучения. Это позволяет выбором люминесцирующего вещества с электронным строением, соответствующим условиям возбуждения, получить более экономичные источники излучения.

1-36. КЛАССИФИКАЦИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Как уже было показано (§ 1-35), согласно определению С. И. Вавилова [17] люминесценция отличается от других разновидностей излучения избыточностью над тепловым излучением и конечной длительностью. Люминесценция возникает в результате преобразования энергии, поглощенной атомами, молекулами или ионами люминесцирующих сред. Возбуждение люминесценции может происходить в результате преобразования энергии любой формы движения элементарных частиц.

В зависимости от разновидности энергии и методов возбуждения различают:

- а) *фотолюминесценцию*, возбуждаемую фотонами оптического излучения;
- б) *рентгенолюминесценцию*, возникающую в результате поглощения фотонов рентгеновского излучения;
- в) *электролюминесценцию* — излучение, возникающее в результате наличия переменного электрического поля;
- г) *катодолюминесценцию*, возникающую в результате неупругих соударений молекул люминесцирующего вещества с электронами, получившими ускорение в электрическом поле;

д) хемилюминесценцию и биолюминесценцию, возбуждаемые энергией химических процессов вещества и живых организмов.

В светотехнической практике наибольшее применение находит фотолюминесценция, в процессе которой происходит преобразование ультрафиолетовых излучений в видимые. Фотолюминесценция, являющаяся процессом спектрального преобразования излучения, в отличие от рассеяния, отражения и других разновидностей вынужденного излучения, обладает конечной длительностью, превышающей время полного периода собственных колебаний молекул вещества. Конечная длительность фотолюминесценции определяется временем пребывания молекул люминесцирующего вещества в возбужденном состоянии.

Большая заслуга в деле создания современной теории фотолюминесценции и применения ее для решения практических задач принадлежит акад. С. И. Вавилову и его ученикам (Э. И. Адировичу, В. В. Антонову-Романовскому, М. А. Константиновой-Шлезингер, В. Л. Левшину, В. А. Фабриканту и др.).

Согласно квантовой теории излучения элементарный процесс фотолюминесценции следует рассматривать состоящим из акта электронного возбуждения молекул люминесцирующего вещества поглощенными фотонами и последующего излучения молекул при переходе их из возбужденного состояния в нормальное. В тех случаях, когда элементарный процесс поглощения и излучения происходит в пределах одного излучающего центра (отдельного атома или молекулы), излучение принято называть *фотолюминесценцией дискретных центров* [26]. Как показали экспериментальные исследования, элементарный процесс фотолюминесценции не всегда происходит в пределах одного излучающего центра.

Для большинства твердых люминесцирующих тел, называемых *люминофорами*, поглощение фотона вызывает переход электрона или иона в зону проводимости кристалла. Излучение фотона люминесценции в этом случае связано с переходом фотоэлектрона из зоны проводимости на энергетический уровень иона примеси, носящей название *активатора*. Переход электрона на более низкий уровень и связанное с этим излучение можно рассматривать как рекомбинацию свободного электрона с ионом активатора, вследствие чего эту раз-

новидность фотолюминесценции принято называть *рекомбинационной фотолюминесценцией*.

Принадлежность фотолюминесценции к первому типу — излучению дискретных центров, или ко второму — рекомбинационному излучению определяется закономерностью затухания фотолюминесценции. Фотолюминесценция дискретных центров затухает по экспоненциальному закону мономолекулярного процесса [17]. Число электронов, совершивших излучательный переход из возбужденного состояния за время dt , определится величиной, пропорциональной произведению времени dt на число электронов N , находящихся на уровнях возбужденного состояния в каждый данный момент:

$$-dN = \beta N dt,$$

где β — вероятность перехода электрона с уровня возбуждения на нормальный энергетический уровень.

Знак минус в левой части полученного дифференциального уравнения определяет уменьшение в процессе затухания люминесценции числа электронов, находящихся на уровнях возбуждения. Проинтегрировав полученное уравнение, после разделения переменных будем иметь:

$$N = N_0 e^{-\beta t}, \quad (1-122)$$

где N — количество электронов на энергетических уровнях возбуждения по истечении времени высовечивания t и N_0 — начальное при $t=0$.

Энергетическая яркость свечения люминесцирующего вещества L_e в каждый данный момент определится числом излучательных переходов в единицу времени, т. е. производной dN/dt .

Следовательно,

$$L_e = -c \frac{dN}{dt} = cN_0 \beta e^{-\beta t}$$

или

$$L_e = L_{e0} e^{-\beta t}, \quad (1-123)$$

так как начальная яркость высовечивания люминофора определится из условия $t=0$:

$$L_{e0} = cN_0 \beta.$$

В тех случаях, когда процессы электронного перехода с уровня возбуждения на нормальный уровень происходят самостоятельно (спонтанно), длительность затухания очень невелика, так как вре-

мя пребывания молекул в возбужденном состоянии не превышает 10^{-8} с. Задержка высвечивания люминофоров возникает в тех случаях, когда излучающие центры имеют *метастабильные уровни*. Вынужденное излучение с метастабильного уровня может произойти лишь после перехода молекулы из метастабильного состояния на один из уровней возбужденного состояния, с которого возможен излучательный электронный переход молекулы в нормальное состояние.

Для перехода из метастабильного состояния необходима внешняя причина (тепловое движение, дополнительное поглощение фотона малой энергии). Длительность высвечивания люминофора в этом случае может увеличиваться до нескольких часов при значительной вероятности повторных переходов на метастабильные уровни.

В отличие от спонтанного излучения с разрешенных энергетических уровней возбуждения длительность высвечивания с метастабильных уровней в значительной мере зависит от температуры тела, уменьшаясь при ее повышении, что определяется ростом вероятности эффективных столкновений.

Затухание рекомбинационной фотолюминесценции протекает по закону бимолекулярных процессов, так как число излучательных электронных переходов определяется не только наличием электронов в зоне проводимости, но также и наличием ионов активаторов (электронных дырок):

$$-dN = \beta N n \, dt,$$

где N — количество электронов в зоне проводимости;
 n — количество электронных дырок.

Обычно число электронных дырок эквивалентно числу ионизированных молекул, следовательно, равно числу электронов в зоне проводимости, поэтому

$$-dN = \beta N^2 \, dt.$$

Разделяя переменные, интегрируем полученное уравнение в пределах от N_0 до N и от $t=0$ до t :

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N^2} = - \int_0^t \beta \, dt,$$

откуда

$$\frac{1}{N} - \frac{1}{N_0} = \beta t,$$

или

$$N = \frac{N_0}{\beta N_0 t + 1}.$$

Определяя энергетическую яркость свечения люминофора¹ величиной, пропорциональной числу излучательных переходов электронов в единицу времени,

$$L_e = -c \frac{dN}{dt},$$

и подставляя $\frac{dN}{dt} = -\beta N^2$ из исходного уравнения, получаем:

$$L_e = \frac{c\beta N_0^2}{(\beta N_0 t + 1)^2}.$$

Определяя начальную яркость высвечивания $L_{e0} = c\beta N_0^2$ из условия $t=0$, получаем окончательное равенство, характеризующее процесс затухания рекомбинационного свечения:

$$L_e(t) = \frac{L_{e0}}{(\beta N_0 t + 1)^2}. \quad (1-124)$$

В действительности затухание рекомбинационной фотолюминесценции отличается от теоретически установленной гиперболической зависимости второго порядка вследствие того, что далеко не все электроны, вырванные возбуждающим излучением, рекомбинируют самостоятельно. Многие из них значительное время задерживаются (локализуются) в местах нарушения структуры кристаллической решетки твердого тела. С уровней локализации электроны могут рекомбинировать в результате дополнительного внешнего воздействия, вследствие чего температура люминофора в значительной мере определяет затухание рекомбинационной фотолюминесценции. Отличие от установленных законов мономолекулярного и бимолекулярного процессов затухания часто определяется также тем, что фотолюминесценция протекает одновременно по первой и второй схемам.

Изложенные схемы элементарных процессов рекомбинационной фотолюминесценции показывают, что начальной фазой преобразования энергии излучения является фотоэлектрический процесс переноса электронов в зону проводимости. Это предположение подтверждено непосредственным измерением электропроводности люминофоров в процессе затухания фотолюминесценции [27 и 28].

Обе рассмотренные схемы механизма элементарных процессов фотолюминесценции позволяют сделать вывод, что спектры возбуждения и фотолюминесценции определяются в основном электронным строением валентных оболочек молекул люминесцирующих жидкостей и структурой кристаллических решеток твердых люминофоров.

¹ Рекомбинационным излучением обладают твердые люминесцирующие вещества — люминофоры.

1-37. ОСНОВНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ И ЗАКОНЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Квантовая природа поглощения и преобразования излучения диктует условия, при которых каждый эффективно поглощенный фотон является причиной элементарного процесса преобразования. Эту закономерность впервые сформулировал А. Эйнштейн в 1905 г. на основе установления квантовой природы фотохимических и фотоэлектрических процессов преобразования излучения. Равенство числа эффективно поглощенных фотонов числу первичных элементарных процессов эффективного преобразования энергии излучения часто называют законом квантовой эквивалентности. Этот закон является общим для всех процессов преобразования излучения. Количественные и качественные характеристики фотолюминесценции определяются *квантовым и энергетическим выходами* [17] процесса фотолюминесцентного преобразования излучения, а также спектральным составом излучения возбуждения. Квантовый выход фотолюминесценции определяется отношением количества фотонов, участвующих в эффективном преобразовании возбуждающего излучения $n_{\text{фл}}$, к общему количеству фотонов n_a , поглощенных люминесцирующим телом:

$$\eta_k = \frac{n_{\text{фл}}}{n_a} . \quad (1-125)$$

Отношение энергии люминесцентного излучения $Q_{\text{фл}}$ к энергии излучения, поглощенного люминесцирующим веществом Q_a , принято называть энергетическим выходом люминесценции:

$$\eta_s = \frac{Q_{\text{фл}}}{Q_a} . \quad (1-126)$$

Из закона квантовой эквивалентности следует, что предельно максимальное значение квантового выхода может быть равно единице, когда все поглощенные фотоны эффективно используются во взаимодействии с молекулами вещества. Численное значение энергетического выхода любого преобразования энергии излучения меньше значения квантового выхода вследствие того, что

часть энергии поглощенных фотонов претерпевает тепловое рассеяние.

Для количественного сопоставления η_k и η_α воспользуемся (1-125) и (1-126), введя понятие средних значений частот: люминесцентного излучения $\bar{\nu}_{\text{фл}}$ и излучения, поглощенного фотолюминесцирующим телом, $\bar{\nu}_\alpha$,

$$\eta_\alpha(\lambda) = \frac{Q_{\text{фл}}}{Q_\alpha} = \frac{n_{\text{фл}} h \bar{\nu}_{\text{фл}}}{n_\alpha h \bar{\nu}_\alpha}. \quad (1-127)$$

Решая совместно (1-125) и (1-127), получаем соотношение между квантовыми и энергетическими выходами:

$$\eta_\alpha(\lambda) = \eta_k(\lambda) \frac{\bar{\nu}_{\text{фл}}}{\bar{\nu}_\alpha} = \eta_k(\lambda) \bar{\eta}(\lambda), \quad (1-127a)$$

где $\bar{\eta}(\lambda) = \frac{\bar{\nu}_{\text{фл}}}{\bar{\nu}_\alpha} = \frac{\bar{\lambda}_\alpha}{\bar{\lambda}_{\text{фл}}}$ — среднее значение к. п. д. преобразования эффективно поглощенных фотонов излучения;

$\bar{\lambda}_\alpha$ — среднее значение длин волн излучения возбуждения;

$\bar{\lambda}_{\text{фл}}$ — среднее значение длин волн фотолюминесценции.

Наличие потерь энергии в процессе преобразования излучения, как правило, приводит к уменьшению энергии фотонов люминесценции, следовательно, к увеличению длины волны излучения фотолюминесценции и к смещению спектра преобразованного излучения в область больших длин волн (рис. 1-39).

Правило смещения спектра фотолюминесценции по отношению к спектру возбуждения было впервые сформулировано Д. Г. Стоксом (1819—1903) в конце XIX в.: «свет люминесценции имеет всегда большую длину волны, чем свет, применявшийся для возбуждения». Последующие более детальные исследования спектров возбуждения и фотолюминесценции показали, что «спектр фотолюминесценции в целом и его максимум всегда сдвинуты по сравнению со спектром поглощения и его максимумом в сторону длинных волн». Этую формулировку взаиморасположения спектров поглощения (возбуждения) и фотолюминесценции принято называть правилом Стокса — Ломмеля. Э. Ломмель, до-

полнив и расширяв спектральные области исследования фотолюминесценции растворов, установил возможность частичного перекрытия спектров возбуждения и люминесценции.

Исследования квантового выхода фотолюминесценции в функции длины волны излучения возбуждения, проведенные в Физическом институте АН СССР по инициативе С. И. Вавилова и под непосредственным его

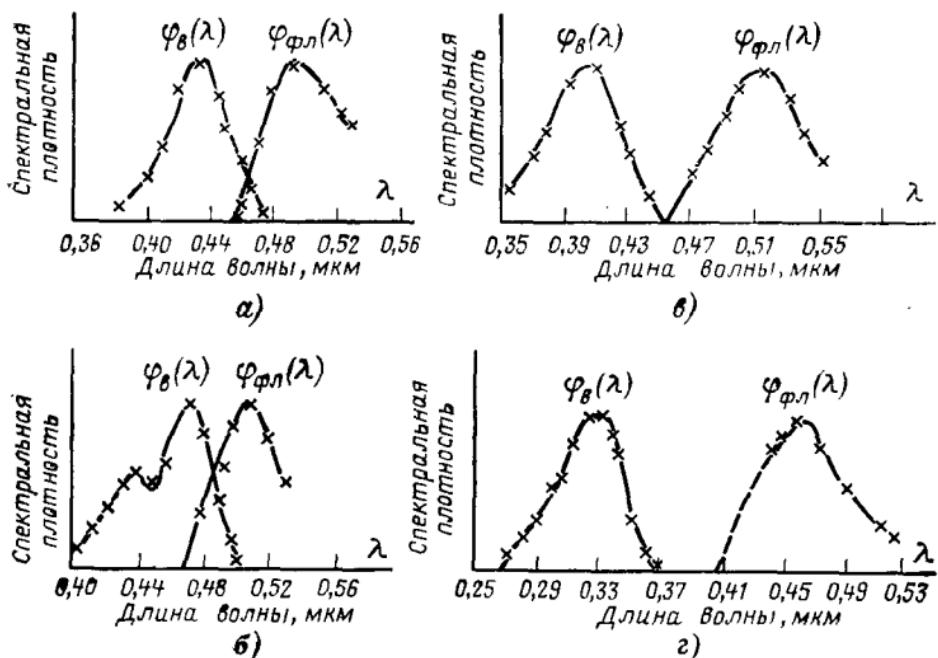


Рис. 1-39.

руководством, показали постоянство квантового выхода многих люминесцирующих жидкостей $\eta_{\text{к}}(\lambda) = \text{const}$ (рис. 1-40), до границ антистокской области с длиной волны $\lambda_{\text{кр}}$, определяющей минимальный квант энергии, обеспечивающий процесс фотолюминесценции.

Отмечая, что правило Стокса даже в усовершенствованной Ломмелем формулировке имеет лишь предельный характер, С. И. Вавилов формулирует два закона фотолюминесценции [17 и 29]:

1. Энергетический выход фотолюминесценции не может превышать единицы $\eta_{\text{э}} \leq 1$.
2. В области спектра, где $\lambda_{\text{в}} \geq \lambda_{\text{фл}}$, энергетический выход фотолюминесценции уменьшается с возрастанием

разности длин волн $\lambda_{\text{в}} - \lambda_{\text{фл}}$ тем быстрее, чем ниже температура люминесцирующего вещества.

Первый закон С. И. Вавилова основан на принципе сохранения энергии, так как при $\eta_{\text{в}} > 1$ согласно закону сохранения энергии неизбежна передача энергии люминесцирующего вещества окружающим телам в течение всего процесса фотолюминесценции, что противоречит второму закону термодинамики.

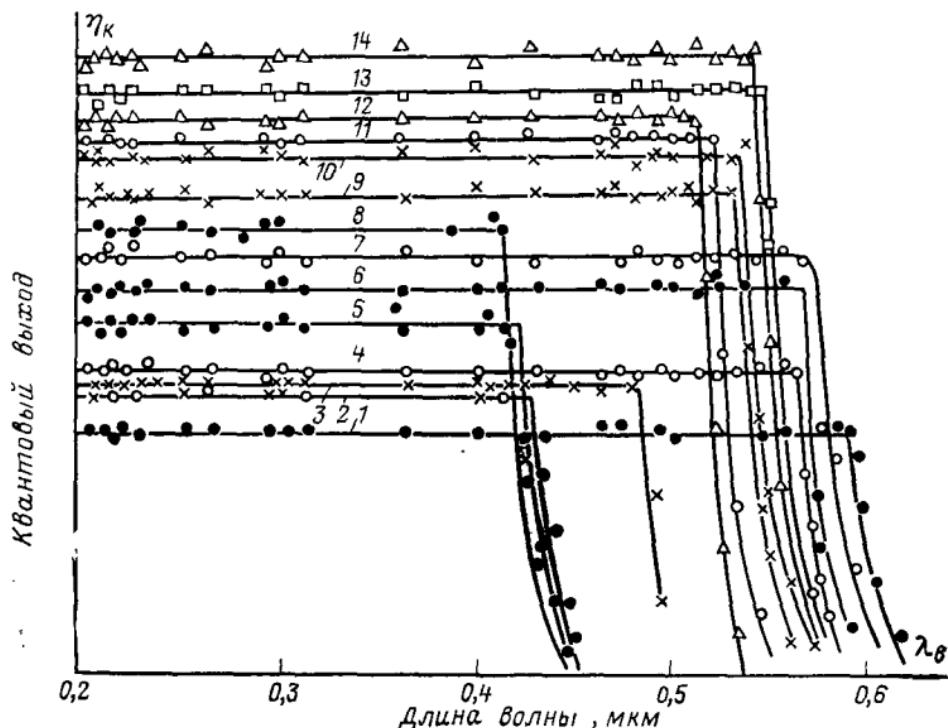


Рис. 1-40. Квантовый выход люминесценции ряда веществ в функции длины волны возбуждающего излучения.

1 — родамин; 2 — эскулин; 3 — урановое стекло; 4 — роза бенгальская; 5 — β-нафтол; 6 — родамин кислый; 7 — сульфородамин; 8 — хинин-бисульфат; 9 — бензофлавин; 10 — эозин; 11 — трипафлавин; 12 — флуоресценин; 13 — акридин; 14 — эритрозин.

Второй закон был сформулирован С. И. Вавиловым при изучении фотолюминесценции дискретных центров. Этот закон имеет общее значение, определяя энергетические соотношения элементарных процессов преобразования энергии излучения. Вторая часть этого закона, формулирующая зависимость формы спектра фотолюминесценции от температуры, определяет механизм излучения в антистоксовой области ($\lambda_{\text{в}} > \lambda_{\text{фл}}$).

При постоянстве $\eta_e(\lambda)$ согласно (1-127а) энергетический выход преобразования излучения уменьшается с ростом v_b , следовательно, с уменьшением длины волны фотона возбуждения. Спад $\eta_e(\lambda)$ по мере уменьшения длины волны определяется большими потерями энергии в процессе преобразования. Эти потери энергии

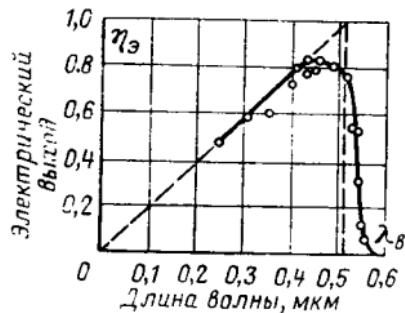


Рис. 1-41.

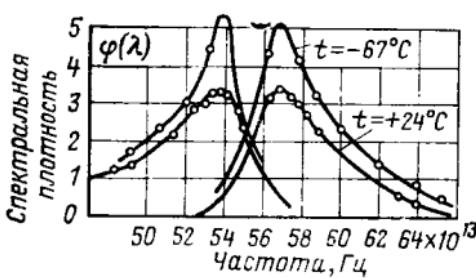


Рис. 1-42.

при фотолюминесцентном преобразовании излучения тем больше, чем меньше длина волны вследствие избыточности энергии фотонов возбуждения. Экспериментальные исследования фотолюминесценции растворов, проведенные под руководством С. И. Вавилова, полностью подтвердили (рис. 1-41) крутой спад $\eta_e(\lambda)$ в области $\lambda_v \geq \lambda_{kp}$ вследствие недостаточной энергии фотона для возбуждения люминесценции. Более плавный линейный спад $\eta_e(\lambda)$ в области $\lambda_v \leq \lambda_{kp}$ — вследствие избыточности энергии поглощенного фотона по сравнению с необходимой энергией возбуждения молекул люминесцирующего тела. В ряде случаев фотолюминесценции растворов В. Л. Левшиным [26] была установлена симметрия спектров поглощения и свечения, подтверждающая закон Стокса — Ломмеля (рис. 1-42).

1-38. ЯРКОСТЬ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Согласно определению энергетического выхода фотолюминесценции [см. (1-126)], поток излучения фотолюминесценции, возбужденный сложным потоком со спектром $\varphi_{ev}(\lambda)$, определится:

$$\Phi_{e\text{ф.л.}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_{ev}(\lambda) \alpha(\lambda) \eta_e(\lambda) d\lambda,$$

где $\varphi_{\text{ев}}(\lambda)$ — функция спектральной плотности потока излучения, падающего на люминесцирующее вещество.

Границы интегрирования определяются пределами полосы возбуждения (рис. 1-43). Световой поток фотолюминесценции согласно (1-62) определится произведением потока излучения $\Phi_{\text{ев}}$ на световую эффективность фотолюминесценции:

$$\Phi_{\text{фл}} = \Phi_{\text{ев}} K_{\text{фл}},$$

где

$$K_{\text{фл}} = 680 \int_{\lambda'}^{\lambda''} \varphi_{\text{ев}}(\lambda) V(\lambda) d\lambda$$

— световая эффективность фотолюминесценции, рассчитанная по спектральной кривой $\varphi_{\text{фл}}(\lambda)$, приведенной к единичному масштабу:

$$\int_{\lambda'}^{\lambda''} \varphi_{\text{фл}}(\lambda) d\lambda = 1 \text{ Вт.}$$

Таким образом, световой поток фотолюминесценции будет равен:

$$\Phi_{\text{фл}} = 680 \int_{\lambda'}^{\lambda''} \varphi_{\text{ев}}(\lambda) V(\lambda) d\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \alpha(\lambda) \varphi_{\text{ев}}(\lambda) \eta_{\text{в}}(\lambda) d\lambda. \quad (1-128)$$

Рассматривая люминесцирующее вещество как приемник, мерой реакции которого является световой поток или яркость фотолюминесценции, можно считать спектральную эффективность такого приемника численно равной произведению энергетического выхода на коэффициент поглощения монохроматического (однородного) излучения [см. (1-44а)]:

$$K_{\text{п}}(\lambda) = \alpha(\lambda) \eta_{\text{в}}(\lambda). \quad (1-129)$$

Из уравнений (1-128) и (1-129) следует:

$$\Phi_{\text{фл}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_{\text{ев}}(\lambda) K_{\text{п}}(\lambda) d\lambda. \quad (1-129\text{a})$$

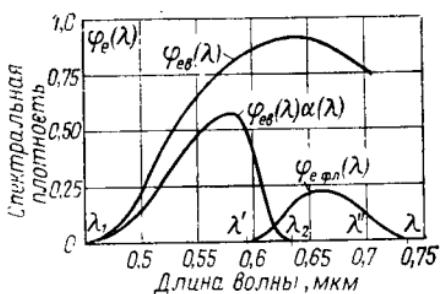


Рис. 1-43.

В этом случае выражение светового потока фотолюминесценции примет обычный вид для эффективных величин:

$$\Phi_{\text{ФЛ}} = K_{\text{ФЛ}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_{\text{ев}}(\lambda) K_{\text{Л}}(\lambda) d\lambda. \quad (1-130)$$

Световой поток фотолюминесценции можно также определить, пользуясь *интегральной энергетической эффективностью* люминесцирующего вещества $K_{\text{ел}}$:

$$\Phi_{\text{ФЛ}} = K_{\text{ФЛ}} K_{\text{ел}} \Phi_{\text{ев}}, \quad (1-131)$$

где $K_{\text{ел}} = \Phi_{\text{эфЛ}} / \Phi_{\text{ев}} = \alpha_e \eta_e$ — интегральная энергетическая эффективность люминесцирующего вещества.

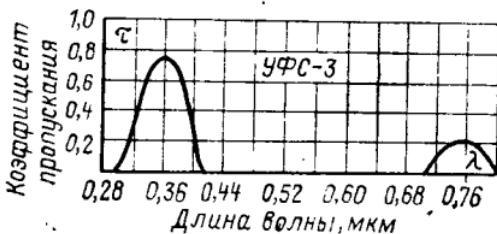


Рис. 1-44.

Интегральную энергетическую эффективность люминесцирующего вещества можно определить из опыта или рассчитать по спектральному составу излучения возбуждения:

$$K_{\text{ел}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_{\text{ев}}(\lambda) K_{\text{Л}}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_{\text{ев}}(\lambda) d\lambda}. \quad (1-132)$$

Как и следует ожидать, интегральная эффективность люминесцирующего вещества зависит не только от физико-химических его свойств, но и от спектрального состава излучения возбуждения.

Указанное в (1-131) соотношение между световым потоком фотолюминесценции и потоком излучения возбуждения остается в силе для любых производных све-

товых и энергетических величин. Так, например, яркость¹ и светимость люминесцирующего вещества

$$L_{\text{фл}} = \frac{K_{\text{фл}} K_{\text{ел}}}{\pi} E_{\text{ев}} \text{ и } M_{\text{фл}} = K_{\text{фл}} K_{\text{ел}} E_{\text{ев}}, \quad (1-133)$$

где $E_{\text{ев}}$ — плотность облучения люминесцирующего вещества.

Приведенные соотношения между световыми величинами фотолюминесценции и энергетическими величинами падающего на люминесцирующее вещество излучения показывают, что произведение $K_{\text{фл}} K_{\text{ел}}$ можно рассматривать как *интегральную световую эффективность люминесцирующего вещества*.

В условиях практики применения фотолюминесценции источниками возбуждения люминесцирующих веществ служат ртутные лампы низкого и высокого давлений с черным фильтром типа УФС, предназначенным для поглощения видимой части излучения (рис. 1-44).

1-39. ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Практика применения люминесценции [30—32] распространяется широко на использование этого явления для целей создания источников излучения, а также для целей люминесцентного анализа [11, 30, 33]. В области создания источников излучения в настоящее время нашли применение *фотолюминесценция* и *электролюминесценция*. Наиболее широкое применение получила фотолюминесценция.

Люминесцентный анализ включает: исследования количественного и качественного состава вещества (*химический люминесцентный анализ*) и обнаружение различия между предметами, одинаково воспринимаемыми зрительно (*сортовой люминесцентный анализ*). Люминесцентный анализ разделяют на *фотолюминесцентный* (*флуоресцентный*) — наиболее широко распространен, а также *катодо- и хемилюминесцентный*.

Большинство люминесцирующих веществ может люминесцировать под воздействием ультрафиолетового

¹ Фотолюминесцирующие вещества с достаточной для практики точностью можно принимать равнояркими.

(УФ) и коротковолновых видимых излучений. Однако применение видимых излучений для возбуждения люминесценции, как правило, неприемлемо. Смешение видимого излучения люминесценции с отраженными видимыми излучениями возбуждения приводит к значительным изменениям яркостных и цветовых характеристик люминесценции. Для отфильтровывания видимых излучений из спектра возбуждения применяют черные увиолевые стекла (фильтры типа УФС), поглощающие почти все видимые излучения — имеется слабое пропускание в фиолетовой и красной областях спектра (см. рис. 1-44).

Тип применяемого фильтра и его толщина определяются жесткостью требований к ограничению в потоке возбуждения видимых излучений. Наиболее жесткие требования к ограничению видимых излучений предъявляют к установкам люминесцентного анализа. Жесткое ограничение видимых излучений в спектре возбуждения определяется необходимостью обнаруживать наличие слабо люминесцирующих составных частей исследуемого вещества.

В химическом люминесцентном анализе определяются количественные и качественные характеристики исследуемых веществ по их люминесцентным свойствам. Большинство естественных соединений люминесцирует синим или голубым светом, а спектры люминесценции представляют собой широкие, в ряде случаев перекрывающиеся полосы. По спектрам люминесценции оценивают качественные характеристики люминесцентного вещества. В методах количественного люминесцентного анализа определяют содержание веществ в жидких растворах по измеренной интенсивности (или яркости) люминесценции, которая пропорциональна концентрации, если она мала — не превышает 10^{-5} — 10^{-4} г·мл⁻¹ и наблюдение ведется в достаточно тонком слое [33].

Для ослабления эффекта тушения люминесценции и более четкого выявления структуры спектров измерения иногда производят при низких температурах, а исследование спектров, например, высокомолекулярных углеводородов осуществляют в вязкой среде — масле.

При сортовом (групповом) люминесцентном анализе сортируют исследуемые вещества, предметы по признаку люминесценции.

Например, к сортовому люминесцентному анализу относятся сортировка оптических стекол, семян и ископаемых пород, обнаружение загрязнений, обнаружение слабо видимых и невидимых

записей и др. Сортовой люминесцентный анализ осуществляется путем наблюдения как собственной люминесценции исследуемых веществ, так и люминесценции специальных красителей (*флуорочромов*). Часто применяют приемы примешивания флуорочромов к исследуемому веществу. Так, в медицине принято подкрашивание флуоресцирующими веществами пищи больного для изучения кровообращения, работы кишечника путем наблюдения за выделением красителя из организма. В точном машиностроении применяется люминесцентный анализ для выявления различных дефектов изделий. Например, обнаружение мельчайших трещин в металле или других дефектов осуществляется путем предварительного погружения обработанных изделий в люминесцирующую жидкость. Места дефектов ярко люминесцируют на темном фоне металла при УФ облучении изделия, с поверхности которого предварительно удалена люминесцирующая жидкость.

Наблюдение фотolumинесценции (флуоресценции) осуществляют в темном помещении после облучения исследуемого объекта источником УФ излучения, например газоразрядной ртутной лампой высокого давления типа ДРТ (ПРК). Предварительно источник УФ излучения помещают в светонепроницаемый кожух с вырезом, закрываемым светофильтром, прозрачным для УФ излучения с $\lambda = 0,366$ мкм и почти полностью поглощающим видимые излучения. Часто используется для наблюдения микроскоп (люминесцентная микроскопия), в котором возбуждение люминесценции осуществляется путем фокусирования УФ излучения с помощью конденсора на исследуемом образце. Источник УФ излучения — точечный, например шаровая ртутно-кварцевая лампа сверхвысокого давления.

Благодаря высокой точности, объективности, простоте измерения методы люминесцентного анализа находят все более широкое применение.

В практике применения люминесценции для источников излучения, как правило, используются *люминофоры* — твердые люминесцирующие вещества, имеющие кристаллическую структуру и излучающие при их возбуждении и некоторое время после прекращения возбуждения. В зависимости от способа возбуждения различают следующие люминофоры, используемые в современных источниках излучения: *фотолюминофоры* и *электролюминофоры*. Фотолюминофоры, применяемые в фотolumинесцентных источниках излучения, возбуждаются УФ излучением, а электролюминофоры, используемые в электролюминесцентных источниках, — переменным электрическим полем.

Люминофоры используются также в электронно-лучевых трубках телевизионных устройств [34], в электронно-оптических преобразователях (ЭОП) — катодолюминофоры, возбуждаемые пучком электронов, преобразующие энергию электронного пучка в световую энергию.

По принципу излучения люминофоры делятся на две группы: *активированные* и *безактиваторные*. Безактиваторные люминофоры, к которым относятся редкие земли, ураниловые соединения, вольфраматы, молибдаты и др., обладают способностью люминесцировать в чистом состоянии вещества [26]. Активированные люминофоры излучают лишь при наличии примеси — *активатора*. В химическом отношении и по свойствам люминесценции они аналогичны *кристаллофосфорам* — сложным синтетическим неорганическим веществам с дефектной кристаллической решеткой [26, с. 286].

К числу люминофоров, разработанных и находящих применение или представляющих интерес для новых люминесцентных источников излучения, можно отнести в качестве примера люминофоры, представленные в табл. 1-3.

Таблица 1-3
Люминофоры и их характеристики [35]

Люминофор	Активатор	Длина волны максимума излучения, мкм
Ортофосфат стронция	Eu	0,407
Пирофосфат стронция	Eu	0,419
Боростаннат магния	Tl	0,430
Вольфрамат кальция	Pb	0,430—0,445
Хлорапатит стронция	Eu	0,451
Пирофосфат стронция	Sn	0,460
Фторфосфат кальция	Sb	0,460
Галофосфат кальция	Sb	0,480
Вольфрамат магния	—	0,490
Пирофосфат бария-титаина	—	0,495
Галлат магния	Mn	0,507
Фторфосфат стронция	Sb и Mn	0,510
Ортосиликат цинка	Mn	0,530
Борат иттрия-стронция	Tb	0,545
Галофосфат стронция	Sb и Mn	0,565
Галофосфат кальция	Sb и Mn	0,580—0,585—0,586
Ортофосфат кальция-цинка	Sn	0,600
Ортофосфат стронция-магния	Sn	0,600
Метасиликат кальция	Mn и Pb	0,610
Оксись иттрия	Eu	0,612
Метаборат кадмия	Mn	0,617
Ванадат-фосфат иттрия	Eu	0,6175
Ортованадат иттрия	Eu	0,6175
Ортофосфат стронция-магния-кальция	Sn	0,620
Фторгерманат магния	Mn	0,660

Для равномерного распределения ионов активатора по узлам кристаллической решетки основного вещества люминофора применяется их прокаливание вместе с третьим веществом, называемым *плавнем*. В качестве плавней применяют различные соли металлов первой и второй групп: LiCl, NaCl, KCl, буру, борную кислоту и др.

Энергетическая схема элементарного процесса фотолюминесценции активированного кристаллического люминофора подобна схеме движения фотоэлектрона в полупроводнике с примесной дырочной проводимостью (см. § 3-6). На рис. 1-45 схематически изображены возможные переходы электрона, попавшего из основной зоны в зону проводимости (переход 1).

Как видно из схемы, между основной зоной и зоной проводимости в кристалле активированного люминофора имеются локальные уровни aa , определяемые энергетическим состоянием иона активатора. Кроме этого промежуточного уровня, расположенного обычно вблизи основной зоны кристалла, в запрещенной зоне имеется несколько локальных уровней: bb , vv и gg , появляющихся в зоне проводимости и вблизи нее. Эти локальные энергетические уровни возникают при прокаливании люминофора с плавнем и активатором вследствие наличия дефектов в кристаллической решетке. Дефекты кристаллической решетки возникают в результате заполнения некоторых ее узлов атомами плавня или ионами окислов основных веществ люминофора. Энергетические уровни дефектных узлов решетки, так же как энергетические уровни ионов активатора, не распространяются на весь кристалл, а локализованы в местах наличия ионов активатора и дефектных узлов. Верхние локальные энергетические уровни располагаются на различных расстояниях от нижней границы зоны проводимости. Для схематического рассмотрения возможных переходов электрона будем считать, что все локальные уровни дефектных узлов решетки делятся на три группы:

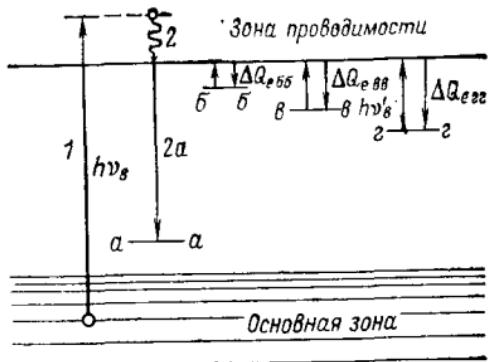


Рис. 1-45.

- 1) уровни $\beta\beta$, расположенные в непосредственной близости к нижней границе зоны проводимости;
- 2) уровни $\alpha\alpha$, более удаленные от нижней границы, но не настолько, чтобы электрон с них не мог попасть в зону проводимости тепловым движением;

3) глубокие уровни $\gamma\gamma$, расстояние до которых от нижней границы зоны проводимости настолько велико, что не может преодолеваться тепловым движением.

Как показывают результаты опытов, наиболее вероятны переходы электронов из зоны проводимости на уровень активатора $\alpha\alpha$ или на один из трех локальных уровней. При переходе электрона из зоны проводимости после некоторого его теплового смещения (переход 2) на уровень активатора (переход 2a) возникает фотон рекомбинации электрона с ионом активатора.

Электрон с уровня $\alpha\alpha$ постепенными тепловыми безызлучательными переходами спустится вновь в основную зону, что эквивалентно диффундированию электронной дырки из основной зоны на уровень активатора. Возникший в результате диффундирования электронной дырки ион активатора обеспечивает условия для возникновения нового излучательного перехода электрона из зоны проводимости. В тех случаях, когда электрон из зоны проводимости попадает на верхние локальные уровни, вероятность его дальнейшего перехода в основную зону через уровень активатора ничтожно мала, так как эти переходы запрещены. Для возвращения электрона в основную зону ему необходимо вначале вновь подняться на один из уровней зоны проводимости.

Этот переход с локальных уровней $\beta\beta$ и $\alpha\alpha$ происходит за счет внутренней тепловой энергии тела, причем длительность пребывания электрона на этих уровнях определяется энергетической глубиной локальных уровней $\Delta Q_{e\beta\beta}$ и $\Delta Q_{e\alpha\alpha}$:

$$t = t_0 e^{\frac{\Delta Q_e}{kT}}, \quad (1-134)$$

где t — время локализации электрона;

t_0 — то же при $\Delta Q_e \ll kT$, равное $10^{-7} - 10^{-10}$ с;

ΔQ_e — энергетическая глубина уровня локализации;

k — постоянная Больцмана;

T — температура тела, К.

Из приведенного уравнения можно видеть, что с увеличением энергетической глубины уровня время лока-

лизации электрона возрастает. Для локального энергетического уровня с глубиной $\Delta Q_e \gg kT$ электрон может переместиться в зону проводимости лишь за счет сообщения ему энергии извне. При отсутствии поступления энергии извне электроны могут находиться на таких глубоких уровнях очень долго. Перемещение электронов с глубоких локальных уровней в зону проводимости и

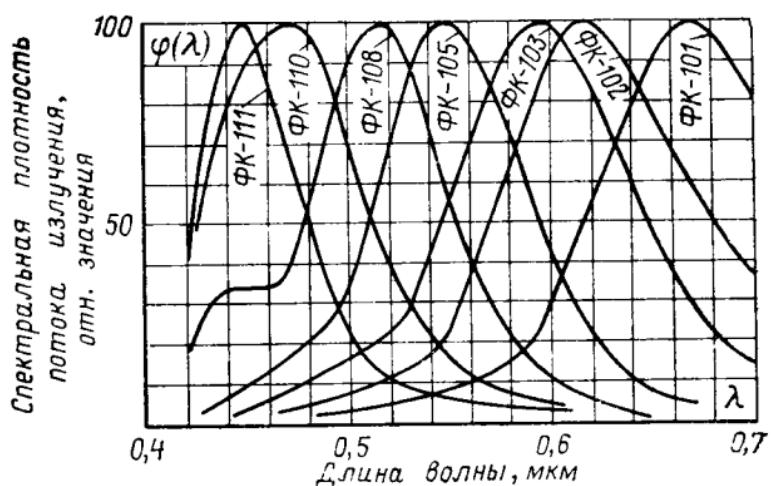


Рис. 1-46

далее в основную зону через уровень активатора возможно нагреванием люминофора или облучением его инфракрасными лучами с частотой v' (рис. 1-45). Следовательно, люминофор, кристаллическая структура которого обеспечивает возможность глубокой локализации электронов, может являться аккумулятором световой энергии. Использование аккумуляторной энергии по истечении нескольких часов после зарядки может осуществляться за счет подогрева люминофора или облучения его фотонами с малой энергией.

Спектр излучения определяется физико-химической структурой и свойствами люминофора и активатора. Для иллюстрации спектральной характеристики люминофора на рис. 1-46 представлены графики спектральной плотности потока излучения цинк-сульфидных (ZnS) и цинк-кадмий-сульфидных ($ZnCdS$) люминофоров, активированных медью, а на рис. 1-47 — безактиваторных люминофоров. Как видно из рисунков, спектр излучения люминофора сплошной с максимумом. Спектр излучения

имеет более сложную форму при использовании много-компонентных люминофоров — несколько активаторов или смесь люминофоров (рис. 1-48). Основные люминофоры, применяемые в производстве источников излучения, обладают максимальным коэффициентом поглощения в области максимума спектра возбуждения, соот-

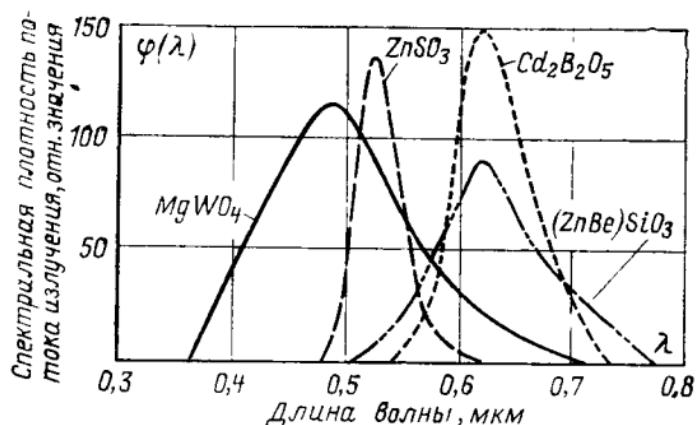


Рис. 1-47.

вествующего резонансному УФ излучению ртути ($\lambda = 253,7$ нм $\approx 0,254$ мкм), или наиболее мощной спектральной линии нерезонансного излучения ($\lambda = 0,365$ мкм).

Широкое применение нашли фотolumинофоры в люминесцентных лампах низкого давления [36, 37]. Эти лампы представляют собой газоразрядные трубы с парами дозированного количества металлической ртути и некоторой примесью инертного газа — аргона. На внутреннюю поверхность трубчатых ламп нанесен тонкий люминофорный слой. При включении лампы в электрическую сеть внутри трубы возникает дуговой разряд, который стабилизируется в парах ртути после ее испарения.

Наибольшее распространение в нашей отечественной практике нашли люминесцентные лампы с подогревными электродами. В этих лампах электроды, выполненные в виде вольфрамовых спиралей, покрытых оксидом, подогреваются электрическим током для эмиттирования электронов. Включение спиралей для подогрева и выключение их осуществляется стартером Ст (рис. 1-49). В цепь лампы L последовательно с ней включается балластный дроссель D , предназначенный для стабилизации тока в цепи лампы, а также для повышения напряжения на электродах лампы в момент ее

зажигания за счет перенапряжения, возникающего при размыкании контактов стартера. Дроссель и конденсаторы, служащие для улучшения коэффициента мощности и снижения радиопомех, объединяются в ПРА — пуско-регулирующий аппарат.

Автоматический стартер выполняется в виде маломощной неоновой лампы тлеющего разряда, один электрод которой выполнены из биметалла. При включении люминесцентной лампы под напряжение вначале включается стартер, так как потенциал зажигания

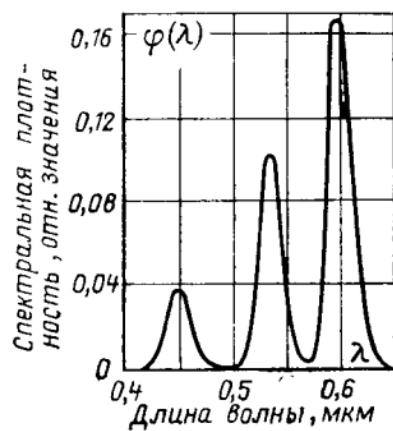


Рис. 1-48.

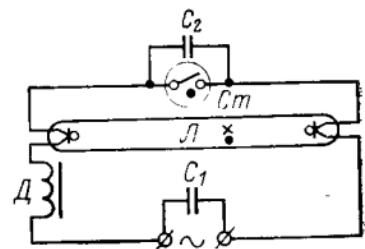


Рис. 1-49.

тлеющего разряда ниже напряжения сети. Возникший в стартере тлеющий разряд нагревает биметаллический электрод, который в результате нагрева распрямляется и соприкасается со вторым электродом. Короткое замыкание стартера вызывает возникновение в цепи электродов лампы ток, несколько превосходящий по величине рабочий ток. Этот ток нагревает вольфрамовые электроды лампы, которые начинают эмиттировать электроны в пространство трубки, заполненное аргоном при малом давлении. По истечении некоторого времени биметаллический электрод стартера охлаждается и размыкает цепь зажигания.

В момент размыкания значительно повышается напряжение на электродах лампы, что приводит при наличии эмиссии электронов с подогретых электродов лампы к возникновению разряда. Возникший разряд испаряет остатки металлической ртути, после чего устанавливается стабилизированный дуговой разряд в парах ртути с примесью аргона.

Ультрафиолетовые излучения разряда, падая на поверхность стенок трубы, покрытой слоем люминофора, трансформируются этим слоем в видимые излучения лампы. Эффективность преобразования излучения разряда в излучение фотolumинесценции определяется структурой и толщиной слоя люминофора или смеси люминофоров. Люминофоры, применяемые в люминесцентных лампах с парами ртути низкого давления, должны обладать значительной чувствительностью к из-

лучению с $\lambda=0,254$ мкм, так как в этой спектральной линии сосредоточена большая часть энергии излучения разряда в ртутных парах низкого давления.

В люминесцентных лампах низкого давления, применяемых для освещения, широко используются люминофоры на основе галофосфата кальция (типа ЛГ), активированного сурьмой (Sb) и марганцем (Mn) [37].

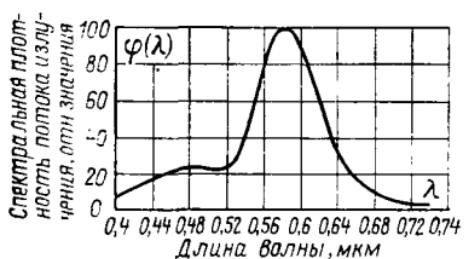


Рис. 1-50.

и Sb). Повышение концентрации марганца и одновременно снижение содержания сурьмы в люминофоре приводит к увеличению максимума в синей и уменьшению в красной областях спектра. Следовательно, в зависимости от соотношения составных частей люминофора значительно изменяется спектр, и цветность люминесцентных ламп может быть чрезвычайно разнообразной.

Люминесцентные лампы низкого давления, применяемые для целей освещения, изготавляются типов ЛД — дневного света с цветовой температурой $T_{ц}=6000$ К, ЛБ — белого света с $T_{ц}=3450$ К, ЛХБ — холодно белого света с $T_{ц}=4300$ К, ЛТБ — тепло белого света с $T_{ц}=2800$ К, ЛЕ с $T_{ц}=4000$ К и ЛХЕ с $T_{ц}=5200$ К. Изготавляются также люминесцентные лампы низкого давления с исправленным спектральным составом излучения типов: ЛДЦ, ЛБЦ, ЛХБЦ и ЛТБЦ, которые обеспечивают достаточно хорошую цветопередачу освещаемых ими цветных объектов.

На рис. 1-51 представлены графики относительной спектральной плотности потока излучения некоторых типов люминесцентных ламп низкого давления, предназначенных для освещения. Из рисунка видно, что цветность излучения ламп определяется не только спектром люминофорной смеси, — спектр люминесцентной лампы более сложный, чем спектральная характеристика фотолюминесценции. Излучение люминесцентных

Максимум спектральной области поглощения этого люминофора соответствует примерно $\lambda=0,250$ мкм (основная линия излучения ртути $\lambda \approx 0,254$ мкм). На рис. 1-50 показан спектр излучения галофосфата кальция при определенном содержании в нем примеси (Mn

ламп, кроме фотолюминесценции, содержит также поток излучения спектральных линий ртутного разряда, проходящий непосредственно через слой люминофора.

Широкое применение в люминесцентных лампах находят, кроме галоfosфатных, ортоfosфатные люминофоры. Например, в люминесцентных лампах с улучшенной цветопередачей типа ЛДЦ получили применение

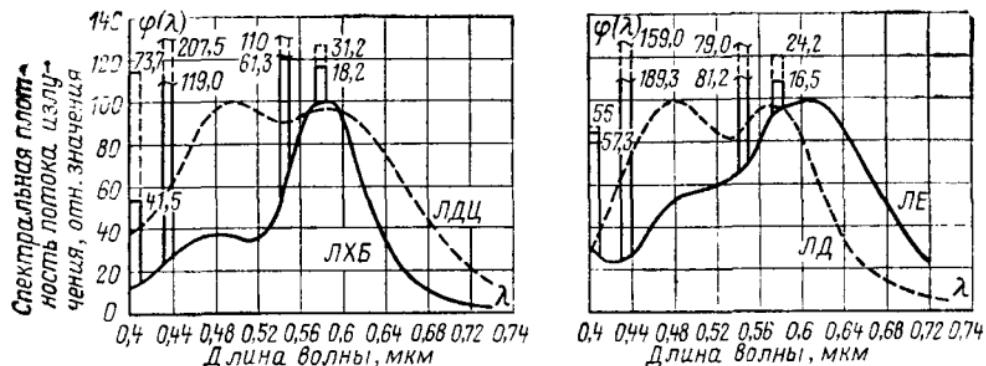


Рис. 1-51.

ортофосфатные люминофоры в смеси с галоfosфатами кальция. Люминофор на основе ортоfosфата типа Л-42Д [37] излучает при возбуждении спектральной линией ртути $\lambda=0,254$ мкм, три области спектра с максимумами: $\lambda_1=0,390$ мкм (слабый), $\lambda_2=0,500$ мкм и $\lambda_3=0,600$ мкм. Доля потока излучения этого люминофора в красной области спектра больше, чем у галоfosфатных люминофоров, что позволяет улучшить цветность люминесцентных ламп.

Основным преимуществом люминесцентных ламп по сравнению с лампами накаливания является их высокая световая отдача — примерно $35-80$ лм·Вт⁻¹, превышающая в 5—6 раз световую отдачу ламп накаливания. Световую отдачу 80 лм·Вт⁻¹ при достаточно хорошей цветопередаче обеспечивает спектральная характеристика галоfosфата кальция, активированного Mn и Sn, используемого в люминесцентных лампах типа ЛБ-40 (рис. 1-50).

За последние годы во Всесоюзном научно-исследовательском светотехническом институте (ВНИСИ) в ряде разработок ламп, обладающих высокой световой отдачей и обеспечивающих хорошую цветопередачу, используется ортоfosфатный люминофор типа Л-42ДН. Этот люминофор обладает хорошими эксплуатационными

характеристиками [38]. Как показывают литературные данные [39], можно повысить световую отдачу лампы практически без ухудшения цветопередачи ограничением спектра излучения обласностью 0,44—0,66 мкм. При этом спектр должен быть узкополосным. Появились новые разработки люминесцентных ламп с узкополосными спектрами излучения, высокой световой отдачей и хорошей цветопередачей. На рис. 1-48 показан трехполосный спектр, который обеспечивает в люминесцентных лампах типа ЛБ-40 световую отдачу $\eta=87$ лм·Вт⁻¹ при достаточно хорошей цветопередаче. Такую спектральную характеристику возможно получить применением смеси люминофоров, активированных редкоземельными ионами: двухвалентным европием, трехвалентным тербием и трехвалентным европием.

Дальнейшие исследования, проводимые в этом направлении [35], показали, что наиболее оптимальным является состав смеси из четырех люминофоров (табл. 1-3): хлорапатита стронция, активированного двухвалентным европием (Eu^{2+}), ортосиликата цинка, активированного Mn^{2+} , окиси иттрия, активированной Eu^{3+} и галофосфата кальция, активированного Sb^{3+} и Mn^{2+} (с отношением плотностей потока излучения сурьмяной и марганцевой полос 0,06).

В практике освещения улиц городов и высоких цехов промышленных предприятий нашли широкое применение ртутно-кварцевые лампы с исправленной цветностью. Первичным источником излучения в этих лампах является ртутная лампа высокого давления в кварцевой колбе. Этот источник излучения помещен в стеклянный баллон, на внутренние стенки баллона нанесен слой люминофора, функцией которого является исправление цветности излучения разряда в парах ртути высокого давления. Такие лампы типа ДРЛ (ртутные, высокого давления, люминесцентные) выпускаются отечественной промышленностью мощностью от 125 до 1000 Вт.

В спектре ртутных ламп высокого давления недостает излучения в красной области. Поэтому для исправления цветности таких ламп используются люминофоры с полосой максимума излучения $\Delta\lambda=0,63 \pm 0,66$ мкм. К числу основных люминофоров, нашедших применение для ртутных ламп высокого давления, можно отнести фторгерманат магния, активированный марганцем. Спектральная характеристика этого люминофора состоит из пяти узких полос с максимумами: $\lambda_{\max}=0,626; 0,634; 0,643; 0,654$ и $0,660$ мкм. Спектр возбуждения его достаточно широкий: от $\lambda_1=0,200$ мкм до $\lambda_2=0,480$ мкм [37].

Для ртутных ламп высокого давления применяются также ортофосфатные люминофоры, активированные оловом: фосфат стронция — магния, фосфат стронция — цинка и фосфат кальция —

магния. Их спектр содержит, кроме интенсивной оранжево-красной полосы, незначительное излучение в синей области.

В ртутных лампах высокого давления используется также ортovanадат иттрия, активированный редкими землями: европием, тербием, церием, неодидом, самарием и др. Например, спектр орто-ванадата иттрия, активированного европием, содержит четыре узких полосы: 0,535; 0,590; 0,618 и 0,650 мкм. Этот люминофор может быть применен в смеси с другими люминофорами [37].

В практике облучательной техники используются также фотолюминофоры, излучающие в УФ области (рис. 1-52). К числу таких люминофоров относятся силикаты бария и фосфаты кальция и цинка, активированные соответственно свинцом, церием и таллием.

Например, фосфат кальция, активированный Се с максимумом в области спектра поглощения $\lambda_{\text{макс.п.}} = 0,260 \pm 0,300$, имеет максимум области излучения $\lambda_{\text{макс.и.}} = 0,360$ мкм; активированный Тl с $\lambda_{\text{макс.п.}} = 0,247$ мкм имеет $\lambda_{\text{макс.и.}} = 0,325$ мкм, а с добавкой фосфата Zn (активатор Tl) $\lambda_{\text{макс.и.}} = 0,300 \pm 0,310$ мкм.

В источниках эритемного излучения (§ 3-13) используются люминофоры на основе ортофосфатов с излучением в УФ области. У люминофора типа Э-2 [37] максимум спектральной характеристики ($\lambda_{\text{макс.}} = 0,305$ мкм) практически соответствует максимуму спектральной эритемной эффективности ($\lambda = 0,297$ мкм).

Фотолюминофоры, излучающие в УФ области спектра, применяются также в лампах типа УФО низкого давления, используемых для облучения светосоставов УФ излучением. Колба лампы выполнена из увиолевого стекла, внутренняя поверхность ее покрыта люминофором, который излучает при возбуждении его спектральными линиями ртути (0,185 и 0,254 мкм) спектр с $\lambda_{\text{макс.}} = 0,365$ мкм. В источниках, применяемых для люминесцентного анализа, используются также люминофоры, излучаемые в УФ области. В качестве источников возбуждения при люминесцентном анализе разработаны малогабаритные люминесцентные ртутные лампы низкого давления типов ЛУФТ-4 и ЛУФШ-4 [40]. Лампа типа ЛУФТ-4 излучает в двух областях спектра: 0,300—0,400 мкм (излучение люминофора, покрывающего внутреннюю поверхность

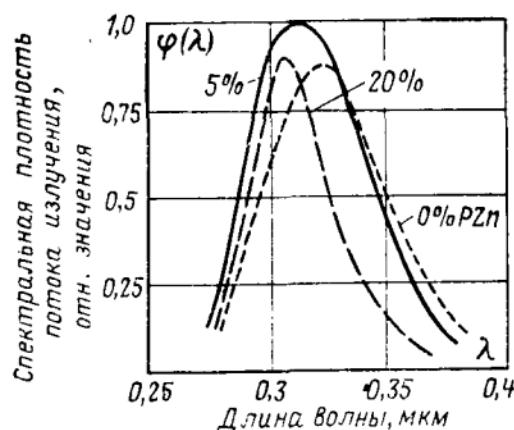


Рис. 1-52.

трубки — колбы лампы) и 0,400—0,500 мкм (излучение ртутной линии разряда $\lambda \approx 0,436$ мкм).

На рис. 1-53 показан спектр лампы типа ЛУФЩ-4, который включает три области: 0,200—0,300 мкм; 0,300—0,400 мкм — излучение люминофора и 0,400—0,500 мкм. В том и другом излучателе используется люминофор — силикат бария, активированный Рb с максимумом излучения $\lambda_{\max} = 0,350$ мкм. В излучателе ЛУФЩ-4

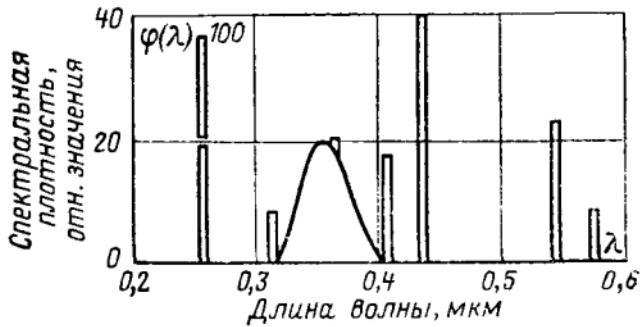


Рис. 1-53.

люминофор нанесен на часть внутренней поверхности трубы — колбы из увнолевого стекла (на защитную пленку). Часть виуругренией поверхности колбы («щель») свободна.

Большое практическое значение имеют люминофоры длительного действия, часто называемые фосфарами постоянного действия. Возбуждение таких люминофоров осуществляется альфа- и бета-излучениями, возникающими при распаде радиоактивного вещества, примешиваемого в небольшом количестве к кристаллическому люминофору. Наиболее эффективным фосфором постоянного действия является цинк-сульфидный люминофор, активированный медью, с примесью радиотория и мезотория. Люминофоры этого типа применяются для покрытия светящихся знаков, стрелок и делений шкал измерительных приборов. Для этой цели люминофоры наносятся на поверхность при помощи винилитового, метакрилового, полистиролового и других лаков, прозрачных для УФ излучений и защищающих люминофор от влаги. Люминофоры также находят применение в декоративном искусстве и живописи. Для этой цели пользуются красками, карандашами, мелками и пастелью, приготовленными со значительным содержанием люминофоров. Очень широки возможности люминесцентной живописи в театре, где декорации, написанные с применением светящихся красок, производят сказочное впечатление [41].

В настоящее время находит все более широкое применение электролюминесценция, в частности, электролюминесценция твердых люминесцирующих веществ — кристаллов, при воздействии на них переменного или импульсного электрических полей. Этот вид люминесценции достаточно широко применяется для создания малогабаритных сигнализационных устройств (электро-

люминесцентных панелей). Разрабатываются эффективные и усовершенствуются электролюминесцентные излучатели, которые широко используются в современной науке и технике, являясь основным элементом во всех электролюминесцентных устройствах и приборах [32, 42—44].

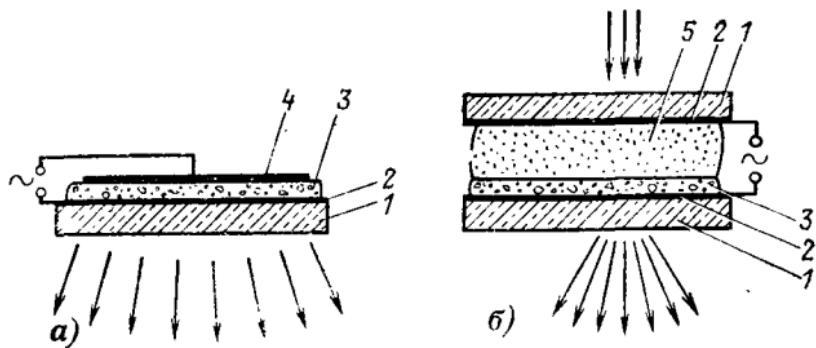


Рис. 1-54. Электролюминесцентные устройства.

а — конденсатор; *б* — преобразователь изображения; 1 — стекло; 2 — прозрачный проводящий слой; 3 — электролюминофор; 4 — металлический электрод; 5 — слой фотопроводника.

На рис. 1-54 показана конструкция электролюминесцентных устройств: электролюминесцентного излучателя (конденсатора) и электролюминесцентного преобразователя изображения. Электролюминесцентный конденсатор (ЭЛК) — система, включающая: 1) электролюминофор в виде мелкокристаллического порошка, 2) связующее (изолят), в котором распределен люминофор, 3) токопроводящие материалы — электроды, один из которых прозрачный. Электролюминофор, введенный в состав смол, лаков образует тонкий слой диэлектрика между плоскими электродами. С помощью электролюминесцентного преобразователя изображения можно: 1) преобразовать изображение, полученное в ИК излучении, в видимое; 2) усилить слабое видимое изображение; 3) записывать информацию; поступающую в виде электрических импульсов и сохранять ее на заданный срок; 4) запоминать изображения, сформированные в УФ, видимых, ИК и рентгеновских излучениях.

Особенностью электролюминофоров по сравнению с фотолюминофорами является повышенное содержание в них активирующих веществ. Практическое применение нашел сульфид цинка (ZnS), активированный медью. Для изменения характеристик электролюминесценции (изменения спектра, увеличения яркости) в электролюминофоры вводят соактиваторы.

Электролюминесценция возникает только в переменном или импульсном полях и наблюдается при напряженности 10^3 — 10^5 В·см $^{-1}$. При обычном напряжении в сети 110—220 В возможно создать необходимую напряженность электрического поля при достаточно тонком люминесцирующем слое конденсатора. Практи-

чески можно изготавливать электролюминесцентные панели на любое напряжение, варьируя лишь их толщину.

Если к электролюминесцентному излучателю приложить переменное напряжение, то появятся вспышки свечения электролюминофора с двойной частотой переменного электрического поля. Свечение большинства электролюминофоров быстро затухает после снятия с излучателя возбуждающего поля. Максимум электролюминесценции обычно не совпадает по фазе с максимумом приложенного напряжения.

Уровень яркости электролюминесцентной панели определяется напряжением (напряженностью) и частотой вспышек электролюминофора (частотой возбуждающего поля). С ростом напряжения и частоты яркость растет, причем повышение напряжения приводит к более резкому увеличению яркости, чем повышение частоты [44, 45]. Крутизну яркостных характеристик можно изменять в зависимости от состава электролюминофора и технологии его изготовления.

Практические значения яркости электролюминесцентных источников света невелики и зависят от типа диэлектрика и технологии изготовления электролюминесцентных панелей (ЭЛП). Например, для панели типа ЭЛПП размером 30×30 см, разработанной в 1975 г. во ВНИИИС [46], начальная яркость равна $30 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$, через 1000 ч горения (минимальная продолжительность горения) $12 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$ при частоте питания 400 Гц и напряжении 200 В.

На яркость электролюминофора оказывает влияние размер его частиц, причем это влияние зависит от напряжения питания ЭЛП. При меньших напряжениях яркость для мелкокристаллического электролюминофора меньше, чем крупнокристаллического [47].

Яркость и световой поток ЭЛП в процессе эксплуатации снижаются [47, 48]. Спад яркости во времени тем быстрее, чем выше частота питания [45, 47]. Нестабильны в процессе эксплуатации не только световые, но также и электрические параметры. Мощность, ток изменяются в меньшей степени, чем яркость [49].

Стабильность световых параметров в течение всего срока эксплуатации ЭЛП зависит не только от частоты питания, но также от состава, технологии приготовления и размера частиц электролюминофора, от условий эксплуатации (температуры). Стабильность яркости и светового потока хуже для более мелкокристаллического люминофора, а уменьшение потока повышается с ростом температуры [47].

Цвет свечения ЭЛК определяется типом применяемого электролюминофора. Используя смесь электролю-

минофоров с различными спектрами излучения, можно значительно изменять спектральные характеристики, а следовательно, и цвет электролюминесцентных панелей.

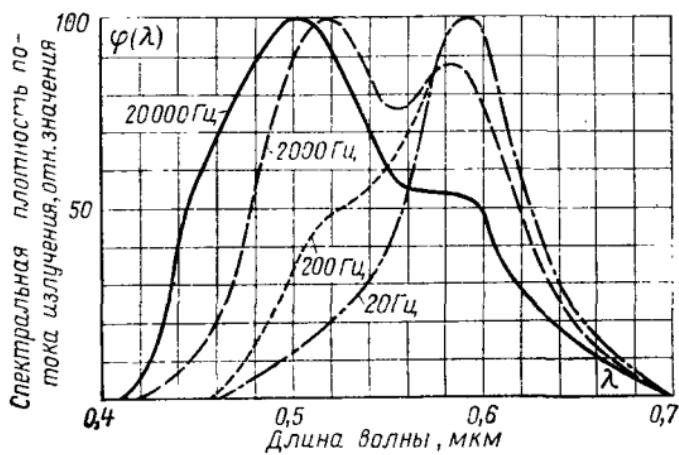


Рис. 1-55.

Спектральная характеристика сложного (многокомпонентного — многократноактивированного) люминофора изменяется с изменением частоты возбуждающего электрического поля. На рис. 1-55 показано изменение спектра трехкомпонентного люминофора в зависимости от частоты.

В настоящее время электролюминесценция не дает возможности получить высокую световую отдачу. Экономичность преобразования электрической энергии в световую в электролюминофорах не велика. Практические значения световой отдачи ЭЛК 10—30 лм·Вт⁻¹.

Характеристика зависимости световой отдачи от частоты имеет максимум (рис. 1-56), причем максимальные значения яркости и световой отдачи не соответствуют одной и той же частоте. Оптимальная частота, определяемая максимальным значением световой отдачи, изменяется с изменением напряжения. Световая отдача зависит также от состава электролюминофоров, технологий их изготовления. На световую отдачу оказывает влияние размер частиц электролюминофора. С точки зрения экономичности ЭЛП применение мелкокристаллических электролюминофоров более целесообразно [47].

В связи с тем что световая отдача ЭЛП отечественного производства еще низка, для целей освещения ЭЛП практически не применяются. В последние годы в Советском Союзе проводятся работы по исследованию причин старения ЭЛК [50], работы в направлении повышения яркости и стабильности ЭЛК [48], повыше-

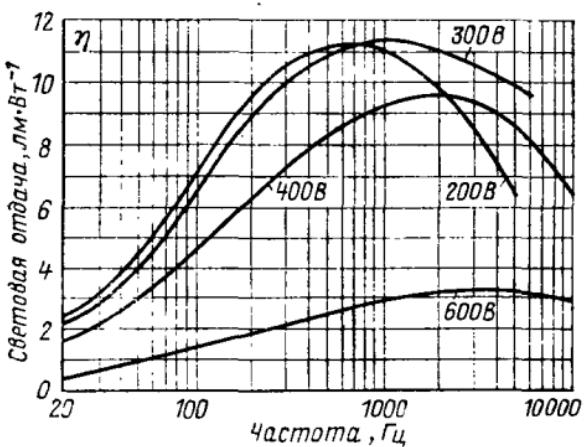


Рис. 1-56.

ния устойчивости ЭЛК к механическим нагрузкам, разрабатываются новые способы нанесения электролюминесцентных покрытий [51].

Разрабатываются новые высокостабильные электролюминесцентные покрытия ЭЛК, применяемых как в нормальных условиях, так

и в условиях повышенной влажности [47, 52]. На рис. 1-57 показана спектральная характеристика порошкового ЭЛК на основе антрацена, в котором процессы старения замедлены по сравнению с ЭЛК на основе сернистого цинка [52].

Перспективы применения электролюминесценции достаточно высокие. Это требует необходимости создания высокоэффективных преобразователей электрической энергии в энергию излучения электролюминесценции подбором многокомпонентных полупроводниковых соединений. Применение электролюминесценции, в частности, для целей освещения ставит задачу создания высокоэффективных источников света, использование

Рис. 1-57.

энергии в энергию излучения электролюминесценции подбором многокомпонентных полупроводниковых соединений. Применение электролюминесценции, в частности, для целей освещения ставит задачу создания высокоэффективных источников света, использование

которых позволит упростить схемы включения, так как такого типа источники не требуют наличия пускорегулирующих аппаратов.

Широки возможности применения электролюминесцентных устройств для создания более экономичных и компактных счетных машин, а также малогабаритных телевизионных приемников. Применение электролюминесценции для получения цветных изображений возможно в связи с тем, что изменение частоты электрического поля влечет за собой изменение яркости и цветности электролюминесценции многокомпонентной смеси. Следовательно, подбором компонент люминофора можно получить практически любой цвет электролюминесценции.

Глава вторая

ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ

А. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОВОГО ПОЛЯ

2-1. ЗАДАЧИ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ

Фотометрия как самостоятельная отрасль научных знаний начала создаваться лишь в XVIII в. в связи с потребностью установления законов распространения света, а также измерения световых излучений. Создателем начальных научных основ фотометрии является

разносторонний французский ученый П. Бугер (1698—1758). В работах П. Бугера [53] впервые были сделаны попытки разграничить понятия силы света, освещенности и яркости. Большой заслугой П. Бугера являются теоретическое обоснование и экспериментальная проверка закона ослабления света при прохождении через вещество.

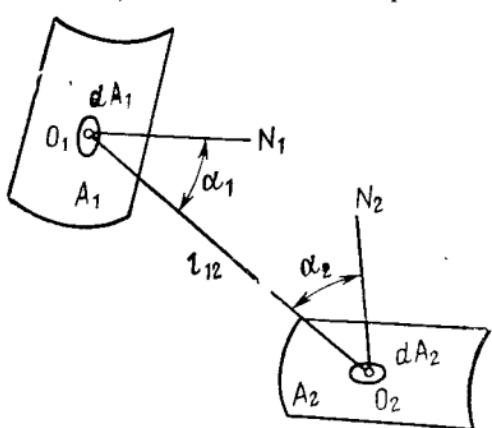


Рис. 2-1.

По поводу этого закона акад. С. И. Вавилов [10, 11] писал: «Все действия света — только вторичные процессы, сопровождающие поглощение света в веществе». С этой точки зрения закон Бугера — общий закон действия света. П. Бугер сформулировал основные правила измерения силы света и на основе экспериментальных наблюдений чувствительности глаза к различию едва заметных теней установил метод пороговых

величин для оценки меры реакции глаза на свет. Современник П. Бугера И. Ламберт (1728—1777) в значительной мере развел и усовершенствовал теоретические основы фотометрии. Им были четко сформулированы понятия основных световых величин и была создана классическая теория фотометрических расчетов, позволившая определять освещенность произвольно расположенной поверхности и световой поток, падающий на нее от точечных излучателей и равноярких светящихся поверхностей¹.

Теория фотометрических расчетов Ламберта базировалась на следующих основных закономерностях (рис. 2-1):

$$dE_2 = \frac{L_{12} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 dA_1}{l_{12}^2}; \quad (2-1)$$

$$d^2\Phi_2 = \frac{L_{12} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 dA_1 dA_2}{l_{12}^2}, \quad (2-2)$$

где dE_2 — освещенность, создаваемая на поверхности dA_2 элементом dA_1 , обладающим яркостью L_{12} по направлению l_{12} ;

$d^2\Phi_2$ — световой поток, попавший на элемент dA_2 от светящегося элемента dA_1 яркостью L_{12} ;

α_1 — угол между направлением излучения и нормалью N_1 к элементу dA_1 ;

α_2 — то же для dA_2 .

К вопросам теоретической фотометрии внимание было привлечено вновь лишь в начале XX в. в связи с возросшими запросами к новой в то время технической дисциплине — светотехнике. Потребность человечества в продлении дневной деятельности путем обеспечения качественного искусственного освещения создала условия для развития этой дисциплины и потребовала знания законов распространения и преобразования излучения.

Задачи определения количественных (энергетических) закономерностей распространения излучения как методом измерения, так и методом расчета, являются задачами теоретической фотометрии.

¹ Lambert J. H. Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrarum, 1760.

Современная теоретическая фотометрия развивается и совершенствуется на базе теории электромагнитного поля. Большие заслуги в разработке основ теории светового поля¹ принадлежат советским ученым и в первую очередь А. А. Гершуну, М. М. Гуревичу, Н. Г. Болдыреву, В. А. Фоку и Р. А. Сапожникову, создавшим научную базу современной теоретической фотометрии.

В 1924 г. акад. В. А. Фок опубликовал работу [54], в которой применил вектор плотности светового потока. В 1925 г. А. А. Гершун доложил в Русском физико-химическом обществе о световом поле излучающих поверхностей равномерной яркости [55]. В 1928 г. А. А. Гершун и М. М. Гуревич [56] показали применимость векторных представлений для поля излучения тела, расположенного в пустоте. В 1931 г. Н. Г. Болдырев публикует работу о поле в рассеивающей среде [57]. Наиболее детально вопросы светового поля были разработаны в монографии проф. А. А. Гершуна «Световое поле» [58], вышедшей в 1936 г. В этой работе А. А. Гершун определил вектор плотности потока и среднюю сферическую освещенность в функции яркости лучей. В последние годы теория светового поля находит все большее применение в практике светотехнических расчетов [59—61].

2-2. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ

Из определения яркости пучка лучей (§ 1-24) можно видеть, что яркость является функцией точки и направления. Яркость по любому направлению пространства легко определить непосредственным измерением, применяя метод зрительного сопоставления измеряемой яркости с эталонной, или косвенным методом измерения освещенности в плоскости, перпендикулярной оси элементарного телесного угла, в пределах которого сосредоточен исследуемый излучатель [см. (1-81а)]. Распределение яркости по различным направлениям пространства относительно исследуемой точки светового поля можно изобразить графически. Для этой цели из исследуемой точки поля отложим отрезки, равные в принятом масштабе значениям яркости пучка лучей в различных направлениях к исследуемой точке пространства. Проведя через концы всех радиусов-векторов яркости некоторую замкнутую поверхность, получим пространст-

¹ Качественные закономерности любого поля излучений могут рассматриваться не только для эффективных величин (например, световых — см. разд. Г, гл. 1), но также и для энергетических (см. разд. Б, гл. 1).

венное тело, ограниченное этой замкнутой поверхностью. Полученное таким способом тело принято называть *телом распределения яркости*. Следы сечения тела распределения яркости вертикальными плоскостями, проходящими через исследуемую точку, являются *продольными кривыми распределения яркости*.

Практически неприемлемость количественной оценки каждой точки поля не одной, а многими значениями какой-либо величины, например яркости (по всем направлениям излучения к исследуемой точке пространства), заставляет использовать некоторые *интегральные характеристики поля*. В качестве таких интегральных характеристик можно принять некоторую функцию точки и направления, определяемую распределением яркости в пространстве [55]:

$$C = \int_{-\pi}^{\pi} L(\alpha, \beta) f(\alpha, \beta) d^2\Omega_{\alpha\beta} = \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} L(\alpha, \beta) f(\alpha, \beta) \times \sin \alpha d\alpha d\beta, \quad (2-3)$$

где C — интегральная характеристика точки поля; $L(\alpha, \beta)$ — яркость излучения в направлениях α, β к исследуемой точке O (рис. 2-2); $f(\alpha, \beta)$ — функция, определяющая ценность излучения в данном направлении α, β и зависящая от формы и расположения приемника; $d^2\Omega_{\alpha\beta} = \sin \alpha d\alpha d\beta$ — элементарный зональный телесный угол, в пределах которого определена яркость излучения.

Функция $f(\alpha, \beta)$ должна иметь тем большее значение в данном направлении α, β пространства, чем большей ценностью обладают световые лучи в этом направлении. Ценность излучения в данном направлении определяется мерой реакции приемника на излучения одинаковой яркости, поступающие в исследуемую точку из различных зон пространства.

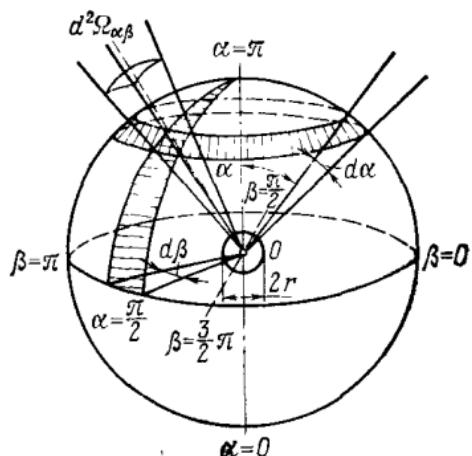


Рис. 2-2.

В большинстве случаев анализ поля можно ограничить исследованием распределения потока по освещаемой или облучаемой плоскости. К числу таких случаев относятся все установки освещения или облучения плоских объектов, расположенных в плоскости фона (освещение читальных залов, картинных галерей, помещений административного назначения, сушки плоских крашеных металлических листов, облучение плоской люминесцентной живописи и пр.). Вполне ясно, что анализ поля во всех указанных примерах может ограничиваться лишь исследованием распределения освещенности (плотности облучения) различных участков освещаемой (облучаемой) плоскости.

Как известно, освещенность плоскости с заданной ориентацией в пространстве (см. рис. 1-25) определяется следующим образом:

$$E = \int_{2\pi} dE_N \cos \alpha = \int_{2\pi} L(\alpha, \beta) \cos \alpha d\Omega, \quad (2-4)$$

где dE_N — освещенность плоскости, перпендикулярной оси элементарного телесного угла $d\Omega$, создаваемая элементарным излучателем, заключенным в пределах этого телесного угла.

Для точечных источников излучения

$$E = \frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} \cos \alpha, \quad (2-4a)$$

где $I_{\alpha\beta}$ — сила света по направлению к исследуемой точке светового поля O от точки расположения источника с координатами α и β (рис. 2-2);

l — расстояние от источника до точки светового поля.

Сопоставляя (2-4) и (2-3), можно видеть, что функция направления излучения для освещаемой плоскости равна косинусу угла между заданным направлением излучения и нормалью к освещаемому элементу поверхности dA в пространстве $\alpha \leq \pi/2$. Для зон $\alpha > \pi/2$ значение функции направления равно нулю.

Вследствие наибольшей простоты расчета освещенности на плоскости ее принимают основной характеристикой при нормировании и проектировании осветительных установок.

Приняв функцию направления постоянной $f(\alpha, \beta) = a = 0,25$, т. е. излучения всех зон пространства равнозначными, получим *среднюю сферическую освещенность*¹:

$$E_{4\pi} = 0,25 \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} L(\alpha, \beta) d^2\Omega_{\alpha\beta} = 0,25 \int_{4\pi} d^2E_N, \quad (2-5)$$

где $E_{4\pi}$ — средняя сферическая освещенность;

d^2E_N — освещенность плоскости, перпендикулярной оси элементарного телесного угла $d^2\Omega_{\alpha\beta}$, создаваемая элементарным излучателем, заключенным в пределах этого телесного угла.

Нетрудно видеть, что средняя сферическая освещенность пропорциональна средней плотности светового потока на сферической поверхности, так как только для сферы можно считать равнозначными любые по направлению равнояркие излучения.

Пользуясь этим, примем *среднюю сферическую освещенность численно равной средней плотности светового потока на поверхности сферы исчезающе малого радиуса с центром в исследуемой точке поля*.

Это определение средней сферической освещенности позволяет рассчитать ее значение при любом распределении яркости в пространстве. Для этой цели выделим из всего пространства элементарный угол $d^2\Omega_{\alpha\beta}$ по направлениям α, β (рис. 2-2), имеющий вершину в исследуемой точке поля O , в которой расположена сфера с предельно малым радиусом r по сравнению с расстоянием от элементарно малого излучателя до точки O . Поток, упавший на поверхность этой сферы от элементарного излучателя в пределах угла $d^2\Omega_{\alpha\beta} = \sin \alpha d\alpha d\beta$,

$$d^2\Phi_{\alpha\beta} = \pi r^2 d^2E_N = \pi r^2 L_{\alpha\beta} d^2\Omega_{\alpha\beta}.$$

Средняя сферическая освещенность, создаваемая в исследуемой точке поля элементарным излучателем, определится пределом отношения этого потока к площади сферы при радиусе сферы, стремящемся к нулю:

$$d^2E_{4\pi} = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{d^2\Phi_{\alpha\beta}}{4\pi r^2} = \frac{L_{\alpha\beta} d^2\Omega_{\alpha\beta}}{4} = 0,25 d^2E_N.$$

¹ Постоянная $a = 0,25$, так как отношение площади проекции к площади сферического приемника $A_{\text{пр}}/A_{\text{сф}} = 0,25$.

Среднюю сферическую освещенность, создаваемую всеми излучателями поля, определим, интегрируя полученное выражение в пределах всего пространства, т. е. в пределах изменения угла α от 0 до π и угла β от 0 до 2π :

$$E_{4\pi} = \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} d^2 E_{4\pi} = 0,25 \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} L(\alpha, \beta) \sin \alpha d\alpha d\beta, \quad \left. \right\} (2-6)$$

или

$$E_{4\pi} = 0,25 \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} 2\pi L(\alpha) \sin \alpha d\alpha = 0,5\pi \int_0^{\pi} L(\alpha) \sin \alpha d\alpha,$$

где $L(\alpha)$ — среднее значение яркости излучения в пределах элементарного зонального телесного угла $d\Omega_\alpha = 2\pi \sin \alpha d\alpha$ для $\beta = \text{var}$:

$$L(\alpha) = \frac{L(\alpha)_{\beta_1} + L(\alpha)_{\beta_2} + \dots + L(\alpha)_{\beta_n}}{n}.$$

Так как интегрирование по зонам в пределах от $\alpha = 0$ до $\alpha = \pi$ соответствует интегрированию в пределах всего пространства, т. е. от $\Omega = 0$ до $\Omega = 4\pi$, средняя сферическая освещенность

$$E_{4\pi} = 0,25 \int_{4\pi} L(\alpha) d\Omega_\alpha = 0,25 \int_{4\pi} dE_N. \quad (2-6a)$$

Интегральную характеристику светового поля, определяемую суммой нормальных освещенностей $E_0 = \int_{4\pi} dE_N$, называют *пространственной освещенностью*.

Следовательно, $E_0 = 4E_{4\pi}$.

Средняя сферическая освещенность является одной из основных характеристик светового поля, потому что она определяет *объемную плотность световой энергии*¹ в исследуемой точке поля. Для доказательства этого ограничим некоторую часть объема пространства вокруг исследуемой точки замкнутой поверхностью A (рис. 2-3). Световой поток, упавший на любой элемент этой поверхности dA от элементарного излучателя, заключенного

¹ Объемную плотность энергии как одну из характеристик поля излучения ввел М. Планк в 1905 г. [12].

в пределах телесного угла $d\Omega$, определится как $d^2\Phi = dE_\alpha dA = L_{\alpha\beta} \cos \alpha d\Omega dA$, так как освещенность площадки dA , создаваемая пучком лучей, падающих под углом α , будет равна:

$$dE_\alpha = dE_N \cos \alpha = L_{\alpha\beta} \cos \alpha d\Omega.$$

Поток $d^2\Phi$ будет пронизывать объем $dV = l \cos \alpha dA$ по пути l в течение времени $t = l^*/c$. Следовательно, в пределах этого объема в каждый данный момент будет заключена световая энергия, равная

$$d^2Q = t d^2\Phi = \frac{l}{c} L_{\alpha\beta} \cos \alpha d\Omega dA = \frac{L_{\alpha\beta} d\Omega dV}{c}.$$

Объемная плотность энергии в исследуемой точке поля, создаваемая элементарным излучателем в пределах телесного угла $d\Omega$ определится отношением энергии d^2Q к объему dV , в котором она сосредоточена:

$$dq = \frac{d^2Q}{dV} = \frac{1}{c} L_{\alpha\beta} d\Omega.$$

Интегрируя полученное выражение в пределах всего пространства, получим объемную плотность энергии излучения в исследуемой точке поля:

$$q = \int_{4\pi} dq = \frac{1}{c} \int_{4\pi} L(\alpha, \beta) d\Omega. \quad (2-7)$$

Из сопоставления (2-7) и (2-6а) можно видеть, что объемная плотность световой энергии в данной точке поля отличается от значения средней сферической освещенности лишь постоянным множителем:

$$E_{4\pi} = 0,25cq. \quad (2-8)$$

Вследствие того что средняя сферическая освещенность пропорциональна объемной плотности световой энергии, эта интегральная характеристика определяет общую насыщенность пространства светом в исследуемой точке поля, являясь величиной, пропорцио-

* Скорость распространения излучения в воздухе принимаем равной скорости в безвоздушном пространстве $c \approx 2,998 \cdot 10^8$ м·с⁻¹.

зальной средней из всех значений яркости по всем направлениям для данной точки пространства:

$$E_{4\pi} = \pi L_{4\pi}, \quad (2-9)$$

$$\int L(\alpha, \beta) d\Omega$$

где $L_{4\pi} = \frac{1}{4\pi}$ — среднее значение яркости окружающего пространства.

Вследствие ничтожного значения объемной плотности световой энергии¹ в практических условиях удобнее пользоваться средней сферической освещенностью.

В качестве единицы средней сферической освещенности принято такое ее значение, при котором средняя

плотность светового потока по поверхности сферы исчезающе малого радиуса равна $1 \text{ лм} \cdot \text{м}^{-2}$. Эту единицу называют *пространственным люксом*.

Нетрудно убедиться, что средняя сферическая освещенность является скалярной функцией только точки поля и не зависит от направления излучения. В светотехнической практике рекомен-

Рис. 2-4.

дуется применять среднюю сферическую освещенность, когда приходится иметь дело со сложными по конфигурации объемными приемниками, а также в тех случаях, если требуется знать объемную плотность энергии (поля в рассеивающих и поглощающих средах).

В тех случаях, когда световые излучения поступают в исследуемую точку преимущественно из одного полупространства, в качестве интегральной характеристики поля принимают *среднюю полусферическую освещенность, определяющую среднюю плотность светового по-*

¹ Объемная плотность световой энергии мала из-за очень большого значения скорости света. Так, в поле прямого солнечного излучения объемная плотность световой энергии не превышает $10^{-4} \text{ лм} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-3}$.

тока на полусфере исчезающее малого радиуса, расположенной в исследуемой точке поля.

Для определения функции направления излучения $f(\alpha, \beta)$ рассмотрим выражение средней плотности светового потока по поверхности полусферы. Поток, упавший под углом α на поверхность полусферы от элементарного излучателя (рис. 2-4),

$$d\Phi = dE_N A_\alpha = L_{\alpha\beta} A_\alpha d\Omega,$$

где $dE_N = L_{\alpha\beta} d\Omega$ — нормальная освещенность, создаваемая элементарным излучателем, заключенным в пределах телесного угла $d\Omega$;

A_α — площадь проекции поверхности полусферы на плоскость, перпендикулярную падающему пучку лучей.

На рис. 2-4 можно видеть, что проекция полусферы

$$A_\alpha = \frac{\pi r^2}{2} + \frac{\pi r^2 \cos \alpha}{2} = \frac{\pi r^2}{2} (1 + \cos \alpha).$$

Следовательно, световой поток, упавший на поверхность полусферы, равен:

$$d\Phi = \frac{\pi r^2}{2} L_{\alpha\beta} (1 + \cos \alpha) d\Omega,$$

а средняя плотность светового потока на поверхности полусферы определится делением полученного выражения на площадь поверхности полусферы:

$$dE_{2\pi} = \frac{d\Phi}{A_\Omega} = \frac{L_{\alpha\beta}}{4} (1 + \cos \alpha) d\Omega.$$

Интегрируя полученное уравнение в пределах всего пространства, получаем выражение полусферической освещенности в любой точке поля:

$$E_{2\pi} = 0,25 \int_{4\pi} L(\alpha, \beta) (1 + \cos \alpha) d\Omega. \quad (2-10)$$

Сопоставляя (2-3) и (2-10), видим, что для полусферической освещенности функция направления излучения при $\beta = \text{const}$

$$f(\alpha) = 0,25 (1 + \cos \alpha).$$

Общий вид уравнения средней полусферической освещенности (2-10) можно несколько преобразовать:

$$E_{2\pi} = 0,25 \int_{2\pi} L(\alpha, \beta) d\Omega + 0,25 \int_{4\pi} L(\alpha, \beta) \cos \alpha d\Omega = \\ = E_{4\pi} + 0,25 \Delta E, \quad (2-10a)$$

где $E_{4\pi}$ — средняя сферическая освещенность в исследуемой точке поля;

ΔE — разность освещенностей плоскости основания полусфера верхней и нижней сторон.

Согласно уравнению (2-3)

$$E_{2\pi} = 0,25 \left[\int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} L(\alpha, \beta) \sin \alpha d\alpha d\beta + \right. \\ \left. + \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} L(\alpha, \beta) \sin \alpha \cos \alpha d\alpha d\beta \right], \quad (2-10b)$$

или

$$E_{2\pi} = 0,5\pi \left[\int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} L(\alpha) \sin \alpha d\alpha + \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} L(\alpha) \sin \alpha \cos \alpha d\alpha \right], \quad (2-10b)$$

где $L(\alpha)$ — среднее значение яркости в пределах элементарного телесного угла $2\pi \sin \alpha d\alpha$ для $\beta = \text{var}$.

Среднюю полусферическую освещенность рекомендуется применять в тех случаях, когда необходимо анализировать условия освещения или облучения рельефных деталей, расположенных на большой плоскости, например скульптурных барельефов, дефектов на полотне материи и многих других рельефных диффузных деталей.

В нереальном для полусферического приемника случае, например в световом поле равнояркой сферы в любой точке пространства (в сфере), согласно (2-10в):

$$E_{2\pi} = E_{4\pi} + 0,5\pi L \int_0^\pi \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = E_{4\pi},$$

так как

$$\int_0^\pi \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = 0.$$

Это означает, что в пространстве равной яркости в пределах 4π освещенность двух сторон основания полусферического приемника одинакова.

Для оценки насыщенности помещений светом в условиях преимущественно горизонтального направления линии зрения (музеи, фойе, зрительные залы театров, аудитории и др.) принято пользоваться средней цилиндрической освещенностью $E_{\text{ц}}$. Средняя цилиндрическая освещенность определяется средней плотностью светового потока на боковой поверхности цилиндра с вертикальной осью, высота и диаметр которого бесконечно малы по сравнению с размером освещаемого пространства. Средняя плотность потока по боковой поверхности цилиндра, создаваемая излучением в пределах телесного угла $d\Omega$,

$$dE_{\text{ц}} = \frac{A_{\alpha} dE_N}{A_{\text{ц}}} = \frac{L_{\alpha\beta} \sin \alpha d\Omega}{\pi},$$

так как

$$dE_N = L_{\alpha\beta} d\Omega$$

и

$$A_{\alpha} = D_{\text{ц}} h_{\text{ц}} \sin \alpha = A_{\perp} \sin \alpha,$$

$$A_{\text{ц}} = \pi D_{\text{ц}} h_{\text{ц}},$$

где A_{α} — площадь проекции боковой поверхности приемного цилиндра на плоскость, перпендикулярную направлению излучения; $A_{\perp} = D_{\text{ц}} h_{\text{ц}}$ — то же на плоскость, перпендикулярную оси цилиндра;

α — угол между осью цилиндра и направлением излучения в исследуемую точку светового поля.

Следовательно, средняя цилиндрическая освещенность

$$E_{\text{ц}} = \frac{1}{\pi} \int_{4\pi} L(\alpha, \beta) \sin \alpha d\Omega, \quad (2-11)$$

где $\sin \alpha / \pi$ — функция направления излучения.

В соответствии с уравнением (2-3) получим:

$$E_{\text{ц}} = \frac{1}{\pi} \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} L(\alpha, \beta) \sin^2 \alpha d\alpha d\beta, \quad (2-11a)$$

или для среднего значения яркости в пределах элементарного телесного угла $2\pi \sin \alpha d\alpha$ при $\beta = \text{var}$

$$E_{\text{u}} = 2 \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} L(\alpha) \sin^2 \alpha d\alpha. \quad (2-11\text{б})$$

Сопоставляя (2-4), (2-6), (2-10) и (2-11), можно сделать следующие выводы:

а) средняя сферическая освещенность является функцией точки поля с заданным распределением яркости в освещаемом пространстве;

б) средние полусферическая и цилиндрическая освещенности, а также освещенность плоскости являются функциями не только точки, но и направления (нормаль к основанию полусфера, ось цилиндра или нормаль к его оси и нормаль к освещаемой плоскости);

в) соотношения значений горизонтальной, средней сферической, средней полусферической и средней цилиндрической освещенностей определяются не только формой приемников, но и функцией распределения яркости в пространстве

Определим соотношение рассмотренных скалярных интегральных характеристик в исследуемой точке светового поля. Интегральные характеристики в световом поле одного точечного источника определяются согласно (2-4а), (2-6а), (2-10а) и (2-11):

$$E_{4\pi} = 0,25 E_N = 0,25 \frac{I_{\alpha\beta}}{l^2};$$

при горизонтальной ориентации полусферического приемника

$$E_{2\pi} = E_{4\pi} + 0,25 \frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} \cos \alpha = E_{4\pi} (1 + \cos \alpha), \quad (2-10\text{г})$$

где α — угол между нормалью к плоскости основания полусфера и направлением излучения в исследуемую точку поля (рис. 2-4);

при ориентации стороны основания (обращенной к полусферической поверхности) перпендикулярно направлению излучения¹

$$E_{2\pi} = E_{4\pi} + 0,25 \frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} = 2E_{4\pi}; \quad (2-10\text{д})$$

¹ При расположении обратной стороны основания полусферического приемника перпендикулярно направлению излучения в поле одного точечного источника $E_{2\pi} = 0$.

средняя цилиндрическая освещенность

$$E_{\text{ц}} = \frac{1}{\pi} E_N \sin \alpha = \frac{1}{\pi} \frac{I_{\alpha 3}}{L^2} \sin \alpha, \quad (2-11\text{в})$$

где α — угол между исследуемым направлением и осью цилиндрического приемника.

Отношения характеристик поля одного точечного источника:

$$\frac{E_{\text{макс}}}{E_{4\pi}} = 4; \quad \frac{E_{\text{макс}}}{E_{\text{ц}}} = \frac{\pi}{\sin \alpha}; \quad \frac{E_{\text{гор}}}{E_{4\pi}} = 4 \cos \alpha;$$

$$\frac{E_{\text{гор}}}{E_{\text{ц}}} = \frac{\pi \cos \alpha}{\sin \alpha};$$

$$\frac{E_{\text{гор}}}{E_{2\pi}} = \frac{4 \cos \alpha}{1 + \cos \alpha}; \quad \frac{E_{4\pi}}{E_{\text{ц}}} = \frac{\pi}{4 \sin \alpha}, \quad \frac{E_{2\pi}}{E_{4\pi}} = 2$$

или

$$\frac{E_{2\pi}}{E_{4\pi}} = 1 + \cos \alpha; \quad \frac{E_{2\pi}}{E_{\text{ц}}} = \frac{\pi (1 + \cos \alpha)}{4 \sin \alpha}.$$

В качестве второго примера рассмотрим соотношение интегральных характеристик поля равнояркой полусфера (излучает внутренняя поверхность — основание не излучает) в точке ее основания (рис. 2-2).

В соответствии с (2-4), (2-6,а), (2-10в) при горизонтальной ориентации полусферического приемника и (2-11б):

$$E_{\text{гор}} = 2\pi L \int_0^{\pi/2} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = \pi L,$$

где $2\pi \sin \alpha d\alpha = d\Omega_\alpha$ — элементарный зонатный телесный угол, опирающийся на сферическое кольцо (рис. 2-2);

$$E_{4\pi} = 0,25L \int_{2\pi}^{\pi/2} d\Omega_\alpha = 0,5\pi L;$$

$$E_{2\pi} = E_{4\pi} + 0,25L \int_{2\pi}^{\pi/2} \cos \alpha d\Omega_\alpha = E_{4\pi} + 0,25E_{\text{гор}} = 0,75\pi L, \quad (2-10\text{e})$$

$$E_{\text{ц}} = \frac{L}{\pi} \int_{2\pi}^{\pi/2} \sin \alpha d\Omega_\alpha = 2L \int_0^{\pi/2} \sin^2 \alpha d\alpha = 0,5\pi L. \quad (2-11\text{г})$$

Следовательно,

$$\frac{E_{\text{гор}}}{E_{4\pi}} = \frac{E_{\text{гор}}}{E_{\text{ц}}} = 2; \quad \frac{E_{\text{гор}}}{E_{2\pi}} = 1,33; \quad \frac{E_{4\pi}}{E_{\text{ц}}} = 1; \quad \frac{E_{2\pi}}{E_{4\pi}} = 1,5.$$

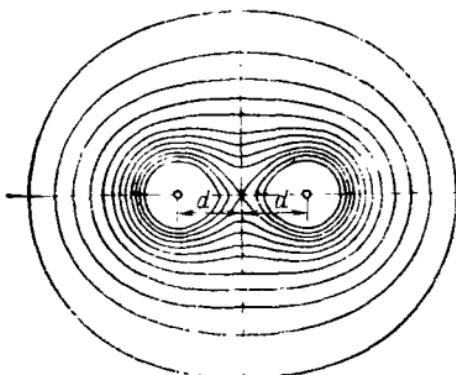
2-3. ГРАДИЕНТ СРЕДНЕЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ

В любом световом поле имеет место совокупность точек, для которых принятая интегральная характеристика одинакова. Соединив точки с равными значениями исследуемой характеристики, например $E_{4\pi}$, получим поверхности $E_{4\pi} = \text{const}$, следовательно, одинаковой объемной

плотности световой энергии. Такие поверхности принято называть *поверхностями уровня*.

Форма поверхностей уровня определяется структурой поля. Так, для точечного излучателя с одинаковой силой света по всем направлениям поверхности уровня средней сферической освещенности являются концентрические сферические поверхности, а для бесконечно длинных равноярких цилиндров — коаксиальные цилинды.

Рис. 2-5.



На рис. 2-5 приведены следы сечения поверхностей уровня средней сферической освещенности в поле двух точечных излучателей одинаковой силы света.

Если при построении графиков $|E_{4\pi}| = \text{const}$ принято условие $\Delta E_{4\pi} = \text{const}$ для каждой пары смежных эквидистанций, то густота их расположения будет характеризовать *градиент средней сферической освещенности*.

Как известно, градиент любой скалярной функции является вектором, определяющим максимальное значение скорости изменения функции в пространстве поля. Градиент средней сферической освещенности в какой-либо точке светового поля согласно этому определению будет равен:

$$|\text{grad } E_{4\pi}| = \lim_{\Delta l_N \rightarrow 0} \frac{\Delta E_{4\pi}}{\Delta l_N} = \frac{dE_{4\pi}}{dl_N}. \quad (2-12)$$

$\text{grad } E_{4\pi}$ направлен по нормали к поверхности уровня средней сферической освещенности в исследуемой точке поля в сторону возрастания исследуемой функции. Таким

образом, градиент средней сферической освещенности определяется полной производной функции $E_{4\pi}(x, y, z)$ по переменному расстоянию l_N в направлении нормали к поверхности уровня:

$$\frac{dE_{4\pi}}{dl_N} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x} \frac{dx}{dl_N} + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y} \frac{dy}{dl_N} + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z} \frac{dz}{dl_N}, \quad (2-13)$$

где $\frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x}$; $\frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y}$; $\frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z}$ — частные производные функции; $\frac{dx}{dl_N}$; $\frac{dy}{dl_N}$; $\frac{dz}{dl_N}$ — направляющие косинусы.

Следовательно,

$$\frac{dE_{4\pi}}{dl_N} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x} \cos(X, N) + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y} \cos(Y, N) + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z} \cos(Z, N). \quad (2-13a)$$

Градиент средней сферической освещенности в любой точке поля определяется следующим уравнением:

$$\text{grad } E_{4\pi} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z} \vec{k}. \quad (2-13b)$$

Проекция градиента средней сферической освещенности на какое-либо направление l определяет скорость изменения функции $E_{4\pi}(x, y, z)$ в этом направлении:

$$\frac{dE_{4\pi}}{dl} = \text{grad}_l E_{4\pi} = |\text{grad } E_{4\pi}| \cos(N, l). \quad (2-14)$$

Следовательно, скорости изменения $E_{4\pi}$ параллельно осям координат

$$\text{grad}_x E_{4\pi} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x}; \quad \text{grad}_y E_{4\pi} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y}; \quad \text{grad}_z E_{4\pi} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z}. \quad (2-14a)$$

Таким образом, в каждой точке скалярного поля, например поля средней сферической освещенности, имеется вектор — *градиент поля*, который образует векторное поле градиента исследуемой скалярной функции. Вполне понятно, что векторное поле градиента существует не только для средней сферической освещенности, но также для любой другой скалярной функции светового поля.

Нетрудно убедиться в том, что градиент средней сферической освещенности зависит от распределения яркости в пространстве. Так, для поля одного точечного источника света градиент функции $E_{4\pi}(x, y, z)$

$$\text{grad } E_{4\pi} = \frac{dE_{4\pi}}{dl} \vec{l}_{\alpha\beta}^0 = -0,5 \frac{l_{\alpha\beta}}{l^3} \vec{l}_{\alpha\beta}^0, \quad (2-15)$$

где $\vec{l}_{\alpha\beta}^0$ — единичный вектор радиального направления.

Следует отметить, что в поле одного точечного источника света (большой $\text{grad } E_{4\pi}$) имеют место резкие и глубокие тени от рельефных предметов, а в равноярком пространстве (сфере равной яркости) $\text{grad } E_{4\pi} = 0$ — тени полностью отсутствуют. Резкость тени принята характеризовать градиентом изменения освещенности $dE_{4\pi}/dl$ в зоне перехода от освещенного участка поверхности к затененному (зона полутени), а глубину тени — отношением разности освещенности в тени и на соседнем участке освещаемой поверхности к освещенности незатененного участка. Качественное соответствие между глубиной и резкостью теней и градиентом средней сферической освещенности позволяет использовать его для оценки тенеобразующих свойств светового поля. Впервые градиент средней сферической освещенности использован В. Арндтом (1930 г.)¹ для оценки тенеобразующих свойств.

2-4. СВЕТОВОЙ ВЕКТОР

В поле оптических излучений происходит непрерывный перенос энергии. Впервые понятия о переносе энергии в поле упругих колебаний и о векторе, характеризующем этот перенос, были сформулированы в 1874 г. проф. Н. А. Умовым (1846—1915). Им было дано понятие о приросте или поглощении энергии в единицу времени в некотором объеме как о полном потоке энергии через замкнутую поверхность, ограничивающую исследуемый объем. Лишь только через 10 лет (в 1884 г.) вектор Умова был применен Д. Пойнтингом, а одновременно с ним и независимо от него О. Хевисайдом, в электромагнитном поле.

Вектор Умова—Пойнтинга определяется векторным произведением векторов напряженности электрической и магнитной составляющих поля,

$$\vec{P} = [\vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{H}}] \cdot \quad (2-16)$$

¹ Arndt W. Raumbeleuchtungstechnik. Berlin, 1930.

Этот вектор характеризует мгновенное значение потока энергии электромагнитного поля через контур единичной площади в плоскости, перпендикулярной направлению переноса энергии. Проекция вектора \vec{P} на любое направление определяет мгновенное значение плотности потока энергии поля в плоскости, перпендикулярной заданному направлению.

Из определения вектора Умова—Пойнтинга можно видеть возможность применения его для характеристики плотностей потока излучения и направления переноса энергии в поле оптических излучений. Однако световое поле, перенос энергии в котором определяется за конечные промежутки времени, принято оценивать усредненными по времени характеристиками, не учитывающими дискретность излучения и распределения по времени испульсов каждого элементарного акта излучения.

Следовательно, вектор Умова—Пойнтинга в условиях светового поля должен быть заменен некоторым усредненным по времени значением потока энергии через единицу площади. Таким усредненным макроскопическим по времени значением вектора Умова—Пойнтинга в поле световых излучений может служить вектор плотности переноса световой энергии. Этот вектор по предложению А. А. Гершуна и М. М. Гуревича принято называть *световым вектором*. Таким образом, *световой вектор определяет в любой точке поля модуль и направление вектора переноса световой энергии в единицу времени через единицу площади, перпендикулярной направлению переноса*. Модуль светового вектора определяется разностью освещенностей с двух сторон плоскости, перпендикулярной распространению излучения.

Поток светового вектора через элементарный участок поверхности dA определяется скалярным произведением светового вектора $\vec{\epsilon}$ на вектор поверхности \vec{dA} (рис. 2-6):

$$dF = \vec{\epsilon} \cdot \vec{dA} = |\vec{\epsilon}| \cos \alpha dA = \epsilon_N dA, \quad (2-17)$$

где dF — поток светового вектора через элементарный участок поверхности;

ϵ_N — проекция светового вектора на нормаль к элементу поверхности dA ;

α — угол между направлением вектора $\vec{\epsilon}$ и нормалью к поверхности dA .

Принимая направление вектора \vec{dA} по внешней нормали к исследуемой поверхности, получаем угол $\alpha < \pi/2$ для всех излучений, направленных на внутреннюю сторону элемента поверхности dA . Следовательно, произведение $\epsilon_N dA$ будет положительным для всех потоков, пронизывающих исследуемую поверхность с внутренней стороны. Для всех излучений, падающих на внешнюю сторону поверхности dA , произведение $\epsilon_N dA$ будет отри-

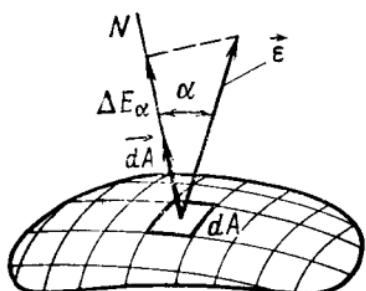


Рис. 2-6.

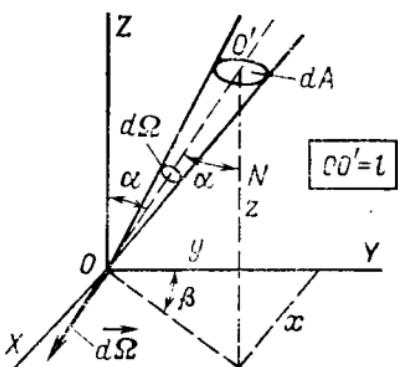


Рис. 2-7.

цательным, так как $\alpha > \pi/2$. Этот анализ позволяет установить, что скалярное произведение светового вектора на вектор элемента поверхности численно равно разности световых потоков, падающих на исследуемый элементарный участок поверхности¹ с внутренней и наружной ее сторон (рис. 2-6):

$$d\Phi_\alpha - d\Phi_{\pi-\alpha} = \vec{\epsilon} \cdot \vec{dA} = \epsilon_N dA = \epsilon \cos \alpha dA, \quad (2-17a)$$

где $d\Phi_\alpha$ и $d\Phi_{\pi-\alpha}$ — световые потоки, падающие на обе стороны исследуемого элемента поверхности.

Анализ уравнений (2-17) и (2-17a) позволяет сделать следующие выводы:

1. Поток светового вектора $\vec{\epsilon}$ через любую поверхность численно равен разности световых потоков, падаю-

¹ Исследуемую поверхность будем считать геометрической, показывая этим, что она не обладает никакими физическими свойствами, т. е. наличие или отсутствие этой поверхности не отражается на световом поле.

щих на одну и другую стороны этой поверхности:

$$F = \Phi_{\alpha} - \Phi_{\pi-\alpha} = \int_A \vec{\epsilon} dA = \int_A \epsilon_N dA. \quad (2-18)$$

2. Проекция светового вектора на любое направление определяется разностью освещенности двух сторон площадки dA , на нормаль к которой спроектирован вектор (рис. 2-6):

$$\epsilon_N = \epsilon \cos \alpha = E_{\alpha} - E_{\pi-\alpha} = \Delta E_{\alpha}. \quad (2-19)$$

3. Максимальная разность значений освещенности двух сторон площадки dA в исследуемой точке поля определяет модуль светового вектора:

$$\epsilon = |\vec{\epsilon}| = \Delta E_{\max}. \quad (2-19a)$$

Из второго вывода следует, что при расположении всех источников излучения по одну сторону освещаемой поверхности проекция светового вектора на нормаль к элементу этой поверхности равна ее освещенности.

Модуль светового вектора в исследуемой точке поля, создаваемого элементарным излучателем, равен максимальной освещенности, а направление вектора определяется направлением излучения в исследуемую точку поля:

$$d\vec{\epsilon} = \vec{l}_{\alpha\beta} dE_N = L_{\alpha\beta} d\vec{\Omega}, \quad (2-20)$$

где $\vec{l}_{\alpha\beta}$ — единичный вектор направления излучения;

$L_{\alpha\beta}$ — яркость пространства по исследуемому направлению;

$d\vec{\Omega}$ — вектор телесного угла $d\Omega$, в пределах которого заключен элементарный излучающий объем, создающий световое поле.

Как известно, модуль вектора элементарного телесного угла $d\vec{\Omega}$ численно равен телесному углу $d\Omega$, а направление вектора совпадает с осью элементарного телесного угла. Условимся в дальнейшем считать, что вектор телесного угла ориентирован по направлению излучения (рис. 2-7):

$$d\vec{\Omega} = \vec{l}_{\alpha\beta} \frac{dA}{l^2} \cos \alpha, \quad (2-21)$$

тде α — угол между направлением нормали к элементу dA и вектором $d\vec{\Omega}$.

Вектор телесного угла¹, опирающегося на излучатель конечных размеров A , определится интегрированием полученного выражения (2-21) по поверхности излучателя:

$$\vec{\Omega} = \int_A \vec{l}_{\alpha\beta} \frac{\cos \alpha}{l^2} dA = \int_A \frac{\cos \alpha}{l^2} (x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}) dA, \quad (2-21a)$$

так как единичные векторы направления элементарных участков определяются для каждой точки излучателя следующим равенством:

$$\vec{l}_{\alpha\beta} = \frac{1}{l} (x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}),$$

где x, y и z — координаты точки поверхности излучателя.

При наличии в пространстве произвольного распределения яркости световой вектор в какой-либо точке поля определяется интегралом элементарных значений световых векторов в пределах всего пространства вокруг исследуемой точки поля:

$$\vec{\epsilon} = \int_{4\pi} d\vec{\epsilon} = \int_{4\pi} \vec{l}_{\alpha\beta} dE_N = \int_{4\pi} L(\alpha, \beta) d\vec{\Omega}. \quad (2-22)$$

Сопоставляя полученное уравнение (2-22) с уравнением (2-5), определяющим среднюю сферическую освещенность, можно видеть, что *световой вектор определяется векторной суммой нормальных значений освещенности, а средняя сферическая освещенность — арифметической суммой тех же величин*.

Доказать наличие светового вектора в любой точке светового поля проще всего для поля в непоглощающей среде (вакуум, чистый воздух). Взяв в таком поле произвольно расположенную точку $a(x, y, z)$, отложим бесконечно малые приращения всех трех координат: dx, dy, dz (рис. 2-8). Через каждые три из полученных четырех точек $a(x, y, z)$, $a_1(x+dx, y, z)$, $a_2(x, y+dy, z)$ и $a_3(x, y+zdz)$ проведем плоскости, три из которых будут параллельны координатным плоскостям, а четвертая, проходящая через точки a^1, a_2 и a_3 , ориентирована в пространстве нормалью N . Все четыре

¹ Понятие вектора телесного угла впервые было введено проф. А. А. Гершуном [55].

элементарных участка плоскостей образуют бесконечно малый тетраэдр. Обозначим площади граней этого тетраэдра через dA_x , dA_y , dA_z и dA_n , а значения освещенности каждой грани E_x , E_y , E_z и E_n . Для того чтобы различить значения освещенности каждой стороны грани, условимся брать индекс с плюсом, например E_{+x} , E_{+y} , ..., для сторон, обращенных к началу координат, и с минусом, например E_{-x} , E_{-y} , ... — для противоположных сторон.

Световой поток, входящий внутрь тетраэдра, $d\Phi_{вх}$ и поток, выходящий из него, $d\Phi_{вых}$ определяются суммой потоков, входящих и выходящих через отдельные грани:

$$d\Phi_{вх} = E_{+x} dA_x + E_{+y} dA_y + \\ + E_{+z} dA_z + E_{-n} dA_n;$$

$$d\Phi_{вых} = E_{-x} dA_x + E_{-y} dA_y + \\ + E_{-z} dA_z + E_{+n} dA_n.$$

Потоки, входящие в тетраэдр и выходящие из него, при отсутствии потерь в среде равны. Принимая во внимание также, что каждая из граней, параллельных координатной плоскости, является ортогональной проекцией грани dA_n , можем написать следующее равенство:

$$\Delta E_x \cos(X, N) + \Delta E_y \cos(Y, N) + \Delta E_z \cos(Z, N) = \Delta E_n, \quad (2-23)$$

где ΔE_x , ΔE_y , ΔE_z и ΔE_n — разности освещенностей двух сторон каждой грани тетраэдра.

Рассматривая значения разности освещенностей двух сторон трех взаимно перпендикулярных граней как ортогональные проекции некоторого вектора, определим его по правилу векторного суммирования:

$$\vec{\epsilon} = \Delta E_x \vec{i} + \Delta E_y \vec{j} + \Delta E_z \vec{k}.$$

Следовательно, уравнение (2-23) можно написать в таком виде:

$$\epsilon [\cos(X, \vec{\epsilon}) \cos(X, N) + \cos(Y, \vec{\epsilon}) \cos(Y, N) + \\ + \cos(Z, \vec{\epsilon}) \cos(Z, N)] = \Delta E_n,$$

так как

$$\cos(X, \vec{\epsilon}) = \frac{\Delta E_X}{|\vec{\epsilon}|}; \quad \cos(Y, \vec{\epsilon}) = \frac{\Delta E_Y}{|\vec{\epsilon}|}; \quad \cos(Z, \vec{\epsilon}) = \frac{\Delta E_Z}{|\vec{\epsilon}|}.$$

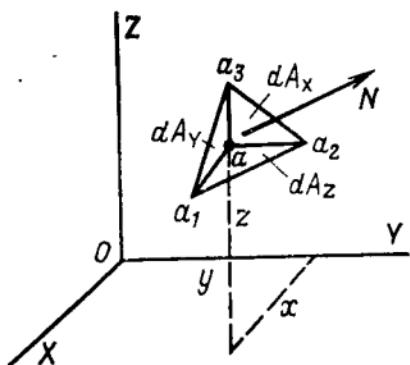


Рис. 2-8.

Для преобразования полученного уравнения воспользуемся равенством, известным из курса аналитической геометрии:

$$\begin{aligned}\cos(\vec{\epsilon}, N) &= \cos(X, \vec{\epsilon}) \cos(X, N) + \\ &+ \cos(Y, \vec{\epsilon}) \cos(Y, N) + \cos(Z, \vec{\epsilon}) \cos(Z, N).\end{aligned}$$

При этом получим окончательное равенство, доказывающее наличие в произвольно выбранной точке поля светового вектора $\vec{\epsilon}$, проекция которого на направление N (рис. 2-8) определяет разность освещенностей двух сторон элемента поверхности, перпендикулярного этому направлению [см. (2-19)]:

$$\vec{\epsilon} \cos(N, \vec{\epsilon}) = \Delta E_N. \quad (2-23a)$$

2-5. СВЕТОВЫЕ ЛИНИИ И ТРУБКИ

Для графического изображения любого векторного поля, в частности светового поля, принято пользоваться *векторными линиями*, представляющими собой кривые, в каждой точке которых касательная совпадает с направлением вектора в этой же точке поля (рис. 2-9).

Векторные линии светового поля принято называть *световыми линиями*. Физический смысл световых линий заключается в том, что плоскость, касательная к световой линии в любой точке этой линии, обладает одинаковой освещенностью с каждой стороны. Это свойство световой линии следует из того, что любая плоскость, в которой расположен световой вектор, одинаково освещена с каждой стороны в той точке поля, в которой определен световой вектор, так как проекция светового вектора на нормаль этой плоскости равна нулю. Из этого правила следует, что поверхность, проходящая через совокупность световых линий, также должна иметь одинаковую освещенность с каждой стороны.

Следовательно, поверхность, проведенная через семейство световых линий, пересекающих замкнутый контур (рис. 2-10), выделяет из всего пространства некоторую трубку, в пределах которой световой поток, пронизывающий любое сечение этой трубки, в непоглощающей среде неизменен. Часть пространства, ограниченного поверхностью, представляющей собой геометрическое место световых линий, пересекающих замкнутый контур, принято называть *световой трубкой*.

Для обеспечения большей наглядности графического изображения светового поля принято наносить световые линии, ограничивающие световые трубы с равными световыми потоками. При таком изображении поля плотность световых линий будет максимальна в тех зонах, где модуль светового вектора будет иметь наибольшее значение. Наоборот, чем меньшая плотность расположения световых линий, тем меньше модуль светового вектора. Пользуясь этим правилом, можно решать графически некоторые достаточно сложные задачи. Так, расчет светового потока с длиной светящей

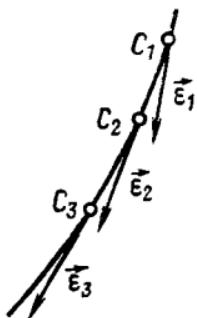


Рис. 2-9.

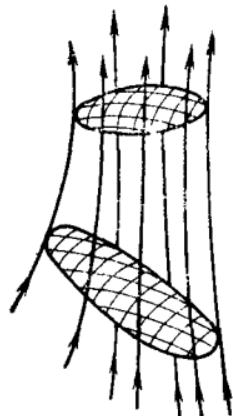


Рис. 2-10.

равнояркой полосы B на вторую полосу B с осью, параллельной оси светящей полосы (рис. 2-11), осуществляется очень просто путем нанесения световых линий поля на поперечное сечение полос B и B (рис. 2-12). Пучок лучей от равнояркой светящей полосы к любому бесконечно узкому участку освещаемой полосы обладает симметрией относительно биссектрисы двугранного угла исследуемого пучка лучей P_1CP_2 или $P'_1C'P'_2$ (рис. 2-11). Вследствие симметрии пучка относительно биссектрисы следует признать плоскость биссектрисы плоскостью расположения световых векторов в точках C, \dots, C' , а линию любой биссектрисы — за направление светового вектора в этих точках.

Плоскость, проходящая через биссектрисы, имеет в исследуемых точках одинаковую освещенность с каждой стороны. Следовательно, световая линия, проходящая через любую точку поля, должна обладать тем свойством, что касательная к ней в любой ее точке должна делить угол светового пучка P_1CP_2 на две равные половины. Этому условию удовлетворяет гипербола с фокусами, расположенными в точках P_1 и P_2 (рис. 2-12). Таким образом, световые линии в плоскости, перпендикулярной осям полос B и B , будут семейством софокусных гипербол. Пользуясь этим правилом, проведем через точки N_1 и N_2 гиперболы с фокусами в точках P_1 и P_2 . Эти гиперболы пересекают след светящей плоскости в точках n_1 и n_2 , отстоящих от оси полосы на a_1 и a_2 .

Световая трубка, охватывающая освещаемую полосу B , будет ограничена поверхностями двух софокусных гиперболических цилиндров n_1N_1 и n_2N_2 . Исходя из условия равенства светового потока в любом сечении световой трубки, следует считать поток, излучаемый частью светящей полосы с шириной $a_1 + a_2$, равным потоку, упавшему на освещаемую полосу. Следовательно,

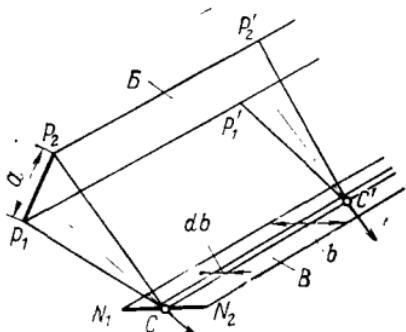


Рис. 2-11.

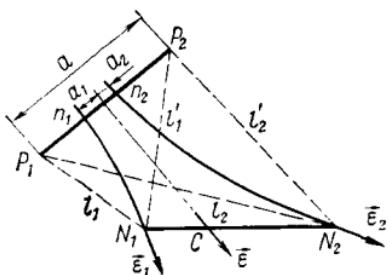


Рис. 2-12.

поток, попавший на полосу B от равнояркой светящей полосы B , будет равен потоку, излучаемому частию полосы шириной $a_1 + a_2$ *:

$$\Phi_{BB} = \Phi_B \frac{a_1 + a_2}{a}, \quad (2-24)$$

где Φ_B и Φ_{BB} — полный поток светящей полосы B и поток, упавший с полосы B на полосу B .

Пользуясь известными свойствами гиперболы, можно осуществить расчет потока Φ_{BB} , не прибегая к построению световых линий. Для этой цели заменим $2a_1$ через $l'_1 - l_1$ и $2a_2$ через $l'_2 - l_2$.

В результате этой замены получим (рис. 2-12):

$$\Phi_{BB} = \Phi_B \frac{(l'_1 - l_1) - (l'_2 - l_2)}{2a}. \quad (2-24a)$$

* Знак плюс в (2-24) следует принимать, когда a_1 и a_2 лежат в разных половинах светящей полосы.

2-6. ДИВЕРГЕНЦИЯ СВЕТОВОГО ВЕКТОРА

Согласно уравнению (2-18) поток светового вектора, определяемый разностью световых потоков с двух сторон исследуемой поверхности, равен интегралу скалярного произведения светового вектора на вектор элемента поверхности. Особый интерес представляет исследование этого уравнения для случая замкнутой поверхности:

$$F_O = \Delta\Phi_A = \oint_A \epsilon \vec{dA} = \oint_A \epsilon_N dA, \quad (2-25)$$

где F_O — поток светового вектора через замкнутую по верхность A ;

$\Delta\Phi_A$ — разность световых потоков, упавших на наружную и внутреннюю поверхности A .

Согласно уравнению (2-18) поток светового вектора через замкнутую поверхность определится разностью световых потоков, входящих и выходящих из объема, ограниченного исследуемой замкнутой поверхностью. Эта разность световых потоков равна поглощаемому или излучаемому световому потоку в исследуемом объеме. Если поток светового вектора через замкнутую поверхность положителен, т. е. положительна разность световых потоков, пронизывающих эту поверхность, то внутри объема, ограниченного замкнутой поверхностью, происходит возникновение световой энергии. Наоборот, при отрицательном значении потока светового вектора в исследуемом объеме происходит поглощение энергии.

Для исследования закономерностей возникновения и поглощения светового потока удобно пользоваться *дивергенцией светового вектора, определяющей объемную плотность поглощения или излучения светового потока в исследуемом элементарном объеме светового поля*.

Предположим, что объем пространства, ограниченного замкнутой поверхностью, равен ΔV , тогда удельное поглощение или излучение светового потока по исследуемому объему будет равно:

$$\frac{\oint_A \epsilon_N dA}{\Delta V}.$$

Предел этого отношения при объеме ΔV , стремящемся к нулю, называется дивергенцией светового вектора:

$$\operatorname{div} \vec{\epsilon} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\oint_A \epsilon_N dA}{\Delta V}. \quad (2-26)$$

Из анализа уравнения (2-26), определяющего дивергенцию светового вектора, можно сделать следующие выводы:

- а) дивергенция светового вектора является скалярной величиной;
- б) дивергенция светового вектора равна нулю в тех случаях, когда в исследуемом элементарном объеме светового поля нет поглощения и излучения светового потока.

Световые поля, в каждой точке которых дивергенция вектора равна нулю, принято называть *соленоидальными полями*.

Соленоидальными световыми полями являются поля в безвоздушном равнодействующем пространстве. В тех точках поля, в которых $\operatorname{div} \vec{\epsilon} > 0$, начинаются световые линии, следовательно, в этих точках находятся источники излучения. В точках, где $\operatorname{div} \vec{\epsilon} < 0$, кончаются световые линии, следовательно, в этих зонах поля происходит поглощение светового потока. Вполне понятно, что численное значение дивергенции светового вектора характеризует мощность (интенсивность) источников или стоков излучения. В физике принято определять мощность источников величиной, пропорциональной дивергенции светового вектора $\left(\frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \vec{\epsilon}\right)$. Нетрудно видеть, что применительно к световому полю такое определение мощности соответствует понятию средней сферической силы света элементарного единичного объема:

$$I_{4\pi} = \frac{\Delta \Phi_A}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \vec{\epsilon}. \quad (2-27)$$

Согласно известной теореме Остроградского—Гаусса световой поток через замкнутую поверхность площадью A равняется интегралу дивергенции светового

вектора, взятому по объему V , ограниченному этой же замкнутой поверхностью A :

$$\oint_A \vec{e} d\vec{A} = \oint_V \operatorname{div} \vec{e} dV = \oint_A e_N dA. \quad (2-28)$$

Принимая во внимание, что дивергенция светового вектора определяет объемную плотность излучения или поглощения светового потока, уравнение Остроградского — Гаусса (2-28) можно рассматривать как закон сохранения энергии. Согласно этому закону поток светового вектора через замкнутую поверхность A равен световому потоку, возникающему или поглощаемому внутри объема V , ограниченного той же поверхностью A .

Дивергенцию светового вектора удобнее всего определять через ее составляющие в прямоугольных координатах. Для этой цели составим уравнение баланса световых потоков для элементарного объема в виде прямоугольного параллелепипеда с гранями, параллельными координатным плоскостям (рис. 2-13). Исследуемый элементарный параллелепипед построен на приращениях координат (dx, dy, dz) произвольно выбранной точки $c(x, y, z)$. Объем построенного таким образом параллелепипеда равен $d^3V = dx dy dz$. Плотность потока светового вектора на каждой грани параллелепипеда определяется ортогональными проекциями светового вектора, так как все грани параллелепипеда по условиям построения перпендикулярны соответствующим осям координат.

При определении проекций светового вектора следует учитывать возможные изменения модуля и направления вектора при смещении исследуемой точки поля на размеры параллелепипеда dx, dy, dz . Например, плотность потока на грани $d^2A_x = dy dz$, проходящей через точку c , будет e_x , а на грани, параллельной и смещенной на dx , она будет равна $e_x \pm de_x$.

Изменение проекции светового вектора от одной грани до второй противоположной первой в этом случае будет равно:

$$de_x = \frac{\partial e_x}{\partial x} dx, \quad (2-29)$$

где $\partial e_x / \partial x$ — частная производная от e_x по x , определяющая изменение e_x при смещении точки по оси X на $\Delta x = 1$.

Следовательно, поток светового вектора, пронизывающий переднюю грань, больше или меньше потока, пронизывающего зад-

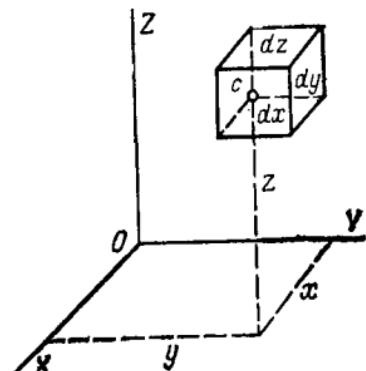


Рис. 2-13.

нюю грань, на

$$d^3F_X = d\epsilon_X d^2A_X = \frac{\partial \epsilon_X}{\partial x} dx dy dz. \quad (2-29a)$$

Аналогично можем записать изменение потока вектора на пути dy и dz :

$$d^3F_Y = d\epsilon_Y d^2A_Y = \frac{\partial \epsilon_Y}{\partial y} dy dx dz; \quad (2-29b)$$

$$d^3F_Z = d\epsilon_Z d^2A_Z = \frac{\partial \epsilon_Z}{\partial z} dz dx dy. \quad (2-29c)$$

Суммируя изменения потоков, получим полное изменение потока вектора внутри элементарного параллелепипеда:

$$\begin{aligned} d^3F = d^3(\Delta\Phi) &= \frac{\partial \epsilon_X}{\partial x} dx dy dz + \frac{\partial \epsilon_Y}{\partial y} dy dx dz + \frac{\partial \epsilon_Z}{\partial z} dz dx dy = \\ &= \left(\frac{\partial \epsilon_X}{\partial x} + \frac{\partial \epsilon_Y}{\partial y} + \frac{\partial \epsilon_Z}{\partial z} \right) d^3V. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\operatorname{div} \vec{\epsilon} = \frac{\partial \epsilon_X}{\partial x} + \frac{\partial \epsilon_Y}{\partial y} + \frac{\partial \epsilon_Z}{\partial z}. \quad (2-30)$$

В общем случае для поля в излучающей и поглощающей средах дивергенция светового вектора в любой точке поля равна алгебраической сумме объемных плотностей излучения и поглощения:

$$\frac{\partial \epsilon_X}{\partial x} + \frac{\partial \epsilon_Y}{\partial y} + \frac{\partial \epsilon_Z}{\partial z} = q_{ii} - q_{ii}, \quad (2-31)$$

где q_{ii} — объемная плотность излучения, равная световому потоку, излучаемому единицей объема среды;

q_{ii} — объемная плотность поглощения, являющаяся функцией средней сферической освещенности и показателя поглощения среды.

Вследствие того что процессы излучения и поглощения возникают не на поверхности излучающего тела, а в его толще, анализ поля внутри излучателя неизбежно связан с необходимостью одновременного учета излучения и поглощения, а следовательно, с необходимостью применения уравнения (2-31).

Для расчета полей в безвоздушном пространстве и (с достаточной для практики точностью) в чистом воздухе можно принять поле соленоидальным и считать дивергенцию светового вектора равной нулю:

$$\frac{\partial \epsilon_X}{\partial x} + \frac{\partial \epsilon_Y}{\partial y} + \frac{\partial \epsilon_Z}{\partial z} = 0. \quad (2-31a)$$

Б. СВЕТОВОЕ ПОЛЕ ПРОСТЕЙШИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

2-7. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОВОГО ПОЛЯ

Как было показано (см. § 2-2 и § 2-4), средняя сферическая освещенность и световой вектор определяются интегралами произведений $L(\alpha, \beta)d\Omega$ и $\vec{L}(\alpha, \beta)d\Omega$ [см. (2-5) и (2-22)]. Средняя полусферическая и средняя цилиндрическая освещенности определяются уравнениями (2-10) и (2-11).

Расчет средней сферической освещенности, создаваемой равноярким излучателем, сводится к расчету телесного угла Ω , опирающегося на контур излучателя:

$$E_{4\pi} = 0,25 \oint_{\Omega} L(\alpha, \beta) d\Omega = 0,25 L \oint_{\Omega} d\Omega = 0,25 L \Omega. \quad (2-32)$$

Создаваемая равноярким излучателем средняя полусферическая освещенность определяется согласно (2-10а)

$$E_{2\pi} = E_{4\pi} + 0,25 L \oint_{\Omega} \cos \alpha d\Omega, \quad (2-32a)$$

где α — угол между нормалью к плоскости основания полусферической приемной поверхности и осью элементарного телесного угла $d\Omega$.

Средняя цилиндрическая освещенность, создаваемая равноярким излучателем, определится в соответствии с (2-11) как

$$E_{\pi} = \frac{L}{\pi} \oint_{\Omega} \sin \alpha d\Omega, \quad (2-32b)$$

где α — угол между осями цилиндрического приемника и телесного угла $d\Omega$.

Если яркость излучателя неодинакова для различных участков его поверхности, ее разделяют на участки с допустимыми отклонениями яркости, определяют для каждого участка среднее ее значение и рассчитывают $E_{4\pi}$ как сумму значений $\Delta E_{4\pi}$, создаваемых каждым участком излучателя:

$$E_{4\pi} = 0,25 \int_{\Omega} L(\alpha, \beta) d\Omega = 0,25 \left(L_1 \int_{\Omega_1} d\Omega + \dots + L_n \int_{\Omega_n} d\Omega \right), \quad (2-32b)$$

Средние полусферическая и цилиндрическая освещенности, создаваемые каждым участком неравнояркого излучателя,

$$E_{2\pi} = E_{4\pi} + 0,25 \left(L_1 \int_{\Omega_1} \cos \alpha d\Omega + L_2 \int_{\Omega_2} \cos \alpha d\Omega + \dots + L_n \int_{\Omega_n} \cos \alpha d\Omega \right); \quad (2-32\Gamma)$$

$$E_{\pi} = \frac{1}{\pi} \left(L_1 \int_{\Omega_1} \sin \alpha d\Omega + L_2 \int_{\Omega_2} \sin \alpha d\Omega + \dots + L_n \int_{\Omega_n} \sin \alpha d\Omega \right). \quad (2-32\Delta)$$

В тех случаях, когда поле создается точечными излучателями или когда определение телесного угла излучателя затруднено, например для линейного излучателя, среднюю сферическую освещенность определяют четвертью суммы значений нормальной освещенности, создаваемой каждым излучателем или его элементом:

$$\left. \begin{aligned} E_{4\pi} &= 0,25 \sum_{i=1}^n (E_N)_i, \\ E_{4\pi} &= 0,25 \int l dE_N, \end{aligned} \right\} \quad (2-33)$$

или

где l — длина излучающей линии.

В этих случаях средние полусферическая и цилиндрическая освещенности определяются уравнениями (2-33а) и (2-33б):

$$\left. \begin{aligned} E_{2\pi} &= \sum_{k=1}^n (E_{4\pi})_k + 0,25 \left[\sum_{i=1}^m \cos \alpha_i (E_N)_i - \sum_{j=1}^{m'} \cos \alpha_j (E_N)_j \right]; \\ E_{2\pi} &= \int l dE_{4\pi} + 0,25 \int l \cos \alpha_i dE_N, \end{aligned} \right\} \quad (2-33\text{a})$$

где α_i , α_j — углы между нормалями к плоскостям основания со стороны, обращенной к полусферической поверхности приемника и обратной, и направлением излучения в исследуемую точку светового поля от каждого источника или его элемента;

$$n=m+m';$$

$$\left. \begin{aligned} E_{\text{ц}} &= \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^n \sin \alpha_i (E_N)_i; \\ E_{\text{ц}} &= \frac{1}{\pi} \int \sin \alpha_i dE_N, \end{aligned} \right\} \quad (2-33б)$$

где α_i — угол между осью приемного цилиндра и направлением излучения от каждого источника или его элемента.

Для излучающей плоскости интегрирование (2-33), (2-33а) и (2-33б) можно проводить по площади излучателя.

Расчет модуля и направления светового вектора в световом поле, создаваемом равноярким излучателем, можно проводить, пользуясь уравнениями (2-19а) и (2-22). Согласно (2-19а) модуль светового вектора равен разности освещенностей двух сторон плоскости, перпендикулярной направлению светового вектора в заданной точке светового поля. При расположении излучателей по одну сторону плоскости модуль светового вектора определится освещенностью плоскости.

В соответствии с уравнением (2-22)

$$\vec{\epsilon} = L \int_{\Omega} d\vec{\Omega} = L \vec{\Omega} \quad \text{и} \quad |\vec{\epsilon}| = L |\vec{\Omega}|, \quad (2-33в)$$

$$\text{где } \vec{\Omega} = \int_A \vec{l} \cdot \frac{\cos \theta}{l^2} dA,$$

θ — угол между нормалью к излучающему элементу dA и направлением излучения в исследуемую точку светового поля.

Световой вектор, создаваемый неравнояркой излучающей поверхностью или несколькими источниками,

определяется суммой световых векторов от каждого равнояркого участка или каждого излучателя:

$$\vec{\epsilon} = L_1 \int_{\Omega_1} d\vec{\Omega} + L_2 \int_{\Omega_2} d\vec{\Omega} + \dots + L_n \int_{\Omega_n} d\vec{\Omega}, \quad (2-33\text{г})$$

или

$$\left. \begin{aligned} \vec{\epsilon} &= \sum_{i=1}^n \vec{\epsilon}_i \\ \vec{\epsilon} &= \int_{\Omega} i^{\alpha} L(\alpha, \beta) d\Omega, \end{aligned} \right\} \quad (2-33\text{д})$$

где $L(\alpha, \beta)$ — яркость неравнояркого излучателя.

Часто в светотехнической практике требуется рассчитывать освещенность произвольно расположенной в пространстве плоскости. В этом случае в качестве интегральной характеристики светового поля может быть принята проекция светового вектора на заданное направление [62]. Проекция светового вектора на какое-либо направление определяет разность освещенностей двух сторон элемента плоскости, ориентированной перпендикулярно направлению проекции вектора.

Для определения освещенности плоскости, создаваемой излучателями, расположенными по одну ее сторону, достаточно рассчитать проекцию светового вектора на направление γ , нормальное к этой плоскости в заданной точке:

$$E = \epsilon_\gamma = L \int_{\Omega} \cos \gamma d\Omega = L \Omega_\gamma, \quad (2-33\text{е})$$

где $\cos \gamma d\Omega$ — проекция вектора элементарного телесного угла $d\vec{\Omega}$ на направление нормали к расчетной плоскости;

γ — угол между направлением светового вектора $d\vec{\epsilon}$ и нормалью к расчетной плоскости;

$\Omega_\gamma = \int_{\Omega} \cos \gamma d\Omega$ — проекция вектора телесного угла на направление нормали к плоскости.

Для неравнояркого излучателя

$$\left. \begin{aligned} E = \varepsilon_\gamma &= \int_{\Omega} L(\alpha, \beta) \cos \gamma d\Omega, \\ E = \varepsilon_\gamma &= \int_A \cos \gamma dE_N, \end{aligned} \right\} \quad (2-33ж)$$

или

где A — площадь излучающей поверхности;
 dE_N — освещенность элемента

плоскости, перпендикулярного направлению излучения, создаваемая элементарным участком излучающей поверхности.

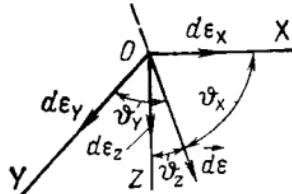
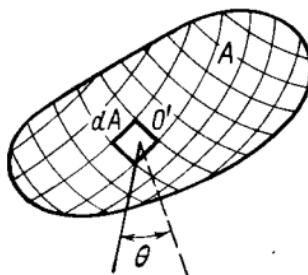


Рис. 2-14.

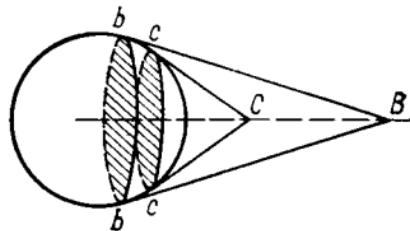


Рис. 2-15.

Расчет модуля и направления светового вектора удобнее всего производить путем определения его ортогональных проекций. Одним из способов решения этой задачи является интегрирование по поверхности излучателя выражений ортогональных проекций светового вектора, созданного элементарным участком поверхности излучателя. Как следует из определения светового вектора, эти проекции (рис. 2-14)

$$\left. \begin{aligned} d\epsilon_x &= dE_N \cos \vartheta_x; \\ d\epsilon_y &= dE_N \cos \vartheta_y; \\ d\epsilon_z &= dE_N \cos \vartheta_z, \end{aligned} \right\} \quad (2-34)$$

где $dE_N = \frac{L \cos \theta}{l^2} dA$, или $dE_N = \frac{L_0 \cos^n \theta}{l^2} dA$;

θ — угол между нормалью к элементу поверхности dA и расстоянием l ;

L — яркость равнояркого излучателя;

L_0 — яркость в направлении, перпендикулярном к элементарному участку dA со светораспределением $dI_\theta = dI_0 \cos^n \theta$;

l — расстояние от элементарного участка dA излучателя до исследуемой точки светового поля θ ;

$\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$ — углы между l и осями координат.

Световой вектор, создаваемый всей поверхностью A излучателя, определяется интегралом

$$\vec{e} = \int_A d\vec{e} = \int_A (d\epsilon_x \vec{i} + d\epsilon_y \vec{j} + d\epsilon_z \vec{k}). \quad (2-35)$$

Для поля равнояркого излучателя ортогональные проекции светового вектора определяются так:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= L \int_A \frac{\cos \theta \cos \vartheta_x}{l^2} dA; \\ \epsilon_y &= L \int_A \frac{\cos \theta \cos \vartheta_y}{l^2} dA; \\ \epsilon_z &= L \int_A \frac{\cos \theta \cos \vartheta_z}{l^2} dA. \end{aligned} \right\} \quad (2-36)$$

Направляющие углы светового вектора будут равны:

$$\left. \begin{aligned} \vartheta_x &= \arccos \frac{\epsilon_x}{\sqrt{\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2 + \epsilon_z^2}}; \\ \vartheta_y &= \arccos \frac{\epsilon_y}{\sqrt{\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2 + \epsilon_z^2}}; \\ \vartheta_z &= \arccos \frac{\epsilon_z}{\sqrt{\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2 + \epsilon_z^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (2-37)$$

В ряде случаев интегрирование по поверхности равнояркого излучателя удобно заменить интегрированием по его контуру, принимая контур любого излучателя геометрическим местом точек касания поверхности излу-

чателя с конической поверхностью, имеющей вершину в исследуемой точке поля (рис. 2-15).

Из приведенного определения следует, что объемный излучатель произвольной формы может иметь бесчисленное количество контуров, каждый из которых будет характеризовать излучатель лишь для той точки поля, в которой расположена вершина конической поверхности телесного угла.

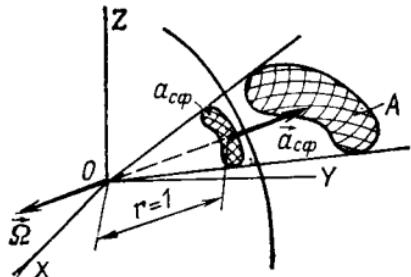


Рис. 2-16.

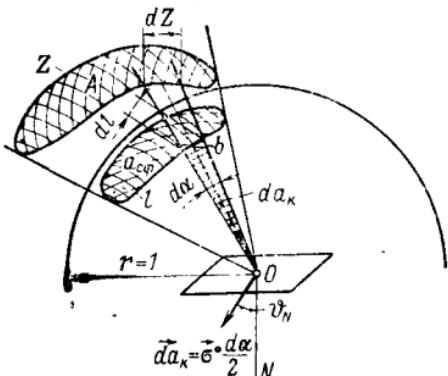


Рис. 2-17.

Для определения вектора телесного угла методом контурного интегрирования проведем сферу единичного радиуса с центром в исследуемой точке O (рис. 2-16). Образующие телесного угла Ω выделят на поверхности этой сферы участок площадью $a_{c\phi}$, численно равной телесному углу. Вектор телесного угла $\vec{\Omega}$ согласно (2-21а)

$$\vec{\Omega} = \int_{a_{c\phi}} -d\vec{a}_{c\phi} = -\vec{a}_{c\phi}. \quad (2-38)$$

Векторы телесного угла $\vec{\Omega}$ и участка сферической поверхности $\vec{a}_{c\phi}$, вырезаемого образующими этого телесного угла, имеют противоположные направления, так как их составляющие — элементарные векторы $d\vec{a}_{c\phi} = -d\vec{\Omega}$.

Как известно из векторного анализа, вектор любой замкнутой поверхности равен нулю. Следовательно, сумма векторов конической поверхности \vec{a}_k , ограничиваю-

щей исследуемый телесный угол, и участка сферической поверхности $\vec{a}_{\text{сф}}$ также равна нулю:

$$\vec{a}_{\text{сф}} + \vec{a}_{\kappa} = 0. \quad (2-39)$$

Для определения вектора конической поверхности разобьем ее на элементарные участки, заключенные между двумя смежными образующими, отстоящими друг от друга на угол $d\alpha$ (рис. 2-17). Площадь каждого такого элементарного участка конической поверхности da_{κ}

$$da_{\kappa} = \frac{d\alpha}{2}.$$

Следовательно, вектор искомого телесного угла определяется контурным интегралом, взятым по любой замкнутой кривой, лежащей на конической поверхности:

$$\vec{\Omega} = \int d\vec{a}_{\kappa} = \int \vec{\sigma}^0 \frac{d\alpha}{2}, \quad (2-40)$$

где $\vec{\sigma}^0$ — единичный вектор элемента конической поверхности da_{κ} .

Световой вектор, создаваемый излучателем яркостью L , вписанным в телесный угол Ω

$$\vec{\varepsilon} = L \vec{\Omega} = 0,5L \int \vec{\sigma}^0 d\alpha = 0,5L \int \vec{\sigma}^0 dl, \quad (2-41)$$

или

$$\vec{\varepsilon} = 0,5L \int_Z \vec{\sigma}^0 \frac{\cos \psi}{b} dZ, \quad (2-41a)$$

где b — расстояние от исследуемой точки O до элемента dZ контура излучателя;

ψ — угол между образующей b и нормалью к элементу контура излучателя dZ в плоскости da_{κ} .

Полученное уравнение (2-41a) определяет световой вектор интегрированием по контуру излучателя. Проекция светового вектора на направление N (рис. 2-17) равна:

$$\varepsilon_N = 0,5L \int \cos \vartheta_N d\alpha = 0,5L \int \cos \vartheta_N dl, \quad (2-42)$$

где ϑ_N — угол между вектором $\vec{da}_{\kappa} = \vec{\sigma}^0 \frac{d\alpha}{2}$ и направлением N .

Нетрудно видеть, что угол $\vartheta_N = [N, \vec{da}_K]$ равен наружному углу между элементом конической поверхности da_K и плоскостью, нормаль к которой N (рис. 2-17).

Ортогональные проекции светового вектора согласно (2-42) определяются интегрированием по контуру (рис. 2-18):

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_x &= 0,5L \int_l \cos \vartheta_x d\alpha; \\ \varepsilon_y &= 0,5L \int_l \cos \vartheta_y d\alpha; \\ \varepsilon_z &= 0,5L \int_l \cos \vartheta_z d\alpha, \end{aligned} \right\} \quad (2-42a)$$

где l — контур поверхности излучающего тела.

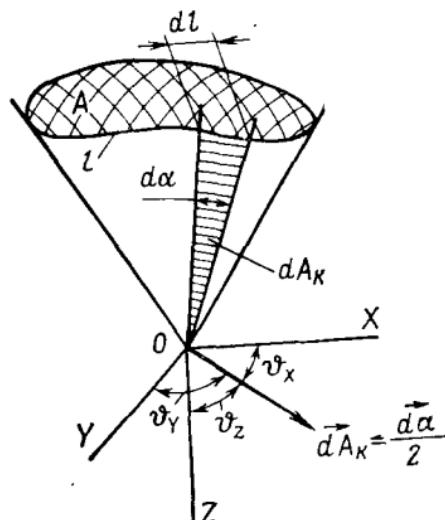


Рис. 2-18.

В тех случаях, когда контур излучающего тела является n -угольником и телесный угол ограничен n гранями n -гранной пирамиды, проекция вектора телесного угла определится суммой произведений $\cos(\vartheta_N)_i \frac{d\alpha_i}{2}$ для каждой грани, проходящей через одну из сторон и исследуемую точку поля:

$$\varepsilon_N = 0,5 \sum_{i=1}^n \alpha_i \cos(\vartheta_N)_i, \quad (2-43)$$

где $(\vartheta_N)_i$ — наружный угол между плоскостью i -й грани и плоскостью с нормалью N .

Ортогональные проекции светового вектора в этом случае

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= 0,5L \sum_{i=1}^n \alpha_i \cos (\vartheta_x)_i; \\ \epsilon_y &= 0,5L \sum_{i=1}^n \alpha_i \cos (\vartheta_y)_i; \\ \epsilon_z &= 0,5L \sum_{i=1}^n \alpha_i \cos (\vartheta_z)_i. \end{aligned} \right\} \quad (2-43a)$$

Необходимо указать, что решение приведенных в этом разделе уравнений, а также выбор ориентации координатной системы в значительной мере определяются типом и формой излучателя. Для иллюстрации приведенных способов расчета ϵ , $E_{4\pi}$, $E_{2\pi}$ и E_π в § 2-9—2-12 даны примеры расчета полей простейших излучателей.

2-8. ТИПЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В зависимости от соотношения размеров излучающих элементов и расстояния их до исследуемой точки поля все излучатели принято делить на три группы:

- а) точечные излучатели;
- б) линейные излучатели;
- в) излучатели конечных размеров.

Как уже было показано (§ 1-10), излучатели, у которых размеры значительно меньше расстояния l до исследуемой точки, принято относить к группе *точечных излучателей*. Там же было показано, что поле таких излучателей подчиняется закону квадрата расстояния [см. (1-23)]. Нетрудно убедиться в том, что этот закон дает тем меньшую погрешность, чем ближе расположение световых линий поля к радиальному. Вполне ясно также, что поле становится практически радиальным при $D \ll l$. При этом любая плоскость, проходящая через световой центр излучателя, является плоскостью светового вектора. Так как все применяемые на практике излучатели не являются математическими точками, а имеют конечные размеры, поле таких излучате-

лей лишь приближенно можно принимать радиальным. Ранее было показано (§ 1-21), что светораспределение таких излучателей характеризуется кривыми силы света.

Точность применения закона квадрата расстояния к излучателю конечных размеров можно рассмотреть на примере равнояркого диска (рис. 2-19). Пусть исследуемая точка O расположена в начале координатной системы и ее проекция на плоскость диска совпадает с его центром O' . Выражение ортогональной проекции светового вектора [(2-43)], численно равной освещенности плоскости XOY в точке O , определится при $z=h$:

$$\epsilon_z = E_{XOY} = L \Omega_z = \frac{L}{2} \int_l \cos \theta_z d\alpha;$$

так как в нашем случае

$$\theta_z = \frac{\pi}{2} - \theta \quad \text{и} \quad d\alpha = \frac{dl}{\sqrt{r^2 + h^2}},$$

получим:

$$\epsilon_z = 0,5L \frac{\sin \theta}{\sqrt{r^2 + h^2}} \int_l dl = \pi L \frac{r^2}{r^2 + h^2}. \quad (2-43b)$$

Принимая исследуемый излучатель за точечный, напишем выражение освещенности плоскости XOY , пользуясь законом квадрата расстояния:

$$E_{XOY} = \epsilon_z + \Delta \epsilon_z = \frac{I_0}{h^2} = \pi L \frac{r^2}{h^2}, \quad (2-43v)$$

где $\Delta \epsilon_z$ — погрешность применения закона квадрата расстояния в поле излучателя конечных размеров;

$I_0 \approx \pi r^2 L$ — сила света излучателя, принятого за точечный, по направлению нормали к его плоскости.

Сопоставляя (2-43б) и (2-43в), определим относительную погрешность применения закона квадрата расстояния в функции относительного значения радиуса диска:

$$\frac{\Delta \epsilon_z}{\epsilon_z} = \left(\frac{r}{h} \right)^2. \quad (2-44)$$

На основании полученного равенства построены график зависимости $\frac{\Delta \epsilon_z}{\epsilon_z} 100 = f \left(\frac{D}{h} \right)$ (рис. 2-20), из которого можно видеть, что ошибка не превышает 1%, если расстояние от исследуемого излучателя равно пяти диаметрам диска или больше.

К группе линейных излучателей принято относить такие излучатели, у которых размер вдоль оси значительно превышает поперечные размеры, причем относительные поперечные размеры по требуемой точности расчета соответствуют размеру точечного источника. Соответствие

определяется отношением поперечного размера к расстоянию от оси излучателя до исследуемой точки поля и допустимой погрешностью расчета (рис. 2-20).

Поле линейных излучателей в плоскости, перпендикулярной оси (поперечной плоскости), радиально или приближается к радиальному. В плоскостях, проходя-

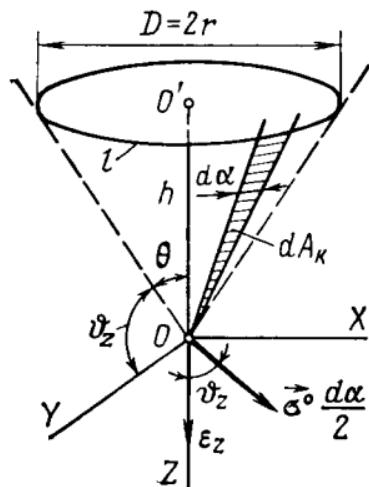


Рис. 2-19.

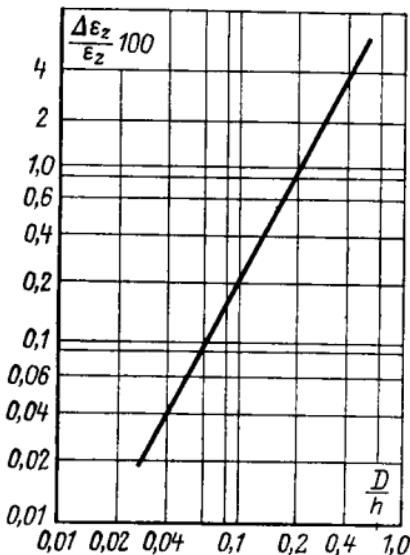


Рис. 2-20.

щих через ось излучателей (продольных плоскостях), конфигурация световых линий зависит от распределения яркости вдоль линии и в пространстве, а также определяется относительной длиной линии (отношением длины излучателя к расстоянию до исследуемой точки поля l/b). Расположение линий светового поля для равнояркой полосы бесконечной длины $l \gg b$ в поперечной и продольной плоскостях приведено на рис. 2-21. Световые линии располагаются перпендикулярно в средней части равнояркой полосы. В тех точках поля, для которых расстояние от оси соизмеримо с отрезком излучающей линии от ее конца до проекции исследуемой точки на ось, имеет место «краевой эффект», заключающийся в искривлении световых линий. На краях равнояркой линейной полосы световые линии располагаются на поверхностях софокусных гиперболоидов с фокусом на концах излучателя (рис. 2-21).

Вследствие того что в поперечных плоскостях размеры линейного излучателя соответствуют размеру точечного источника, за характеристику светораспределения линейных излучателей условно принимают распределение силы света в поперечной плоскости от излучателя единичной длины ($l=1$ м). Для равноярких линейных

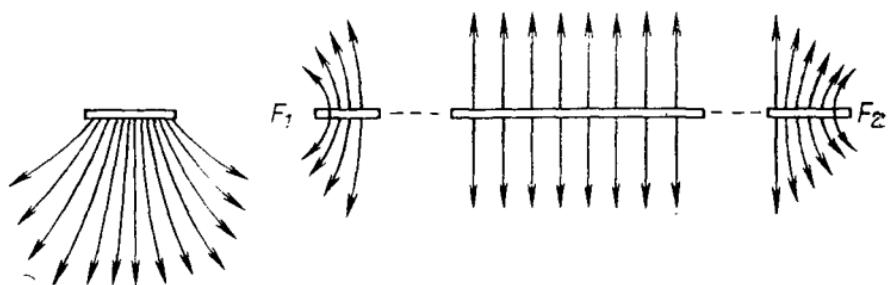


Рис. 2-21.

излучателей это значение силы света определится (рис. 2-22, 2-24):

$$I_1 = \sigma_\gamma L = a_\gamma L, \quad (2-45)$$

где γ — угол в поперечной плоскости (угол между двумя продольными плоскостями, одна из которых исходная $\gamma=0$, а другая проходит через исследуемую точку поля O);

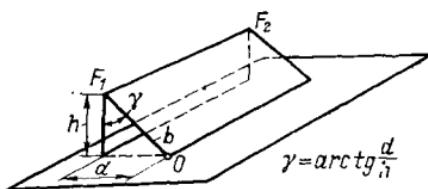


Рис. 2-22.

σ_γ — площадь проекции поверхности излучателя единичной длины на продольную плоскость, перпендикулярную плоскости γ ;

a_γ — проекция поперечного сечения излучателя на плоскость, перпендикулярную плоскости γ .

Для примера рассмотрим два частных случая: равнояркий цилиндр диаметром D (рис. 2-23, а) и равнояркую полосу шириной a (рис. 2-23, б):

а) светораспределение цилиндра:

при $l = 1\text{м}$ $I_\gamma = a_\gamma L = DL$, где $I_\gamma = \text{const}$;

следовательно,

при $l \neq 1\text{м}$ $I_\gamma = DlL$;

б) светораспределение полосы:

при $l = 1\text{м}$ $I_\gamma = a_\gamma L = aL \cos \gamma$,

где $aL = I_0$ — сила света равнояркой полосы единичной длины в продольной плоскости $y=0$,
следовательно,

при $l \neq 1\text{м}$ $I_\gamma = aLl \cos \gamma$.

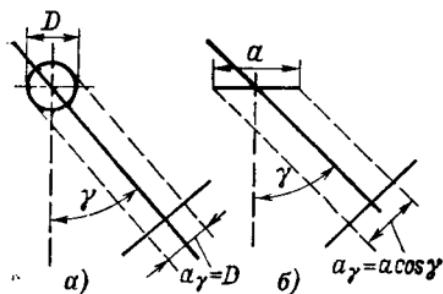


Рис. 2-23.

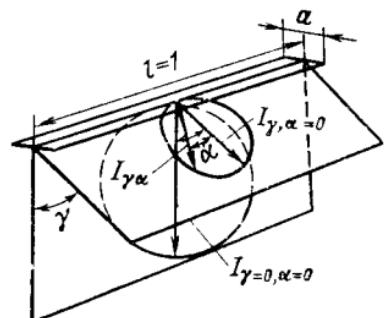


Рис. 2-24.

В любой продольной плоскости равнояркий линейный излучатель (рис. 2-24) имеет косинусное распределение силы света:

$$I_{\gamma\alpha} = I_\gamma \cos \alpha, \quad (2-46)$$

где α — угол в продольной плоскости γ : между нормалью к оси излучателя и направлением излучения в исследуемой плоскости.

К группе излучателей конечных размеров принято относить все излучатели, у которых относительные размеры по всем направлениям больше размеров точечного излучателя. Относительные размеры любого излучателя этой группы, уменьшаясь по мере удаления исследуемой точки от излучателя, могут достигнуть такого значения, которое позволит с принятой точностью применить закон квадрата расстояния. Следовательно, любой излучатель конечных размеров b на некотором расстоянии l , при котором b/l удовлетворяет требованиям точности [(2-44)], можно принимать за точечный. По мере приближения исследуемой точки к поверхности излучателя относитель-

ные значения его размеров увеличиваются, стремясь к бесконечности при $l \ll b$. Таким образом, любой излучатель конечных размеров может рассматриваться как бесконечно большой для тех точек, для которых l/b стремится к нулю.

Для точек, бесконечно близко расположенных к поверхности равнояркого излучателя, его поле плоско-параллельно, вследствие чего $\text{grad } E_{4\pi}$ такого поля равен

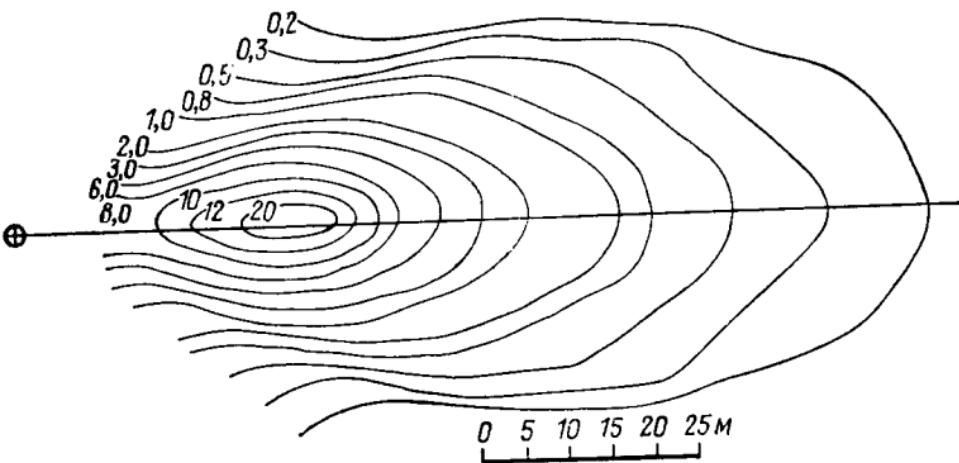


Рис. 2-25.

нулю. По мере удаления исследуемой точки от излучателя градиент увеличивается, стремясь в пределе к значению, характеризующему поле точечного излучателя [см. (2-15)]:

$$\text{grad } E_{4\pi} = -0,5 \frac{LA_\alpha}{l^3} \vec{l}_\alpha,$$

где LA_α — сила света равнояркого излучателя в направлении α .

Светораспределение излучателей конечных размеров характеризуется распределением яркости по различным направлениям пространства и по поверхности излучателя. Для тех зон поля, в которых неравнояркий излучатель может быть принят за точечный, его светораспределение определяется произведением средней габаритной яркости L_{cp} на площадь проекции A_α поверхности излу-

чателя на плоскость, перпендикулярную исследуемому направлению: $I_{\alpha} = I_{\text{ср}} A_{\alpha}$.

Иногда для удобства светотехнических расчетов светораспределение любого типа определяют графиками равных значений интегральных характеристик поля (чаще всего освещенности). Такие графики могут быть построены для заданной плоскости (рис. 2-25) или для всего пространства поля (рис. 2-26, а и б). В тех случаях, когда графики построены для интегральной характеристики, являющейся функцией точки и направления (освещенность плоско-

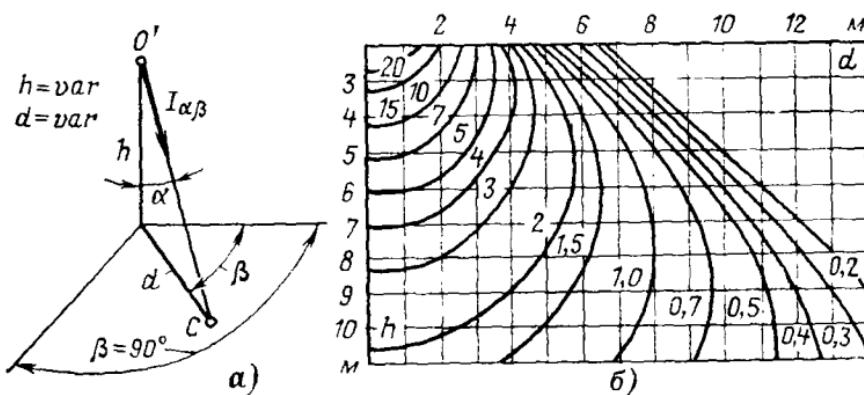


Рис. 2-26.

сти, полусферическая освещенность и др.), при построении графиков необходимо указывать ориентацию принятой характеристики, например освещенность горизонтальной плоскости, полусферическая освещенность при горизонтальной ориентации основания полусфера и др.

2-9. ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Световой вектор в любой точке O поля точечного излучателя¹, расположенного в точке O' (рис. 2-27), согласно уравнениям (2-20), (2-21) и (2-35)

$$\vec{\epsilon} = \frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} \vec{l}_{\alpha\beta} = \epsilon_x \vec{i} + \epsilon_y \vec{j} + \epsilon_z \vec{k}, \quad (2-47)$$

¹ Все рассмотренные в дальнейшем закономерности приведены для простейших случаев — световых полей с непоглощающей и не-рассеивающей средами.

где $\vec{I}_{\alpha\beta}$ — единичный вектор направления излучения;

$I_{\alpha\beta}$ — сила света точечного источника по направлению OO' (рис. 2-27).

Ортогональные проекции светового вектора ϵ_x , ϵ_y и ϵ_z будут равны:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} \cos \vartheta_x; \\ \epsilon_y &= \frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} \cos \vartheta_y; \\ \epsilon_z &= \frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} \cos \vartheta_z. \end{aligned} \right\} \quad (2-48)$$

При наличии в поле n точечных излучателей:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= \sum_{i=1}^n (\epsilon_x)_i; \\ \epsilon_y &= \sum_{i=1}^n (\epsilon_y)_i; \\ \epsilon_z &= \sum_{i=1}^n (\epsilon_z)_i, \end{aligned} \right\} \quad (2-49)$$

где $(\epsilon_x)_i$, $(\epsilon_y)_i$, $(\epsilon_z)_i$ — ортогональные проекции светового вектора, создаваемого каждым i -м точечным излучателем в точке O светового поля.

Модуль светового вектора в поле n излучателей определится по ортогональным проекциям:

$$|\vec{\epsilon}| = \sqrt{\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2 + \epsilon_z^2}. \quad (2-50)$$

Направляющие углы вектора $\vec{\epsilon}$

$$\cos \vartheta_x = \frac{\epsilon_x}{|\vec{\epsilon}|}; \quad \cos \vartheta_y = \frac{\epsilon_y}{|\vec{\epsilon}|}; \quad \cos \vartheta_z = \frac{\epsilon_z}{|\vec{\epsilon}|}. \quad (2-51)$$

Средняя сферическая освещенность в поле нескольких точечных излучателей определится четвертью суммы

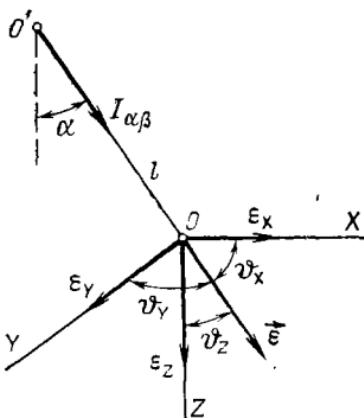


Рис. 2-27.

нормальных освещенностей, создаваемых в исследуемой точке поля каждым излучателем [см. (2-5)]:

$$E_{4\pi} = 0,25 \sum_{i=1}^n (E_N)_i = 0,25 \sum_{i=1}^n \left(\frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} \right)_i. \quad (2-52)$$

Средняя полусферическая и цилиндрическая освещенности определяются уравнениями:

$$E_{2\pi} = \sum_{i=1}^n (E_{4\pi})_i + 0,25\Delta E, \quad (2-52a)$$

где ΔE — разность освещенностей плоскости основания полусферического приемника, создаваемая всеми излучателями [см. (2-33а)];

$$E_{\pi} = \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^n \left(\frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} \right)_i \sin \alpha_i, \quad (2-52b)$$

где α_i — угол между осью цилиндрического приемника и направлением излучения в исследуемую точку светового поля от каждого излучателя.

Отношения значений интегральных характеристик светового поля одного точечного источника равны:

$$\frac{|\vec{E}|}{E_{4\pi}} = \frac{I_{\alpha\beta}/l^2}{0,25I_{\alpha\beta}/l^2} = 4; \quad \frac{|\vec{E}|}{E_{\pi}} = \frac{I_{\alpha\beta}/l^2}{\frac{1}{\pi} \sin \alpha_i I_{\alpha\beta}/l^2} = \frac{\pi}{\sin \alpha_i}.$$

2-10. ПОЛЕ ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Наиболее простой расчет ортогональных проекций светового вектора и средней сферической освещенности получается в том случае, когда ось линейного излучателя расположена в координатной плоскости параллельно одной из осей координат (рис. 2-28, а).

Уравнения для расчета проекций светового вектора на направления, параллельное и перпендикулярное оси излучателя (рис. 2-28, а и б), можно получить способом интегрирования по поверхности излучателя (2-36).

В поле линейного излучателя интегрирование по поверхности можно заменить интегрированием по длине излучателя. Для этой цели выделим в произвольной точке элементарный участок равнояркого излу-

чателя длиной dl (рис. 2-28, а), сила света которого по направлению к началу координат, где расположена исследуемая точка поля, будет равна [см. (2-46)]:

$$dI_{\gamma\alpha} = I_\gamma \cos \alpha dl, \quad (2-53)$$

где I_γ — сила света линейного излучателя единичной длины в плоскости γ , по направлению $\alpha=0$.

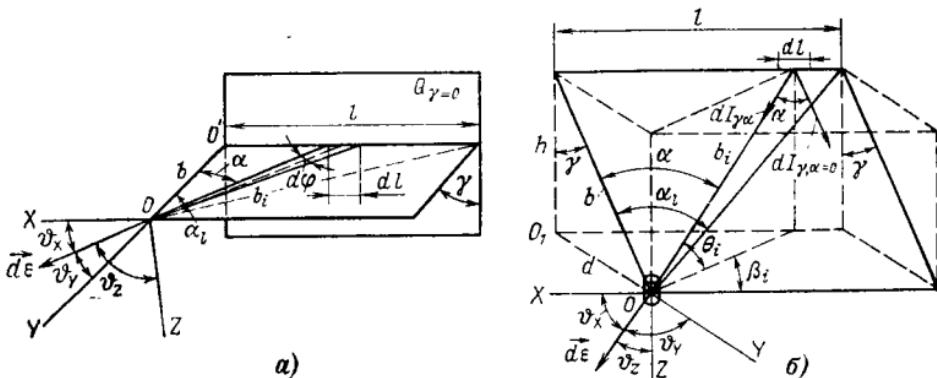


Рис. 2-28.

Проекции на оси координат светового вектора, создаваемого i -м элементарным излучателем, определяются [см. (2-34)]:

$$d\varepsilon_x = \frac{dI_{\gamma\alpha}}{b^2 i} \sin \alpha = \frac{I_\gamma}{b^2 i} \cos \alpha \sin \alpha dl; \quad (2-53a)$$

$$d\varepsilon_y = \frac{dI_{\gamma\alpha}}{b^2 i} \cos \alpha = \frac{I_\gamma}{b^2 i} \cos^2 \alpha dl; \quad (2-53b)$$

$$d\varepsilon_z = 0, \quad (2-53c)$$

так как

$$\theta_x = \pi/2 - \alpha; \quad \theta_y = \alpha \text{ и } \theta_z = \pi/2.$$

Подставляя в полученные уравнения значения b_i и dl

$$b_i = \frac{y}{\cos \alpha} = \frac{b}{\cos \alpha}; \quad dl = \frac{b_i}{\cos \alpha} d\alpha = \frac{b}{\cos^2 \alpha} d\alpha$$

и интегрируя по α от $\alpha=0$ (проекция точки O на ось излучателя совпадает с его концом) до $\alpha=\alpha_i$, получаем:

$$d\varepsilon_x = \frac{I_\gamma}{b} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha \text{ и } \varepsilon_x = \frac{I_\gamma}{2b} \sin^2 \alpha_i; \quad (2-54)$$

$$d\varepsilon_y = \frac{I_\gamma}{b} \cos^2 \alpha d\alpha \text{ и } \varepsilon_y = \frac{I_\gamma}{2b} \left(\sin \frac{2\alpha_i}{2} + \alpha_i \right). \quad (2-55)$$

В том случае, если проекция точки O на ось линейного излучателя не совпадает с его концом (рис. 2-29), проекции светового вектора определяются следующими равенствами:

$$\epsilon_x = \frac{I_1}{2b} (\sin^2 \alpha_2 - \sin^2 \alpha_1); \quad (2-54a)$$

$$\epsilon_y = \frac{I_1}{2b} [\psi(\alpha_2) \pm \psi(\alpha_1)], \quad (2-55a)$$

где

$$\psi(\alpha_1) = \frac{\sin 2\alpha_1}{2} + \alpha_1;$$

$$\psi(\alpha_2) = \frac{\sin 2\alpha_2}{2} + \alpha_2.$$

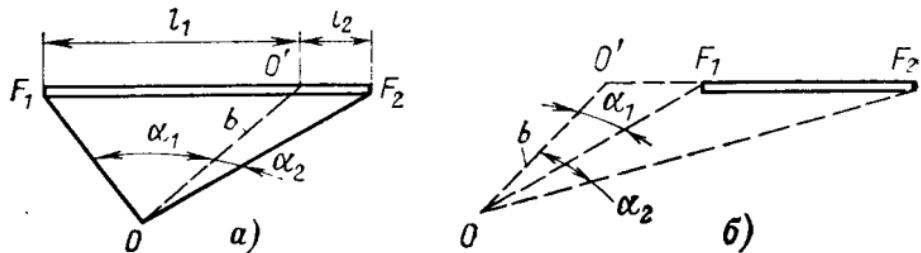


Рис. 2-29.

Знак плюс в двучленах этих уравнений соответствует тому случаю, когда проекция точки O лежит на излучателе (рис. 2-29,*a*) знак минус — когда точка O проектируется на продолжение оси излучателя (рис. 2-29,*b*). В том случае, когда длина линейного излучателя значительно превышает расстояние от оси до исследуемой точки ($b \ll l_1$ и $b \ll l_2$), т. е. $\alpha_1 \approx \pi/2$ и $\alpha_2 \approx \pi/2$, излучатель принято считать бесконечно длинным. Световой вектор в поле бесконечно длинного излучателя лежит в поперечной плоскости, что подтверждается следующими выражениями проекций светового вектора:

$$\epsilon_x = 0; \quad \epsilon_y = \pi \frac{I_1}{2b}; \quad \epsilon_z = 0.$$

Средняя сферическая освещенность в поле линейного излучателя [см. (2-33)]

$$E_{4\pi} = 0,25 \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{dI_{r\alpha}}{b^2 i} = 0,25 \frac{I_1}{b} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \cos \alpha d\alpha.$$

Следовательно,

$$E_{4\pi} = \frac{I_1}{4b} (\sin \alpha_2 \pm \sin \alpha_1). \quad (2-56)$$

Средняя полусферическая освещенность в любой точке под линией, при ориентации плоскости основания полусферического приемника, например перпендикулярно оси Y (рис. 2-28, a) определится согласно уравнениям (2-10а) и (2-55а):

$$E_{2\pi} = E_{4\pi} + 0,25\varepsilon_Y = E_{4\pi} + 0,25 \frac{I_1}{2b} [\psi(\alpha_2) \pm \psi(\alpha_1)]. \quad (2-56a)$$

При ориентации основания полусферического приемника в плоскости γ : $E_{2\pi} = E_{4\pi}$.

В уравнениях (2-56) и (2-56а), так же как и в (2-55а), знаки плюс и минус принимают в зависимости от расположения проекции точки O на оси излучателя (рис. 2-29).

В ряде случаев светотехнической практики требуется произвести расчет освещенности горизонтальной и вертикальной плоскостей, создаваемой рядом неравноярких линейных излучателей. Для этого необходимо определить проекции светового вектора на оси координат (рис. 2-28, b) от ряда неравноярких линейных излучателей. Светораспределение любого элементарного участка поверхности неравнояркого линейного излучателя (равнояркого по длине) в любой продольной плоскости γ можно выразить в общем виде уравнением:

$$dI_{\gamma\alpha} = dI_{\gamma\alpha=0} \cos^n \alpha = I_\gamma \cos^n \alpha \, dl, \quad (2-56b)$$

где I_γ — сила света в поперечной плоскости по направлению γ линейного излучателя единичной длины;

n — целое или дробное положительное число ($n=1 \div 4$).

Проекции светового вектора на оси координат X , Y , Z , создаваемого любым i -м элементарным участком dl излучающей линии в точке O под концом ряда (рис. 2-28, b),

$$d\varepsilon_X = dE_{YOZ} = d\varepsilon \cos \theta_X, \quad \text{или} \quad d\varepsilon_X = \frac{dI_{\gamma\alpha}}{b^2 i} \cos \theta_X;$$

$$d\varepsilon_Y = dE_{XOZ} = d\varepsilon \cos \theta_Y, \quad \text{или} \quad d\varepsilon_Y = \frac{dI_{\gamma\alpha}}{b^2 i} \cos \theta_Y;$$

$$d\varepsilon_Z = dE_{XOY} = d\varepsilon \cos \theta_Z, \quad \text{или} \quad d\varepsilon_Z = \frac{dI_{\gamma\alpha}}{b^2 i} \cos \theta_Z.$$

С учетом (2-56б) и равенств

$$\cos \theta_X = \sin \alpha; \quad \cos \theta_Y = \frac{a}{b_i} = \sin \gamma \cos \alpha;$$

$$\cos \theta_Z = \frac{h}{b_i}; \quad dl = \frac{b_i}{\cos \alpha} d\alpha, \quad b_i = \frac{b}{\cos \alpha} \text{ и } b = \frac{h}{\cos \gamma}$$

получим:

$$\left. \begin{aligned} d\epsilon_X &= \frac{I_1}{h} \cos \gamma \sin \alpha \cos^n \alpha d\alpha; \\ d\epsilon_Y &= \frac{I_1}{h} \sin \gamma \cos \gamma \cos^{n+1} \alpha d\alpha; \\ d\epsilon_Z &= \frac{I_1}{h} \cos^2 \gamma \cos^{n+1} \alpha d\alpha. \end{aligned} \right\} \quad (2-56в)$$

Интегрируя уравнения (2-56в) по углу α (от $\alpha=0$ до $\alpha=a_e$), охватывающему ряд линейных излучателей, получим значения освещенности горизонтальной и вертикальной плоскостей, создаваемых всей светящей линией в точке под ее концом:

$$\left. \begin{aligned} E_{XOZ} = \epsilon_Y &= \frac{I_1}{h} \sin \gamma \cos \gamma \int_0^{\alpha_l} \cos^{n+1} \alpha d\alpha = \frac{I_1}{h} f_Y(\alpha_l, \gamma); \\ E_{YOZ} = \epsilon_X &= \frac{I_1}{h} \cos \gamma \int_0^{\alpha_l} \sin \alpha \cos^n \alpha d\alpha = \frac{I_1}{h} f_X(\alpha_l, \gamma); \\ E_{XOY} = \epsilon_Z &= \frac{I_1}{h} \cos^2 \gamma \int_0^{\alpha_l} \cos^{n+1} \alpha d\alpha = \frac{I_1}{h} f_Z(\alpha_l, \gamma). \end{aligned} \right\} \quad (2-56г)$$

При $n=1$ уравнения (2-56г) определят значения ортогональных проекций светового вектора (освещенностей плоскостей) в заданной точке O (рис. 2-28,б), создаваемых равнояркой линией.

Функции $f_X(\alpha_l, \gamma) = E_{XOZ}$, $f_Y(\alpha_l, \gamma) = E_{YOZ}$ и $f_Z(\alpha_l, \gamma) = E_{XOY}$ представляют собой освещенности в точке под концом ряда при $I_1=1$ кд·м⁻¹ и $h=1$ м и зависят от светораспределения в продольной плоскости (степень n) излучающих элементов линии, а также определяются относительным расстоянием расчетной точки от ряда $d'=d/h=\tan \gamma$ и относительной длиной ряда $l'=l/h$. Значения функций увеличиваются с ростом l' для заданного относительного значения d' и уменьшаются с увеличением d' . Из уравнений (2-56г) следует, что $\epsilon_Y = \tan \gamma \epsilon_Z = d' \epsilon_Z$. Для практических расчетов можно пользоваться таблицами или графиками зависимости $f_X(\alpha_l, \gamma)$ и $f_Z(\alpha_l, \gamma)$ от l' (или α) для различных значений d' (или γ) и n при постоянном γ (типа, представленными в [62, с. 159] для определения освещенности плоскости, параллельной плоскости ряда, или ϵ_Z , при $n=1$).

Средняя цилиндрическая освещенность с вертикальной ориентацией, создаваемая элементарным участком dl неравнояркой линии, под ее концом, например, в точке

O (рис. 2-28,б) определится согласно уравнению (2-33б):

$$dE_u = \frac{1}{\pi} \cos \theta_i dE_N = \frac{1}{\pi} \frac{dI_{\gamma\alpha}}{b^2 i} \cos \theta_i,$$

где

$$\cos \theta_i = \sqrt{1 - \cos^2 \gamma \cos^2 \alpha}, \text{ так как } \sin \theta_i = \frac{h_p}{b_i} = \\ = \cos \alpha \cos \gamma.$$

Приняв

$$dI_{\gamma\alpha} = I_\gamma \cos^n \alpha dl; \quad dl = \frac{b_i}{\cos \alpha} d\alpha;$$

$$b_i = \frac{b}{\cos \alpha} \text{ и } b = \frac{h}{\cos \gamma},$$

получим:

$$dE_u = \frac{I_\gamma}{\pi b} \cos^n \alpha \cos \theta_i d\alpha,$$

или

$$dE_u = \frac{I_\gamma}{\pi h} \cos \gamma \cos^n \alpha \cos \theta_i d\alpha.$$

Средняя цилиндрическая освещенность, создаваемая всей светящей линией, будет равна:

$$E_u = \frac{I_\gamma}{\pi b} \int_0^{\alpha_l} \cos^n \alpha \sqrt{1 - \cos^2 \gamma \cos^2 \alpha} d\alpha,$$

или

$$E_u = \frac{I_\gamma}{\pi h} \cos \gamma \int_0^{\alpha_l} \cos^n \alpha \sqrt{1 - \cos^2 \gamma \cos^2 \alpha} d\alpha.$$

При $n=1$ уравнение (2-56д) определит значение E_u от равнояркой линии.

В частном случае — в точке O_1 (рис. 2-28,б) непосредственно под линией ($\gamma=0$) (см. рис. 2-24):

$$dE_u = \frac{1}{\pi} \sin \alpha dE_N = \frac{dI_{\gamma\alpha}}{\pi b^2 i} \sin \alpha$$

и

$$E_u = \frac{I_\gamma}{\pi h} \int_0^{\alpha_l} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = \frac{I_\gamma}{2\pi h} \sin^2 \alpha_l, \quad (2-56e)$$

так как в этом случае $b_i=h/\cos \alpha$, $b=h$.

Уравнение (2-56е) следует также из (2-56д) при $n=1$.

В силу громоздкости решения уравнение (2-56д) можно представить в виде $E_{\text{ц}} = \frac{I_1}{h} f(\alpha_1, \gamma)$ и пользоваться для практических целей таблицами или графиками значений $f(\alpha_1, \gamma) = E^1_{\text{ц}} (I_1 = 1, h = 1)$.

2-11. ПОЛЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ПЛОСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

В практике осветительной техники часто приходится рассчитывать поля прямоугольных равноярких излучателей (стены, потолок, светящие панели и пр.), поэтому в качестве примера применения способа расчета ортогональных проекций светового вектора рассмотрим сначала поле равнояркого прямоугольного плоского излучателя.

Простейший случай расчета поля равнояркого прямоугольника соответствует такому расположению исследуемой точки, при котором проекция ее на излучатель совпадает с одной из его вершин (рис. 2-30, а и б).

Согласно уравнению (2-43) и принятому условию простейшего расположения исследуемой точки относительно излучателя углы α_i определяются следующими равенствами (рис. 2-30, а):

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_1 = \arctg \frac{a}{h}; \quad \alpha_2 = \arctg \frac{b}{\sqrt{a^2 + h^2}}; \\ \alpha_3 = \arctg \frac{a}{\sqrt{b^2 + h^2}}; \quad \alpha_4 = \arctg \frac{b}{h}. \end{array} \right\} \quad (2-57)$$

В соответствии с теми же условиями векторы \vec{A}_i поверхностей всех четырех граней пирамиды располагаются в координатных плоскостях: \vec{A}_1 — по оси X , \vec{A}_4 — по оси Y , \vec{A}_2 — в плоскости YOZ под углом $\pi - \alpha_1$ к оси Y и \vec{A}_3 — в плоскости XOZ под углом $\pi - \alpha_4$ к оси X .

При этом углы ϑ_i между векторами \vec{A}_i и осями координат

$$\left. \begin{array}{l} (\vartheta_x)_1 = \pi; \quad (\vartheta_x)_2 = \pi/2; \quad (\vartheta_x)_3 = \pi - \alpha_4; \quad (\vartheta_x)_4 = \pi/2; \\ (\vartheta_y)_1 = \pi/2; \quad (\vartheta_y)_2 = \pi - \alpha_1; \quad (\vartheta_y)_3 = \pi/2; \quad (\vartheta_y)_4 = 0; \\ (\vartheta_z)_1 = \pi/2; \quad (\vartheta_z)_2 = \pi/2 - \alpha_1; \quad (\vartheta_z)_3 = \pi/2 - \alpha_4; \quad (\vartheta_z)_4 = \pi/2. \end{array} \right\} \quad (2-58)$$

Подставляя значения углов ϑ_i для исследуемой точки поля в (2-43а), получаем выражения ортогональных проекций светового вектора:

$$\epsilon_x = \frac{L}{2} (\alpha_1 - \alpha_2 \cos \alpha_4); \quad (2-59)$$

$$\epsilon_y = \frac{L}{2} (\alpha_4 - \alpha_2 \cos \alpha_1); \quad (2-60)$$

$$\epsilon_z = \frac{L}{2} (\alpha_2 \sin \alpha_1 + \alpha_3 \sin \alpha_4), \quad (2-61)$$

где L — яркость прямоугольника $CDFG$.

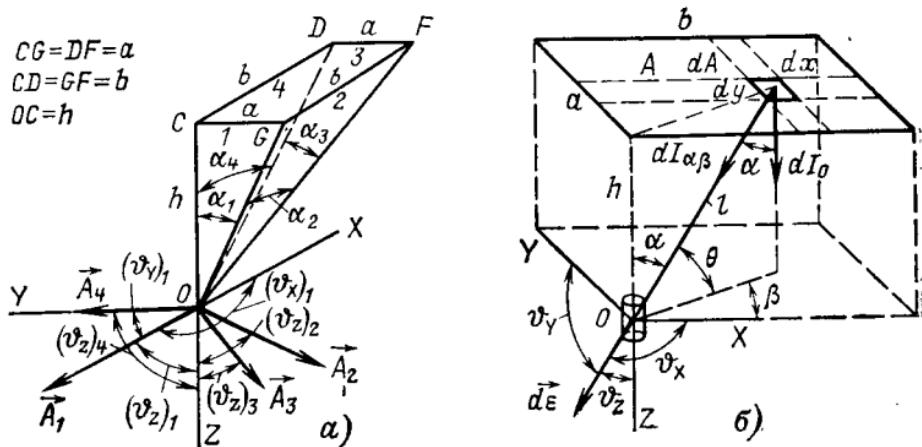


Рис. 2-30.

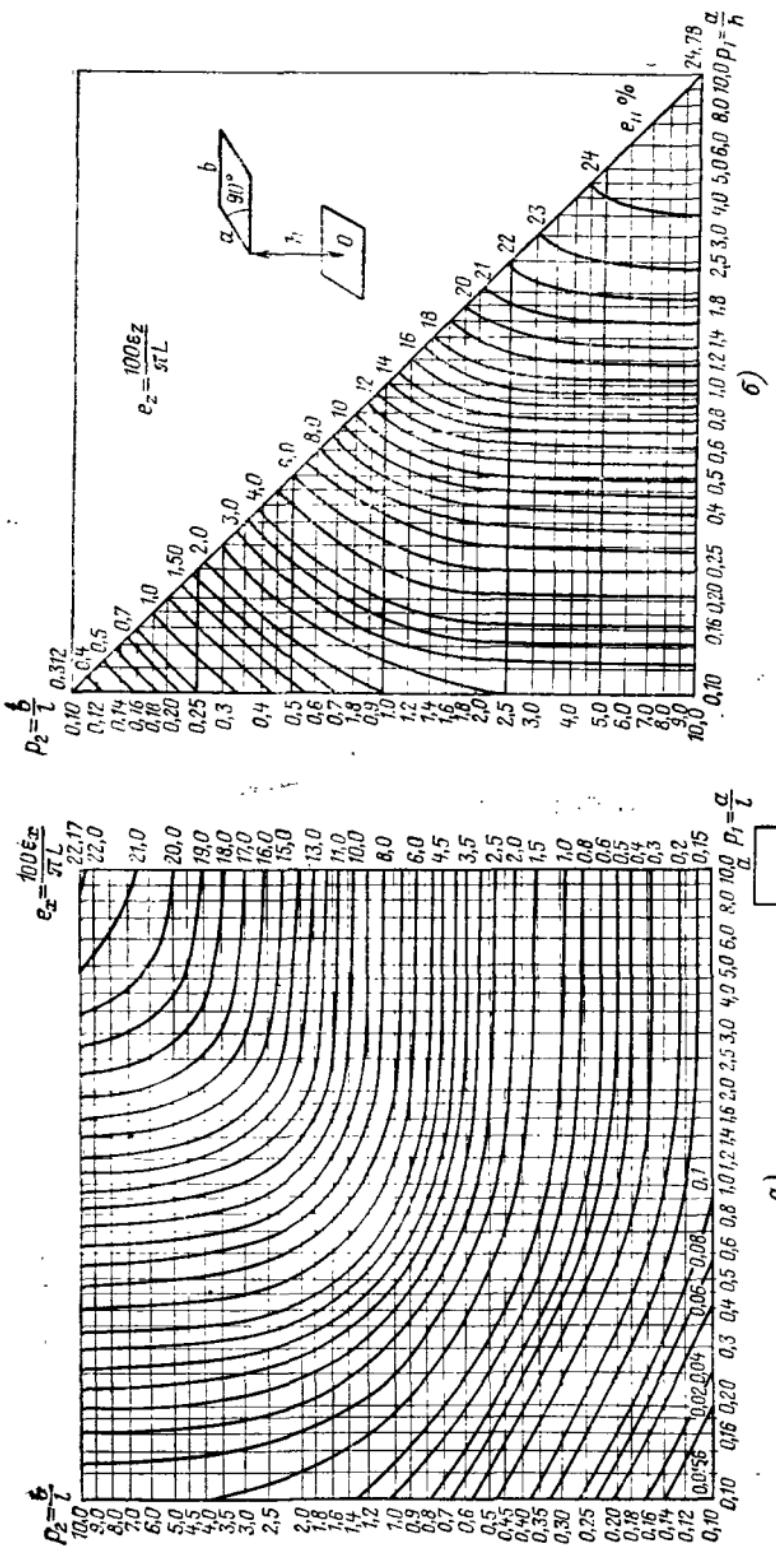
Подставляя в полученные равенства значения углов α_i [(2-57)], имеем окончательно:

$$\epsilon_x = \frac{L}{2} \left(\operatorname{arctg} \frac{a}{h} - \frac{h}{\sqrt{b^2 + h^2}} \operatorname{arctg} \frac{a}{\sqrt{b^2 + h^2}} \right); \quad (2-59a)$$

$$\epsilon_y = \frac{L}{2} \left(\operatorname{arctg} \frac{b}{h} - \frac{h}{\sqrt{a^2 + h^2}} \operatorname{arctg} \frac{b}{\sqrt{a^2 + h^2}} \right); \quad (2-60a)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_z = & \frac{L}{2} \left(\frac{a}{\sqrt{a^2 + h^2}} \operatorname{arctg} \frac{b}{\sqrt{a^2 + h^2}} + \right. \\ & \left. + \frac{b}{\sqrt{b^2 + h^2}} \operatorname{arctg} \frac{a}{\sqrt{b^2 + h^2}} \right). \end{aligned} \quad (2-61a)$$

Для упрощения расчетных операций при анализе полей равноярких прямоугольных излучателей пользуются вспомогательными графиками. Для определения проекций ϵ на графиках построены в прямоугольной системе координат с логарифмическим масштабом кривые



равных значений $\frac{100\varepsilon_X}{\pi L} = \varepsilon_X$ (рис. 2-31, а) в осях $p_1 = a/l$ и $p_2 = b/l$, а также равных значений $\frac{100\varepsilon_Z}{\pi L} = \varepsilon_Z$ (рис. 2-31, б) в осях $p_1 = a/h$ и $p_2 = b/h$. Проекции ε_X и ε_Z светового вектора на оси X и Z можно определить по этим графикам (рис. 2-31, а и б). Согласно определению светового вектора и выводам из этого определения [см. (2-19)] для рассмотренного частного случая расположения исследуемой точки проекции светового вектора на координатные оси численно равны значениям освещенности координатных плоскостей в точке O :

$$\varepsilon_X = E_{Yoz}; \quad \varepsilon_Y = E_{Xoz}; \quad \varepsilon_Z = E_{Xoy}.$$

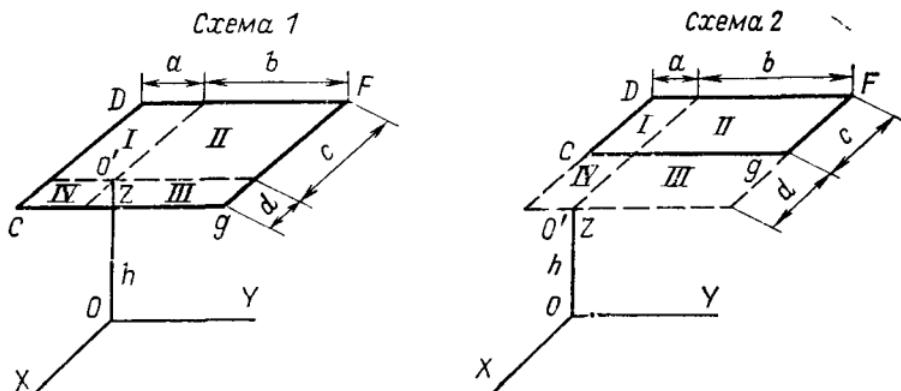


Рис. 2-32.

Эти равенства определяются тем, что при исследуемом расположении точки O координатные плоскости не пересекают прямоугольного излучателя. В тех случаях, когда проекция исследуемой точки поля на плоскость излучателя не совпадает с одной из вершин, пользуются теми же расчетными уравнениями или графиками, производя расчет по одной из схем, указанных на рис. 2-32.

Для случаев: а) когда проекция исследуемой точки на плоскость излучателя попадает внутрь его контура (схема 1), проекция светового вектора на ось Z определится:

$$\varepsilon_Z = (\varepsilon_Z)_{I-IV} + (\varepsilon_Z)_{II-II} + (\varepsilon_Z)_{III-III} + (\varepsilon_Z)_{IV-IV}, \quad (2-61б)$$

где $(\varepsilon_Z)_{I-IV}$ — проекции на ось Z светового вектора, создаваемого прямоугольниками $I-IV$.

б) когда проекция исследуемой точки на плоскость излучателя лежит за пределами его контура (схема 2), проекция светового вектора на ось Z определится как:

$$\varepsilon_Z = (\varepsilon_Z)_{I-IV} + (\varepsilon_Z)_{II-II} - (\varepsilon_Z)_{III-III} - (\varepsilon_Z)_{IV-IV}, \quad (2-61в)$$

где $(\varepsilon_Z)_{I-IV}$, $(\varepsilon_Z)_{II-II}$, $(\varepsilon_Z)_{III-III}$ и $(\varepsilon_Z)_{IV-IV}$ — проекции на ось Z светового вектора, создаваемого прямоугольниками $I-IV$, $II-II$, $III-III$ и $IV-IV$.

Проекции светового вектора на оси X и Y при расположении исследуемой точки по схеме 1 определяются разностью значений освещенности с двух сторон плоскостей YOZ и XOZ (рис. 2-32):

$$\epsilon_X = (\epsilon_X)_I + (\epsilon_X)_{II} - (\epsilon_X)_{III} - (\epsilon_X)_{IV}; \quad (2-59a)$$

$$\epsilon_Y = (\epsilon_Y)_{II} + (\epsilon_Y)_{III} - (\epsilon_Y)_I - (\epsilon_Y)_{IV}. \quad (2-60a)$$

При расположении исследуемой точки по схеме 2 расчет проекции светового вектора на ось Y следует производить по уравнению, аналогичному (2-59a):

$$\epsilon_Y = (\epsilon_Y)_{II-III} - (\epsilon_Y)_{I-IV} - (\epsilon_Y)_{III} + (\epsilon_Y)_{IV}. \quad (2-60b)$$

Расчет проекции вектора на ось X в этом случае проводится аналогично расчету проекции ϵ_Z [(2-61b)], так как излучающая плоскость не пересекается плоскостью YOZ .

Расчет средней сферической освещенности в поле равнояркого излучателя согласно уравнению (2-32) сводится к определению телесного угла излучателя. Для простейших излучателей, у которых контур для любой точки поля является плоской кривой, часто применяют графический способ нахождения телесного угла излучателя. Этот способ решения задачи сводится к определению следов пересечения плоскости контура с коническими поверхностями, ограничивающими равные зональные телесные углы с общей осью, перпендикулярной плоскости контура. Как известно [см. (1-16)], зональный телесный угол

$$\Omega = 2\pi \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha \, d\alpha = 2\pi (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2).$$

Следовательно, равные зональные телесные углы определяются равным приростом косинуса углов раскрытия конических поверхностей, ограничивающих зоны пространства. Задавшись количеством n равных зон¹, несложно определить их граничные углы:

$$\alpha_i = \arccos \frac{i}{n}.$$

Следы пересечения таких коаксиальных конических поверхностей с плоскостью, перпендикулярной их оси, будут окружностями с радиусами:

$$r_i = h \operatorname{tg} \alpha_i = h \frac{n}{i} \sqrt{1 - \left(\frac{i}{n}\right)^2}.$$

¹ Чем больше n , т. е. чем меньше зоны, тем точнее расчет. Обычно принимают для полупространства $n=10$.

Каждый из зональных телесных углов разобьем на m равных частей, проведя через ось семейства конических поверхностей m плоскостей с одинаковым углом смещением $\Delta\beta$ друг относительно друга. При этом полупространство, в котором расположен излучатель, будет разбито на nm равных телесных углов, опирающихся на сферические четырехугольники с угловыми размерами сторон, равными $\Delta\beta$ и $\Delta\alpha$.

Каждый телесный угол, опирающийся на такой сферический четырехугольник, будет равен:

$$\Delta\Omega = \frac{2\pi}{nm}.$$

В плоскости контура излучателя, перпендикулярной оси зональных телесных углов, след каждого угла $\Delta\Omega$ будет сектором кольца, образованного двумя смежными окружностями—следами границы зональных телесных углов (рис. 2-33). Расчет телесного угла излучателя осуществляется наложением вспомогательного расчетного графика на контур излучателя. На расчетном графике нанесены следы пересечения плоскости контура с семейством конических поверхностей и продольными плоскостями, проходящими через ось зональных телесных углов (рис. 2-33). Центр графика при наложении на контур излучателя должен совмещаться с проекцией исследуемой точки на плоскость контура излучателя. Определив количество кольцевых секторов в пределах контура излучателя, легко найдем телесный угол излучателя:

$$\Omega = N \Delta\Omega = \frac{2\pi N}{nm}, \quad (2-62)$$

где N — количество кольцевых секторов в пределах контура излучателя, подсчитанное по вспомогательному графику.

Общий вид уравнения, определяющего телесный угол, может быть получен интегрированием выражения элементарного телесного угла по поверхности излучателя [см. (1-16a)]:

$$\Omega = \int d\Omega = \int_A \frac{\cos \theta}{l^2} dA. \quad (2-63)$$

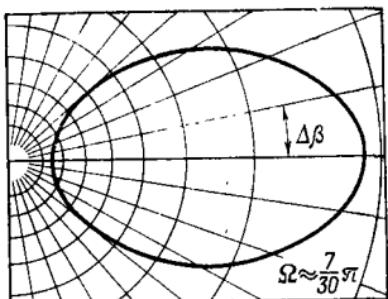


Рис. 2-33.

Как показал проф. А. А. Гершун [55], это уравнение удобнее использовать после преобразования интеграла по поверхности к контурному интегралу, взятым по направляющим конической поверхности телесного угла, т. е. по любой замкнутой кривой, лежащей на конической поверхности. Для этой цели построим телесный угол, «противоположный» заданному (рис. 2-34, а), продолжив образующие конической поверхности заданного телесного угла. Проведя из общей вершины телесных углов сферу произвольного радиуса r , нетрудно увидеть, что противоположные телесные углы равны между собой.

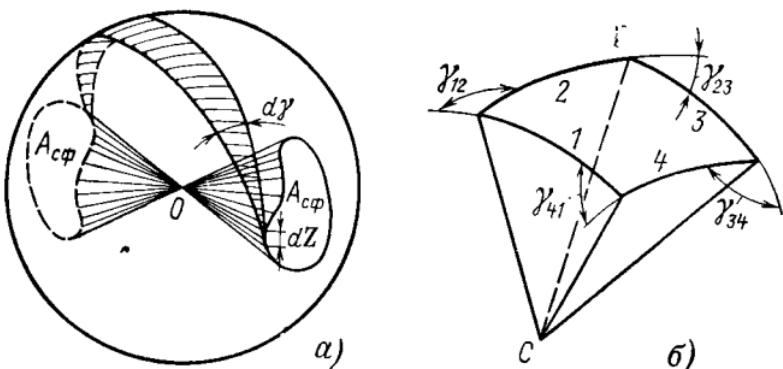


Рис. 2-34.

Выделим элемент dZ сферической кривой, являющейся следом (контуром) пересечения конической поверхности телесного угла со сферой. Пусть на протяжении этого элемента касательные к контуру меняют направление на угол $d\gamma$. Плоскости, касательные к конической поверхности и проходящие через точки начала и конца выделенного элемента контура, образуют двугранный угол $d\gamma$ (рис. 2-34, а). Этот двугранный угол вырежет на сфере двугольник площадью $dA_{c\phi} = 2r^2 d\gamma^*$. Интегрируя полученное выражение по контуру телесного угла на сфере, получим площадь поверхности, покрывающей всю сферу, за исключением тех двух участков $A_{c\phi}$, на которые опираются «противоположные» телесные углы:

$$2A_{c\phi} + 2r^2 \int_Z d\gamma = 4\pi r^2,$$

или

$$\Omega = 2\pi - \int_Z d\gamma, \quad (2-64)$$

так как $\Omega = A_{c\phi}/r^2$ — искомый телесный угол. В полученном уравнении интеграл элементарного угла $d\gamma$ взят по замкнутому контуру конической поверхности искомого телесного угла.

* Линейному углу π соответствует полусфера с площадью $2\pi r^2$.

В случае n -гранного телесного угла интеграл по контуру переходит в сумму внешних углов между гранями этого угла (рис. 2-34,б):

$$\Omega = 2\pi - \sum_{i=1}^n \gamma_{i, i+1}. \quad (2-64a)$$

Следовательно, дополнение телесного многогранного угла до 2π равно сумме внешних углов между гранями пирамиды.

В частном случае четырехгранного телесного угла с прямоугольным контуром, если проекция вершины угла совпадает с одной из вершин контура (рис. 2-35), будем иметь:

$$\Omega = \frac{\pi}{2} - \gamma_{34}, \quad (2-64b)$$

так как $\gamma_{12} = \gamma_{23} = \gamma_{41} = \pi/2$.

В приведенном равенстве внешний угол между третьей и четвертой гранями выражен в радианах. Косинус этого угла, как это можно видеть из рис. 2-35, определяется произведением синусов углов α_1 и α_2 , под которыми видны стороны 1 и 2 прямоугольного контура телесного угла из его вершины:

$$\cos \gamma_{34} = \sin \alpha_1 \sin \alpha_2.$$

В соответствии с (2-64б) искомый телесный угол

$$\Omega = \arcsin (\sin \alpha_1 \sin \alpha_2), \quad (2-65)$$

или

$$\Omega = \operatorname{arctg} \frac{p_1 p_2}{\sqrt{1 + p_1^2 + p_2^2}}, \quad (2-65a)$$

где $p_1 = b_1/l$ и $p_2 = b_2/l$.

Для малых значений углов α_1 и α_2 телесный угол приближенно¹ определится как

$$\Omega = \alpha_1 \alpha_2. \quad (2-65b)$$

Значение средней полусферической освещенности, создаваемой равноярким прямоугольником (рис. 2-30,б,

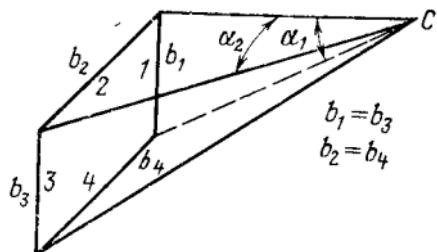


Рис. 2-35.

¹ Для углов $\alpha_i \leq 10^\circ$ ошибка не превышает 11%.

2-32), при ориентации основания полусферического приемника параллельно плоскости излучающего прямоугольника определится так:

$$E_{2\pi} = E_{4\pi} + 0,25 \epsilon_z = 0,25 (L\Omega + \epsilon_z). \quad (2-65в)$$

Расчет средней сферической освещенности от неравнояркого прямоугольника можно провести в соответствии с (2-33) способом интегрирования по поверхности излучателя. Для этого разобьем поверхность излучающего прямоугольника на элементарные участки и определим среднюю сферическую освещенность, создаваемую любым элементарным участком в заданной точке O светового поля (рис. 2-30,б):

$$dE_{4\pi} = 0,25 \frac{dI_{\alpha\beta}}{l^2} = \frac{L_0 \cos^n \alpha}{4l^2} dA,$$

где $dI_{\alpha\beta} = dI_0 \cos^n \alpha = L_0 \cos^n \alpha dA$ — сила света элементарного участка в направлении к исследуемой точке;

dI_0 и L_0 — сила света элементарного участка и яркость прямоугольника по направлению нормали к его плоскости.

Значение средней сферической освещенности, создаваемой всем прямоугольником, определится интегрированием по его площади:

$$E_{4\pi} = 0,25 L_0 \int_A \frac{\cos^n \alpha}{l^2} dA. \quad (2-65г)$$

Значение средней цилиндрической освещенности при ориентации приемного цилиндра перпендикулярно плоскости излучающего прямоугольника (рис. 2-30) определяется в соответствии с (2-33б):

$$E_{\Pi} = \frac{L_0}{\pi} \int_A \frac{\cos^n \alpha \cos \theta}{l^2} dA. \quad (2-65д)$$

При $n=1$ уравнение (2-65д) определит значение E_{Π} , создаваемой в рассматриваемой точке светового поля равноярким прямоугольником.

Выразив значения $\cos \alpha$, $\cos \theta$ и l через h , x и y (рис. 2-30,а), получим при $n=1$:

$$E_{\text{ц}} = \frac{Lh}{\pi} \int_{x=0}^{x=b} \int_{y=0}^{y=a} \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{(h^2 + x^2 + y^2)^2} dx dy, \quad (2-65\text{e})$$

где L — яркость равнояркого прямоугольника.

Ортогональные проекции светового вектора, создаваемые прямоугольником (рис. 2-30) со светораспределением элементарного участка его поверхности $dI_{\alpha\beta} = dI_0 \cos^n \alpha$, определяются в соответствии с уравнениями (2-34):

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= L_0 \int_A \frac{\cos^n \alpha \cos \theta_x}{l^2} dA; \\ \epsilon_y &= L_0 \int_A \frac{\cos^n \alpha \cos \theta_y}{l^2} dA; \\ \epsilon_z &= L_0 \int_A \frac{\cos^n \alpha \cos \theta_z}{l^2} dA. \end{aligned} \right\} \quad (2-65\text{j})$$

В практических целях можно пользоваться таблицами или графиками значений $E_{4\pi}$, $E_{\text{ц}}$ и ортогональных проекций $\vec{\epsilon}$ при $L = L_0 = 1 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$ для случая, когда расчетная точка светового поля проектируется в вершину излучающего прямоугольника.

Модуль светового вектора, создаваемого равнояркой бесконечно большой плоскостью, или равнояркой полусферой, например в центре ее основания (основание не излучает), определится согласно уравнениям (2-4) и (2-19а):

$$|\vec{\epsilon}| = E_{\text{макс}} = L \int_{2\pi}^{\pi/2} \cos \alpha d\Omega_\alpha = 2\pi L \int_0^{\pi/2} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = \pi L,$$

где α — угол между направлением $d\vec{\epsilon}$ от элементарного участка поверхности излучателя и направлением светового вектора $\vec{\epsilon}$ в исследуемой точке светового поля.

Направление светового вектора, создаваемого бесконечно большой равнояркой плоскостью или равнояркой полусферой в центре ее основания, ориентировано перпендикулярно излучающей плоскости или плоскости основания излучающей полусферы.

Отношения значений интегральных характеристик светового поля в этом случае будут равны:

$$\frac{|\vec{\epsilon}|}{E_{4\pi}} = \frac{\pi L}{0,5\pi L} = 2; \quad \frac{|\vec{\epsilon}|}{E_{\text{ц}}} = \frac{\pi L}{0,5\pi L} = 2.$$

2-12. ПОЛЕ РАВНОЯРКОГО ДИСКА

Для иллюстрации возможности расчета характеристик поля на основе анализа распределения световых линий (§ 2-5) рассмотрим расчет поля равнояркого диска. На рис. 2-36, а представлено продольное сечение поля, где CC' — диаметр диска, создающего поле, B — исследуемая точка поля. След осевого сечения эллиптического конуса телесного угла изображен отрезками прямых BC и BC' . Ось конуса телесного угла совпадает с биссектрисой угла α , под которым виден из исследуемой точки поля диаметр диска в продольной плоскости¹. Следовательно, световыми линиями в поле равнояркого диска являются софокусные гиперболы с фокусами

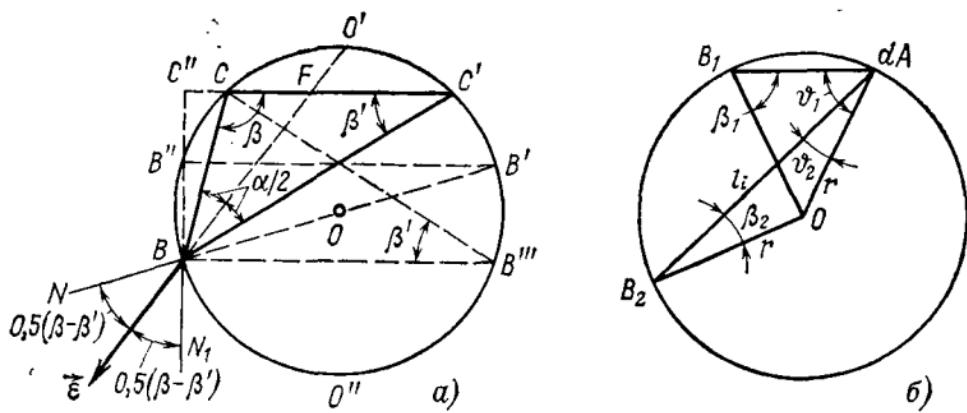


Рис. 2-36.

в точках C и C' . Световые трубы такого поля ограничены поверхностями гиперболоидов, получаемых в результате вращения гипербол (световых линий) вокруг нормали к диску в его центре.

Для определения модуля светового вектора в исследуемой точке поля проведем через точки B , C и C' окружность (рис. 2-36, а). Эта окружность является следом пересечения продольной плоскости со сферической поверхностью, проходящей через исследуемую точку поля B и контур светящего диска. Нетрудно видеть, что поверхность такой сферы будет одинаково освещена равноярким диском. Согласно уравнению (2-43б) поля

¹ Продольная плоскость — плоскость, проходящая через ось симметрии светового поля.

равнояркого диска и сферического сегмента, отпирающегося на контур этого диска, одинаковы. Пользуясь этим, рассмотрим, как распределится поток сферического сегмента по сферической поверхности. Освещенность, создаваемая равноярким элементом сферической поверхности, на любом другом участке этой же поверхности (рис. 2-36,б)

$$dE = \frac{L dA}{l^2_i} \cos \vartheta_i \cos \beta_i = \frac{L}{D^2} dA = \text{const},$$

так как $\vartheta_i = \beta_i$.

Таким образом, внутренняя поверхность любой сферы, построенной на контуре равнояркого диска (рис. 2-37), будет освещена излучением этого диска равномерно. Значение освещенности может быть найдено, если будет известен полный поток, излучаемый сферическим сегментом. Площадь поверхности этого сегмента равна:

$$A_c = 2\pi r^2 (1 - \cos \alpha).$$

Следовательно, световой поток, излучаемый сегментом,

$$\Phi_{Ac} = 2\pi r^2 L (1 - \cos \alpha).$$

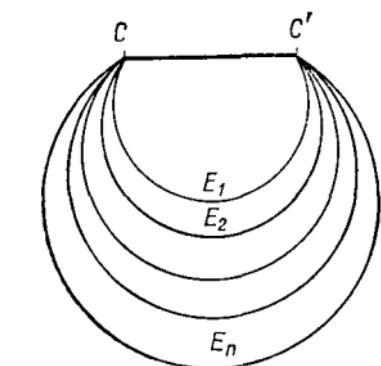


Рис. 2-37.

При равномерном распределении этого потока по поверхности сферы ее освещенность будет равна:

$$E = \frac{\pi}{2} L (1 - \cos \alpha) = \pi L \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (2-66)$$

Следует отметить, что любая сфера, проходящая через контур исследуемого диска (рис. 2-37), является не только поверхностью равной освещенности, но и геометрическим местом точек, в которых освещенность плоскости, параллельной диску, одинакова и равна освещенности сферы в этой же точке. Это свойство сферических поверхностей, проходящих через контур дискового излучателя, следует из того, что углы между световым вектором и нормалями N в точке B к поверхности сферы и N_1 к плоскости, параллельной диску, равны (рис. 2-36а). Вследствие равенства дуг $B'O'B''$ и

$B O'' B'''$, каждый из этих углов равен $0,5(\beta - \beta')$. Следовательно, модуль светового вектора в исследуемой точке B поля равнояркого диска равен:

$$|\vec{\epsilon}| = \pi L \frac{\sin^2 \frac{\alpha}{2}}{\cos \frac{\beta - \beta'}{2}}. \quad (2-67)$$

Направление светового вектора в любой точке поля, как было показано, совпадает с биссектрисой угла α , под которым виден диаметр диска из исследуемой точки светового поля в продольной плоскости.

Введя угол α' , под которым из точки B видна хорда диска, проходящая через его световой центр F и перпендикулярная диаметру продольного сечения CC' , получим:

$$|\vec{\epsilon}| = \pi L \sin \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha'}{2}, \quad (2-67a)$$

так как согласно условию определения угла α'

$$\sin \frac{\alpha'}{2} = \frac{\sin \frac{\alpha}{2}}{\cos \frac{\beta - \beta'}{2}}.$$

Нетрудно видеть, что углы α и α' определяют в угловой мере большую и малую оси сферического эллипса, вырезаемого телесным углом излучателя на поверхности сферы единичного радиуса с центром в исследуемой точке B . Проекцией этого эллипса на плоскость, перпендикулярную оси телесного угла BF , будет эллипс с полуосами $\sin \alpha/2$, $\sin \alpha'/2$ и площадью:

$$a = \pi \sin \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha'}{2}.$$

Как следует из уравнений (2-22) и (2-41), модуль светового вектора определяется произведением яркости излучателя на площадь проекции участка сферической поверхности единичного радиуса на плоскость, перпендикулярную оси телесного угла (направлению светового вектора):

$$|\vec{\epsilon}| = La. \quad (2-68)$$

Это уравнение, полученное нами для частного случая, является общим для всех равноярких излучателей.

Средняя сферическая освещенность в точках поля равнояркого диска может быть найдена непосредственным расчетом телесного угла излучателя:

$$\Omega = 2\pi \sin \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha'}{2}. \quad (2-69)$$

Средняя полусферическая освещенность в световом поле горизонтально расположенного равнояркого диска (рис. 2-36,*a*) при горизонтальной ориентации полусферического приемника определится согласно уравнению (2-10а):

$$E_{2\pi} = E_{4\pi} + 0,25E_{\text{роп}} = 0,25L \left(\Omega + \pi \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right), \quad (2-69\text{a})$$

где $L\pi \sin^2 \frac{\alpha}{2} = \epsilon_{N_1}$ — проекция светового вектора в заданной точке светового поля на направление N_1 ;

$\pi \sin^2 \frac{\alpha}{2} = \Omega_{N_1}$ — проекция вектора телесного угла излучающего диска на направление N_1 .

Средняя цилиндрическая освещенность, например в точке под центром равноярких диска или сферического сегмента, определится согласно (2-11б):

$$E_{\text{ц}} = 0,5L(\alpha - \sin \alpha), \quad (2-69\text{б})$$

где α — угол, охватывающий излучающий диск или сегмент из заданной точки светового поля.

Отношения значений интегральных характеристик в точке под центром равноярких диска или сегмента будут равны:

$$\frac{|\vec{\epsilon}|}{E_{4\pi}} = \frac{\pi L \sin^2 \frac{\alpha}{2}}{0,5\pi L \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2} \right)} = \frac{\sin^2 \frac{\alpha}{2}}{0,5 \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2} \right)}; \quad (2-69\text{в})$$

$$\frac{|\vec{\epsilon}|}{E_{\text{ц}}} = \frac{\pi L \sin^2 \frac{\alpha}{2}}{0,5L(\alpha - \sin \alpha)} = \frac{\pi \sin^2 \frac{\alpha}{2}}{0,5(\alpha - \sin \alpha)}. \quad (2-69\text{г})$$

В. ОТРАЖЕНИЕ, ПРЕЛОМЛЕНИЕ И ОСЛАБЛЕНИЕ ПУЧКА ЛУЧЕЙ

2-13. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Характеристики отражения и пропускания потока излучения определяются коэффициентами отражения и пропускания, численно равными отношению потоков излучения [см. (1-37) и (1-38)]. Для наиболее простого случая направленного отражения и пропускания геоме-

трическая оптика устанавливает правила, определяющие направление отраженного и прошедшего внутрь тела пучков лучей. Эти правила, сформулированные на основе корпускулярных свойств излучения, могут быть обобщены единым положением, носящим название принципа Ферма. Согласно этому принципу, сформулированному в 1649 г. французским математиком П. Ферма (1601—1665), путь распространения излучения между двумя точками пространства определяется минимумом времени, необходимого для прохождения излучения между этими точками. Исходя из этого принципа распространение излучения в оптически однородной среде является прямолинейным, так как прямая является кратчайшим расстоянием между двумя точками пространства. В оптически неоднородных средах формулировка принципа Ферма требует введения понятия об оптической длине пути пучка лучей. Вследствие того что фазовая скорость распространения излучения обратно пропорциональна показателю преломления вещества, время, необходимое для прохождения пучка лучей в однородной среде с показателем n , определится величиной, пропорциональной произведению геометрической длины пути на показатель преломления. Это произведение l_n принято называть *оптической длиной* пути пучка лучей.

Для оптически неоднородной среды с непрерывно меняющимся показателем преломления n оптическая длина пути l_0 между двумя точками поля O и B определяется интегралом элементарного значения оптического пути по кривой распространения излучения от точки O к точке B :

$$l_0 = \int_{OB} n dl, \quad (2-70)$$

где n — показатель преломления в каждой точке среды; dl — элемент геометрического пути.

Современная формулировка принципа Ферма такова: *излучение распространяется по пути, оптическая длина которого экстремальна, т. е. является минимальной из всех возможных, или максимальной.*

Условия экстремальности оптической длины пути определяются равенством нулю вариаций уравнения (2-70):

$$\delta \int_{OB} n dl = 0 \quad (2-71)$$

и

$$\delta \int_{OB} n dl = \max. \quad (2-71a)$$

Полученные выражения являются математической формулировкой принципа Ферма [(2-71) и (2-71a)].

Пользуясь этим общим принципом геометрической оптики, рассмотрим случай отражения и преломления пучка лучей на границе двух прозрачных сред с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 2-38). Определяя путь пучка лучей из точки O в точку B (отраженный пучок лучей), напишем выражение оптической длины пути:

$$l_o = n_1 [V \sqrt{x^2 + y_1^2} + V (x_2 - x)^2 + y_2^2].$$

Как известно, ось пучка отраженных лучей лежит в плоскости падения, что должно быть ясно в соответствии с принципом Ферма без доказательств. Расположение отраженного пучка лучей в плоскости падения позволяет определить экстремальность оптической длины пути OCB по первой производной его выражения:

$$\frac{dl_o}{dx} = \frac{n_1 x}{V x^2 + y_1^2} - \frac{n_1 (x_2 - x)}{V (x_2 - x)^2 + y_2^2} = 0.$$

Подставляя значения

$$\sin i_1 = \frac{x}{V x^2 + y_1^2} \quad \text{и} \quad \sin i_2 = \frac{x_2 - x}{V (x_2 - x)^2 + y_2^2},$$

получим известное правило направленного (зеркального) отражения:

$$\sin i_1 = \sin i_2 \quad \text{или} \quad i_1 = i_2.$$

Также нетрудно получить, исходя из принципа Ферма, правило преломления пучка лучей, вошедшего во вторую среду. Выражение оптической длины пути пучка лучей из точки O в точку B' определится (рис. 2-38):

$$l_o = n_1 V \sqrt{x^2 + y_1^2} + n_2 V (x_3 - x)^2 + y_3^2,$$

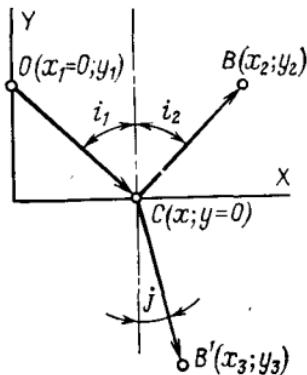


Рис. 2-38.

откуда

$$\frac{dl_0}{dx} = n_1 \frac{x}{\sqrt{x^2 + y_1^2}} - n_2 \frac{x_3 - x}{\sqrt{(x_3 - x)^2 + y_3^2}} = 0.$$

Следовательно,

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin j.$$

В геометрической оптике принято отношение синусов углов падения и преломления, равное отношению показателей преломления второй и первой сред, называть *относительным показателем преломления* второго вещества к первому:

$$\frac{\sin i}{\sin j} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (2-72)$$

Этот показатель преломления определяется отношением фазовых скоростей распространения излучения в первой и второй средах.

Определение энергетических соотношений падающих, отраженных и прошедших излучений возможно на основе электронной теории взаимодействия излучения с электронами вещества. Как показал автор электронной теории Г. А. Лоренц (1853—1928), для понимания многих явлений взаимодействия излучения с веществом достаточно ограничиваться гипотезой о существовании внутри атомов электронов, способных совершать колебания относительно положений равновесия под действием возбуждающего их электромагнитного поля [63]. Вследствие того что расстояния между атомами вещества очень малы и в среднем даже для газа при нормальном давлении меньше длины волны видимого излучения, вторичные волны, возникающие в результате вынужденных колебаний электронов, интерферируют между собой и с волной падающего излучения. Возможность интерференции первичной и вторичных волн определяется их когерентностью между собой, так как вторичные волны, излучаемые близ расположеннымми электронами, возбуждаются одним цугом первичных волн.

Возникающей интерференцией первичных и вторичных волн могут быть объяснены процессы отражения излучения и распространения его внутри взаимодействующего вещества. Расчет такой интерференционной картины очень сложен, и в связи с этим энергетические соотношения первичного (падающего) и вторичных (отраженного и преломленного) излучений обычно определяют на основе более формальной теории Д. К. Максвелла. Эта теория, как уже было показано в гл. 1, учитывает свойства взаимодействующего вещества макроскопически, путем введения диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также электрической проводимости среды.

Для решения вопроса об энергетических соотношениях первичного и вторичных пучков лучей необходимо напомнить [см. (1-8а)], что плотность потока излуче-

ния на поверхности, перпендикулярной оси пучка параллельных лучей,

$$\frac{\Phi_e}{A} = \frac{v \epsilon_0 \epsilon}{2} \mathcal{E}^2_{\text{макс}} = v \epsilon_0 \epsilon \bar{\mathcal{E}}^2, \quad (2-73)$$

A — площадь сечения пучка лучей (перпендикулярно оси);

$\mathcal{E}^2_{\text{макс}}$ и $\bar{\mathcal{E}}^2$ — амплитуда и среднее значение напряженности электрического поля;

ϵ_0 и ϵ — электрическая постоянная и диэлектрическая проницаемость среды;

v — фазовая скорость распространения излучения в исследуемой среде.

Следовательно, поток излучения, пронизывающий площадку, расположенную перпендикулярно распространению излучения, определится для среды с показателем преломления n_i следующим уравнением:

$$\Phi_{ei} = \frac{v_i A_i \epsilon_0 \epsilon_i}{2} \mathcal{E}^2_{\text{макс}} = \frac{c \epsilon_0}{2} A_i \frac{\epsilon_i}{n_i} \mathcal{E}^2_{\text{макс}},$$

или

$$\Phi_{ei} = c \epsilon_0 A_i \frac{\epsilon_i}{n_i} \bar{\mathcal{E}}^2. \quad (2-73a)$$

Для полной характеристики падающего излучения необходимо знать дополнительную степень его поляризации. Как известно из курса физики, волна электромагнитного возмущения является поперечной волной, следовательно, векторы напряженности электрического и магнитного полей расположены в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. В волнах оптического излучения большинства источников колебания напряженности поля не упорядочены, что определяется хаотичностью возникновения элементарных процессов излучения в результате возбуждения колебаний микроизлучателей, ориентированных в разных плоскостях, а также хаотичностью их затухания. Совокупность таких элементарных процессов излучения, характеризующихся непрерывным изменением направления вектора напряженности электрического поля в плоскости, перпендикулярной оси пучка лучей, принято называть *естественным (неполяризованным) излучением*.

В отличие от естественных излучений в природе бывают излучения поляризованные. Одной из разновидностей поляризации излучения является линейная поляризация. *Линейно поляризованное (плоскополяризованное)* излучение характеризуется расположением вектора напряженности электрического поля всегда в одной продольной плоскости. Такие излучения, как правило, получаются в результате прохождения естественного излучения через анизотропное вещество (кристалл), или поляризационные пленки (герапатитовые, иодно-поливиниловые и др.). Как показывает опыт, при прохождении естественного излучения через большин-

ство прозрачных кристаллов происходит разделение пучка лучей на два полностью поляризованных излучения во взаимно перпендикулярных плоскостях. Оба эти пучка имеют одинаковую яркость, т. е. одинаковые амплитуды колебания напряженности поля. Колебания электрического вектора одного из пучков лежат в плоскости, перпендикулярной главному сечению кристалла¹. Этот пучок лучей называется *обыкновенным* в отличие от *необыкновенного* пучка, имеющего электрический вектор в плоскости главного сечения. Второй пучок лучей принято называть необыкновенным потому, что показатель преломления этого пучка иеодинаков для различных углов падения.

В природе мы встречаем не только естественные (не-поляризованные) и поляризованные, но также и частично поляризованные излучения. Частичная поляризация излучения характеризуется тем, что одна из продольных плоскостей является плоскостью наиболее вероятных колебаний электрического вектора. Пучок частично поляризованного излучения в отличие от пучка естественного излучения не обладает статистической симметрией относительно направления его распространения.

Частично поляризованное излучение можно рассматривать как смесь естественного и плоскополяризованного излучения или смесь двух излучений неодинаковой яркости, плоскополяризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Степень поляризации частично поляризованного излучения определяется отношением потока (яркости) поляризованной части излучения к его полному потоку (яркости):

$$\Delta = \frac{\Phi_{ep}}{\Phi_{ep} + \Phi_e} = \frac{\Phi'_e - \Phi''_e}{\Phi'_e + \Phi''_e} = \frac{(\mathcal{E}'_{\max})^2 - (\mathcal{E}''_{\max})^2}{(\mathcal{E}'_{\max})^2 + (\mathcal{E}''_{\max})^2}, \quad (2-74)$$

где Φ_{ep} и Φ_e — поляризованная и естественная составляющие частично поляризованного излучения;

Φ'_e и Φ''_e — потоки обыкновенного и необыкновенного излучений, на которые можно разложить исследуемый пучок частично поляризованного излучения;

\mathcal{E}'_{\max} и \mathcal{E}''_{\max} — амплитуда электрического вектора обыкновенного и необыкновенного излучений.

¹ Плоскостью главного сечения кристалла принято называть плоскость, проходящую через ось исследуемого пучка лучей и главную ось кристалла, по направлению которой не происходит двойного лучепреломления.

Если на кристалл двойного преломления, например на кристалл исландского шпата (CaCO_3), направить линейно поляризованный пучок лучей, он пройдет через кристалл лишь частично. Предположим, что плоскость колебания электрического вектора падающего поляризованного пучка лучей CC' смещена на угол φ относительно плоскости главного сечения кристалла OO' (рис. 2-39). В этом случае амплитуда волны излучения, прошедшего через кристалл, определяется проекцией амплитуды падающей волны на направление главного сечения кристалла:

$$\mathcal{E}''_{\max} = \mathcal{E}_{\max} \cos \varphi.$$

Следовательно, поток излучения, прошедшего через кристалл, будет пропорционален квадрату косинуса угла между плоскостью поляризации падающего луча и главным сечением кристалла анализатора:

$$\Phi''_e = \tau_e \Phi_e \cos^2 \varphi, \quad (2-75)$$

где Φ_e — поток излучения, падающего на кристалл; τ_e — коэффициент пропускания кристалла при совпадении плоскостей поляризации и главного сечения.

Полученное соотношение потоков, прошедших через кристалл двойного преломления, принято называть законом Малюса по имени французского физика, члена Парижской академии наук Э. Малюса (1775—1812).

2-14. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПУЧКА ЛУЧЕЙ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Пучок параллельных лучей однородного излучения с частотой v и амплитудой колебания напряженности электрического поля \mathcal{E}_{\max} падает под углом i на границу двух прозрачных диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 2-40). Принимая во внимание, что исследуемые диэлектрики не имеют зарядов и электрическая проводимость их равна нулю ($\xi=0$ и $j=0$),

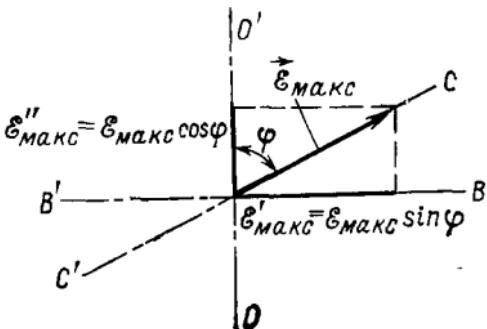


Рис. 2-39.

2-14. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПУЧКА ЛУЧЕЙ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Пучок параллельных лучей однородного излучения с частотой v и амплитудой колебания напряженности электрического поля \mathcal{E}_{\max} падает под углом i на границу двух прозрачных диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 2-40). Принимая во внимание, что исследуемые диэлектрики не имеют зарядов и электрическая проводимость их равна нулю ($\xi=0$ и $j=0$),

можно написать систему уравнений Максвелла для замкнутого контура, проходящего через первый и второй диэлектрики вблизи границы между ними (рис. 2-41):

$$\left. \begin{aligned} \oint D_N dA &= \int_V \xi dV = 0; \\ \oint B_N dA &= 0; \\ \oint \mathcal{E}_l dl &= - \int_A \dot{B}_N dA; \\ \oint \mathcal{H}_l dl &= \int_A (j + \dot{D}_N) dA = \int_A \dot{D}_N dA, \end{aligned} \right\} \quad (2-76)$$

где \dot{D}_N и \dot{B}_N означают $\frac{\partial D_N}{\partial t}$ и $\frac{\partial B_N}{\partial t}$;

D_N и B_N — проекции на нормаль к поверхности исследуемого контура векторов электрического смещения и магнитной индукции;

\mathcal{E}_l и \mathcal{H}_l — проекции векторов напряженности электрического и магнитного поля на касательную к исследуемому контуру;

ξ — объемная плотность электрического заряда;

j — плотность тока через исследуемый контур.

Расположив оси координатной системы так, чтобы плоскость XOY совпадала с плоскостью исследуемого контура (рис. 2-41), решим третье уравнение системы (2-76). Левая часть уравнения, определяющая циркуляцию вектора напряженности электрического поля по исследуемому замкнутому контуру, в нашем случае может быть преобразована как сумма интегралов по каждой из четырех сторон прямоугольного контура:

$$\begin{aligned} \oint \mathcal{E}_l dl &= \int_{P_1 M_1} \mathcal{E}_l dl + \int_{M_1 M_2} \mathcal{E}_l dl + \int_{M_2 P_2} \mathcal{E}_l dl + \int_{P_2 P_1} \mathcal{E}_l dl = \\ &= \mathcal{E}_X^{(1)} \Delta x - \mathcal{E}_X^{(2)} \Delta x, \end{aligned}$$

так как

$$\int_{P_1 M_1} \mathcal{E}_l dl = - \int_{M_2 P_2} \mathcal{E}_l dl.$$

Принимая во внимание постоянство скорости изменения потока магнитной индукции $B_z = \text{const}$ на каждом участке площади dA исследуемого контура, характерное для плоской волны параллельного пучка лучей, получим:

$$\int_A \dot{B}_N dA = \dot{B}_z \Delta x \Delta y.$$

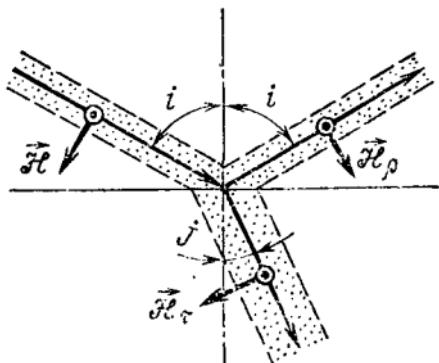


Рис. 2-40.

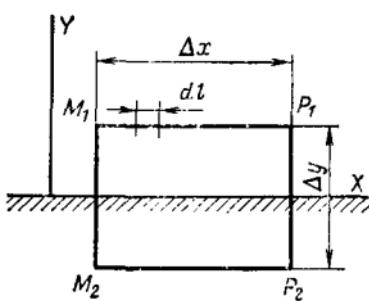


Рис. 2-41.

Следовательно, уравнение электромагнитной индукции применительно к рассматриваемому случаю будет:

$$[\epsilon_x^{(1)} - \epsilon_x^{(2)}] \Delta x = \dot{B}_z \Delta x \Delta y,$$

где $\epsilon_x^{(1)}$ и $\epsilon_x^{(2)}$ — тангенциальные составляющие напряженности электрического поля в первой и второй средах на уровнях M_1P_1 и M_2P_2 .

Для установления связи между тангенциальными составляющими на границе первой и второй сред будем уменьшать площадь, ограниченную исследуемым контуром, за счет уменьшения сторон Δy . При стремлении Δy к нулю предел выражения потока магнитной индукции через исследуемый контур будет равен нулю:

$$\lim_{\Delta y \rightarrow 0} \dot{B}_z \Delta x \Delta y = 0.$$

Следовательно,

$$\epsilon_x^{(1)} = \epsilon_x^{(2)}. \quad (2-77)$$

Из полученного уравнения (2-77), являющегося граничным условием перехода волны из первой среды во вторую, видно, что *при переходе излучения из одного диэлектрика в другой тангенциальные составляющие векторов напряженности электрических полей в каждом диэлектрике меняются непрерывно.*

Следует указать, что это условие, полученное нами для любой фазы напряженности электрического поля, остается правильным и для ее среднего значения.

Установив общее граничное условие, перейдем к рассмотрению перехода плоскополяризованной волны из первой среды во вторую. Пусть векторы напряженности электрического поля будут расположены перпендикулярно плоскости чертежа (рис. 2-40). Пользуясь уравнением (2-73а), напишем условие сохранения потока при переходе излучения из первой среды во вторую:

$$\Phi_e = \Phi_{e\rho} + \Phi_{et},$$

где $\Phi_e = c\epsilon_0 A_1 \frac{\epsilon_1}{n_1} \bar{\mathcal{E}}^2$ — поток излучения падающего пучка лучей;

$\Phi_{e\rho} = c\epsilon_0 A_1 \frac{\epsilon_1}{n_1} \bar{\mathcal{E}}_\rho^2$ — поток излучения отраженного пучка лучей;

$\Phi_{et} = c\epsilon_0 A_2 \frac{\epsilon_2}{n_2} \bar{\mathcal{E}}_t^2$ — поток излучения пучка лучей, прошедшего во вторую среду;

$\bar{\mathcal{E}}$, $\bar{\mathcal{E}}_\rho$, $\bar{\mathcal{E}}_t$ — средние значения напряженности электрического поля падающей, отраженной и преломленной волн.

Уравнение сохранения энергии на границе перехода из первой среды во вторую определит второе условие перехода:

$$\bar{\mathcal{E}}^2 = \bar{\mathcal{E}}_\rho^2 + \frac{n_2}{n_1} \bar{\mathcal{E}}_t^2 \frac{\cos j}{\cos i}, \quad (2-78)$$

так как

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\cos j}{\cos i} \text{ и } \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} = \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2.$$

Решая совместно (2-77) и (2-78), получаем:

$$(\bar{\mathcal{E}}^2 - \bar{\mathcal{E}}_\rho^2) \cos i = n_2 \cos j (\bar{\mathcal{E}} + \bar{\mathcal{E}}_\rho)^2,$$

так как согласно (2-77)

$$\bar{\mathcal{E}} + \bar{\mathcal{E}}_p = \bar{\mathcal{E}}_\tau.$$

Преобразовав полученное уравнение, определим коэффициент отражения линейно-поляризованного излучения с расположением электрических векторов в плоскости, перпендикулярной плоскости падения пучка лучей:

$$\frac{\bar{\mathcal{E}}_p}{\bar{\mathcal{E}}} = \frac{\cos i - n_{21} \cos j}{\cos i + n_{21} \cos j},$$

откуда

$$\rho'_e = \frac{\Phi_{ep}}{\Phi_e} = \frac{\bar{\mathcal{E}}_p^2}{\bar{\mathcal{E}}^2} = \left(\frac{\cos i - n_{21} \cos j}{\cos i + n_{21} \cos j} \right)^2, \quad (2-79)$$

где $n_{21} = \sin i / \sin j$ — показатель преломления второй среды относительно первой.

Для случая перпендикулярного падения пучка лучей коэффициент отражения равен:

$$\rho_{e, i=0} = \left(\frac{1 - n_{21}}{1 + n_{21}} \right)^2. \quad (2-80)$$

Подставляя в уравнение (2-79) $n_{21} = \sin i / \sin j$, получаем:

$$\rho'_e = \left(\frac{\cos i \sin j - \cos j \sin i}{\cos i \sin j + \cos j \sin i} \right)^2, \quad (2-79a)$$

или

$$\rho'_e = \frac{\sin^2(i - j)}{\sin^2(i + j)}. \quad (2-79b)$$

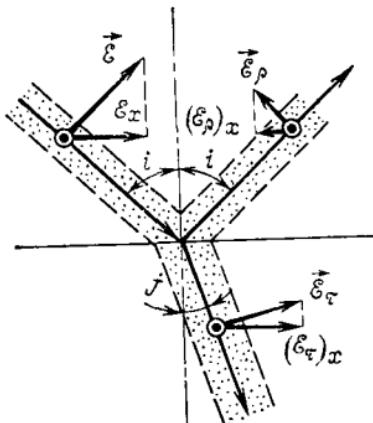


Рис. 2-42.

Для пучка лучей, поляризованного в плоскости колебания электрических векторов, граничные условия перехода из одной среды в другую будут иметь следующий вид (рис. 2-42):

$$(\bar{\mathcal{E}}^2 - \bar{\mathcal{E}}_p^2) \cos i = n_{21} \cos j \bar{\mathcal{E}}_\tau^2;$$

$$\bar{\mathcal{E}} \cos i - \bar{\mathcal{E}}_p \cos i = \bar{\mathcal{E}}_\tau \cos j.$$

Решая эти уравнения относительно $\left(\frac{\bar{E}_p}{\bar{E}}\right)^2$, получаем:

$$\rho''_e = \frac{\bar{E}_p^2}{\bar{E}^2} = \frac{\operatorname{tg}^2(i-j)}{\operatorname{tg}^2(i+j)}. \quad (2-81)$$

Как уже было указано ранее, пучок естественного излучения можно разделить на два плоскополяризованных пучка одинаковой яркости. Следовательно, коэффициент отражения неполяризованного излучения

$$\rho_e = \frac{\rho'_e + \rho''_e}{2} = 0,5 \left[\frac{\sin^2(i-j)}{\sin^2(i+j)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-j)}{\operatorname{tg}^2(i+j)} \right]. \quad (2-82)$$

Уравнения, определяющие коэффициенты отражения пучка параллельных лучей от границы двух прозрачных сред, впервые сформулировал в 1827 г. О. Френель [Л. 6], вследствие чего эти уравнения принято называть уравнениями Френеля.

2-15. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ОТРАЖЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Из сопоставления уравнений (2-79) и (2-81) можно видеть, что во всех случаях, за исключением $i=0$ и $i=\pi/2$, коэффициенты отражения поляризованных излучений от поверхности диэлектрика неодинаковы, причем

$$\rho'_e > \rho''_e.$$

Это различие коэффициентов отражения поляризованных излучений можно отчетливо видеть на графике зависимости $\rho_e=f(i)$, представленном на рис. 2-43. Из различия отражения пучков лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, следует, что естественный пучок лучей после отражения от диэлектрика частично поляризуется. Согласно уравнению (2-74) степень поляризации отраженного пучка лучей будет:

$$\Delta_o = \frac{\rho'_e - \rho''_e}{\rho'_e + \rho''_e}. \quad (2-83)$$

Вследствие того что при $i+j=\pi/2$ коэффициент отражения пучка лучей, поляризованных в перпендикулярной плоскости, равен нулю [см. (2-81)], отраженный пучок лучей полностью поляризован в плоскости падения. Угол падения естественного пучка лучей $i_b=\pi/2-j_b$, при котором отраженный пучок полностью поляризуется,

принято называть углом Брюстера по имени английского ученого Д. Брюстера (1781—1868), открывшего в 1815 г. явление полной поляризации излучения, отраженного от стекла. Согласно закону Брюстера полная поляризация отраженного пучка лучей имеет место при таком угле падения, тангенс которого численно равен относительному показателю преломления второй среды:

$$\operatorname{tg} i_b = n_{21}. \quad (2-84)$$

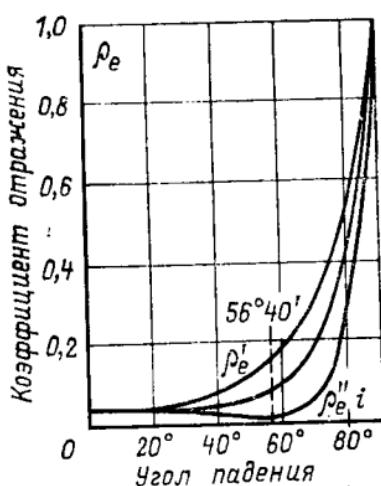


Рис. 2-43.

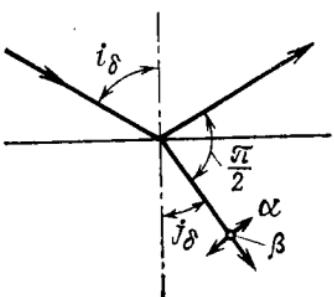


Рис. 2-44.

Это равенство следует из того, что при $i_b = \pi/2 - j_b$ имеем $\sin j_b = \cos i_b$, вследствие чего равенство $n_{21} = \sin i / \sin j$ можно заменить уравнением (2-84). Физический смысл явления полной поляризации может быть выяснен из рассмотрения процесса возникновения отраженной волны.

Согласно электронной теории падающая на тело волна возбуждает в нем колебания электронов в плоскости расположения вектора напряженности электрического поля волны, возникающей в теле. В нашем случае (рис. 2-44) можно представить направления колебаний электронов в двух взаимно перпендикулярных плоскостях: плоскости падения пучка лучей (α -колебания) и плоскости, ей перпендикулярной (β -колебания).

Электродинамический расчет распределения пространственной плотности излучения элементарного диполя¹ показывает, что эти излучения распределяются в пространстве неравномерно, в частности, в направлении оси диполя (линии колебания электронов) пространственная плотность излучения равна нулю. Из этого следует,

¹ В диэлектриках элементарными излучателями обычно являются молекулы в виде электрических диполей, совершающих вынужденные колебания под влиянием поля падающей волны.

что для $i+j=\pi/2$ проекция вектора напряженности электрического поля отраженной волны на плоскость падения пучка лучей равна нулю; следовательно, отраженная волна полностью поляризована. Поляризация отраженной волны возникает потому, что она создается в рассмотренном случае только за счет колебаний микродиполей в плоскости, перпендикулярной плоскости падения (β -колебания). Если угол между отраженной и преломленной волнами отличен от $\pi/2$, отраженная волна частично определяется также и α -колебаниями микродиполей в плоскости падения. Влияние этих колебаний на формирование отраженной волны тем больше, чем больше угол между отраженной и преломленной волнами, т. е. чем больше отличается угол падения от угла Брюстера.

В действительности отраженная под углом Брюстера волна не имеет полной линейной поляризации и носит следы эллиптической поляризации, что объясняется наличием на поверхности диэлектрика неоднородной пленки.

Вследствие того что отраженный пучок лучей частично или полностью поляризован, пучок лучей, вошедший во вторую среду, также имеет частичную поляризацию, так как в нем будут превалировать колебания электрического вектора в плоскости падения пучка лучей.

Поляризация преломленного пучка лучей определится степенью поляризации отраженного пучка лучей и коэффициентом отражения:

$$\Delta_{\text{п}} = \frac{\Delta_0 \rho_e}{1 - \rho_e}, \quad (2-84a)$$

где Δ_0 и $\Delta_{\text{п}}$ — степень поляризации отраженного и преломленного пучков лучей.

Из приведенного уравнения можно видеть, что максимальная поляризация преломленного пучка лучей наблюдается при полной поляризации отраженной волны. Для плоской стеклянной пластины с относительным показателем преломления по отношению к воздуху $n_{21}=1,53$ прошедший через стекло пучок поляризован примерно на 15%.

Степень поляризации прошедшего через стекло излучения может быть увеличена путем применения стопы стеклянных пластинок. Вследствие того что каждое отражение от границ стекло — воздух и воздух — стекло преимущественно ослабляет составляющую излучения с расположением электрического вектора в плоскости падения, увеличение числа пластин стопы повышает степень поляризации прошедшего пучка лучей. При падении пучка лучей на стопу стеклянных пластин под углом Брюстера степень поляризации прошедшего пучка лучей

$$\Delta = \frac{m}{m + \left(\frac{2n}{1 - n^2} \right)^2}, \quad (2-84b)$$

где m — число пластин стопы.

Указанные свойства стопы стеклянных пластин иногда используются в светотехнической практике, однако значительное ослабление прошедшего через стопу потока ограничивает область применения стопы как поляризатора.

2-16. ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ

При переходе пучка лучей из оптически более плотной среды в оптически менее плотную ($n_1 > n_2$) относительный показатель преломления имеет величину, меньшую единицы: $n_{21} < 1$. В этом случае угол преломления больше угла падения (рис. 2-45), что вполне соответствует общему правилу преломления [см. (2-72)].

Из уравнения (2-72) следует, что углу падения $i \geq \arcsin n_{21}$ должен соответствовать угол преломления j ,

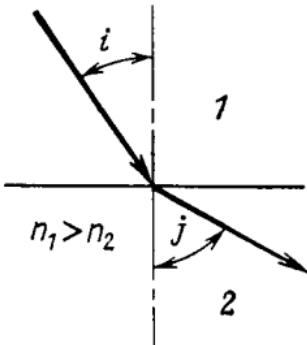


Рис. 2-45.

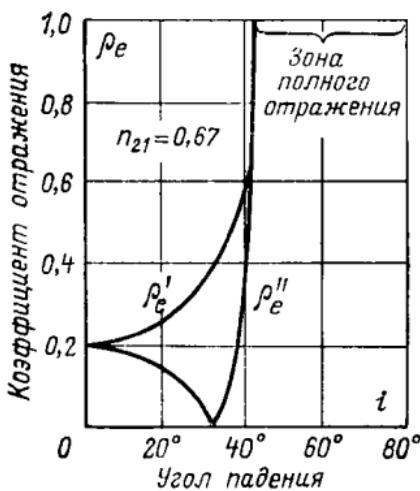


Рис. 2-46.

для которого $\sin j \geq 1$. Вполне ясно, что значение $\sin j > 1$ не имеет смысла, следовательно, уравнения Френеля [см. (2-796) и (2-81)] не могут быть применены при $i \geq \arcsin n_{21}$. Для исследования этого случая построим графики изменения коэффициентов отражения пучка лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, в функции угла падения (рис. 2-46). Как видно из приведенного графика, углу падения $i = \arcsin n_{21}$ соответствует значение коэффициента отражения $\rho_e = 1$. Следовательно, весь поток падающего пучка лучей будет отражен от границы первой и второй сред. Преломленный пучок лучей отсутствует, так как излучения через границу не проникают и падающий пучок лучей претерпевает *полное внутреннее отражение*. Угол $i_{\text{кр}} = \arcsin n_{21}$ принято называть *критическим углом*. Вполне

не понятно, что полное внутреннее отражение будет наблюдаться для всех углов падения, равных или больше критического угла.

Как известно, согласно электронной теории отраженное излучение создается вынужденными колебаниями элементарных излучателей того тела, от поверхности которого происходит отражение. Исходя из этого, следует предполагать, что при полном внутрен-

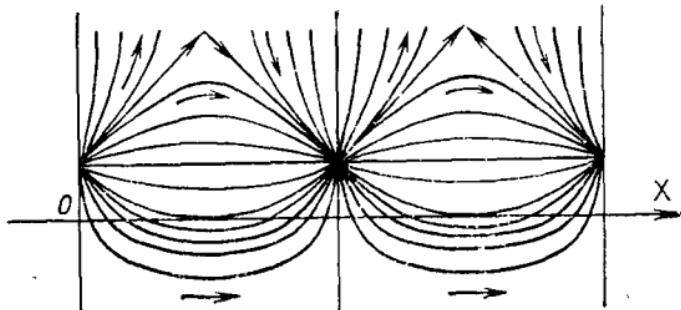


Рис. 2-47.

нем отражении падающий пучок лучей проникает лишь в поверхностные слои отражающего тела, вызывает в этих слоях вынужденные колебания молекул, которые и создают мощную отраженную волну. Это предположение было подтверждено проф. А. А. Эйхенвальдом (1863—1944), рассмотревшим картину распределения линий вектора Умова — Пойнтинга на границе двух прозрачных диэлектриков (1938 г.). Эта картина показывает, что поле падаю-

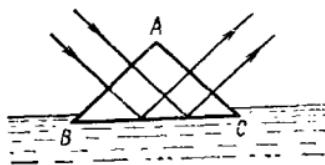


Рис. 2-48.

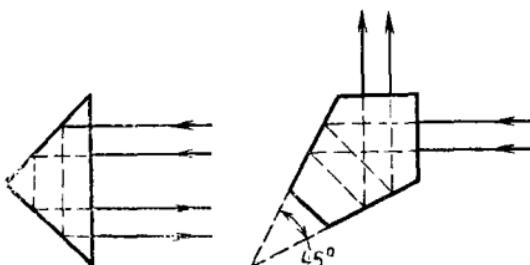


Рис. 2-49.

щей волны проникает в поверхностные слои второго диэлектрика, причем перенос энергии в нем происходит лишь вдоль границы раздела двух сред. Линии вектора Умова — Пойнтинга, проникая во второй диэлектрик, изгибаются, проходят вдоль границы раздела и вновь уходят в среду первого диэлектрика (рис. 2-47).

Проникновение падающего излучения во вторую среду при падении излучения на границу раздела под критическим углом можно наблюдать экспериментально. Так, акад. Л. И. Мандельштам

(1879—1944) наблюдал свечение верхнего слоя люминесцирующей жидкости, поверхности которой касалась призма полного внутреннего отражения ABC (рис. 2-48). Падающий на грань BC призмы пучок лучей проникал в тонкий пограничный слой жидкости, вследствие чего этот слой люминесцировал.

Явление многократного полного внутреннего отражения используется в светотехнике для создания оптических волноводов [64—66]. Простейшим случаем таких оптических волноводов являются призмы полного внутреннего отражения (рис. 2-49), часто используемые в оптических приборах для изменения направления пучка лучей. Многократные полные внутренние отражения можно использовать при подсвете водяных струй, что и осуществляется при декоративном освещении фонтанов.

2-17. ПРОСВЕТЛЕНИЕ ОПТИКИ

Современные сложные оптические приборы состоят из большого количества линз и призм. Отражение части потока от каждой границы двух сред с различными показателями преломления приводит к сильному ослаблению излучения, проникающего через сложную оптику. Так, перископ современной подводной лодки, имеющий несколько десятков поверхностей раздела, пропускает

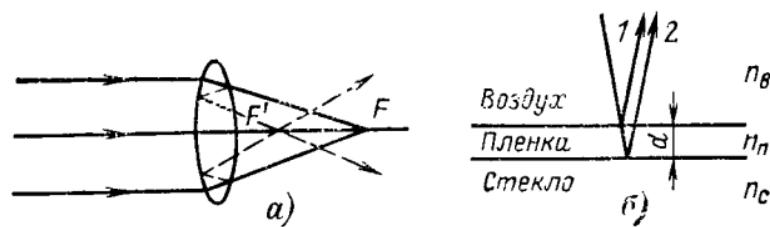


Рис. 2-50.

лишь 10—15% падающего на него светового потока, причем более 75% падающего потока не доходит до наблюдателя преимущественно вследствие отражения. Эти отражения не только ослабляют поток проходящего пучка лучей, но также создают вторичные изображения (рефлексы), искажающие распределение яркости первого изображения (рис. 2-50,α), и вызывают его засветку рассеянным светом, получившимся в результате многократных отражений потока внутри оптического устройства.

Следовательно, наличие отражений не только уменьшает яркость изображения, но также ухудшает его качество (появление рефлексов и уменьшение контрастности изображения за счет засветки).

Для борьбы с отражениями от границ раздела оптических сред применяют *просветление оптики* [67], заключающееся в уменьшении коэффициента отражения от поверхности линз. Просветление оптики осуществляется путем нанесения на рабочие поверхности линз и призм тончайшей прозрачной пленки с показателем преломления, меньшим показателя преломления стекла линз. Выбирая соотношение показателей преломления первой среды n_b , пленки n_p и второй среды n_c из условия равенства коэффициентов отражений от первой и второй границ пленки и ее толщину кратной четверти длины волны, можно достичь уничтожения отраженного луча в результате интерференции лучей 1 и 2, отраженных от первой и второй рабочих поверхностей (рис. 2-50,б). При перпендикулярном падении пучка лучей на границу раздела условия равенства коэффициентов отражения определяются [см. (2-80)] следующим образом:

$$\frac{n_c - n_p}{n_c + n_p} = \frac{n_p - n_b}{n_p + n_b}.$$

При условии $\frac{n_c - n_p}{n_p - n_b} > 0$ получим:

$$n_p = \sqrt{n_b n_c}. \quad (2-85)$$

Так как n_b обычно можно принять равным единице (воздух), соотношения показателей преломления пленки и стекла определяются так:

$$n_p = \sqrt{n_c}. \quad (2-86)$$

Разность хода отраженных от границ пленки лучей 1 и 2 должна быть кратной $0,5\lambda$, так как в данном случае интерференция этих лучей приведет к их гашению. Следовательно, оптическая толщина просветляющей пленки должна быть:

$$l_o = n_p d = (2k + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad (2-87)$$

где l_o и d — оптическая и геометрическая толщины пленки;

n_p — показатель преломления просветляющей пленки;

k — любое целое число ($k=0, 1, 2, 3 \dots$).

Так как расчет толщины пленки и ее показатель преломления определяются для какого-либо однородного излучения (обычно $\lambda_p = 0,55$ мкм), для излучений с другими длинами волн значения d и n_p не будут оптимальными (рис. 2-51). Вследствие этого отражение от поверхности просветленного объектива избирательно. Избирательность отражения в коротковолновой и длинноволновой частях спектра придает голубовато-фиолетовую окраску поверхности таких объективов, вследствие чего просветленные объективы часто называют голубыми.

Как можно видеть из кривой $\rho(\lambda)$ (рис. 2-51), увеличение толщины пленки приводит к большей избирательности отражения, следовательно, несколько снижает эффект просветления. Современная технология нанесения просветляющих пленок позволяет увеличивать коэффициент пропускания многолинзовых объективов до 0,8—0,85.

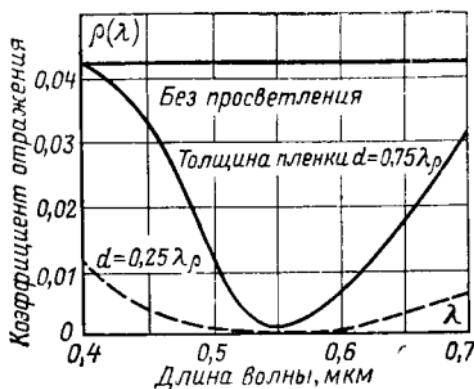


Рис. 2-51.

несколько снижает эффект просветления. Современная технология нанесения просветляющих пленок позволяет увеличивать коэффициент пропускания многолинзовых объективов до 0,8—0,85.

2-18. ОСЛАБЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Распространение излучения в веществе связано с возбуждением волн вторичного излучения, возникающего в результате вынужденного колебания электронов. Согласно закону сохранения энергии возбуждение вынужденного колебания элементарных вибраторов приводит к уменьшению энергии волны первичного излучения. В том случае, если энергия колебания элементарных вибраторов переходит в энергию беспорядочного движения молекул вещества, происходит повышение температуры тела за счет поглощения им падающей энергии излучения. Энергия колебания молекул и атомов может переходить в другие формы энергии, например химическую, биологическую и пр.¹. Часть энергии вынужден-

¹ Процессы преобразования поглощенной энергии излучения рассмотрены в гл. 3 настоящего учебного пособия.

ного колебания элементарных вибраторов вновь возвращается излучению в виде волн вторичного излучения. Эти волны, будучи когерентными относительно друг друга и относительно первичной волны, интерферируют, вследствие чего возникает результирующая волна, фазовая скорость которой устанавливается в зависимости от показателя преломления вещества.

В том случае, если в веществе имеется некоторая неоднородность строения, например тепловая флуктуация плотности вещества или вкрапления каких-либо частиц другого вещества, возникает дифракция излучения на этих пространственных неоднородностях. В результате дифракции излучение меняет свое направление и рассеивается в пространстве. Рассеянное излучение распределяется в пространстве достаточно равномерно, если размеры неоднородностей невелики по сравнению с длиниами воли излучения (§ 2-22). Таким образом, ослабление распространяющегося в веществе излучения происходит как вследствие истинного поглощения с последующим преобразованием энергии излучения в энергию других форм, так и в результате рассеяния первичного пучка лучей. Ослабление излучения характеризуется уменьшением мощности потока излучения, вследствие чего результат этого процесса с энергетической точки зрения можно характеризовать коэффициентом пропускания [см. (1-42) и (1-96)].

Согласно квантовой теории ослабление излучения, распространяющегося в материальной среде, определяется столкновениями фотонов первичного излучения с молекулами и атомами вещества. При эффективном столкновении частица вещества (молекула, атом), поглощая энергию фотона, возбуждается, в результате чего происходит преобразование энергии излучения в энергию любой другой формы движения материи. При упругом столкновении фотонов с частицами вещества происходит рассеяние первичного излучения.

Экспериментальные исследования рассеяния излучения, проведенные Г. С. Ландсбергом (1890—1957) и Л. И. Мандельштамом — на кристаллах [68] и независимо от них Ч. Раманом (1888—1970) — в жидкости (1928 г.), показали, что в линейчатом спектре рассеянного излучения наряду со спектральными линиями первичного излучения имеются слабые линии с частотами, отличными от основных частот первичного излучения. Эти рассеянные излучения иной частоты были названы спутниками (сателлитами), а сам процесс — комбинационным рассеянием. Возникновение линий — спутников объясняется присоединением к энергии фотона некоторой доли энергии соударяющейся с ним молекулы или передачей ей части своей энергии. При передаче части энергии фотона молекуле получается длинноволновый спутник, а присоединение части энергии молекулы к кванту излучения соответствует возникновению коротковолнового спутника. Так как вероятность процессов уменьшения или увеличения энергии фотона при соударении значительно меньше вероятности упругого соударения, яркость линий спутников во много раз меньше яркости основных линий.

В большинстве случаев ослабление распространяющегося в веществе излучения происходит избирательно

(селективно), вследствие чего рассмотрение количественной характеристики этого явления следует проводить на пучке монохроматических лучей¹. Пусть через некоторое вещество распространяется параллельный пучок лучей. Выделим в этом веществе бесконечно тонкий слой толщиной dl , ограниченный двумя бесконечно близко расположенными параллельными плоскостями, перпендикулярными направлению распространения лучей.

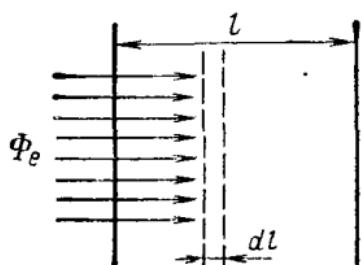


Рис. 2-52.

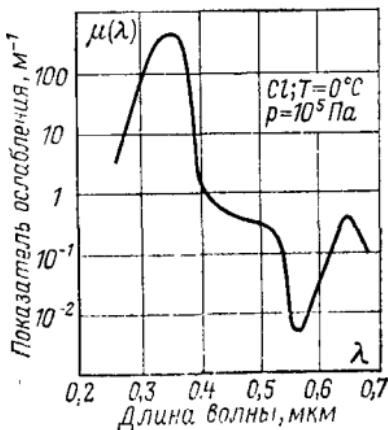


Рис. 2-53.

дикулярными направлению исследуемого пучка лучей (рис. 2-52). Как показывает опыт, ослабление излучения на элементарном слое пропорционально потоку излучения и толщине элементарного слоя

$$-d\Phi_e = \mu \Phi_e \, dl,$$

где Φ_e — поток излучения, падающий на границу исследуемого рассеивающего слоя;

μ — показатель ослабления потока излучения, м^{-1} .

Из приведенного дифференциального уравнения следует, что показатель ослабления μ численно равен доле потока, поглощенного и рассеянного в слое единичной толщины вещества.

Показатель ослабления² определяется физико-химическими свойствами вещества и, как правило, длиной

¹ Для упрощения обозначения, а также учитывая наличие в природе тел, неизбирательно взаимодействующих с излучением на ограниченных участках спектра, в дальнейшем при обозначении показателя ослабления и коэффициента пропускания не будем применять индекс λ .

² Показатель ослабления иногда называют коэффициентом экстинкции или экстинкцией вещества.

волны падающего излучения. Для изотропного вещества показатель ослабления является величиной постоянной, что позволяет без труда решить полученное уравнение.

После разделения переменных интегрируем это уравнение в пределах от 0 до l в правой части уравнения, следовательно, от Φ_e до Φ_{e^*} в левой части:

$$\int_{\Phi_e}^{\Phi_{e^*}} \frac{d\Phi_e}{\Phi_e} = -\mu \int_0^l dl,$$

откуда имеем:

$$\ln \frac{\Phi_{e^*}}{\Phi_e} = -\mu l,$$

или

$$\tau_e = \frac{\Phi_{e^*}}{\Phi_e} = e^{-\mu l}, \quad (2-88)$$

где τ_e — коэффициент пропускания направленного пучка монохроматического излучения;

e — основание натуральных логарифмов;

l — длина пути пучка лучей в веществе, м;

μ — показатель ослабления, m^{-1} .

В светотехнической практике часто для упрощения расчетов показатель ослабления определяется при десятичном основании. В этих случаях коэффициент пропускания

$$\tau_e = 10^{-\mu_{10} l}, \quad (2-88a)$$

где $\mu_{10} = 0,434\mu$ — десятичный показатель ослабления.

При $l=1/\mu$ проходящий в среде поток излучения ослабляется в 2,72 раза, так как коэффициент пропускания вещества на пути луча длиной $l=1/\mu$ будет равен [см. (2-88)]:

$$\tau_e = \frac{1}{e} \approx 0,37.$$

Величину $l=1/\mu$ принято называть *средней глубиной проникновения излучения в вещество*. Избирательность ослабления излучения веществом (при $l=1$ м) характеризуется графиком $\mu=f(\lambda)$, который для большинства веществ имеет максимум, явно выраженный, например для хлора (рис. 2-53). Спектры поглощения, так же как и спектры излучения, могут быть линейчатыми, полосатыми и сплошными. Линейчатыми и полосатыми спектрами поглощения, как правило, характеризуются газы.

Закон ослабления излучения в веществе [см. (2-88)] был сформулирован в 1729 г. П. Бугером, вследствие чего носит название закона Бугера. Ослабление излучения, пронизывающего вещество, можно рассматривать как поглощение фотонов молекулами вещества и их возбуждение. Вследствие изменения энергетического состояния валентных электронов возбужденной молекулы ее оптические свойства, определяющие вероятность поглощения нового фотона, также изменяются. В том случае, если число возбужденных молекул вещества соизмеримо с общим числом молекул, изменение плотности падающего на вещество потока должно изменять его макроскопические оптические свойства. Таким образом, постоянство показателя ослабления μ при переменных значениях падающего потока возможно лишь в том случае, если число взаимодействующих с излучением молекул в каждый данный момент невелико по сравнению с общим числом молекул вещества. Это условие для большинства веществ выполняется, так как время возбужденного состояния молекул для большинства веществ очень мало (порядка 10^{-8} с), вследствие чего закон Бугера с достаточной точностью характеризует закон ослабления излучения для большинства тел, встречающихся в природе. По исследованиям акад. С. И. Вавилова [10, 11] при изменении потока излучения, проникающего в вещество, примерно в 10^{19} раз, соблюдалось постоянство показателя ослабления, а следовательно, подтверждалась справедливость закона Бугера. Выбирая вещество, для которого время пребывания в возбужденном состоянии значительно больше 10^{-8} с, и применяя мощный пучок лучей, С. И. Вавилов получил, как и следовало ожидать, уменьшение показателя ослабления при увеличении плотности облучения.

Резюмируя приведенные соображения о постоянстве показателя ослабления, следует отметить, что закон Бугера базируется на постоянстве оптических свойств каждой молекулы исследуемого вещества, находящейся в нормальном (невозбужденном) состоянии. Пользуясь этим предположением, уравнение закона Бугера можно представить в следующем виде:

$$\tau_e = e^{-mc^l}, \text{ или } \tau_e = 10^{-m_{10}c^l}, \quad (2-89)$$

где c — концентрация вещества, выраженная числом молекул вещества в 1 м^3 ;

$m = \mu/c$ и $m_{10} = \mu_{10}/c$ — натуральный и десятичный молекулярные показатели ослабления, определяемые свойствами изолированной молекулы исследуемого вещества;

l — длина пути излучения в веществе, м.

Физический смысл нового выражения закона Бугера заключается в том, что вероятность поглощения молекулой фотона однородного излучения не зависит от взаимного влияния молекул. Проверка этого положения проводилась А. Беером на окрашенных жидкостях с различ-

ными концентрациями красителя, поэтому уравнение (2-89) часто называют уравнением Бугера — Бера.

Следует указать, что уравнение (2-89) с достаточной точностью описывает действительные условия ослабления излучения при небольших значениях концентрации молекул вещества, взаимодействующего с излучением. Значительное увеличение концентрации вещества приводит к усилению взаимодействия между смежными молекулами и изменению их оптических свойств. Отклонение от закона молекулярного показателя ослабления наблюдается также в тех случаях, когда молекулы растворителя оказывают влияние на оптические свойства молекулы вещества, взаимодействующего с излучением.

Закон Бугера [см. (2-88)] можно также сформулировать в виде степенной зависимости прозрачности вещества:

$$\tau_e = \tau_{e1}^l, \quad (2-90)$$

где $\tau_{e1} = e^{-\mu \cdot l_M} = e^{-\mu}$ — прозрачность вещества, численно равная коэффициенту пропускания излучения веществом единичной толщины¹;
 l — число единиц длины пути луча в веществе.

Прозрачность вещества можно также определить по показателю ослабления при десятичном основании:

$$\tau_{e1} = 10^{-\mu_{10}}.$$

Во избежание показательной функции длины пути вводят понятие *оптической плотности* среды (вещества), под которой понимают десятичный логарифм обратной величины коэффициента пропускания:

$$D = \lg \frac{1}{\tau_e}; \quad (2-91)$$

$$d = \lg \frac{1}{\tau_{e1}} = \lg \frac{1}{e^{-\mu}} \text{ или } d = 0,434\mu = \mu_{10}, \quad (2-91a)$$

где D — оптическая плотность;

d — удельная оптическая плотность вещества.

¹ В дальнейшем будем обозначать для единичной длины пути луча в веществе (1 м или 1 см) $\tau_{e1} = e^{-\mu} = 10^{-\mu_{10}}$, а в уравнениях типа (2-90) принимать l равным числу единиц длины пути луча в среде, где распространяется излучение.

Нетрудно видеть, что введение понятия оптической плотности значительно упрощает пользование уравнением Бугера:

$$D=ld. \quad (2-92)$$

В тех случаях, когда оптические характеристики вещества (показатель ослабления, прозрачность, оптическая плотность) определены для монохроматического излучения, к ним принято добавлять слово спектральная, например спектральная прозрачность.

Закон Бугера, а следовательно, понятия прозрачности и удельной оптической плотности можно применить для количественной характеристики прохождения пучка сложного излучения через вещество лишь в том случае, если вещество неизбирательно, т. е. если спектральная прозрачность его одинакова для всего участка спектра исследуемого излучения. В тех случаях, когда вещество оптически избирательно, интегральный коэффициент пропускания согласно уравнениям (1-42) и (1-96)

$$\tau_e = \frac{\int \varphi(\lambda) e^{-\mu l} d\lambda}{\int \varphi(\lambda) d\lambda}; \quad (2-93)$$

$$\tau = \frac{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) e^{-\mu l} d\lambda}{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) d\lambda}, \quad (2-94)$$

где μ — показатель ослабления, определяемый функцией $\mu(\lambda, l)$.

Интегральное значение оптической плотности вещества определяется согласно (2-91).

В зависимости от показателя ослабления (удельной оптической плотности) все вещества принято условно делить на две группы: прозрачные и непрозрачные. Это деление производится условно на основе анализа средней глубины проникновения излучения в вещество. Прозрачные вещества или вещества с малым ослаблением излучения характеризуются средней глубиной проникновения излучения, большей длины волны:

$$l > \lambda \text{ или } \frac{1}{\mu\lambda} > 1.$$

Вещества с сильным ослаблением излучения характеризуются:

$$l < \lambda, \text{ или } \frac{1}{\mu\lambda} < 1.$$

Для иллюстрации приведем некоторые примеры отношения $1/\mu\lambda$ в области видимого излучения:

Чистый воздух	$2 \cdot 10^{10}$
Стекло	$4 \cdot 10^5$
Вода	$1 \cdot 10^5$
Металлы	0,01—0,1

2-19. МНОГОКРАТНЫЕ ОТРАЖЕНИЯ

В светотехнической практике часто встречается необходимость расчета многократных отражений между отдельными участками вогнутой поверхности, а также между несколькими плоскостями или поверхностями произвольной формы. Рассмотрим случай многократного отражения на элементах вогнутой поверхности с площадью A и площадью выходного отверстия a (рис. 2-54). Световой поток Φ'_A , упавший на поверхность A от какого-либо излучателя, частично отразится от нее и часть u_{AA} отраженного потока вновь падает на отражающую поверхность A . Так будет продолжаться до тех пор, пока не установится баланс потоков, определяемый законом сохранения энергии. При установленном балансе потоков должно соблюдаться равенство потока Φ'_A , пришедшего извне, сумме потоков: поглощенного в исследуемой системе и ушедшего во вне через выходное отверстие:

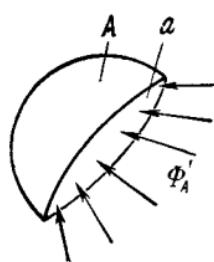


Рис. 2-54.

$\Phi'_A = \Phi_A(1 - \rho) + \Phi_A\rho(1 - u_{AA}),$ (2-95)

где Φ_A — световой поток, установившийся в результате многократных отражений на поверхности площадью A ;

ρ — коэффициент отражения поверхности A ;

u_{AA} — доля отраженного поверхностью потока, вновь упавшего на эту же поверхность.

Долю отраженного светового потока, упавшего вновь на отражающую поверхность, принято называть коэф-

фициентом использования светового потока поверхности относительно той же поверхности или сокращенно коэффициентом использования поверхности A относительно A . Нетрудно видеть, что коэффициент использования потока с поверхности A относительно выходного отверстия a определится разностью

$$u_{Aa} = 1 - u_{AA}, \quad (2-96)$$

так как весь поток, отраженный поверхностью A , падает вновь на нее и на выходное отверстие. Следовательно, уравнение (2-95), решенное относительно $\Phi_A/\Phi'_A = \gamma_A$, называемого *коэффициентом многократного отражения*, примет вид:

$$\left. \begin{aligned} \gamma_A &= \frac{\Phi_A}{\Phi'_A} = \frac{1}{1 - \rho U_{AA}}, \\ \text{или} \quad \gamma_A &= \frac{1}{1 - \rho(1 - u_{Aa})}. \end{aligned} \right\} . \quad (2-97)$$

Коэффициент многократного отражения какой-либо вогнутой поверхности определяется ее формой и коэффициентом отражения ρ . Влияние формы поверхности на ее коэффициент многократного отражения можно определить из равенства двух выражений светового потока, отраженного исследуемой поверхностью вовне:

$$Ma = MAu_{Aa},$$

где M — светимость отражающей поверхности;

a — площадь выходного отверстия;

u_{Aa} — доля потока, отраженного поверхностью A на поверхность a .

Следовательно,

$$u_{Aa} = \frac{a}{A}. \quad (2-98)$$

Нетрудно видеть, что для плоских поверхностей коэффициент многократного отражения равен единице независимо от значения коэффициента отражения поверхности. Коэффициент многократного отражения также равен единице для поверхности любой формы, если ее коэффициент отражения равен нулю.

Из приведенных примеров можно видеть, что минимально возможное значение коэффициента многократного отражения равно единице. Для замкнутой поверхно-

сти ($a=0$) коэффициент многократного отражения максимален и равен:

$$\gamma_{\max} = \frac{1}{1-\rho}. \quad (2-97a)$$

При коэффициенте отражения, стремящемся к единице, коэффициент многократного отражения стремится к бесконечности. Бесконечный рост светового потока внутри замкнутой полости с коэффициентом отражения стенок $\rho=1$ объясняется отсутствием поглощения потока, следовательно, наличием неустановившегося баланса потока [см. (2-95)]. Вполне понятно, что этот случай нереален, так как в природе не существуют тела с коэффициентом отражения, равным единице. При реальных максимальных значениях коэффициента отражения $\rho=0,97$ (окись бария) коэффициент многократного отражения для замкнутой поверхности достигает $\gamma_A \approx 33$. Длительность неустановившегося процесса, в течение которого происходит увеличение плотности потока на поверхности, участвующей в многократных отражениях, очень мала вследствие большой скорости распространения излучения. Рост плотности потока в γ_A раз объясняется избытком энергии, получаемой системой, по сравнению с отдаваемой ею вовне и поглощаемой внутри системы. Возникающие в результате многократных отражений дополнительные потери на поглощение в системе приводят к балансу потоков, определяемому законом сохранения энергии (2-95).

Многократные отражения, возникающие на вогнутой поверхности, можно представить схемой, показанной в табл. 2-1.

Таблица 2-1

	Поток, падающий на выходное отверстие	Потоки многократного отражения	Поток, падающий на поверхность А
1-е отражение	$\rho u_{AA} \Phi'_A$	$\rho \Phi'_A$	Φ'_A
2-е отражение	$\rho^2 u_{AA} u_{AA} \Phi'_A$	$\rho^2 u_{AA} \Phi'_A$	$\rho^2 u_{AA} \Phi'_A$
— n-е отражение	$\rho^n u_{AA}^{n-1} u_{AA} \Phi'_A$	$\rho^n u_{AA} \Phi'_A$	$\rho^n u_{AA} \Phi'_A$
Суммарное значение	$\Phi_A = \frac{\rho u_{AA} \Phi'_A}{1-\rho u_{AA}}$	$\Phi_P = \frac{\rho \Phi'_A}{1-\rho u_{AA}}$	$\Phi_A = \frac{\Phi'_A}{1-\rho u_{AA}}$

В результате многократных отражений светимость отражающей поверхности будет равна:

$$M_A = \frac{\Phi'_A \rho}{A} \gamma_A = \frac{\Phi'_A \rho}{A(1-\rho) u_{AA}}. \quad (2-99)$$

Световой поток, вышедший из системы через выходное отверстие a , соответственно определится:

$$\Phi_a = M_A A u_{Aa} = \frac{\rho u_{Aa} \Phi'_A}{1 - \rho u_{AA}}. \quad (2-100)$$

Анализируя полученные результаты, можно сделать следующие выводы, обязательные для любой системы, в пределах которой происходят многократные отражения:

а) Многократные отражения увеличивают яркость многократно отражающей поверхности в γ_i раз.

б) Многократные отражения увеличивают потери энергии внутри отражающей системы.

Значительный интерес для светотехнической практики представляет случай многократного отражения между несколькими взаимодействующими поверхностями. Рассмотрим такой общий случай, когда n поверхностей принимают участие во взаимном многократном отражении, причем одновременно с этим происходят многократные отражения между отдельными элементами каждой из n поверхностей.

Напишем выражения световых потоков, установившихся в результате многократных отражений на каждой поверхности, как сумму потоков, поступивших извне и от каждой взаимодействующей поверхности в γ_i раз за счет многократных отражений на самой поверхности:

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \gamma_1 (\Phi'_1 + \rho_2 \Phi_2 u_{21} + \dots + \rho_n \Phi_n u_{n1}); \\ \Phi_2 &= \gamma_2 (\rho_1 \Phi_1 u_{12} + \Phi'_2 + \dots + \rho_n \Phi_n u_{n2}); \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ \Phi_n &= \gamma_n (\rho_1 \Phi_1 u_{1n} + \rho_2 \Phi_2 u_{2n} + \dots + \Phi'_n),\end{aligned}$$

где γ_i — коэффициент многократного отражения i -й поверхности;

ρ_i — коэффициент отражения i -й поверхности;
 Φ'_i — световой поток, первоначально улавливший на i -ю поверхность;

Φ_i — световой поток, установившийся на i -й поверхности в результате многократных отражений;
 u_{ik} — коэффициент использования i -й поверхности относительной k -й.

Для решения полученной системы уравнений преобразуем ее, перенеся все свободные члены в левую часть:

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1\Phi'_1 &= \Phi_1 - \gamma_1\rho_2u_{21}\Phi_2 - \dots - \gamma_1\rho_nu_{n1}\Phi_n; \\ \gamma_2\Phi'_2 &= -\gamma_2\rho_1u_{12}\Phi_1 + \Phi_2 - \gamma_2\rho_3u_{32}\Phi_3 - \dots - \gamma_2\rho_nu_{n2}\Phi_n; \\ &\vdots \\ \gamma_n\Phi'_n &= -\gamma_n\rho_1u_{1n}\Phi_1 - \gamma_n\rho_2u_{2n}\Phi_2 - \dots - \gamma_n\rho_{n-1}u_{(n-1)n}\Phi_{n-1} + \\ &\quad + \Phi_n. \end{aligned} \right\} \quad (2-101)$$

Приняв обозначение $f_{ik} = y_i p_k u_{ki}$, напишем выражение определителя системы уравнений:

$$D = \begin{vmatrix} 1 & -f_{12} & -f_{13} & \dots & -f_{1n} \\ -f_{12} & +1 & -f_{23} & \dots & -f_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -f_{1n} & -f_{n2} & -f_{n3} & \dots & -f_{n(n-1)} + 1 \end{vmatrix}$$

Следовательно, поток установившийся в результате многократных отражений на i -й поверхности, равен:

$$\Phi_i = \frac{1}{D} \begin{vmatrix} 1 & -f_{12} & \dots & -f_{1(i-1)} + \gamma_1 \Phi'_1 & -f_{1(i+1)} & \dots & -f_{1n} \\ -f_{21} & +1 & \dots & -f_{2(i-1)} + \gamma_2 \Phi'_2 & -f_{2(i+1)} & \dots & -f_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -f_{ni} & -f_{n2} & \dots & -f_{n(i-1)} + \gamma_n \Phi'_n & -f_{n(i+1)} & \dots & 1 \end{vmatrix} \quad (2-101a)$$

Наибольшие затруднения при решении задачи многократных отражений возникают в процессе определения коэффициентов использования одной поверхности относительно другой. Расчет коэффициента использования можно осуществлять, интегрируя второе уравнение Ламберта [см. (2-2)] по излучающей и освещаемой поверхностям:

$$u_{ik} = \frac{1}{\pi A_i} \int_{A_i} \int_{A_k} \frac{\cos \alpha_i \cos \alpha_k}{l^2} dA_i dA_k, \quad (2-102)$$

так как полный световой поток i -й равнояркой поверхности равен $\pi A_i L_i$.

Расчет многократных отражений между поверхностями произвольной сложной формы рассмотрен акад. В. А. Фоком [54].

Г. ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

2-20. ПОКАЗАТЕЛИ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ

Как было показано в § 2-18, ослабление пучка лучей, проходящего через вещество, происходит как вследствие поглощения, так и вследствие рассеяния излучения. Для разделения количественных характеристик этих двух процессов можно рассматривать показатель ослабления как сумму показателя поглощения a и показателя рассеяния k :

$$\mu = a + k.$$

Нетрудно видеть, что показатели поглощения и рассеяния определяют долю потока поглощенного a и вторично возникшего за счет рассеяния k на единице пути луча в исследуемом веществе.

В том случае, если ослабление излучения происходит не только за счет поглощения, прошедший через вещество поток делится на две составляющие: направленную и рассеянную. Соответственно этому делению коэффициент пропускания светового потока имеет направленную и рассеянную составляющие.

Направленная составляющая коэффициента пропускания определится, согласно закону Бугера [см. (2-88)], с учетом потерь на поглощение и рассеяние:

$$\tau_{\text{н}} = e^{-(a+k)l}, \quad (2-103)$$

где l — длина пути излучения в рассеивающей и поглащающей среде.

При наличии в исследуемом веществе поглощения и рассеяния, как показал Н. Г. Болдырев [57], удобно пользоваться коэффициентом β , определяющим отношение показателей рассеяния и поглощения:

$$\beta = \frac{k}{a}. \quad (2-104)$$

Нетрудно видеть, что коэффициент β определяет отношение рассеянного и поглощенного потоков внутри элементарного объема, расположенного в исследуемой точке поля. В соответствии с (2-103) показатели ослабления и рассеяния определяются так:

$$a = \frac{\mu}{1 + \beta}; \quad k = \frac{\mu\beta}{1 + \beta}. \quad (2-105)$$

Направленная составляющая коэффициента пропускания плоских образцов вещества (например, стекол) с учетом отражения от граничных поверхностей

$$\tau_{\text{в}} = (1 - \rho)^2 e^{-(a+k)l}, \quad (2-106)$$

где ρ — коэффициент френелевского отражения.

В том случае, если можно пренебречь рассеянной составляющей коэффициента пропускания, нетрудно определить коэффициент поглощения излучения из закона сохранения энергии излучения, упавшей на исследуемое вещество:

$$\Phi = \tau\Phi + a\Phi + \rho\Phi + \rho\Phi(1 - \rho)e^{-2al},$$

откуда¹

$$a \approx 1 - \tau - \rho(1 + e^{-2al}). \quad (2-107)$$

Приведенное уравнение показывает, что поток, отраженный от двух граничных поверхностей, определяется не только показателем преломления и углом падения, но также и показателем поглощения:

$$\Phi_p \approx \rho\Phi(1 + e^{-2al}). \quad (2-108)$$

При определении коэффициента поглощения в пределах одной среды ($\rho=0$) расчетное уравнение значительно упрощается:

$$a = 1 - e^{-al}.$$

2-21. ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Количественная характеристика процесса поглощения излучения, как известно, может быть описана тремя показателями: коэффициентом поглощения a , показателем поглощения a и показателем поглощения $\kappa = a\lambda/4\pi$ — для тел, обладающих большой поглощательной способностью (например, металлов). Коэффициент поглощения a зависит как от оптических свойств вещества, так и от длины пути излучения в веществе. Показатели поглощения a и κ определяют лишь оптические свойства вещества.

Все перечисленные показатели могут рассматриваться как в интегральном, так и в спектральном значениях

¹ Удвоенное значение степени e^{-2al} определяется двойной длиной пути в веществе пучка, отраженного от второй границы.

для лучистого и эффективного потоков. Для избирательно поглощающих тел существенный интерес представляют графики спектральных значений любого из показателей в функции длины волны. Показатели поглощения, так же как и показатели ослабления, могут быть отнесены к единичной концентрации вещества — *молекулярный показатель поглощения*, причем каждый из показателей можно определять из основания e или 10.

Как было показано (§ 2-6), в поглощающей среде объемная плотность поглощенного потока определяется дивергенцией светового вектора¹ [см. (2-31)]. Объемную плотность потока, поглощенного веществом, согласно закону сохранения энергии можно также определить произведением суммы нормальных освещенностей в исследуемой точке на показатель поглощения a , определяющий долю потока, поглощенного единичным объемом исследуемого вещества,

$$\operatorname{div} \vec{\epsilon} = -a \int_{4\pi} L(\alpha) d\Omega. \quad (2-109)$$

Заменяя сумму нормальных освещенностей средней сферической освещенностью², получим новое уравнение, определяющее показатель поглощения через основные характеристики светового поля:

$$\operatorname{div} \vec{\epsilon} = -4aE_{4\pi}. \quad (2-109a)$$

2-22. РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение коэффициента β , определяемого отношением показателей рассеяния и поглощения [см. (2-104)], позволяет написать выражение объемной плотности рассеянного излучения через дивергенцию светового вектора:

$$\frac{d\Phi_p}{dV} = -\beta \operatorname{div} \vec{\epsilon}.$$

¹ Для поля энергетических величин — вектора плотности потока излучения.

² Для поля энергетических величин — средней сферической плотностью облучения.

Пользуясь этим уравнением, можно определить световой поток, рассеянный элементарным объемом в данной точке светового поля:

$$d\Phi_p = -\beta \operatorname{div} \vec{\epsilon} dV. \quad (2-110)$$

Наряду с этим поток рассеянного излучения в пределах элементарно малого объема можно определить произведением показателя рассеяния на сумму нормальных освещенностей в исследуемой точке поля:

$$d\Phi_p = k (\Sigma E_N) dV = k dV \int_{4\pi} L(\alpha) d\Omega = 4kE_{4\pi} dV, \quad (2-110a)$$

где $L(\alpha)$ — яркость элементарного пучка лучей по направлениям α в исследуемой точке поля;

ΣE_N — сумма нормальных освещенностей в той же точке поля;

$E_{4\pi}$ — средняя сферическая освещенность в той же точке поля.

Поток рассеянного излучения в общем случае распространяется в пространстве неравномерно. Пусть излучение элементарного объема характеризуется по направлениям α значениями силы света dI_α :

$$dI_\alpha = \frac{d\Phi_p}{4\pi} \varphi(\alpha), \quad (2-111)$$

где $\varphi(\alpha) = dI_\alpha/dI_\odot$ — отношение силы света рассеянного излучения dI_α в направлениях α к средней сферической силе света этого же излучения dI_\odot .

Из приведенного уравнения (2-111) нетрудно видеть, что функцию светораспределения рассеянного излучения $\varphi(\alpha)$ можно рассматривать как значения силы света излучения, рассеянного небольшим объемом среды, когда полный поток, рассеянный этим объемом, равен 4π лм.

Подставляя в полученное выражение значение элементарного потока рассеяния из (2-110a), получаем:

$$dI_\alpha = \frac{k}{4\pi} \varphi(\alpha) dV \int_{4\pi} L(\alpha) d\Omega, \quad (2-112)$$

или

$$dI_\alpha = \frac{k}{4\pi} (\Sigma E_N) \varphi(\alpha) dV. \quad (2-112a)$$

Функция светораспределения рассеянного излучения $\varphi(\alpha)$ обычно симметрична относительно оси падающего пучка лучей, вследствие чего световой поток излучения, рассеянный бесконечно малым объемом dV , согласно (2-110a)

$$d\Phi_p = 2\pi k dV \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} L(\alpha) \sin \alpha d\alpha. \quad (2-113)$$

Функция светораспределения рассеянного излучения задается графиком $\varphi(\alpha)$ в полярной системе координат, который принято называть *продольной кривой рассеяния*. Продольную кривую рассеяния часто называют *индикаторисой рассеяния*. Форма и масштаб продольной кривой рассеяния определяются размером, оптическими свойствами рассеивающих частиц и их числом в единице объема рассеивающего вещества.

Как показал в 1907 г. Л. И. Мандельштам [69], рассеяние излучения возникает лишь при прохождении излучения через оптически неоднородное вещество. Вещество принято считать оптически неоднородным, если его показатель преломления неодинаков по объему вещества. Различие показателя преломления в смежных участках наблюдается как вследствие наличия в однородном веществе отдельных мельчайших вкраплений другого вещества, обладающего иным показателем преломления (например, капли воды, дым, пыль и другие взвешенные частицы в воздухе), так и в результате наличия флуктуаций объемной плотности вещества. По принятой терминологии рассеяние на флуктуационных неоднородностях плотности рассеивающего вещества называют *молекулярным рассеянием* в отличие от *рассеяния на взвешенных частицах*.

Существенным отличием молекулярного рассеяния от рассеяния на взвешенных частицах является зависимость показателя молекулярного рассеяния от температуры вещества. Эта зависимость определяется увеличением флуктуаций плотности вещества при повышении его температуры за счет роста скорости теплового движения молекул. Как показывают теория и опыт, молекулярное рассеяние наблюдается не только в газах, но и в жидкости и даже в твердых телах. Показатель молекулярного рассеяния очень мал и для газов не превышает 10^{-4} м^{-1} . Значительное увеличение показателя молекулярного рассеяния наблюдается при значениях температуры, близких к критическим.

Часто вещества, в которых происходит заметное рассеяние излучения, независимо от природы процессов рассеяния называют *мутными средами*. Вследствие того что значительное рассеяние

обычно имеет место при наличии в веществе взвешенных частиц, понятие «мутная среда» чаще всего применяется для вещества с ненородными включениями. Как показывают теория и опыт, рассеяние излучения определяется дифракцией вторичных излучений на неоднородностях, а также преломлением и отражением излучения от взвешенных в среде частиц. Рассеяние излучения наблюдается лишь в тех случаях, когда размеры пространственных неоднородностей не являются чрезмерно малыми по сравнению с длиной волны проходящего сквозь вещество излучения. Так, молекулярно-атомная неоднородность вещества совершенно не оказывается на рассеянии видимых излучений, так как рассеяние между атомами вещества, даже в газах, не превышает 10^{-3} мкм. Наряду с этим жесткие рентгеновские излучения с длиной волны от $\lambda = 0,5 \cdot 10^{-4} \div 2,5 \cdot 10^{-4}$ мкм рассеиваются на узлах кристаллической решетки твердых тел.

Вследствие того, что вынужденные колебания элементарных вибраторов рассеивающей частицы происходят с частотой поглощенного излучения, частота рассеянного излучения равна частоте первичных излучений¹. Следовательно, изменение цветности при рассеянии сложного излучения происходит лишь за счет избирательности этого процесса. Избирательность рассеяния, определяющая зависимость спектрального показателя рассеяния от длины волны, увеличивается по мере уменьшения размера неоднородностей. Наиболее заметна избирательность молекулярного рассеяния видимого излучения в газах, что определяет голубой цвет неба и значительное снижение цветовой температуры прямого солнечного излучения на закате.

Согласно теории Релея показатель молекулярного рассеяния в газе на сферических частицах с радиусом $r \leq 0,5\lambda$ и расстоянием между частицами $l > \lambda$ при небольшом различии показателей преломления среды и рассеивающей частицы определяется следующим образом:

$$k = \frac{8\pi^3}{3} N \frac{V^2}{\lambda^4} \left[\frac{(n'_1)^2 - (n'_2)^2}{(n'_2)^2} \right]^2, \quad (2-114)$$

где N — число рассеивающих частиц в единице объема;

V — объем рассеивающей частицы;
 n'_1 и n'_2 — комплексные показатели преломления частицы и основного вещества.

Для флюктуационного рассеяния излучения в воздухе

$$k = \frac{8\pi^3}{3} N \frac{V^2}{\lambda^4} (n^2 - 1)^2.$$

¹ Изменение частоты наблюдается лишь при комбинационном и комптоновском рассеянии.

Приведенное уравнение Релея (2-114) позволяет установить следующие особенности рассеяния на малых по сравнению с длиной волны неоднородностях:

- интенсивность рассеяния пропорциональна $1/\lambda^4$;
- показатель рассеяния увеличивается с ростом размера неоднородностей пропорционально квадрату их объема.



Рис. 2-55.

Как показали исследования К. С. Шифрина, основные свойства релеевского рассеяния ($k \approx 1/\lambda^4$) имеют место при рассеянии на малых частицах [70, 71], если показатель преломления рассеивающей частицы не зависит от длины волны, или различие между показателями преломления среды и частицы невелико, а также если рассеивающая частица не обладает избирательным поглощением. Многие экспериментальные исследования прозрачности чистого сухого воздуха в верхних слоях атмосферы показали, что уравнение Релея (2-114) достаточно точно описывает явление молекулярного рассеяния в воздухе, свободном от влаги и загрязнения.

Детальные исследования зависимости показателя рассеяния от размеров и свойств рассеивающих частиц, проведенные многими авторами, показали, что избирательность рассеяния уменьшается по мере увеличения относительного размера частицы $d = 2\pi r / \lambda$. Изменение отношения $k / \pi r^2$ в функции относительного размера частицы $d = 2\pi r / \lambda$, приведенные на кривой рис. 2-55 для прозрачных частиц ($n=1,33$) в воздухе, по данным К. С. Шифрина, позволяет сделать следующие выводы:

- При малых частицах показатель рассеяния быстро растет с уменьшением длины волны, что соответствует теории Релея.

б) Для частиц с радиусом $r=\lambda$ показатель рассеяния имеет максимальное значение.

в) Минимумы показателя рассеяния, следовательно, максимумы прозрачности, имеют место для среды с рассеивающими частицами, относительные размеры которых $d=11,4; 21; 30; 37,8$.

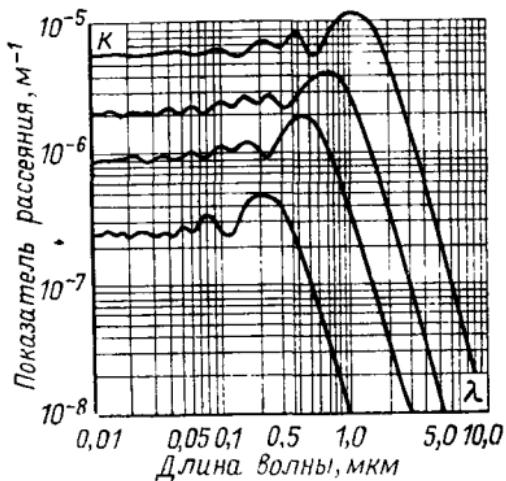


Рис. 2-56.

г) Наличие явно выраженных максимумов и минимумов кривой $\frac{k}{\pi r^2} = f\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)$ определяются интерференционной природой рассеяния.

д) В пределах допустимой точности следует считать, что рассеяние неизбирательно для сферических частиц с радиусом $r \geq 5\lambda$.

Эти выводы, имеющие большое практическое значение для расчета прозрачности воздуха со взвешенными в нем капельками воды, наиболее наглядно представлены на кривых зависимости показателя рассеяния в функции длины волны излучения (рис. 2-56).

Теория и опыт показали, что относительный размер рассеивающих частиц определяет не только показатель рассеяния и соотношение его спектральных значений, но также и функцию светораспределения рассеянного излучения. Форма кривой продольного рассеяния на прозрачных частицах определяется размером рассеивающих частиц (рис. 2-57). Сопоставление приведенных про-

дольных кривых рассеяния показывает значительный рост направленной составляющей рассеяния по мере увеличения размера рассеивающих частиц вследствие увеличения роли преломления излучения на крупных частицах. Эта концентрация рассеянного потока вперед, часто называемая эффектом Ми¹, иллюстрируется

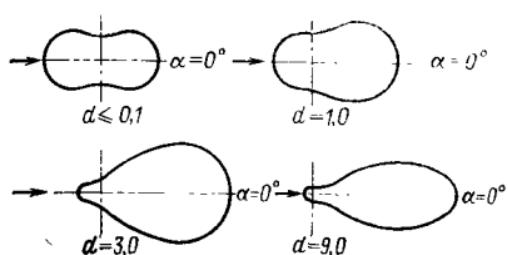


Рис. 2-57.

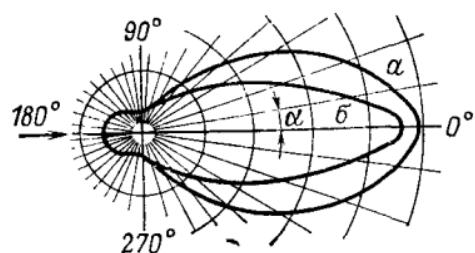


Рис. 2-58.

следующей таблицей, результаты которой рассчитаны для $n=1,33$.

Относительный размер частиц $d = \frac{2\pi r}{\lambda}$	0,1	1	3	9	∞
Доля "отраженной" составляющей рассеяния	0,5	0,4	0,2	0,1	0,08
$\frac{\Psi_{\alpha=0}}{\Psi_{\alpha=\pi}}$	1	2,37	10,7	17,1	24,2

Для расчетов рассеянного излучения в приземном слое чистого воздуха обычно пользуются продольной кривой рассеяния, имеющей следующую форму:

α	0	20	45	90	135	180°
$\varphi(\alpha)$	4,72	4,00	2,28	0,61	0,48	0,48

Исследования продольной кривой рассеяния морской воды, проведенные А. А. Гершуном для двух внутренних морей СССР [72], позволили ему дать некоторое сред-

¹ Г. Ми впервые обнаружил концентрацию потока рассеяния вперед при увеличении размеров рассеивающих частиц.

нее значение функции рассеяния (рис. 2-58, кривая *b*), достаточно близко совпадающее с расчетной кривой В. В. Шулейкина (рис. 2-58, кривая *a*).

Функция рассеяния излучения в морской воде зависит от ее химического состава, наличия взвешенных частиц и пр., вследствие чего среднее значение функции может характеризовать оптические свойства воды лишь приближенно.

В светотехнической практике часто приходится использовать излучение, рассеянное в толще *глушеного (молочного) стекла*, состоящего из однородной массы прозрачного стекла, в которой находятся во взвешенном состоянии мельчайшие частицы вещества, называемого *глушителем*. Частицы глушителя так же прозрачны, как и основная масса стекла, но они обладают иным показателем преломления. В качестве глушителя наиболее часто применяют криолит Na_3AlF_6 . Глущение стекла может осуществляться окисью цинка или олова, алюминатами натрия и кальция и другими веществами, которые после варки стекла в процессе его остывания выпадают в виде мельчайших кристаллов. В зависимости от размеров этих частиц глушителя и их показателя преломления относительно общей массы стекла определяются оптические свойства глущенного стекла. При малом размере частиц ($r \leq 0,25$ мкм) и небольшом различии показателей преломления частиц глушителя и общей массы глущенные стекла рассеивают преимущественно коротковолновые излучения. Сквозь такие стекла, называемые *опаловыми*, проходят без рассеяния длинноволновые излучения, вследствие чего через опаловые стекла видна нить лампы накаливания красного цвета, а рассеянное опаловым стеклом излучение имеет голубоватый оттенок. Выбором типа глушителя, его доли в шихте стекла и технологии производства, влияющей на размер взвешенных частиц глушителя, можно варьировать оптические свойства молочного стекла, в частности, обеспечивать большое значение коэффициента пропускания без снижения рассеивающих свойств.

2-23. ПОЛЕ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как известно, сила света источника и его яркость в заданном направлении не зависят от расстояния лишь в тех случаях, когда возможно пренебречь ослаблением излучения в среде, в которой оно распространяется. В рассеивающей среде изменение силы света и яркости вдоль пучка лучей определяется ослаблением излучения за счет рассеяния¹. Применяя закон Бугера [см. (2-88)], можно написать следующие выражения для силы

¹ В настоящем параграфе рассматриваем случай ослабления излучения только за счет рассеяния.

света и яркости прямого излучения с учетом ослабления излучения в рассеивающей среде:

$$\left. \begin{aligned} (I_{\theta\beta})_c &= I_{\theta\beta} e^{-kl}; \\ (L_{\theta\beta})_c &= L_{\theta\beta} e^{-kl}, \end{aligned} \right\} \quad (2-115)$$

где $(I_{\theta\beta})_c$ и $(L_{\theta\beta})_c$ — сила света и яркость излучения в точке C по направлению θ , β на расстоянии l от исследуемого излучателя;

$I_{\theta\beta}$ и $L_{\theta\beta}$ — сила света и яркость излучателя без учета ослабления.

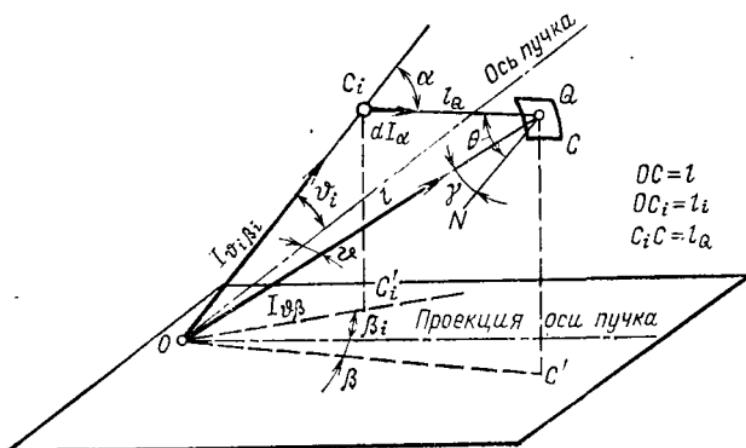


Рис. 2-59.

Рассмотрим приведенные уравнения на примере расчета освещенности, создаваемой точечным излучателем на плоскости Q в точке C (рис. 2-59). Принимая во внимание, что освещенность на исследуемой плоскости создается не только прямыми излучениями источника O , но и рассеянными излучениями всей массы рассеивающей среды, можем написать:

$$E_{C_Q} = E_{np} + E_p = \frac{I_{\theta\beta}}{l^2} e^{-kl} \cos \gamma + \\ + \frac{k}{4\pi} \int_V \frac{I(\theta_i \beta_i)}{l_i^2 l_Q^2} e^{-k(l_i + l_Q)} \varphi(\alpha) \cos \theta dV, \quad (2-116)$$

где $E_{\text{пр}}$ и E_p — освещенность, создаваемая прямым и рассеянным излучением;

l_i и l_Q — переменные расстояния, определяемые координатами точки C_i (рис. 2-59).

Освещенность, создаваемая рассеянным излучением (2-116), определена согласно (2-112), по которому сила света излучения, рассеянного элементарным объемом среды dV , расположенным в точке C_i , будет равна:

$$dI_a = \frac{k}{4\pi} E_N \varphi(\alpha) dV = \frac{k}{4\pi} \frac{I_{\theta_i} \beta_i}{l_i^2} e^{-kl_i} \varphi(\alpha) dV. \quad (2-117)$$

Освещенность, создаваемая этим элементарным излучателем на плоскости Q в точке C , с учетом ослабления излучения на пути от C_i до C определится:

$$dE_p = \frac{dI_a}{l_Q^2} e^{-kl_Q} \cos \theta = \frac{k}{4\pi} \frac{I_{\theta_i} \beta_i}{l_i^2 l_Q^2} e^{-k(l_i + l_Q)} \varphi(\alpha) \cos \theta dV.$$

Интегрирование полученного выражения освещенности [см. (2-116)] производится по всему объему рассеивающей среды, расположенному по одну сторону освещаемой плоскости Q . Решение уравнения (2-116) затруднено интегрированием функций светораспределения $I(\theta_i, \beta_i)$ и $\varphi(\alpha)$. Применяемые при этом приемы приближенных решений определяются в каждом конкретном случае возможностью принять $I(\theta, \beta) = \text{const}$ для некоторой зоны пространства и $\varphi(\alpha) = \text{const}$ для некоторой совокупности направлений.

При больших значениях показателя рассеяния возникает необходимость учета многократного рассеяния. Вследствие значительного усложнения расчета при учете многократного рассеяния обычно ограничиваются учетом лишь вторичного рассеяния. Рассмотрим схему расчета освещенности, созданной вторично рассеянным световым потоком.

Освещенность плоскости Q в точке C , созданная вторичным рассеянием элементарного объема dV'' , расположенного в точке C_j (рис. 2-60) и освещенного излучением первичного рассеяния элементарным объемом dV' , расположенным в точке C_i , определится:

$$d^2E''_p = \frac{d^2I_a}{l_Q^2} e^{-kl_Q} \cos \theta_2 = k \frac{dE'_p}{4\pi l_Q^2} \varphi(\alpha_2) e^{-kl_Q} \cos \theta_2 dV''.$$

Освещенность dE'_p , созданная на плоскости, перпендикулярной направлению α_1 в точке C_j , излучением

первично рассеянным элементарным объемом dV' , будет равна:

$$dE'_{\text{p}} = \frac{k}{4\pi} \frac{l_{\theta_i} l_{\beta_i}}{l_i^2 l_j^2} e^{-k(l_i + l_j)} \varphi(\alpha_1) dV'.$$

Следовательно, элементарное значение освещенности, создаваемой вторичным рассеянием, можно определить как

$$d^2E''_{\text{p}} = \frac{k^2 l_{\theta_i} l_{\beta_i}}{16\pi^2 l_i^2 l_j^2 l_Q^2} e^{-k(l_i + l_j + l_Q)} \varphi(\alpha_1) \varphi(\alpha_2) \cos \theta_2 dV' dV''.$$

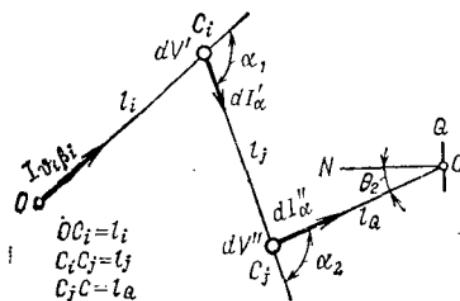


Рис. 2-60.

Интегрируя полученное выражение дважды по объему рассеивающей среды, получаем:

$$E''_{\text{p}} = \frac{k^2}{16\pi^2} \int_V dV' \int_V \frac{l(\theta_i, \beta_i)}{l_i^2 l_j^2 l_Q^2} e^{-k(l_i + l_j + l_Q)} \varphi(\alpha_1) \varphi(\alpha_2) \cos \theta_2 dV''.$$

При определении пределов интегрирования следует учитывать, что освещенность на плоскости Q создается вторичным рассеянием частиц, расположенных в полу-пространстве с одной стороны плоскости Q . Вторичное рассеяние каждой частицы определяется первичным рассеянием частиц, расположенных в пределах всего рассеивающего пространства.

Яркость рассеивающей среды по заданному направлению нетрудно определить, пользуясь понятием объемной плотности силы света i_{α} , численно равной силе света излучения, рассеянного единицей объема среды по заданному направлению α :

$$i_{\alpha} = \frac{dI_{\alpha}}{dV}.$$

Учитывая ослабление излучения на пути от точки возникновения рассеянного излучения C_i до точки расположения наблюдателя C_q (рис. 2-61), получаем следующее выражение объемной плотности силы света первично рассеянного излучения по направлению $C_i C_q$ в точке C_q :

$$i'_{\alpha} = \frac{dI'_{\alpha}}{dV} = k \frac{I(\theta_i, \beta_i)}{4\pi l^2_i} \varphi(\alpha) e^{-k(l_i + l_q)}.$$

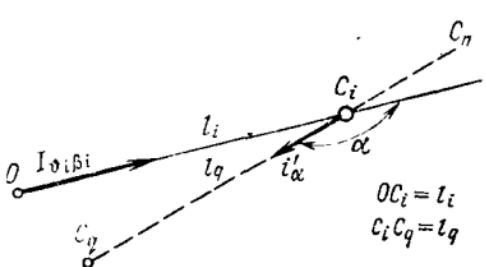


Рис. 2-61.

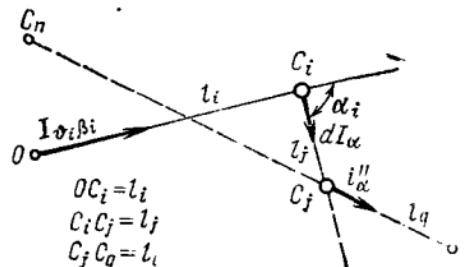


Рис. 2-62.

Вполне понятно, что объемную плотность силы света светящего объема можно рассматривать как линейную плотность яркости по тому же направлению:

$$i'_{\alpha} = \frac{dL'_{\alpha}}{dl}.$$

Следовательно, яркость первично рассеивающей среды в точке C_q по направлению $C_q C_n$ определится линейным интегралом произведения $i'_{\alpha} dl$:

$$L'_{C_q C_n} = \frac{k}{4\pi} \int_{C_q C_n} \frac{I(\theta_i, \beta_i)}{l^2_i} \varphi(\alpha) e^{-k(l_i + l_q)} dl. \quad (2-118)$$

При необходимости учета вторичного рассеяния яркость свечения увеличится на (рис. 2-62):

$$L''_{C_q C_n} = \frac{k^2}{16\pi^2} \int_{C_q C_n} dl \int_V \frac{I(\theta_i, \beta_i)}{l^2_i l^2_j} e^{-k(l_i + l_j + l_q)} \varphi(\alpha_1) \varphi(\alpha_2) dV. \quad (2-119)$$

Предел объемного интегрирования определяется полным объемом рассеивающей среды.

Глава третья

ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАЙМОДЕЙСТВИИ С РАЗЛИЧНЫМИ ПРИЕМНИКАМИ

А. ОБЩИЕ ЗАКОНЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

3-1. ФОРМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Первичной фазой элементарного процесса любого преобразования излучения является поглощение фотонов. Как показывает опыт, фотоны преобразуемого излучения должны поглощаться молекулами того вещества, во взаимодействии с которым происходит преобразование излучения. Исключением из этого правила являются процессы сенсибилизированного преобразования излучения, в которых молекулы вещества, преобразующего излучение, возбуждаются в результате взаимодействия с возбужденными молекулами примеси, называемой *сенсибилизатором*¹. Излучение, падающее на сенсибилизированное вещество, поглощается молекулами сенсибилизатора, которые передают энергию возбуждения молекулам основного вещества путем соударения или передачей электрона в результате ионизации. Наиболее широко метод сенсибилизации используется в фотографической технике (§ 3-11) для расширения полосы спектральной чувствительности фотографических материалов.

Как известно (§ 2-18), поглощение излучения подчиняется закону Бугера. Согласно уравнениям (2-88) и

¹ Сенсибилизатор является примесью, потому что он составляет незначительную долю в смеси с основным веществом.

(2-89) коэффициент поглощения потока излучения при прохождении через вещество¹

$$a_e = 1 - e^{-al} = 1 - e^{-mcl},$$

где a — показатель поглощения, м⁻¹;

$m = a/c$ — молекулярный показатель поглощения, м²;

c — концентрация вещества, выраженная числом молекул на 1 м³;

l — длина пути излучения, м.

Так как молекулярный показатель поглощения имеет единицу м², то каждую молекулу поглащающего вещества можно условно рассматривать как очень маленькую непрозрачную площадку, численно равную молекулярному показателю поглощения, следовательно, целиком поглащающую падающую на нее энергию излучения. Эту условную площадь сечения молекулы принято называть ее *эффективным сечением*. Вследствие наличия упругих соударений фотонов с молекулами далеко не все фотоны, соударяющиеся с молекулой, ею поглощаются. Это приводит к тому, что полученная из уравнения Бугера — Беера (2-89) площадь эффективного сечения молекул будет в десятки и сотни раз меньше площади действительного ее сечения.

Процесс поглощения излучения веществом, как известно, имеет прерывистый характер вследствие способности молекул вещества поглощать энергию излучения лишь только целыми квантами. Внутренняя энергия молекулы любого вещества может повышаться до некоторых уровней, определяемых структурой строения молекулы и входящих в нее атомов (§ 2-21). Вероятность поглощения фотона с заданной частотой излучения определяется возможностью перехода поглащающей молекулы с одного энергетического уровня на другой, отличающийся от начального на величину энергии поглощаемого фотона. Следовательно, вероятность поглощения фотона определяется не только структурой молекулы, но и ее энергетическим состоянием в момент взаимодействия с фотоном.

Среднее статистическое значение энергии молекул поглащающего тела определяется его температурой. Температура тела определяет также вероятность распределения молекул по уровням энергии. Вероятность распределения по уровням энергии определяется долей общего числа молекул, приходящихся на каждый энергетиче-

¹ При рассмотрении законов преобразования энергии излучения будем считать, что рассеяние излучения отсутствует, вследствие чего показатель ослабления излучения примем равным показателю поглощения.

ский уровень. Наиболее вероятное значение энергии молекулы близко к среднему статистическому ее значению в условиях заданной температуры. Доля молекул, обладающих энергией, отличающейся от наиболее вероятной, быстро уменьшается по мере увеличения или уменьшения энергии каждой молекулы по сравнению с наиболее вероятным ее значением. Учитывая также, что вероятность поглощения фотона молекулой с заданным уровнем энергии неодинакова для фотонов различных частот, следует сделать вывод, что функция спектрального показателя поглощения излучения зависит от:

а) вероятности поглощения фотонов различных частот с каждого возможного энергетического уровня молекулы исследуемого вещества;

б) доли молекул, обладающих теми из энергетических уровней, с которых возможно поглощение фотона.

Этот вывод позволяет рассматривать поглощение как процесс, подчиняющийся статистическим законам кинетической теории вещества. Вследствие квантовой природы процесса поглощения излучения не все молекулы поглащающего тела получают приращение энергии, а лишь только те, которые участвовали в элементарных процессах поглощения.

Энергия излучения, поглощенная молекулами вещества, как известно, преобразуется в энергию любой другой формы движения материи. Этот процесс преобразования может протекать изолированно внутри возбужденной молекулы, или поглощенная энергия может распределяться статистически равномерно между всеми молекулами независимо от того, принимали они или не принимали участия в элементарных процессах поглощения.

Статистически равномерное распределение поглощенной энергии наблюдается лишь при тепловом действии излучения, когда энергия излучения преобразуется в энергию поступательного, колебательного и вращательного движения всех молекул взаимодействующего вещества. Избыточная энергия колебания и вращения молекул рассеивается в окружающую среду путем конвекции, теплопередачи и теплового излучения.

Изолированное преобразование поглощенной энергии излучения внутри одной молекулы или в группе молекул может иметь следующие формы:

а) изменение электрического состояния поглащающего тела — фотоэффект;

б) излучение изолированно возбужденных молекул — фотолюминесценция;

в) химические реакции в молекулах, поглотивших излучение, — *фотохимическое действие*;

г) химические реакции в молекулах белка и связанные с этим процессы обмена веществ в живом организме — *фотобиологическое действие*.

3-2. МЕХАНИЗМ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

При рассмотрении механизма элементарных процессов преобразования энергии излучения необходимо воспользоваться потенциальными кривыми молекулы (рис. 3-1). В результате поглощения молекулой фотона видимого или ультрафиолетового излучения происходит электронное возбуждение молекулы, изображаемое на гра-

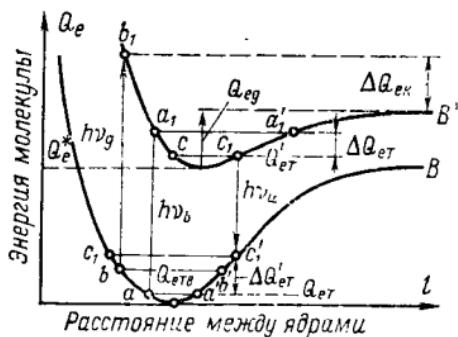


Рис. 3-1.

сформулирован И. Франком (1925 г.) и впоследствии (1926 г.) обоснован Е. Кондом квантово-механическими законами.

Согласно принципу Франка — Кондона длина перехода электронного перехода столь мала, что в течение этого перехода ядра молекулы, обладающие массами, значительно большими массы электрона, не изменяют своего положения и скорости движения. Наряду с этим электронное возбуждение молекулы приводит к изменению условия равновесия составных ее частей. В результате этого ядра, колеблющиеся в момент поглощения фотона с малой амплитудой и частотой, как правило, получают избыток потенциальной энергии и начинают колебаться относительно нового положения равновесия с большей амплитудой и частотой.

фике энергетических уровней переходом на новую потенциальную кривую с более высоким энергетическим уровнем. Обычно часть энергии поглощенного фотона передается колеблющимся ядрам молекулы. Принцип, согласно которому происходит передача части энергии электронного возбуждения колеблющимся ядрам, был сформулирован И. Франком

Принцип Франка — Кондона получает особую наглядность в графической интерпретации на потенциальных кривых молекулы (рис. 3-1). Переход молекулы в возбужденное состояние соответствует на графике переходу с потенциальной кривой нормального состояния молекулы (кривая B) на кривую возбужденного ее состояния (кривая B^*). Этот переход согласно принципу Франка — Кондона происходит при неизменном расстоянии между ядрами молекулы, что соответствует на графике вертикальному переходу из точек a и b в точки a_1 и b_1 . Изменение положений равновесия составных частей молекулы при ее электронном возбуждении характеризуется на графике некоторым смещением потенциальной кривой молекулы относительно кривой нормального состояния и изменением ее формы.

Переход молекулы из нормального состояния в возбужденное теоретически может происходить при любом положении колеблющихся ядер, что графически соответствует любой точке отрезка кривой aa' . Однако вероятность таких переходов неодинакова и определяется длительностью пребывания колеблющихся ядер молекулы в каждом из возможных положений. Вследствие того что в точках максимального отклонения от положения равновесия (точки a , a' и b , b') скорость движения ядер равна нулю, длительность пребывания ядер в этих точках максимальна. Следовательно, переходы двухатомной молекулы в возбужденное состояние и обратно наиболее вероятны из таких состояний, при которых расстояние между ядрами максимально (точки a' , b') или минимально (точки a , b).

Результаты исследования энергетики элементарных процессов электронного возбуждения молекулы и преобразования энергии поглощенного фотона показывают, что эти процессы обычно сопровождаются тепловыми потерями энергии. Это дополнительное условие окончательно определяет наиболее вероятное состояние молекулы в момент поглощения фотона, а также в момент излучательного перехода в нормальное состояние.

Так, поглощение фотона $h\nu_B$ молекулой, находящейся на энергетическом уровне Q_{et} (рис. 3-1), соответствующем заданной температуре вещества T , вызывает электронный переход aa_1 , приводящий к росту энергии колебания ядер молекулы на величину ΔQ_{et} . Избыток колебательной энергии молекулы ΔQ_{et} за время пребывания ее в возбужденном состоянии передается соударениями смежным молекулам. В результате этого среднее статистическое значение энергии возбужденной молекулы снижается до уровня Q'_{et} , наиболее вероятного для установившейся температуры вещества.

При более высоких значениях температуры вещества, следовательно, при более высоком уровне колебательной энергии молекулы в нормальном состоянии ее электронной оболочки Q_{et} возможны случаи, когда избыток колебательной энергии, получившийся при электронном возбуждении, приведет к диссоциации возбужденной молекулы (переход bb_1). Возвращение молекулы в нормальное состояние, связанное с излучением фотона фотолюминесценции, наиболее вероятно также из такого крайнего колебательного положения, которому соответствует электронный переход на более высокий колебательный уровень, т. е. тепловое рассеяние части поглощенной энергии $\Delta Q'_{et}$ (переход $c_1c'_1$).

Приведенные примеры представляют наиболее вероятные элементарные процессы возбуждения молекулы и преобразования ее энергии поглощенного фотона. В действительности возможно поглощение фотона молекулой с иного колебательного уровня, так как Q_{et} является лишь средним статистическим уровнем энергии колебания. Возможно также возбуждение молекулы при ином взаимном расположении ее составных частей.

Б. ТЕПЛОВОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

3-3. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Как известно, энергию неупорядоченного движения молекул вещества (поступательного, колебательного и вращательного) принято называть *тепловой энергией вещества*. Поэтому температура вещества может рассматриваться как мера средней кинетической энергии теплового движения молекул. Роль молекулярных процессов в тепловых явлениях впервые научно сформулировал и обосновал М. В. Ломоносов. Все тепловые явления, по его мнению [73], обусловлены вращательным (коловоротным) движением молекул, являющимся общим для всех агрегатных состояний вещества.

Как уже указывалось ранее, поглощенная веществом энергия излучения частично или полностью превращается в тепловую энергию вещества, следовательно, в кинетическую энергию движущихся молекул. В процессе теплового преобразования энергия каждого фотона, поглощенного молекулой, превращается в энергию колебательного и вращательного движения молекулы. Эти движения

быстро затухают в результате передачи избытка кинетической энергии смежным молекулам. В газах и жидкостях значительную роль в этом процессе играет соударение движущихся частиц с передачей энергии от частиц с большей кинетической энергией частичкам с меньшей энергией. В металлах основным передатчиком тепла являются свободные электроны. Несмотря на недостаточную ясность механизма превращения поглощенной энергии в тепловую, совершенно не вызывает сомнений, что этот процесс протекает не изолированно в поглотившей фотон молекуле, а является результатом взаимодействия молекул друг с другом. Подтверждением этому может служить тот факт, что в разреженном газе, где вероятность столкновения молекул очень мала, тепловое действие поглощенного излучения практически не наблюдается. Поглощаемая в этом случае энергия излучения может превращаться в энергию фотoluminesценции, химическую и др.

В качестве характеристики процесса накопления теплом тепловой энергии можно принять значение температуры тела в различных его точках, в различное время. Предположим, что поверхность исследуемого тела равномерно облучается потоком с облученностью E_e ($\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$). За время Δt , с в толще облучаемого тела будет поглощена энергия, Дж,

$$\Delta Q_{ea} = \alpha_e E_e A_o \Delta t, \quad (3-1)$$

где α_e — коэффициент поглощения излучения;

E_e — плотность облучения, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$;

A_o — площадь облучаемой поверхности тела, м^2 .

Вследствие ослабления потока излучения по мере проникновения его в глубь тела удельное поглощение энергии излучения (поглощение веществом единичного объема в единицу времени) будет неодинаковым в толще облучаемого вещества. Удельное поглощение энергии излучения, равное при установившемся процессе удельному тепловыделению, согласно уравнению (2-110а)

$$q_{ea} = a \Sigma E_{eN} e^{-al}, \quad (3-1a)$$

где a — показатель поглощения излучения, м^{-1} ;

ΣE_{eN} — сумма значений плотности облучения на границе облучаемого тела в плоскостях, перпендикулярных распространению излучения, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$;

l — глубина расположения исследуемой точки вещества от наружной поверхности, м.

Приближенный расчет температуры облучаемого тела можно выполнить, приняв распределение тепла равномерным по всей толще тела. В этом случае полностью исключается анализ теплопроводности, и распростране-

ние тепла в облучаемом теле принимается мгновенным. Энергия, поглощенная облучаемым телом за время dt , будет затрачиваться на нагрев тела, испарение влаги, отдачу тепла в окружающее пространство конвекцией и излучением:

$$\begin{aligned} \alpha_{eo} E_e A_0 dt = & cm \, dT + \alpha_k (T - T_b) A \, dt + \\ & + \sigma (\eta_{op} \alpha_{eo} T^4 - \eta_{po} \alpha_{ep} T_p A \, dt) + \\ & + \varphi u_0 e^{-at} A \, dt, \end{aligned} \quad (3-16)$$

где c — удельная теплоемкость облучаемого тела, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$;

m — масса облучаемого тела, кг;

A_0 и A — площади облучаемой и полной поверхности тела, м^2 ;

T — температура тела, К;

T_b — температура окружающего воздуха, К;

T_p — температура окружающих поверхностей, К;

α_k — коэффициент теплоотдачи конвекцией, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$;

η_{op} и η_{po} — коэффициенты использования потока, излучаемого облучаемым телом, относительно окружающих его поверхностей и потока, излучаемого окружающими телами относительно облучаемой поверхности;

α_{eo} и α_{ep} — коэффициенты поглощения излучения облучаемым телом и окружающими его поверхностями;

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ — постоянная Стефана — Больцмана [см. (1-106)];

φ — удельная теплота испарения, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$;

u_0 — начальная скорость испарения, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$;

t — время от начала облучения, с;

a — показатель поглощения излучения телом, м^{-1} .

Вследствие малых потерь тепла излучением из-за низкой температуры облучаемого тела (обычно $T \leq 400$ К) можно приближенно принять постоянным отношение суммарной теплоотдачи (конвекцией и излучением) к потере конвекцией:

$$\frac{dQ_{ek} + dQ_{ci}}{dQ_{ek}} = \xi.$$

При этом приближенное значение потерь тепла теплоотдачей за время dt

$$dQ_{ek} + dQ_{ep} = a_{ek}\xi(T - T_b)A dt,$$

где Q_{ek} и Q_{ep} — потери тепла конвекцией и излучением; $a_{ek}\xi = a_t$ — суммарный коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$.

Принимая также с приближением, что скорость испарения влаги постоянна и равна средней скорости u , можно представить уравнение теплового баланса облучаемого тела в следующем виде:

$$\alpha_{eo}E_e dt = \frac{c\gamma}{a_V} a_A dT + a_T a_A (T - T_b) dt + \varphi u a_A dt,$$

где $a_A = A/A_0$ — отношение площадей полной поверхности и облучаемой ее части;

$a_V = A/V$ — отношение площади полной поверхности облучаемого тела к его объему;

γ — плотность облучаемого тела, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$;

u — средняя скорость испарения, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Разделяя переменные в полученному дифференциальному уравнении и заменяя в нем

$$B = \frac{(\alpha_{eo}E_e - \varphi u a_A) a_V}{c\gamma a_A} \quad \text{и} \quad D = -\frac{a_T a_V}{c\gamma},$$

получим уравнение теплового баланса облучаемого тела:

$$\frac{dT}{B + D(T - T_b)} = dt. \quad (3-2)$$

Интегрируя полученное выражение по t от $t=0$ до $t=t_i$ и по T от начальной температуры T_h до температуры T_i , соответствующей времени нагрева t_i , получим уравнение кинетики нагрева облучаемого тела:

$$\int_{T_h}^{T_i} \frac{dT}{B + D(T - T_b)} = \int_0^{t_i} dt;$$

$$\frac{1}{D} \ln \frac{B + D(T_i - T_b)}{B + D(T_h - T_b)} = t_i,$$

или

$$\frac{B + D(T_i - T_b)}{B + D(T_h - T_b)} = e^{Dt_i}. \quad (3-2a)$$

Проведем анализ полученного уравнения на простейшем примере облучения тела в атмосфере воздуха с по-

стационарной температурой, равной начальной температуре тела $T_h = T_b$. В этом случае уравнение (3-2) примет следующий вид:

$$B + D(T_i - T_b) = Be^{Dt_i},$$

или

$$T_i = T_b + \frac{B}{D} (e^{Dt_i} - 1).$$

Подставляя значения параметров B и D , получаем:

$$T_i = T_b + \frac{\alpha_{eo} E_e - \varphi u a_A}{a_T a_A} \left(1 - e^{-\frac{a_T a_V}{c_T} t_i} \right). \quad (3-3)$$

Из полученного равенства видно, что рост температуры тела по мере облучения подчиняется экспоненци-

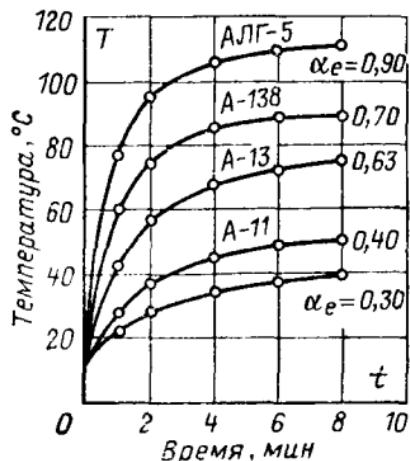
альной зависимости. Практически (с погрешностью не более 5%) для $t \geq 3c_V/a_T a_A$ устанавливается баланс между энергией, поглощаемой телом, и тепловыми потерями в окружающую среду. Этому моменту соответствует установившаяся температура облучаемого тела

$$T_y = T_b + \frac{\alpha_{eo} E_e - \varphi u a_A}{a_T a_A}. \quad (3-3a)$$

Рис. 3-2.

Длительность неустановившегося теплового режима тела t_y от начала облучения до момента достижения установившейся температуры увеличивается с ростом теплоемкости и плотности облучаемого тела, а также с уменьшением отношения площади поверхности к объему облучаемого тела. Значение установившейся температуры определяется в основном плотностью облучения, коэффициентом поглощения, коэффициентом теплоотдачи и отношением площадей облучаемой и полной поверхности облучаемого тела.

Для иллюстрации полученных выводов на рис. 3-2 приведены экспериментальные кривые повышения температуры облучаемой пластины из дюраля, покрытой различными красителями. Несколько большую длительность неустановившегося процесса для светлых красителей и некрашеной пластины ($\alpha_e = 0,3$) можно объяснить малым значением коэффициента поглощения и зависимостью коэффициента теплоотдачи от температуры.



3-4. ПРИМЕРЫ УСТАНОВОК ТЕПЛОВОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

В последние годы в практику сушки окрашенных изделий и влажных тел все шире внедряется *лучистая сушка* [74—77]. Для сушки окрашенных поверхностей наиболее эффективны инфракрасные излучения (ИК излучения) с длиной волны 0,78—1,5 мкм*. Излучения этого спектрального состава поглощаются красителями достаточно равномерно по глубине слоя, что обеспечивает равномерную и быструю сушку грунтовой, лаковой и эмалевой пленки. Как показывает опыт лучистой сушки, длительность этого процесса сокращается в 3—4 раза по сравнению с длительностью сушки горячим воздухом при одинаковой температуре изделия. Значительное ускорение процесса лучистой сушки объясняется тем, что лучистое нагревание пленки красителя происходит равномерно по толще пленки, а при конвекционной сушке горячим воздухом — в основном с наружной стороны пленки. Это вызывает более быстрое высыхание ее наружного слоя и образование некоторой корки, препятствующей удалению растворителя из более глубоких слоев краски.

Источниками энергии в установках лучистой сушки обычно являются электрические лампы накаливания с зеркальной колбой. Цветовая температура терморадиационных ламп $T_{ц}=2500$ К, что соответствует максимуму излучения с длиной волны $\lambda=1,16$ мкм. Возможно также применение нормальных осветительных ламп с зеркальными отражениями на напряжении, пониженном до 85—90% номинального. Установки лучистой сушки могут иметь различные конструктивные решения: в виде передвижных легких щитов, стационарных закрытых камер, а также в виде туннелей, через которые непрерывным потоком перемещаются окрашенные изделия. Пример тунNELьной установки для сушки окрашенных металлических изделий приведен на рис. 3-3.

Вторым примером установок теплового преобразования излучения могут служить гелиотехнические установки, предназначенные для непосредственного использования энергии солнечного излучения [78].

Солнце, как известно, излучает непрерывно в пространство за счет преобразования водорода в гелий колоссальный поток энергии излучения. В процессе ядерной реакции преобразования 1 г водо-

* Границы спектральных участков области ИК излучения для различных применений условны:

ИК-А—0,780—1,4 мкм; ИК-В—1,4—3,0 мкм;
ИК-С—3 мкм — 1 мм.

рода в гелий выделяется примерно $6,3 \cdot 10^{11}$ Дж. По данным проф. Б. П. Вейнберга (1871—1942) поток солнечной энергии, достигающий поверхности земной атмосферы, равен $180 \cdot 10^{12}$ кВт. Вследствие поглощения и рассеяния части солнечного излучения земной атмосферой до поверхности Земли доходит $80 \cdot 10^{12}$ кВт. Из этого колоссального потока энергии на поверхность суши приходится около 20%, что соответствует $16 \cdot 10^{12}$ кВт. Лишь только 0,1% падающей энергии излучения на сушу поглощается растениями и используется ими в процессе фотосинтеза. Поток солнечной энергии

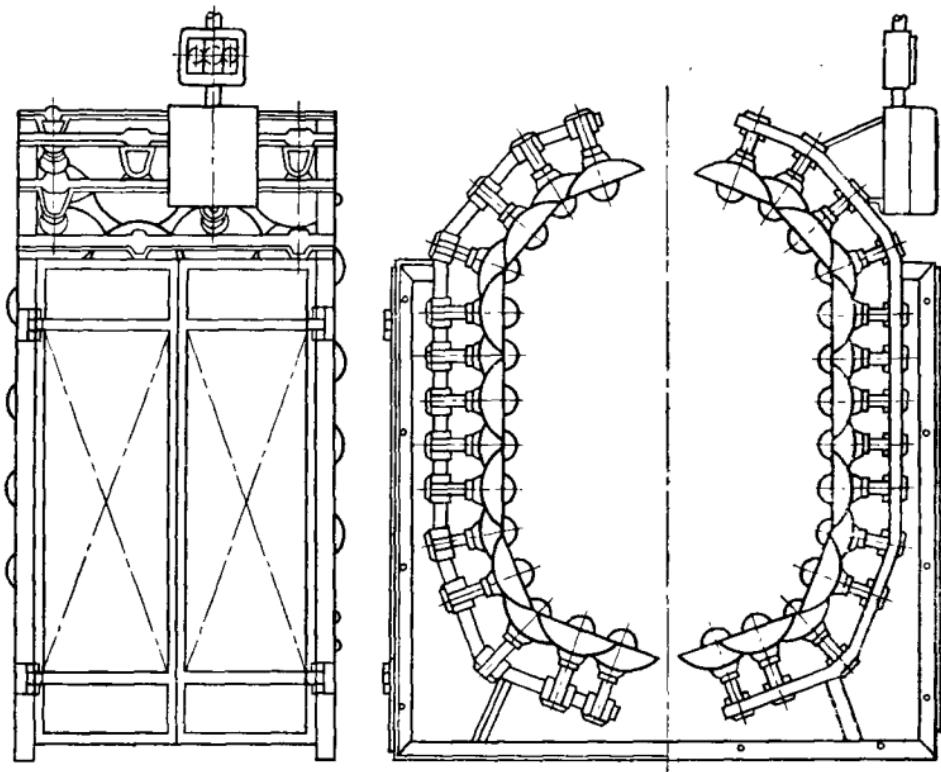


Рис. 3-3.

характеризуется значительной плотностью. Например, при высоте стояния Солнца $20-30^\circ$ плотность облучения плоскости, перпендикулярной солнечным лучам, $E_e = 712 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. По мере увеличения высоты солнцестояния плотность облучения увеличивается за счет уменьшения длины пути солнечных лучей в атмосфере, следовательно, уменьшения потерь в атмосфере. Так, при высоте стояния Солнца 60° плотность облучения плоскости, нормальной его лучам, достигает $922 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$.

Непосредственное использование энергии солнечных лучей осуществляется путем преобразования поглощенной энергии излучения в тепловую энергию. Гелиотехни-

ческие установки, предназначенные для такого преобразования, бывают двух систем. Гелиотехнические установки первой системы основаны на использовании параболического зеркала, в фокусе которого располагается зачерненное тело — обычно паровой котел. Отраженная зеркалом энергия излучения сосредоточивается в зоне расположения котла, через который протекает вода, не-

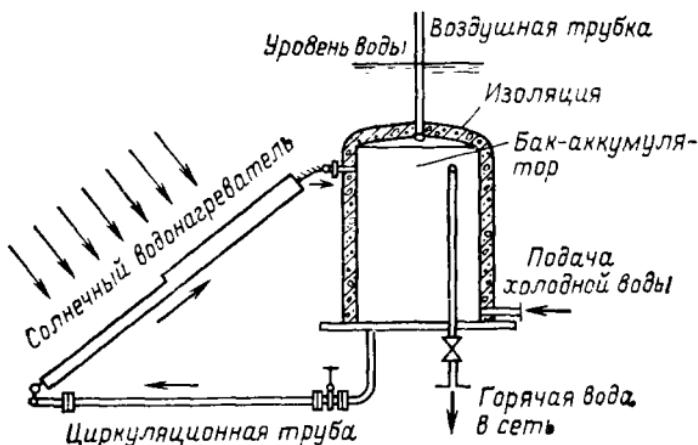


Рис. 3-4.

прерывно испаряющаяся вследствие большой температуры стенок котла. В гелиотехнических установках второй системы солнечные лучи непосредственно падают на трубы, по которым протекает вода. В результате поглощения энергии излучения стенками труб вода нагревается и самотеком поступает в бак, расположенный над трубчатыми поглотителями (рис. 3-4).

Для повышения к. п. д. такой установки трубчатые нагреватели располагаются наклонно и помещаются в теплоизолирующий футляр. Наружная поверхность такого футляра покрыта стеклом, через которое солнечная энергия проникает внутрь с небольшими потерями 10—15%. Дно и стенки этого футляра зачернены и выполнены из теплоизолирующего материала. Зачерненные стенки футляра и проложенные внутри него трубы поглощают большую часть падающей на них энергии излучения и нагреваются до температуры 80—100°C. Вследствие малой теплопроводности стекла и малой прозрачности его для длинноволновой части инфракрасных излучений потеря тепла в окружающее пространство невелика.

Третьим примером теплового преобразования энергии излучения могут служить термоэлектрические приборы и установки [79—81].

Как известно из курса физики, у границы поверхности любого металла наблюдается скачкообразное изменение потенциала, называемое *потенциальным барьером*. Наличие потенциального барьера затрудняет переход электронов через границы металла. Чем выше потенциальный барьер, тем большую энергию необходимо сообщить электрону для выполнения им работы преодоления сил взаимодействия с ионами кристаллической решетки металла. Эту работу принято называть *работой выхода электрона* и измерять ее в *электрон-вольтах*.

При соприкосновении двух металлов за счет энергии теплового движения электроны будут переходить из металла с меньшим потенциальным барьером в металл с большим барьером, так как плотность потока электронов в этом направлении будет большей. Такой переход приводит к избытку электронов в металле с большим потенциальным барьером и недостатку электронов в другом металле. В результате этого между контактирующими металлами установится *разность потенциалов*. Установившаяся *контактная разность потенциалов* определяется не только разницей высот потенциальных барьеров, но также и соотношением концентрации свободных электронов в двух соприкасающихся материалах:

$$eU_{12} = Q_{e2} - Q_{e1} + kT \ln \frac{n_1}{n_2}, \quad (3-4)$$

где U_{12} — контактная разность потенциалов между первым и вторым металлами, В;

Q_{e1} и Q_{e2} — значения работы выхода электрона, эВ;

n_1 и n_2 — концентрации свободных электронов;

$k = 1,381 \text{ Дж}\cdot\text{К}^{-1}$ — постоянная Больцмана;

T — температура контакта, К;

e — заряд электрона, Кл.

В замкнутой цепи из двух металлических проводников результирующая разность потенциалов, определяемая суммой контактных разностей потенциалов двух контактов a и b , всегда равна нулю, если температура контактов a и b одинакова:

$$U = U_{12} + U_{21} = \frac{Q_{e2} - Q_{e1}}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{Q_{e1} - Q_{e2}}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = 0. \quad (3-4a)$$

При наличии разности температуры контактов *a* и *b* устанавливается некоторая результирующая разность потенциалов, называемая *термоэлектродвижущей силой*:

$$U = \frac{k}{e} (T_a - T_b) \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (3-46)$$

Термоэлектродвижущая сила неодинакова для различных пар металлов и определяется физическими свойствами металлов, в первую очередь числом свободных электронов. Вследствие того что изменение температуры металлов приводит к изменению соотношения n_1/n_2 , термо-э. д. с. линейно зависит от разности температур спаев лишь в сравнительно узких пределах изменения температуры.

Пары металлов, в цепи которых устанавливается ток вследствие разности температур между концами проводников, принято называть *термопарами* или *термоэлементами*. Совокупность нескольких последовательно соединенных термопар называют *термобатареей*.

Малое значение к. п. д. металлических термоэлементов и термобатарей объясняется большой теплопроводностью металлов и наличием в них джоулевых потерь энергии. Большая теплопроводность металлов приводит к возникновению мощного теплового потока от нагретого спая к холодному и связанному с этим рассеянию энергии конвекцией.

Для целей измерения плотности облучения при помощи термопар один из ее спаев, покрытый платиновой чернью, помещают в исследуемую точку поля излучения. Поглощенная этим спаем энергия излучения в результате превращения ее в тепловую энергию повышает температуру облучаемого спая. Рост температуры определяется мощностью поглощенной энергии, следовательно, по току в цепи такой термопары можно определить плотность потока излучения в исследуемой точке поля. Для повышения чувствительности за счет устранения тепловых конвекционных потерь от нагретого спая применяются вакуумные термопары и термобатареи. Точные измерения характеристик поля излучения при помощи термопары необходимо производить с обязательным обеспечением постоянства температуры второго спая, который обычно называют нулевым, так как его температуру принято поддерживать равной нулю.

Вследствие того что поверхность приемного спая термопары, предназначенней для измерения энергии излучения, покрывается платиновой чернью, спектральная чувствительность такого приемника практически одинакова для любого участка оптической области спектра. Эти свойства термопары с зачерненным спаем позволяют рекомендовать ее для измерения количественных характеристик излучения (Φ_e , E_e и др.), в особенности в области инфракрасных излучений, где преобразование поглощенной энергии излучения в какие-либо другие формы, кроме тепловой, затруднены малостью энергии фотонов.

Для измерения плотности облучения применяют также *болометры* — приборы, основанные на изменении электрического сопротивления тонкой металлической

пластиинки, помещаемой в исследуемую точку поля излучения. Электрическое сопротивление приемной пластиинки изменяется в результате повышения ее температуры при поглощении энергии излучения. Приемные пластиинки болометров покрываются платиновой чернью для увеличения коэффициента поглощения и устранения избирательности поглощения по спектру. Вследствие малого значения температурного коэффициента электрического сопротивления у металлов¹ контроль за сопротивлением приемной пластиинки производится при помощи точных мостовых схем. Для повышения точности измерения и упрощения измерительных схем в болометрах новейших конструкций используются полупроводниковые электронные элементы с очень высоким температурным коэффициентом электрического сопротивления ($0,05-0,1^{\circ}\text{C}^{-1}$).

Полупроводниковые материалы, из которых изготавляются терморезисторы и другие приборы, имеют кристаллическое строение. Согласно зонной теории строения твердого тела [82, 83] образование кристалла следует рассматривать как такое сближение молекул (ионов), при котором энергетические уровни валентных электронов каждого атома или молекулы в результате расщепления на близко расположенные друг от друга подуровни образуют сплошные зоны для всего кристалла (рис. 3-5).

Возникновение таких общих для кристалла энергетических зон определяется тем, что валентные электроны всех молекул, образующих кристалл, обобществляются в результате взаимодействия каждого электрона со всеми ионами, расположенными в узлах кристаллической решетки твердого тела. Энергетические зоны кристаллического тела, соответствующие различным уровням электронного возбуждения, разделены между собой «запрещенными» зонами. Ширина запрещенной зоны кристалла определяет его электрические свойства.

У современных полупроводниковых материалов, используемых для изготовления фотоприемников, ширина запрещенной зоны изменяется в широких пределах [84], например: примерно 0,03 эВ — у сплава HgTe и CdTe; 0,17 эВ — у InSb (при комнатной температуре); 0,27 эВ — у PbSe; 0,37 эВ — у PbS; 0,67 и 1,11 — у германия и кремния (при комнатной температуре); 1,5 — у CdTe и 2,4 эВ — у CdS.

Если все уровни нижней зоны кристалла заняты электронами², эта зона заполнена и перемещение в ней электронов под действием внешнего электрического поля невозможно. В этом случае возможность перемещения электронов может возникнуть лишь при переносе электронов в одну из более высоких энергетических зон. Вследствие того что эти зоны обычно не заполнены, электроны,

¹ Сопротивление металлов изменяется на $0,1-0,6\%$ на 1°C .

² Согласно принципу Паули на каждом энергетическом уровне может одновременно находиться не более двух электронов.

попавшие на более высокие энергетические уровни, могут перемещаться под воздействием электрического поля в пределах всего кристалла.

Возможность перемещения электронов в зонах высоких энергетических уровней определяет повышение электрической проводимости тела по мере увеличения числа электронов в незаполненных зонах. Зависимость

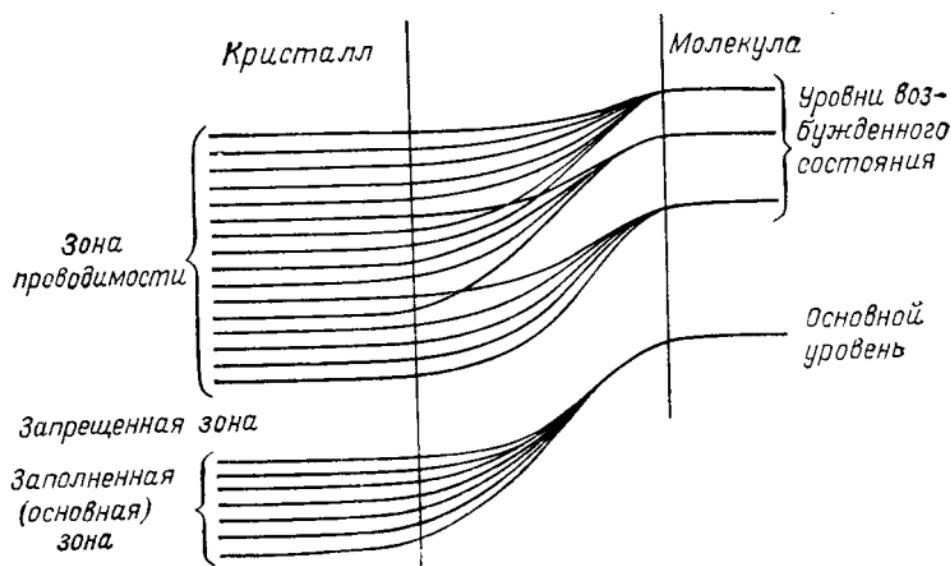


Рис. 3-5.

проводимости твердого тела от числа электронов в незаполненных зонах позволяет называть их *зонами проводимости*.

Перенос электрона в зону проводимости может произойти лишь в том случае, если его энергия достаточна для активации. При температуре $T=300$ К средняя энергия теплового движения электрона не превышает 0,04 эВ, что в 20–30 раз меньше энергии активации для большинства полупроводников. Вследствие этого для переноса электрона в зону проводимости ему необходимо сообщить дополнительную энергию. Дополнительную энергию электрон может получить в результате соударения или поглощения фотона. С повышением температуры тела увеличивается кинетическая энергия движущихся электронов и растет тепловая флуктуация, что приводит к увеличению числа электронов в зоне проводимости, следовательно, к росту электрической проводи-

мости. При $T=0$ К число электронов в зоне проводимости полупроводника равно нулю, следовательно, его электрические свойства в этих условных близки к свойствам диэлектрика.

Зависимость удельной электрической проводимости чистого полупроводника от температуры определяется следующим уравнением:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta Q_e}{2kT}}, \quad (3-4в)$$

где σ_0 — удельная электрическая проводимость при $T=0$ К (для большинства полупроводников $\sigma_0=10^7$ Ом $^{-1} \cdot$ м $^{-1}$);

ΔQ_e — ширина запрещенной зоны;
 k — постоянная Больцмана.

На электрическую проводимость полупроводника при комнатной температуре ($T=300$ К) очень большое влияние оказывают примеси. Энергетические уровни молекул примесей располагаются в запрещенной зоне полупроводника. При изготовлении электронных полупроводниковых приборов применяют такие примеси, энергетические уровни которых располагаются или вблизи зоны проводимости, или вблизи заполненной зоны. В полупроводниках с примесями первого типа (рис. 3-6,а), называемыми *донорами*, перенос электронов с донорного уровня в зону проводимости требует значительно меньшей энергии ΔQ_{e1} по сравнению с энергией переноса электрона с основного энергетического уровня в зону проводимости. Следовательно, при наличии в полупроводнике донорной примеси вероятность переноса электронов в зону проводимости значительно повышается. Примеси второго типа, обладающие энергетическими уровнями вблизи заполненной зоны, принято называть *акцепторами* (рис. 3-6,б). При температуре $T=0$ К акцепторные уровни не заполнены, следовательно, на них могут переходить электроны из основной заполненной зоны полупроводника. Этот переход может осуществляться также за счет небольшого приращения энергии ΔQ_{e2} электронов, расположенных на основных уровнях заполненной зоны. При переходе электрона на акцепторный уровень в заполненной зоне появляется незанятый (свободный) уровень, который принято называть *электронной дыркой*.

При большом числе дырок в заполненной зоне и наличии электрического поля в кристалле возникает электрический ток за счет перемещения электронов под действием электрического поля по направлению к дырке (рис. 3-6,б). Перемещение электронов в заполненной зоне против направления внешнего электрического поля приведет к заполнению дырок, образовавшихся от переноса электронов на акцепторные уровни, и возникновению новых дырок на тех уровнях заполненной зоны, с которых переместились электроны. Образовавшиеся дырки также будут заполнены ближайшими электронами, перемещающимися против направления внешнего поля. Так как электронную дырку следует рассматривать как по-

ложительный электрический заряд, равный заряду электрона, движение электронов в заполненной зоне против направления внешнего электрического поля эквивалентно движению положительных зарядов по направлению электрического поля. Такое движение электронов в заполненной зоне, возникающее в результате появления электронных дырок, принято называть *током дырочной электропроводности*. Таким образом, в полупроводниках возможны электронная и дырочная электропроводности. Полупроводники с электронной электропроводностью принято называть полупроводниками *n*-типа (negative — отрицательный) в отличие от полупроводников с дырочной электропроводностью — полупроводников *p*-типа (positive — положительный).



Рис. 3-6.

Чистые полупроводники обладают двумя разновидностями электропроводности. Применяемые на практике полупроводники (кремний, германий, сульфид кадмия и др.) искусственно заполняются примесями как акцепторного, так и донорного типа. Зависимость проводимости примесных полупроводников от температуры определяется уравнением

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta Q_e}{2kT}} + \sigma_1 e^{-\frac{\Delta Q_{e1}}{2kT}}, \quad (3-4г)$$

где первый член уравнения определяет собственную электропроводность, а второй — примесную (*n*-типа).

Концентрация и скорость движения носителей тока¹ в полупроводниковом стержне возрастают при повышении его температуры (3-4г). Повышение концентрации

¹ Носителями тока в полупроводнике *n*-типа являются электроны, а в *p*-типа — электронные дырки.

и скорости движения носителей тока на горячем конце полупроводникового стержня приводят к диффузии электрических зарядов от горячего конца к холодному (рис. 3-7). В результате такого диффундирования полупроводники с электронной электропроводностью будут обладать избыточным отрицательным зарядом на холодном конце стержня (рис. 3-7, а),

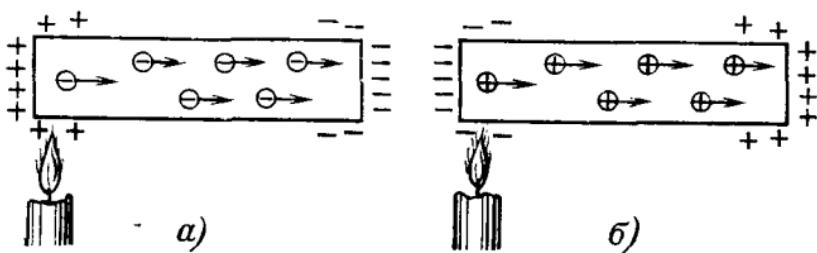


Рис. 3-7.

а полупроводники с дырочной электропроводностью — избыточным положительным зарядом (рис. 3-7, б). Эти заряды будут определяться числом электронов, переходящих в единицу времени в зону проводимости, или числом дырок, возникающих в единицу времени в основной зоне на нагретом конце стержня, и их подвижностью.

По мере роста заряда на холодном конце стержня увеличивается разность потенциалов между его горячим и холодным концами. Эта разность потенциалов тормозит движение электронов и дырок по направлению к холодному концу. Поток электронов или дырок, вызываемый тепловой диффузией, при некоторой разности потенциалов между концами стержня из полупроводника сравняется с обратным потоком одноименных элементарных зарядов, создаваемых образовавшейся разностью потенциалов. Эта разность потенциалов определяется для каждого полупроводника установившейся разностью температуры между холодным и горячим концами полупроводникового стержня, вследствие чего ее принято называть термо-э. д. с. Для увеличения термо-э. д. с. полупроводниковых термоэлементов применяют стержни из полупроводников с дырочной и электронной электропроводностями, соединяя их металлическим мостиком в месте горячего спая.

В металлических термопарах все валентные электроны свободны, причем их кинетическая энергия практически не зависит от температуры (рис. 3-8). В результате этого разность температур на концах металлического стержня может вызвать незначительный поток электронов от горячего конца к холодному, следовательно, малую удельную термо-э. д. с. (не более 10^{-5} В·К $^{-1}$).

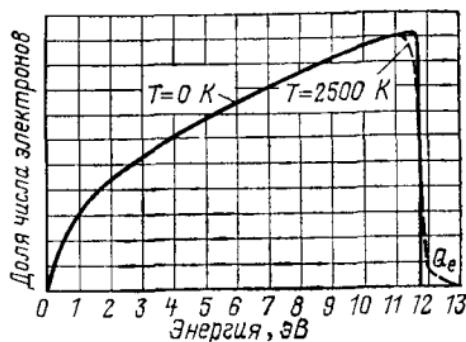


Рис. 3-8.

В полупроводниковом термоэлементе носители тока создаются тепловым движением, вследствие чего повышение разности температур приводит к резкому изменению концентрации носителей тока на горячем и холодном концах и соответственному росту разности потенциалов. Вследствие указанных причин полупроводниковые термоэлементы обладают достаточно высоким к. п. д. Высокая эффективность непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую позволяет использовать полупроводники не только для измерительных целей, но также и в энергетических установках.

В. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

3-5. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ФОТОЭФФЕКТА

Фотоэффектом принято называть процесс изменения электрического состояния тела под воздействием поглощенного излучения. Согласно этому определению фотоэлектрическое действие света является процессом преобразования поглощенной энергии излучения в электрическую. Фотоэлектрическое действие излучения может проявляться:

- в вырывании поглощенными фотонами электронов из металла — *фотоэлектронная эмиссия (внешний фотоэффект)*;

б) в увеличении электрической проводимости полупроводников путем электронного возбуждения кристалла энергией поглощенных фотонов (фотопроводимости), следовательно, переноса валентных электронов на более высокие энергетические уровни — в зону проводимости — фотобрезистивный эффект (*внутренний фотоэффект*);

в) в создании э. д. с. между металлом и полупроводником или между двумя полупроводниками, разделенными слоем с униполярной электропроводностью — *фотогальванический эффект*¹ (*вентильный фотоэффект*).

Прибор, в котором происходит преобразование энергии излучения в электрическую, принято называть *фотоэлементом*. В зависимости от механизма фотоэлектрического действия фотоэлементы [85] бывают с внешним фотоэффектом, с внутренним фотоэлектрическим эффектом — внутренним фотоэффектом (*фоторезисторы*)² и фотогальванические элементы³.

Впервые фотоэлектрическое действие излучения было обнаружено в 1887 г. Г. Герцем, который, исследуя явление электрического разряда в воздухе, установил, что излучение дуги, упавшее на отрицательный полюс разрядника, приводит к возникновению разряда при меньших разностях потенциалов. Первые исследования фотоэффекта, проведенные в 1888—1890 гг. проф. А. Г. Столетовым и одновременно физиком В. Гальваксом (1859—1922), показали, что металлы теряют отрицательный заряд в результате их облучения ультрафиолетовыми лучами.

Исследования А. Г. Столетова [86] проводились в условиях облучения дуговым источником света, питаемым от заряженного конденсатора. Конденсатор, включенный в цепь источника тока последовательно с гальванометром, состоял из полированной цинковой пластины и металлической сетки. Цинковая пластина конденсатора, соединенная с катодом батареи, освещалась лучами дуговой лампы через сетчатую поверхность второго электрода, соединенного с анодом батареи.

Обнаружив наличие тока в цепи конденсатора, облучаемого светом дугового разряда, и исследовав зависимость тока от условий облучения, А. Г. Столетов сформулировал основные закономерности этого явления, названного им *актиноэлектрическим*.

А. Г. Столетовым были установлены:

а) сущность внешнего фотоэффекта, заключающаяся в переносе электронов через границу тела, в котором

¹ ГОСТ 29934-76. Применимые излучения полупроводниковые фотоэлектрические. Термины и определения.

² Прежнее название — фотосопротивления.

³ Фотогальванические элементы поликристаллического типа — вентильные фотоэлементы.

происходит фотоэлектрическое преобразование излучения;

б) избирательная чувствительность процесса, определяющая «активность» коротковолновых излучений и «пассивность» длинноволновых;

в) безынерционность внешнего фотоэффекта;

г) прямая пропорциональность между фототоком и эффективно поглощенным потоком.

Принципиальное и наиболее общее значение имеет вывод А. Г. Столетова [86] о линейной зависимости тока в цепи фотоэлемента от поглощенного потока активных излучений. Этот закон фотоэлектрического действия излучения, носящий имя Столетова, можно записать:

а) для монохроматического излучения

$$i_{\Phi} = c \alpha_{\lambda} \eta_{\vartheta, \lambda} \Phi_{e\lambda} = K_{\lambda} \Phi_{e\lambda}; \quad (3-5)$$

б) для сложного излучения

$$i_{\Phi} = c \alpha_c \eta_s \Phi_c = K \Phi_c, \quad (3-5a)$$

где $K_{\lambda} = c \alpha_{\lambda} \eta_{\vartheta, \lambda}$ — чувствительность фотоприемника к монохроматическому излучению¹, $\text{мкА} \cdot \text{Вт}^{-1}$;

$K = \frac{\int \varphi_e(\lambda) \alpha(\lambda) \eta_{\vartheta}(\lambda) d\lambda}{\int \varphi_e(\lambda) d(\lambda)}$ — интегральная чувствительность fotoэлемента, $\text{мкА} \cdot \text{Вт}^{-1}$ [см. (1-50a)];

$\eta_{\vartheta}(\lambda)$ и η_{ϑ} — спектральное и интегральное значения энергетического выхода;

c — коэффициент пропорциональности (§ 1-15).

Как и любой процесс преобразования излучения, fotoэффект подчиняется закону квантовой эквивалентности. Для внешнего фотоэффекта этот закон определяется равенством числа фотоэлектронов числу эффективно поглощенных фотонов. Так как число поглощенных фотонов при постоянстве спектрального состава излучения пропорционально числу фотонов, упавших на катод fotoэлемента, закон Столетова определяет соответствие между числом фотоэлектронов и числом фотонов,

¹ Монокроматическая чувствительность (s_{λ}) — по ГОСТ 19852-74. Фоторезисторы. Фотодиоды. Фототранзисторы. Фотоэлектрические параметры и характеристики. Термины, определения и буквенные обозначения.

упавших на катод фотоэлемента. Как будет показано далее, закон Столетова действителен для любой разновидности фотоэффекта, так как не только во внешнем фотоэффекте, но также во внутреннем и вентильном элементарными процессами являются процессы появления фотоэлектронов, число которых прямо пропорционально числу эффективно поглощенных фотонов.

Вторым законом внешнего фотоэффекта является закон Эйнштейна. Согласно этому закону максимальная скорость вылетающих фотоэлектронов не зависит от плотности падающего на фотоэлемент потока излучения, а определяется энергией каждого поглощенного фотона, следовательно, длиной волны поглощенного излучения. Сущность этого закона также вытекает из квантовой природы излучения и процессов его преобразования. Каждый элементарный процесс внешнего фотоэффекта возникает в результате сообщения энергии поглощенного фотона свободному электрону катода фотоэлемента.

В том случае, если суммарная энергия, которой обладает электрон после поглощения фотона, будет равна или больше работы перехода через потенциальный барьер, электрон вылетит за границу металла. Энергия электрона, которой он будет обладать после перехода через потенциальный барьер, затрачивается на его движение по направлению к аноду фотоэлемента.

Это положение можно записать следующим уравнением, формулирующим второй закон фотоэффекта:

$$\frac{mv^2}{2} = Q_{e\alpha} + h\nu - Q_{epb}, \quad (3-6)$$

где m — масса электрона;

v — скорость движения электрона после перехода границы металла;

$Q_{e\alpha}$ — энергия неупорядоченного теплового движения электрона;
 Q_{epb} — энергия, необходимая для перехода электрона через потенциальный барьер.

Кинетическая энергия каждого движущегося электрона неодинакова и определяется распределением электронов по уровням энергии (рис. 3-8). Закон распределения электронов по уровням энергии незначительно меняется при изменении температуры. Максимальная энергия электрона в металле при $T=0$ К определяется согласно теории электронного строения металлов:

$$Q'_{e\alpha} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3},$$

где n — концентрация свободных электронов в металле, м^{-3} .

При облучении фотоэлемента энергией с частотой v максимальная скорость фотоэлектрона, вылетевшего из металла, согласно уравнению (3-6)

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2(h\nu - e\varphi_0)}{m}}, \quad (3-6a)$$

где $e\varphi_0 = Q_{\text{епб}} - Q'_{\text{еэ}}$ — работа выхода фотоэлектрона;
 e — заряд электрона.

Из сопоставления (3-6) и (3-6a) можно видеть, что *работу выхода фотоэлектрона* принято определять как минимальную энергию, которую необходимо сообщить наиболее быстрым электронам для переноса их через потенциальный барьер.

В том случае, если электрон, находящийся на наиболее высоком энергетическом уровне, поглотит фотон, энергия которого равна работе выхода, скорость такого фотоэлектрона будет равна нулю после преодоления им потенциального барьера. Для переноса такого фотоэлектрона с поверхности катода на анод фотоэлемента с внешним фотоэффектом необходимо электрическое поле, создаваемое дополнительным источником электрической энергии.

Второй закон фотоэффекта [(3-6)], сформулированный А. Эйштейном в 1905 г. на основе теоретических соображений, неоднократно подтверждался на опыте.

3-6. ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОЭФФЕКТА

Фотоэлементы, фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фотоэлектронные умножители, электронно-оптические преобразователи и другие приборы, основанные на фотоэлектрическом действии света, применяются во всех случаях непосредственного преобразования энергии излучения в электрическую энергию [81, 87—91]. Область применения фотоэлектрических преобразователей энергии с каждым годом становится шире. Звуковое кино, телевидение, фототелеграфия, автоматика, телемеханика, оптическая связь, сигнализация, измерительная техника и другие области науки и техники используют современные фотоэлектрические преобразователи, в которых широкое распространение получили фотоэлектрические полупроводниковые приемники излучения (фоторезисторы, фотодиоды и фототранзисторы), а также фотоприемники с внешним фотоэффектом.

Внешний фотоэффект используют в современных электровакуумных фотоэлектронных приборах (фотоэлементы, фотоэлектронные умножители, электронно-оптические преобразователи), широко применяемых в автоматических устройствах для регистрации и измерения излучений в видимой, ближней ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра [90].

Светочувствительный слой фотоэлемента с внешним фотоэффектом, являющийся катодом фотоэлемента, представляет собой слой щелочного металла с малой работой выхода (обычно цезий). Для уменьшения работы выхода и повышения чувствительности фотоэлементов в области длинноволновых видимых и инфракрасных излучений в современных фотоэлементах с внешним фотоэффектом применяются сложные катоды. Анод фотоэлемента с внешним фотоэффектом расположен внутри колбы на пути потока энергии излучения, направляемой на катод. Форма анода выбирается такой, чтобы экранирование им катода было минимальным.

В приемниках излучения с внешним фотоэффектом используются различные фотокатоды для видимой и ближней инфракрасной областей спектра (табл. 3-1).

Таблица 3-1

Параметры фотокатодов фотоэлектронных электровакуумных приборов

Тип фотокатода	$\lambda_{\text{макс.}}$, мкм	Пороговая длина волны $\lambda_{\text{пор.}}$, мкм	Интегральная чувствительность, $\text{мкА} \cdot \text{лм}^{-1}$		η^*_K
			средняя	максимальная	
Серебряно-кислородно-цециевый	0,35 и 0,85	1,2—1,5	20—40	70	0,01 и 0,003—0,005
Сурмяно-цециевый	0,42—0,46	0,62—0,70	40—80	120	0,20—0,25
Сурмяно-цециевый сенсибилизированный	0,44—0,49	0,75	80—100	180	0,18—0,20
Висмут-серебряно-цециевый	0,45—0,50	0,78—0,80	30—60	110	0,10
Многощелочной $[(\text{Na}_2\text{K}) \text{ Sb}—\text{Cs}]$	0,44—0,50	0,90—0,94	200—250	450	0,30—0,40
Бишелочные:					
$(\text{K}_2\text{Cs}) \text{ Sb}$	0,38—0,45	0,65—0,70	55—65	200	0,30—0,40
$(\text{Rb}_2\text{Cs}) \text{ Sb}$	0,43—0,50	0,68—0,75	60—80	130	0,30—0,40
$(\text{Na}_2\text{K}) \text{ Sb}$	0,37	0,67	30—40	60	0,25—0,30

* Для длины волны, соответствующей максимуму спектральной характеристики [84, с. 109].

Спектральные характеристики фотоэлементов определяются свойствами материала и толщиной катода, а также материалом подложки светочувствительного слоя и колбы (баллона) фотоэлемента (табл. 3-2).

Таблица 3-2

**Спектральные характеристики фотоэлементов с внешним
фотоэффектом**

Тип фотоэлемента (по типу катода)	Спектральная область чув- ствительности, мкм	$\lambda_{\text{макс.}}$, мкм
Серебряно-кислородно-цезиевые	0,6—1,1	$0,8 \pm 0,1$
Сурьмяно-цезиевые массивные	0,4—0,6	$0,45 \pm 0,05$
Сурьмяно-цезиевые в колбе из увиолевово-го стекла	0,215—0,60	$0,38 \pm 0,05$
Сурьмяно-цезиевые полупрозрачный	0,33—0,65	$0,42—0,44$
Сурьмяно-цезиевые на металлической подложке	0,3—0,6	$0,39 \pm 0,05$
Сурьмяно-цезиевые на кварцевой подложке	1,6—0,6	$0,38—0,42$
Висмут-серебряно-цезиевые	0,3—0,8	$0,4—0,51$
Sb—Cs (O) в колбе с кварцевым окном	0,16—0,65	$0,39 \pm 0,05$
Многощелочной полупрозрачный	0,30—0,85	$0,43 \pm 0,05$
Многощелочной с повышенной чувстви- тельностью в красной области спектра	0,30—0,94	0,45
Многощелочной в колбе из увиолевого стекла	0,215—0,83	$0,40 \pm 0,05$
Теллурид цезия	0,2—0,4	$0,23—0,28$

Примечание. [Л. 84, с 144—145].

Наибольшее применение получили фотоэлементы с серебряно-кислородно-цезиевыми, сурьмяно-цезиевыми, висмут-серебряно-цезиевыми фотокатодами, относительная спектральная чувствительность которых приведена на рис. 3-9,а.

Фотоэлементы с внешним фотоэффектом бывают вакуумными (или электронными) и газоразрядными (или ионными)¹. В вакуумных фотоэлементах, внутри колбы которых создается высокий вакуум, фототок между катодом и анодом определяется потоком электронов, вырываемых с поверхности катода поглощенными фотонами. Для усиления электронного тока колбу фотоэлемента после откачки заполняют инертным газом (обычно аргоном). Фотоэлектроны, движущиеся в электрическом поле от катода к аноду фотоэлемента, обладают достаточной кинетической энергией, вследствие чего при столкновении с молекулами газа происходит ионизация молекул. Получившиеся ионы газа, заполняющего колбу газоразрядного фотоэлемента, устремляются под действием поля к катоду и этим усиливают фототок. В результате возникновения в газоразрядном фотоэлементе ионного тока интегральная чувствительность их в несколько раз превышает чувствительность вакуумных

¹ Устаревшее название — газополные.

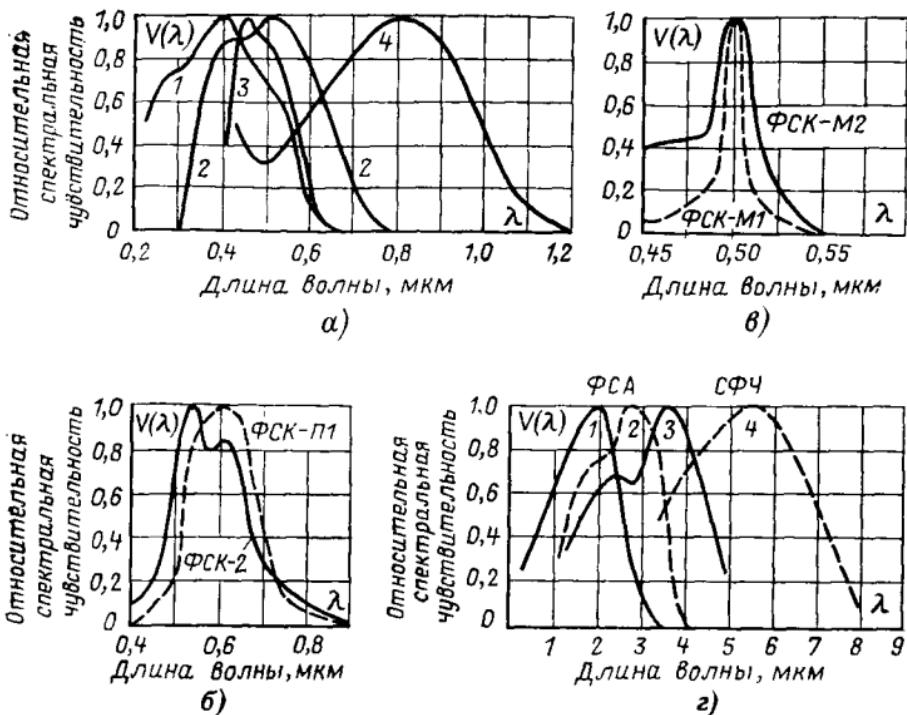


Рис. 3-9. Относительные спектральные характеристики чувствительности фотоприемников.

а — фотоэлементы с внешним фотоэффектом: 1 — сурьмяно-цезиевый в колбе из увиолевого стекла; 2 — висмут серебряно-цезиевый; 3 — сурьмяно-цезиевый массивный; 4 — серебряно-кислородно-цезиевый; *б* и *в* — CdS-фоторезисторы (ФСК-П1 — пленочный; ФСК-2 — прессованный; ФСК-М1 и ФСК-М2 — моно-кристаллические); *г* — PbS- и PbSe-фоторезисторы: 1, 3 — при комнатной температуре; 2, 4 — при охлаждении жидким азотом.

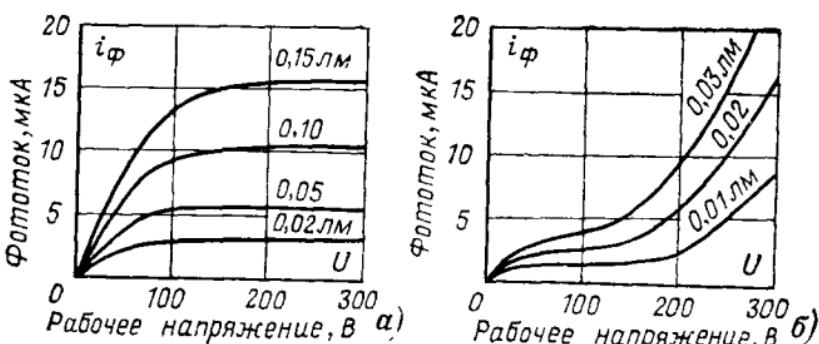


Рис. 3-10.

фотоэлементов. В тех случаях, когда фотоэлемент предназначен для преобразования световой энергии в электрическую, его чувствительность (токовая) определяется током на единицу светового потока с заданным спектральным распределением, обычно с $T_d = 2854$ К.

Вольт-амперные характеристики фотоэлементов с внешним фотoeffектом, определяющие зависимость фототока от разности потенциалов между анодом и катодом, различны для вакуумных и газоразрядных фотоэлементов (рис. 3-10). Электронный ток вакуумного фотоэлемента (рис. 3-10, а) зависит от напряжения питания только при малых значениях разности потенциалов между анодом и катодом. При малых напряжениях питания не все фотоэлектроны, вышедшие за пределы катода, достигают анода, так как малое ускорение, создаваемое в этом случае полем, достаточно лишь для переноса тех электронов, которые обладали при выходе скоростью движения, не требующей большого ускорения. Фотоэлектроны, возникшие в результате поглощения фотонов с малой энергией, следовательно, не имеющие достаточной начальной скорости, при этом возвращаются на катод, не достигнув анода. Для обеспечения переноса всех фотоэлектронов на анод необходимо наличие такой разности потенциалов между анодом и катодом, которая была бы достаточной для переноса на анод электрона, обладающего нулевой начальной скоростью. Эта разность потенциалов, называемая *напряжением насыщения*, зависит от конструктивного выполнения фотоэлемента, освещенности его катода, спектрального состава излучения и других причин. Вольт-амперная характеристика газоразрядных фотоэлементов, нарастающая в рабочей ее части (рис. 3-10, б), определяется непрерывным ростом ионов газа по мере увеличения рабочего напряжения, а следовательно, скорости движения фотоэлектронов.

Фотоэлементы с внешним фотoeffектом практически безынерционны, что делает их незаменимыми в установках регистрации быстропеременных световых импульсов. Для целей измерения эффективных и энергетических величин более целесообразно применять вакуумные фотоэлементы как более стабильные. В большинстве случаев вследствие малой интегральной чувствительности этих фотоэлементов они применяются с усилительными схемами [90, 91].

Повышение чувствительности фотоэлементов с внешним эффектом возможно за счет использования вторичной электронной эмиссии, возникающей в результате бомбардировки поверхности металла пучком ускоренных фотоэлектронов. Поток фотоэлектронов, направляемый электрическим полем на поверхность динода (эмиттера), вызывает возникновение в нем вторичных электронов, число которых больше числа первичных фотоэлектронов. Процесс вторичного эмиттирования электронов может быть многократным или однократным

в зависимости от числа каскадов фотоэлектронного умножителя.

Однокаскадные фотоэлектронные умножители (ФЭУ) выпускаются отечественной промышленностью с сурьмяно-цезиевыми и многощелочными фотокатодами. Многокаскадные ФЭУ (более 50 типов) изготавляются с сурьмяно-цезиевыми, серебряно-кислородно-цезиевыми и многощелочными катодами и динодами. Интегральная чувствительность однокаскадных ФЭУ примерно на порядок выше по сравнению с фотоэлементами. Коэффициент усиления в многокаскадных ФЭУ может достигать 10^6 — 10^8 . Усиление порядка 10^8 достигается 14-каскадным ФЭУ при рабочих напряжениях 2500—3000 В [84]. Спектральная чувствительность ФЭУ определяется, так же как и фотоэлементов, фотохимическими свойствами катода.

Для ультрафиолетовых излучений используются сурьмяно-цезиевые и специальные фотокатоды. Сурьмяно-цезиевый фотокатод чувствителен до 1,6 мкм.

Вследствие того что интегральная чувствительность ФЭУ может достигать нескольких десятков А·лм⁻¹, они нашли широкое применение для регистрации очень слабых потоков излучения — примерно 10^{-13} — 10^{-14} лм, причем ФЭУ имеют большой линейный участок световых характеристик. Для их питания требуется высокое стабилизированное напряжение [91, 92].

Широко применяются ФЭУ в астрономии, ядерной физике, телевидении, геологии, медицине, для целей космических исследований и в технике оптических квантовых генераторов. По назначению можно отметить две области применения ФЭУ: 1) измерение слабых постоянных и меняющихся световых потоков; 2) регистрация слабых импульсных световых сигналов.

Внутренний фотоэффект, возникающий в полупроводниках в результате их облучения, определяется активацией сбобществленных электронов и переносом их в зону проводимости. Энергетические зоны кристаллической решетки, соответствующие различным уровням электронного возбуждения, разделены между собой запрещенными зонами. Если ширина запрещенной зоны невелика и не превосходит энергии поглощенного фотона, поглощение фотона может привести к переносу электрона на один из возможных уровней зоны проводимости. Если в результате поглощения энергии излучения большое число электронов попадает в зону проводимости, электрическая проводимость полупроводника значительно увеличится.

Так же как и в термоэлементах, в фоторезисторах применяют полупроводниковые материалы с акцепторными и донорными примесями, повышающими чувствительность фоторезистора к длинноволновым излучениям. Повышение чувствительности примесного полупроводникового фоторезистора в далекой инфракрасной части спектра определяется малыми различиями в энергетических уровнях между уровнем донорной примеси и нижней границей зоны проводимости ΔQ_{e1} (см. рис. 3-6,а) или между уровнем акцепторной примеси и верхней границей основной зоны кристалла ΔQ_{e2} (см. рис. 3-6,б). Из изложенного следует, что фоторезисторы могут изготавливаться из материалов с электронной и дырочной электропроводностями.

Среди полупроводниковых материалов для фоторезисторов нашли применения: сульфид и селенид кадмия (CdS , $CdSe$), сульфид и селенид свинца (PbS , $PbSe$), а также сульфид таллия (TlS), сульфид и селенид цинка (ZnS , $ZnSe$) арсенид галлия ($GaAs$) с примесью кремния или меди, германий, кремний и др.

Сернисто-кадмьевые и селенисто-кадмьевые фоторезисторы чувствительны к видимым и ближним инфракрасным (ИК) излучениям.

Фоторезисторы из CdS изготавливают отечественной промышленностью типов: ФСК, ФСК-П или СФ2 и ФСК-М (моноокристаллические). Их спектральные характеристики показаны на рис. 3-9,б, в [84]. Поликристаллические фоторезисторы (ФСК, СФ) из сульфида кадмия изготавливаются из смеси CdS с $CdCl_2$ и $CuCl$. Спектральные характеристики их шире, чем моноокристаллических (примерно до 0,8—0,9 мкм).

Фоторезисторы из CdS обладают высокой чувствительностью, но инерционны. Удельная интегральная чувствительность их в среднем 6 $mA \cdot V^{-1} \cdot lm^{-1}$. Наибольшая у СФ2-1: 400 $mA \cdot V^{-1} \cdot lm^{-1}$. Токовая чувствительность (при рабочем напряжении и $E=200$ лк) до 3—10 $A \cdot lm^{-1}$. Рабочее напряжение от единиц до нескольких сотен вольт (400 В). Фоторезисторы типа ФСК работают как на постоянном, так и на переменном токе. Порог чувствительности наибольший у типа СФ2-1. Минимальный световой поток, который обнаруживается этими фоторезисторами $\Phi_{пор}=10^{-10}$ лм [84].

$CdSe$ -фоторезисторы чувствительны в области примерно от $\lambda=0,5$ до $\lambda=1,2$ мкм с $\lambda_{\max} \approx 0,75$ мкм. Удельная чувствительность (типы ФСД, СФЗ и моноокристаллические): 30—600 $mA \cdot V^{-1} \cdot lm^{-1}$; токовая чувствительность при рабочем напряжении 15—20 $A \cdot lm^{-1}$.

¹ Фоторезистор — фотоприемник, принцип действия которого основан на эффекте фотопроводимости — изменении электрического сопротивления полупроводника.

Фоторезисторы из CdSe несколько менее инерционны, но порог чувствительности их на порядок выше, чем у CdS-фоторезисторов ($\Phi_{\text{пор}}=10^{-11}$ лм).

Поликристаллический сульфид и селенид кадмия чувствительны, кроме видимых, к ультрафиолетовым (УФ) излучениям и в рентгеновском и гамма-диапазонах спектра. Отечественной промышленностью выпускаются специальные рентгеновские датчики (РГД), изготавляемые из порошкообразного сульфида кадмия и гамма-датчики (ГД) — на основе поликристаллического слоя селенида кадмия.

Сернисто-свинцовые (ФСА) и *селенисто-свинцовые* (СФЧ) неохлаждаемые фоторезисторы чувствительны в видимой и ближней ИК областях спектра (рис. 3-9,2). Пороговая длина волны при комнатной температуре: у PbS-фоторезисторов $\lambda_{\text{пор}}=3,3$ мкм, у PbSe-фоторезистора $\lambda_{\text{пор}}=4,6$ мкм. При охлаждении спектральные характеристики соединений свинца (сульфид, селенид, теллурид свинца) распространяются на более длинноволновую область, вследствие чего фоторезисторы на основе этих соединений применяются для индикации ИК излучений.

Удельная интегральная чувствительность PbS-фоторезисторов (ФСА) 500 мкА·В⁻¹·лм⁻¹ (со стандартным источником типа А). Рабочее напряжение их от 2 до 100 В, типа СФЧ — 15—20 В. Эти фотоприемники малоинерционны. Малая инерционность ФСА позволяет использовать их при сравнительно высоких частотах модуляции излучения. Порог их чувствительности — пороговый поток: $\Phi_{\text{пор}}=10^{-8}—10^{-9}$ лм в видимой области и $\Phi_{e,\text{пор}}=10^{-9}—10^{-10}$ Вт — для ИК излучений. Чувствительность к ИК излучениям оценивается в мкА·Вт⁻¹ (токовая) или в В·Вт⁻¹ (вольтовая) с помощью низкотемпературных излучателей. Например, при $T=300^{\circ}\text{C}$ ($\lambda_{\text{макс}}\approx 5$ мкм) для ФСА: примерно 1500 В·Вт⁻¹ (или больше 2 мА·Вт⁻¹). При $T=500^{\circ}\text{C}$ для СФЧ: от 100 до 1000 В·Вт⁻¹. Охлаждаемые (до температуры жидкого азота) сернисто-свинцовые, селенисто-свинцовые и теллуристо-свинцовые фоторезисторы обладают максимумом спектральной характеристики в области примерно 3—4,5 мкм, а длинноволновые границы чувствительности их $\lambda_{\text{пор}}=3,5—6$ мкм. При охлаждении до 90 К (PbSe) $\lambda_{\text{пор}}=8$ мкм [84].

Указанные характеристики фоторезисторов позволяют рекомендовать их в основном для регистрации длинноволновых излучений, в частности, для обнаружения излучения слабо нагретых тел. Недостаток их — нестабильность характеристик.

Для приемников ИК излучения (80,93—95) используются также полупроводники InAs, InSb и др. Фоторезистор из InAs, например, чувствителен до 4 мкм, из InSb — до 7,5 мкм (неохлаждаемые). Для охлаждаемого фоторезистора из InSb $\lambda_{\text{пор}}=5,5$ мкм Представляют

интерес для ИК излучений фотоприемники, спектральная область чувствительности которых совпадает с интервалами длин волн прозрачности атмосферы, называемыми атмосферными окнами. *Атмосферные окна* соответствуют слабому поглощению ИК излучений. В этом случае обеспечивается достаточная дальность распространения ИК излучений. Атмосферным окнам соответствуют интервалы длин волн: 4,5—5,8; 8—14 и 16—20 мкм.

Для регистрации далеких ИК излучений применяются примесные фотодиоды ($\lambda_{\text{пор}} > 6$ мкм). Основа таких фотоприемников: германий, кремний и их сплавы. Наибольшее распространение получил германий. В качестве примесей для фотодиодов на основе германия используются: золото (Au), цинк (Zn), сурьма (Sb), медь (Cu), кадмий (Cd) и ртуть (Hg). Пороговая длина волны таких фотодиодов — от 5,5 (Au, Sb) примерно до 40 мкм (Zn). Для регистрации еще более длинноволнового диапазона спектра применяются фотодиоды из InSb, охлажденные жидким гелием [84].

В 1888 г. профессор Казанского университета В. А. Ульянин впервые наблюдал новую в те годы разновидность фотоэффекта — *вентильный фотоэффект*. Исследования проф. В. А. Ульянина показали, что при облучении тонкого слоя кристаллического полупроводящего селена, нанесенного на стальную пластину, между этой пластиной и слоем селена устанавливается некоторая разность потенциалов, значение которой определяется плотностью потока излучения, поглощенного слоем селена.

Открытое проф. В. А. Ульянином явление вентильного фотоэффекта долгое время не находило практического применения, и лишь в 1926 г. фирмой Вестинггауз был впервые запатентован медно-закисный *фотоэлемент с запирающим слоем*.

Механизм вентильного эффекта можно рассмотреть, пользуясь схемой энергетических уровней на границе между металлом и полупроводником (рис. 3-11). Как показывает опыт, на границе металла и полупроводника образуется тонкий слой, обладающий униполярной электропроводностью¹. Возникновение такого запирающего

¹ Униполярная электропроводность характеризуется резкой разницей сопротивления этого слоя от металла к полупроводнику и обратно.

слоя объясняется смещением уровней энергетических зон в тонком слое полупроводника, граничащем с металлом. Это смещение возникает в результате наличия объемных зарядов на границе металла—полупроводник, появляющихся вследствие разности уровней нижних границ зон проводимости металла и полупроводника.

Объемные заряды, образующиеся при контактировании металла с дырочным полупроводником, имеют положительный знак в металле и отрицательный — в полупроводнике.

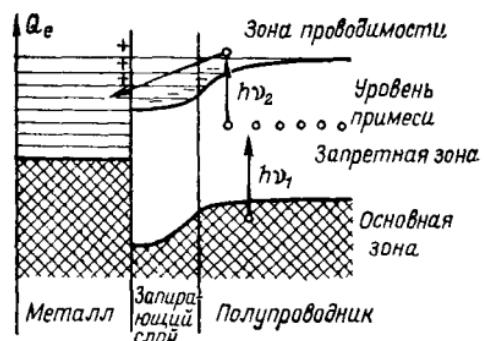


Рис. 3-11.

Возникновение отрицательного заряда в полупроводнике объясняется тепловым переходом электронов металла в полупроводник для заполнения электронных дырок. Поэтому же в металле на границе с дырочным полупроводником накапливается положительный заряд. Поле получившихся объемных зарядов в металле и полупроводнике препятствует дальнейшему движению зарядов до момента поглощения излучения полупроводником [85].

Поглощенные полупроводником光子 вызывают переход электронов из заполненной зоны полупроводника в зону проводимости через промежуточный уровень примеси. Вследствие того что нижний уровень зоны проводимости полупроводника выше границы зон металла (границы Ферми), электроны из зоны проводимости полупроводника перейдут в металл (рис. 3-11). В результате такого перемещения электронов и малой электрической проводимости запирающего слоя от металла к полупроводнику установится некоторая разность потенциалов между металлом и полупроводником. Малая проводимость запирающего слоя в этом направлении объясняется понижением энергетического уровня границы заполненной зоны полупроводника в пределах запирающего слоя, что создает потенциальный барьер для перехода избытка электронов из металла в полупроводник. Установившаяся разность потенциалов между металлом и полупроводником будет тем больше, чем

больше поглощено фотонов, так как с ростом числа поглощенных фотонов увеличивается число электронов, перешедших из полупроводника в металл.

Спектральная характеристика фотогальванических приемников излучения¹, принцип действия которых основан на фотогальваническом эффекте (возникновение э. д. с. в электронно-дырочном переходе) зависит от химического состава и физического строения полупроводников, на границе которых с металлом образуется запирающий слой. Наиболее длинноволновой границей спектральной характеристики обладают сернисто-серебряные фотоэлементы (см. рис. 1-17). Наиболее широкое распространение в светоизмерительной технике получил селеновый фотоэлемент, имеющий максимум спектральной чувствительности в зоне 0,55—0,56 мкм. Кривая относительной спектральной чувствительности селенового фотоэлемента близка к кривой относительной спектральной чувствительности глаза — относительной спектральной световой эффективности (см. рис. 1-17). С применением исправляющего желто-зеленого фильтра селеновым фотоэлементом можно измерять с достаточной точностью световые величины излучений, значительно отличающихся по спектральному составу друг от друга.

Интегральная чувствительность лучших образцов селеновых фотоэлементов достигает 600—750 мА·лм⁻¹. Интегральная чувствительность сернисто-таллиевых и сернисто-серебряных фотоэлементов достигает 10 мА·лм⁻¹ и более [82, 84]. Современные фотогальванические приемники обладают еще большей чувствительностью — германиевые и кремниевые фотоприемники с электронно-дырочными переходами (*p-n*-переходами), однако относительная спектральная характеристика чувствительности² этих фотоприемников существенно отличается от относительной спектральной чувствительности глаза.

Наибольшей чувствительностью (0,2—0,5 А·лм⁻¹) обладают германиевые фотоприемники с *p-n-p*-переходами — фототранзисторы. Значительное увеличение квантового выхода фотоэффекта (до $\eta_k=1,0$) в фотоприемниках этого типа объясняется возникновением вторичных процессов. Фотогальваническим приемником излучения без внутреннего усиления фототока (в отличие от фототранзистора — с дополнительным усилением фототока на втором *p-n*-переходе) является фотодиод. Наиболее распространены германиевые и кремниевые фотодиоды. Их интегральная чувствительность [84] соответственно 3 и 10—20 мА·лм⁻¹.

¹ ГОСТ 21934-76. Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические. Термины и определения.

² ГОСТ 19852-74. Фоторезисторы. Фотодиоды. Фототранзисторы. Фотоэлектрические параметры и характеристики. Термины, определения и буквенные обозначения.

Для регистрации слабых световых потоков изготавливаются фотогальванические приемники из монокристаллических полупроводников (те же полупроводниковые материалы, которые используются для фоторезисторов). Наиболее распространенным материалом для фотогальванических элементов является кремний. Используются также германий, ряд соединений (GaAs, InAs, InP, CdTe) и соединения свинца. Спектральная характеристика кремниевого фотоэлемента ограничена пороговой длиной волны $\lambda_{\text{пор}}=1,1$ мкм. Максимальная чувствительность соответствует $\lambda_{\text{ макс}}=0,8$ мкм.

Фотоприемники ИК излучения изготавливаются из полупроводниковых материалов InSb и InAs. Максимум спектральной характеристики фотогальванического приемника из InSb, охлажденного до температуры жидкого азота, соответствует 5,3 мкм, $\lambda_{\text{пор}}=6$ мкм. Минимальный обнаруживаемый поток излучения с $\lambda_{\text{ макс}}: \Phi_{\text{е пор}} = 2 \cdot 10^{-12}$ Вт [84].

Чувствительность селенового фотоэлемента и форма длино-волнового участка спектральной характеристики зависят от материала верхнего электрода (Cu, Ag, Al), напыления на его поверхность (Au, Zn) или нанесения на поверхность селена (Cd, Ga, In, Hg). Например, спектральная характеристика селеновых фотоэлементов с наружным слоем селенида ртути распространяется в ИК область до $\lambda_{\text{пор}}=1,6$ мкм. Селеновые фотоэлементы чувствительны и к УФ излучениям; к. п. д. селеновых фотоэлементов 1%, фото-э. д. с. при больших освещенностях: 0,5—0,6 В. Сопротивление запирающего слоя 10^3 — 10^4 Ом.

Световые характеристики селенового фотоэлемента, широко применяемого в практике световых измерений, приведены на рис. 3-12. Как можно видеть из этого рисунка, линейная зависимость тока внешней цепи фотоэлемента наблюдается лишь при очень малых значениях ее сопротивления. По мере увеличения сопротивления внешней цепи растет отклонение от пропорциональности между током в цепи фотоэлемента и падающим на него потоком. На первый взгляд кажется, что закономерности изменения $i_{\Phi}=f(\Phi)$ противоречат закону Столетова. В действительности это не так, в чем можно убедиться, анализируя эквивалентную электрическую схему фотоэлемента (рис. 3-13). По эквивалентной схеме согласно законам Кирхгофа фототок определяется из уравнений:

$$i_{\Phi} = i_1 + i_2; \frac{i_1}{i_2} = \frac{R_2 + R_h}{R_1},$$

где $i_{\Phi}=c\Phi$ — фототок, согласно закону Столетова, пропорциональный потоку, упавшему на фотоэлемент;
 i_1 и i_2 — токи внутренней и внешней цепей;

R_1 — сопротивление запирающего слоя по направлению от металла к полупроводнику;
 R_2 — сопротивление полупроводника и металлической пластины;

R_H — сопротивление внешней цепи (нагрузки).

Решая приведенные уравнения относительно тока внешней цепи, получаем:

$$I_2 = I_\Phi \frac{1}{1 + \frac{R_2 + R_H}{R_1}}.$$

Так как $R_1 \gg R_2$, имеем:

$$I_2 \approx \frac{c\Phi}{1 + \frac{R_H}{R_1}}. \quad (3-7)$$

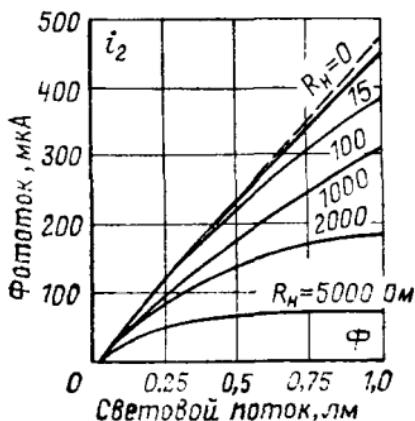


Рис. 3-12.

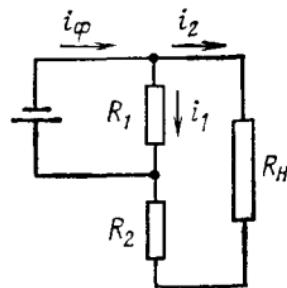


Рис. 3-13.

Полученное уравнение зависимости тока внешней цепи от светового потока, падающего на фотоэлемент, показывает, что в соответствии с законом Столетова линейность тока внешней цепи нарушается тем в большей степени, чем больше отношение R_H/R_1 . Этот вывод полностью соответствует приведенным на рис. 3-12 кривым $i_2=f(\Phi)$ для излучений с постоянным спектральным составом.

В заключение следует указать, что достижения последних лет в деле создания фотоэлементов с большим квантовым выходом и высоким к. п. д. позволяют применять фотоприемники для целей непосредственного преобразования энергии излучения солнца в электрическую энергию (фотогальванические солнечные элементы или солнечные преобразователи). Широкое применение получили кремниевые солнечные преобразователи. Наибольший к. п. д. (более 10%) имеют преобразователи из арсенида галлия (GaAs). Лучшие солнечные элементы на основе CdS—Cu₂S имеют к. п. д., равный примерно 8% [84].

Г. ФОТОХИМИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

3-7. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ФОТОХИМИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ

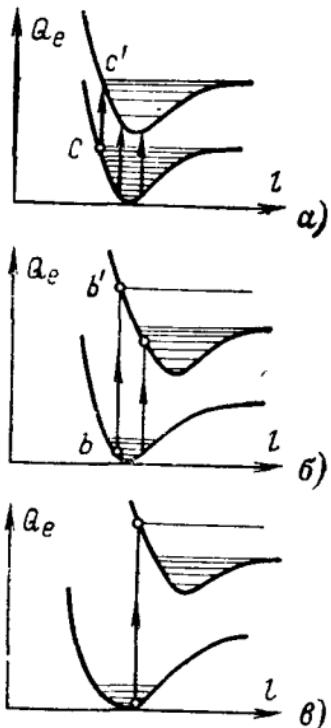
Как известно, химические свойства любого химически однородного вещества определяются его электронным строением, и в первую очередь строением внешнего электронного слоя его молекул. Так как строение внешнего электронного слоя определяет не только химические, но и оптические свойства вещества (поглощение фотонов приводит к изменению энергии связи внешних электронов с ядром), следует предполагать наличие взаимосвязи между химическими и оптическими процессами. Как

установлено опытом, такая взаимосвязь существует в возникновении излучения при некоторых химических реакциях, а также в результате поглощения фотонов излучения реагирующим веществом. Первую группу фотохимических процессов принято называть *хемилюминесценцией*, так как в этих процессах происходит непосредственное преобразование химической энергии в энергию излучения. Фотохимические процессы второй группы — *процессы фотохимического действия излучения* — происходят в результате изменения структуры внешних электронных слоев молекул, возбужденных энергией поглощенных фотонов.

Первичным процессом фотохимического действия излучения является поглощение молекулой фотона, способно-

го вызвать электронное возбуждение молекулы [96, 97]. В зависимости от энергии поглощенного фотона, энергетического состояния молекулы в момент поглощения фотона и ее электронной структуры возможны *диссоциация* (фотораспад) поглощающей молекулы или ее

Рис. 3-14.



активация, т. е. повышение ее химической активности за счет электронного возбуждения. Рассмотрим возможные случаи поглощения фотона на потенциальных кривых молекулы (рис. 3-14). Для тех молекул, у которых потенциальные кривые нормального и возбужденного состояний примерно одинаковы по форме, например N_2 , C_2 и др., электронное возбуждение практически не изменяет положения равновесия составных частей молекулы (рис. 3-14,*a*). Наиболее вероятные электронные переходы этих молекул характеризуются полным отсутствием или очень малым тепловым рассеянием энергии, что определяется постоянством или незначительным изменением квантового колебательного числа при электронном возбуждении молекулы. Такая форма потенциальных кривых обычно не приводит к диссоциации молекулы в результате поглощения фотона, так как согласно принципу Франка — Кондона (см. § 3-2) невозможен электронный переход в зону диссоциации с низкого уровня колебательной энергии молекулы в невозбужденном состоянии. Следовательно, оптическая диссоциация такой молекулы возможна только в условиях очень высокой температуры (переход $c \rightarrow c'$). Спектр излучения такой молекулы состоит из полос дискретных спектральных линий.

Рассмотренный пример показывает, что фотохимическая реакция молекул описанного типа возможна лишь в результате соударения возбужденной молекулы с другими молекулами вещества, участвующими в реакции. При смещении кривой возбужденного состояния молекулы вправо (рис. 3-14,*b*) электронное возбуждение молекулы с любого колебательного уровня приводит к значительному увеличению квантового колебательного числа и связанному с этим разрывлению молекулы. Разрывление молекулы в возбужденном состоянии характеризуется увеличением расстояний между ядрами как в результате увеличения амплитуды их колебания, так и в результате смещения положения равновесия ядер молекулы в область больших расстояний. Молекулы такого типа, например Cl_2 , Br_2 , O_2 , часто диссоциируют при электронном возбуждении (переход $b \rightarrow b'$). Следовательно, молекулы этого типа могут вступать в фотохимическую реакцию как в результате непосредственной диссоциации, так и вследствие соударений в возбужденном состоянии. В спектре излучения такой молекулы наблюдаются как дискретные линии, так и сплошные полосы.

Еще большее смещение потенциальной кривой возбужденного состояния молекулы вправо вызывает диссоциацию при любых электронных переходах (рис. 3-14,*c*). Спектр поглощения таких молекул состоит только из сплошных полос. Диссоциация молекул в результате оптического возбуждения обычно связана с ионизацией атомов или с отрывом электронов от ионов, составляющих моле-

кулу. Типичным примером такой реакции является *фотораспад* ионных кристаллов галоидных солей, в том числе и галоидных солей серебра (AgBr , AgCl , AgJ).

Рассмотрим для примера реакцию фотораспада щелочно-галоидной соли NaBr , представляющей соединение ионов Na^+ и Br^- . Фотон, поглощенный ионом брома, отрывает один из восьми валентных электронов у иона брома и этим нейтрализует его. Для передачи освобожденного электрона иону натрия необходимо преодолеть потенциальный барьер кристаллической решетки NaBr , следовательно, необходимо сообщить свободному электрону дополнительную энергию, равную энергии кристаллической решетки. Как показали многочисленные исследования реакции фотораспада галоидных солей, дополнительная энергия, сообщаемая свободному электрону, может быть меньше энергии кристаллической решетки на энергию ионизации Na , которая выделяется при соединении свободного электрона с ионом Na^+ . Таким образом, энергия фотона, необходимая для элементарного процесса фотораспада, согласно закону сохранения энергии, определяется так:

$$h\nu = Q_{\text{екр}} + Q_{\text{еэ}} - Q_{\text{еи}}, \quad (3-8)$$

где $Q_{\text{екр}}$ — энергия кристаллической решетки NaBr ;

$Q_{\text{еэ}}$ — энергия сродства к электрону атома Br^* ;

$Q_{\text{еи}}$ — энергия ионизации атома Na .

Физический смысл полученного равенства заключается в том, что свободный электрон, появившийся при ионизации галоида, должен обладать энергией, равной разности $Q_{\text{екр}} - Q_{\text{еи}}$, необходимой для соединения электрона с ионом металла Na^+ . Если свободный электрон не получает необходимой энергии для преодоления барьера решетки, он рекомбинирует с атомом галоида и разложения кристалла NaBr не происходит.

В тех случаях, когда энергия поглощенного фотона недостаточна для диссоциации молекулы, т. е. когда частота фотона лежит в линейчатой области спектра молекулы, возникает возбужденная молекула, обладающая большим по сравнению с нормальным запасом энергии. Если такая молекула в течение существования в возбужденном состоянии не испытывает внешних воздействий, то она спонтанно люминесцирует, переходя вновь в нормальное состояние, или избыток ее энергии рассеивается в результате соударений.

Вероятность таких соударений достаточно велика в течение времени пребывания молекулы в возбужденном состоянии $t \approx 10^{-8}$ с, так как за это время молекулы успевают совершить до 10^5 колебаний. В результате такого соударения возбужденная молекула может не только потерять избыток энергии, но также и приобрести

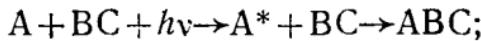
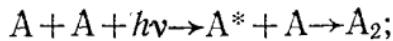
* Энергней сродства к электрону принято называть энергию, выделяемую при присоединении электрона к нейтральному атому.

дополнительную энергию, активно вступая при этом в химическую реакцию, протекающую по одной из следующих схем [96]:

а) фотораспад



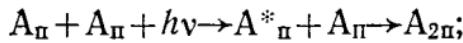
б) фотоприсоединение



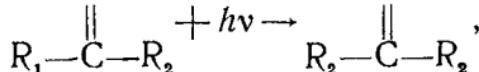
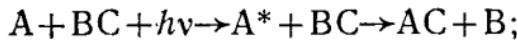
в) фотоперенос электрона



г) фотополимеризация



д) фотоперегруппировка



где А, В, С — атомы или молекулы простых химических соединений;

AB, BC, ABC — молекулы;

A⁺, B⁻ — ионы;

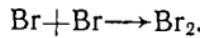
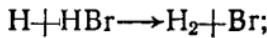
R₁, R₂ — радикалы;

A^{*} — молекула или атом в возбужденном состоянии.

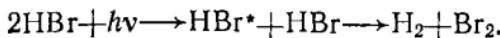
Для пояснения приведенных схем фотохимических реакций рассмотрим несколько примеров фотохимического действия излучения. Типичной реакцией фотораспада может служить разложение бромистого водорода на бром и водород при облучении ультрафиолетовым излучением с длинами волн в интервале от $\lambda_1 = 0,207$ мкм до $\lambda_2 = 0,2537$ мкм. Эта реакция протекает с возникновением вторичных процессов, сопутствующих начальному фотораспаду молекулы бромистого водорода:



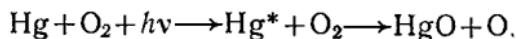
Далее следуют вторичные реакции:



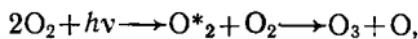
Следовательно, запись реакции фотораспада HBr с учетом вторичных процессов примет следующий вид:



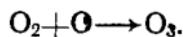
Типичной реакцией фотоприсоединения является окисление ртути в процессе облучения смеси паров ртути и кислорода ультрафиолетовым излучением с $\lambda=0,2537$ мкм:



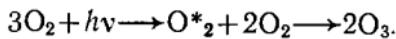
Примером фотополимеризации может служить образование озона в процессе облучения кислорода излучением с $\lambda=0,2537$ мкм:



после чего следует вторичная реакция



Следовательно,



Все приведенные фотохимические реакции возбуждаются ультрафиолетовым излучением, что характерно для большинства процессов фотохимического действия. В этом случае энергия фотона, используемая в элементарном процессе фотохимической реакции на работу разрыва химических связей, должна быть достаточно большой.

3-8. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ФОТОХИМИИ

Как было показано ранее (§ 1-37), одним из основных количественных критериев эффективности преобразования излучения является квантовый выход, определяемый для фотохимических реакций отношением числа молекул, вступивших в реакцию $N_{\text{эф}}$, к числу поглощенных фотонов N_α :

$$\eta_\kappa = \frac{N_{\text{эф}}}{N_\alpha}.$$

Принимая за меру фотохимического процесса количество эффективно прореагировавших молекул $N_{\text{эф}}$, можно видеть, что при постоянстве спектрального состава излучения эффективность фотохимической реакции определяется величиной, пропорциональной энергии излучения, поглощенного реагирующим веществом:

$$N_{\text{эф}} = \eta_\kappa N_\alpha = \eta_\kappa \frac{Q_{e\alpha}}{h\nu}, \quad (3-9)$$

где $Q_{e\alpha}$ — энергия излучения, поглощенного реагирующим веществом;

$h\nu$ — среднее значение энергии поглощенного фотона.

Впервые зависимость химического действия света от поглощенной энергии излучения установил в 1818 г. Х. И. Гrottус (1785—1822). Исследуя обесцвечивание солей железа на солнечном свете, он установил, что химическим действием обладают лучи того цвета, который является дополнительным к цвету окраски реагирующего вещества. Закон Гrottуса был вторично «открыт» английским физиком и астрономом Д. Гершелем в 1842 г. и американским ученым Дрепером в 1843 г.

Количественная зависимость эффективности фотохимического действия от условий облучения реагирующего вещества была впервые установлена в 1855 г. Р. Бунзеном (1811—1899) совместно с Г. Роско (1833—1915) на основе исследования реакции образования на свету хлористого водорода. Закон Бунзена—Роско, часто называемый законом взаимозаменимости, определяет пропорциональность между выходом фотохимической реакции и количеством облучения реагирующего вещества:

$$N_{\text{эф}} = \gamma Q_{\alpha} = \gamma \Phi_{e\alpha} t = \gamma (1 - e^{-al}) \Phi_e t, \quad (3-10)$$

или для единицы объема облучаемого вещества¹:

$$n_{\text{эф}} = \gamma (1 - e^{-a}) E_e t, \quad (3-10a)$$

где E_e — плотность облучения реагирующего вещества;
 t — время облучения;

$\gamma = \eta_k / h\nu$ — постоянная скорости фотохимической реакции;

$N_{\text{эф}}$ — количество молекул исходного вещества, вступившего в реакцию в течение времени t ;

$n_{\text{эф}}$ — то же для единицы объема облучаемого вещества;

a — показатель поглощения излучения;

l — длина пути луча в веществе.

Закон Бунзена — Роско, как показали последующие исследования, имеет лишь предельный характер и во многих случаях, при малых и больших плотностях облучения, течение фотохимических реакций не подчиняется этому закону.

Наиболее общая формулировка количественной зависимости фотохимического действия от поглощенной веществом энергией излучения была дана в 1904 г. Вант-

¹ Площадь облучаемой поверхности равна 1 см², длина пути луча 1 см. В уравнениях (3-10a) и (3-11a) e^{-a} — прозрачность вещества — на единичной длине пути луча в веществе [см. (2-90)].

Гоффом (1852—1911), установившим взаимосвязь между скоростью фотохимической реакции и скоростью поглощения излучения. Акад. П. П. Лазарев (1878—1942) на основе исследования процесса выцветания красок на свету дал в 1911 г. математическую формулировку правила Вант-Гоффа [98]

$$\frac{dN_{\text{еф}}}{dt} = \gamma (1 - e^{-at}) \Phi_e, \quad (3-11)$$

или для единицы объема облучаемого вещества:

$$\frac{dn_{\text{еф}}}{dt} = \gamma (1 - e^{-a}) E_e. \quad (3-11a)$$

3-9. ЭНЕРГЕТИКА ФОТОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Согласно первому закону термодинамики процессы преобразования внутренней энергии системы, теплоты и совершающей системой работы происходят в строго эквивалентных соотношениях. Это соответствие можно записать следующим равенством, определяемым законом сохранения энергии в процессе химического преобразования вещества:

$$\Delta Q_{\text{евн}} = Q_{\text{ет}} - Q_e, \quad (3-12)$$

где $\Delta Q_{\text{евн}}$ — изменение внутренней энергии вещества, участвовавшего в химической реакции;

$Q_{\text{ет}}$ — количество теплоты, сообщенной веществу извне;

Q_e — энергия, преобразованная веществом в процессе реакции.

Вполне понятно, что уравнение (3-12) будет правильным лишь в тех случаях, когда единица энергии и количества теплоты одинаковы. Для этой цели энергетические соотношения можно записывать в джоулях на 1 моль реагирующего вещества. Эта единица ($\text{Дж}\cdot\text{моль}^{-1}$) позволяет определить энергию, сообщенную каждой молекуле, если 1 моль вещества поглотил излучение, равное 1 Дж. Следовательно, энергию фотона, поглощенного веществом, можно также выразить в $\text{Дж}\cdot\text{моль}^{-1}$:

$$Q_{\text{ф}} = 6,022 \cdot 10^{23} h\nu = \frac{0,12}{\lambda} 10^6, \quad (3-13)$$

где $Q_{\text{ф}}$ — энергия фотона, $\text{Дж}\cdot\text{моль}^{-1}$;

λ — длина волны излучения, мкм;

$6,022 \cdot 10^{23} = N_A$ — число Авогадро, равное числу молекул в 1 моле любого вещества,

Основной закон термохимии был сформулирован в 1840 г. профессором Петербургского горного института акад. Г. И. Гессом (1802—1850). Закон Гесса в формулировке автора гласит: *количество теплоты, развивающееся в каком-либо химическом процессе, всегда одно и то же, протекает ли данное химическое превращение сразу или постепенно, через несколько стадий*. Этот закон, устанавливающий зависимость теплового эффекта любой химической реакции лишь только от начального и исходного состояний вещества, участвующего в реакции, представляет собой одну из форм закона превращения и сохранения энергии¹.

Из закона Гесса следуют три вывода, существенно важные для энергетики фотохимических реакций:

а) Энергия, выделяющаяся при разложении химического соединения, равна и обратна по знаку энергии, сообщаемой веществу в процессе его образования из химически простых веществ.

б) Для двух реакций, приводящих различные исходные состояния к одинаковым конечным состояниям, разность между значениями энергии этих реакций равна энергии перехода из одного начального состояния в другое.

в) Для двух реакций, приводящих одинаковые исходные состояния к различным конечным состояниям, разность между значениями энергии этих реакций равна энергии перехода из одного конечного состояния в другое.

Первый из трех перечисленных выводов был самостоятельно сформулирован в 1780 г. А. Лавуазье (1743—1794) и П. Лапласом (1749—1827) и называется законом Лавуазье или первым законом термохимии.

Условием возникновения элементарного процесса любой химической реакции является встреча и взаимодействие молекул вступающих в реакцию веществ. Однако не все встречи приводят к возникновению химической реакции. Это объясняется тем, что большинство экзотермических реакций имеет начальную эндотермическую стадию, требующую наличия избытка энергии для ослабления химической связи молекул исходного вещества.

¹ Закон Гесса был открыт за несколько лет до того, когда Р. Майер и Г. Гельмгольц сформулировали количественные закономерности превращения энергии.

Избыток энергии, которым должны располагать реагирующие молекулы для обеспечения начала реакции, принято называть *энергией активации*.

Энергетическую схему процесса активации можно представить в виде графика энергии элементарного фотохимического процесса (рис. 3-15). На этом графике

уровни I и II соответствуют значениям энергии молекулы исходного вещества и продукта реакции. Так как уровень I выше уровня II, изображенная на графике схема характеризует экзотермическую реакцию. Высота энергетического барьера $\Delta Q'_e$, который должны преодолеть взаимодействующие молекулы, численно равная энергии активации,

Рис. 3-15.

определяется типом реакции, прочностью связей молекул исходного вещества и условиями, в которых протекает реакция. Необходимую энергию активации можно определить из энергетического цикла Борна для исследуемой реакции. В том случае, если изображенный на рис. 3-15 энергетический график характеризует фотохимическую реакцию, минимальная частота излучения, способного возбудить эту реакцию,

$$v_{\min} \geq \frac{\Delta Q'_e}{h}.$$

3-10. КИНЕТИКА ФОТОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Интенсивность любой химической реакции принято характеризовать количеством вещества, вступившего в реакцию в единицу времени, в единице объема. Для газов и растворов, в которых чаще всего наблюдаются фотохимические реакции, количество вещества в единице объема измеряется его концентрацией. Следовательно, скорость фотохимической реакции в газах и растворах v_p можно определить как

$$v_p = -\frac{dc}{dt},$$

где c — концентрация вещества, определяемая числом молекул в единице объема.

Скорость химических реакций бывает очень различной: от долей секунды до многих столетий. Обычно большой скоростью обладают: реакции ионных соединений, взрывные реакции, протекающие с выделением большого количества тепла, и др. Наиболее детальное исследование кинетических закономерностей фотохимических процессов было проведено [98] акад. П. П. Лазаревым.

Скорость простейших фотохимических реакций согласно правилу Вант-Гоффа — Лазарева пропорциональна поглощенному потоку излучения [см. (3-11)]:

$$\frac{dN_{\text{еф}}}{dt} = \gamma \Phi_{e\alpha},$$

где $N_{\text{еф}}$ — количество молекул исходного вещества, вступившего в реакцию в течение времени t .

Так как поглощенный веществом поток численно равен скорости поглощения энергии излучения, уравнение Вант-Гоффа — Лазарева можно записать в следующем виде:

$$\frac{dN_{\text{еф}}}{dt} = \gamma \frac{dQ_{e\alpha}}{dt},$$

где $dQ_{e\alpha}$ — энергия излучения, поглощенного веществом за время dt .

Коэффициент пропорциональности в полученном равенстве в случае облучения реагирующего вещества монохроматическим излучением определяется [см. (3-9)]:

$$\gamma = \frac{\eta_k}{h\nu},$$

где $\eta_k = \frac{dN_{\text{еф}}}{dN_\alpha}$ и $dN_\alpha = \alpha_\lambda \frac{dQ_{e\lambda}}{h\nu}$.

Подставляя полученное значение коэффициента пропорциональности скоростей поглощения энергии излучения и течения фотохимической реакции в (3-11), получаем:

$$\frac{dN_{\text{еф}}}{dt} = \frac{\eta_k}{h\nu} \Phi_{e\lambda} (1 - e^{-mc^2}), \quad (3-14)$$

где η_k — квантовый выход фотопреакции;

$\Phi_{e\lambda}$ — поток монохроматического излучения с длиной волны λ , упавшего на реагирующее вещество;
 m — молекулярный показатель поглощения;

l — длина пути луча в веществе;

c — концентрация молекул реагирующего вещества.

Уравнение для единицы объема реагирующего вещества будет:

$$-\frac{dc}{dt} = \frac{\eta_k}{hv} E_{e\lambda} (1 - e^{-mc}), \quad (3-14a)$$

так как для единицы объема вещества площадь облучаемой поверхности равна 1 см², длина пути луча 1 см. Разделяя переменные, интегрируем полученное дифференциальное уравнение:

$$\int_{c_0}^{c_t} \frac{dc}{1 - e^{-mc}} = -\frac{\eta_k}{hv} \int_{t_0}^t E_{e\lambda} dt.$$

При большой концентрации вещества, когда mc велико, значение $e^{-mc} \approx 0$ и кинетическое уравнение фотохимической реакции примет известный вид уравнения Бунзена — Роско:

$$-\Delta c = \frac{\eta_k}{hv} E_{e\lambda} \Delta t, \quad (3-15)$$

где $-\Delta c$ — уменьшение концентрации числа молекул реагирующего вещества за время Δt .

При малой концентрации вещества и слабом поглощении потока ($mc \leq 0,1$) кинетическое уравнение реакции можно решить, разлагая в ряд выражение e^{mc} :

$$e^{mc} = 1 + mc + \frac{m^2 c^2}{2!} + \frac{m^3 c^3}{3!} + \dots$$

Вследствие малого значения mc можно ограничиться двумя первыми членами сходящегося ряда и принять:

$$1 - e^{-mc} \approx 1 - \frac{1}{1 + mc} \approx mc.$$

В этом случае решение кинетического уравнения реакции

$$\frac{dc}{dt} = -\gamma mc E_{e\lambda} \quad (3-14b)$$

будет:

$$\ln \frac{c_t}{c_0} = -\gamma m E_{e\lambda} t,$$

или

$$c_t = c_0 e^{-\gamma m E_{e\lambda} t}, \quad (3-16)$$

где c_0 — начальная концентрация исходного вещества реакции;
 c_t — концентрация вещества через t секунд;
 $\gamma = \eta_k/h\nu$ — коэффициент, определяющий эффективность реакции;
 $E_{e\lambda}$ — плотность однородного облучения реагирующего вещества.

Нетрудно видеть, что концентрация продуктов реакции

$$c_{\text{еф}} = c_0 - c_t = c_0 (1 - e^{-\gamma m E_{e\lambda} t}). \quad (3-16a)$$

Скорость течения фотохимических реакций в газах и растворах определяется законом действия масс, согласно которому скорость химической реакции пропорциональна произведению концентраций реагирующих веществ. Рассмотрим фотохимическую реакцию между молекулами А и В, протекающую по следующей схеме:

- 1) фотоактивация $A + h\nu \rightarrow A^*$;
- 2) фотолюминесценция $A^* \rightarrow A + h\nu$;
- 3) фотосоединение $A^* + B \rightarrow AB$.

Из приведенной схемы можно видеть, что часть активированных молекул AA^* люминесцирует, а остальная часть, соединяясь с молекулами В, образует новое вещество АВ. Согласно закону действия масс скорости каждого этапа реакции можно определить следующими равенствами:

- 1) скорость появления активированных молекул A^*

$$\frac{dc_{A^*}}{dt} = \gamma c_A E_{e\lambda};$$

- 2) скорость исчезновения активированных молекул A^* в процессе фотолюминесценции

$$\frac{dc_{A^*}}{dt} = k_1 c_{A^*};$$

- 3) скорость появления молекул продукта реакции АВ

$$\frac{dc_{AB}}{dt} = k_2 c_{A^*} c_B,$$

где c_A , c_B и c_{AB} — концентрации молекул А, В исходного вещества и молекул АВ продукта реакции;

c_{A^*} — концентрация активированных молекул A^* ;

γ — постоянная скорости первичной реакции — скорости эффективного поглощения фотонов;

k_1 и k_2 — постоянные скоростей вторичных реакций: дезактивации молекул A^* излучением и появления молекул АВ продукта реакции.

Большой интерес представляют обратимые фотохимические реакции, продукты которых в силу каких-либо причин часто вновь преобразуются в исходные вещества.

Типичным примером обратимой реакции является фотораспад светочувствительного вещества в сетчатой оболочке глаза (§ 1-18). Как показывает опыт, наряду с распадом молекул родопсина и иодопсина при поглощении фотонов происходит процесс восстановления.

Скорость любой обратимой фотохимической реакции определяется разностью скоростей: прямой (световой) и обратной (темновой).

Определяя скорость прямой реакции для условий малой концентрации светочувствительного вещества, согласно уравнению (3-14б) получим кинетическое уравнение обратимой реакции:

$$\frac{dc_1}{dt} = \gamma m E_{e\lambda} c_1 - k c_2, \quad (3-17)$$

Рис. 3-16.

где γ и k — постоянные скоростей световой и темновой реакций;

c_1 и c_2 — концентрации исходного вещества и продукта реакций;

m — молекулярный показатель поглощения излучения.

Первый член кинетического уравнения обратимой реакции определяет скорость роста продукта реакции, а второй — скорость его убывания в результате восстановления исходного продукта.

Скорость прямой реакции уменьшается по мере ее длительности вследствие снижения концентрации исходного вещества c_1 . Наряду с этим увеличивается скорость обратной реакции восстановления, так как с увеличением времени растет концентрация продукта реакции. В тот момент, когда скорости первичной и вторичной реакций сравниваются (рис. 3-16), устанавливается *состояние равновесия*. Нетрудно видеть, что после достижения равновесия концентрации исходного вещества и продукта реакции будут постоянными при постоянстве плотности облучения. Это состояние равновесия можно

определить из условия $\frac{dc_2}{dt} = 0$, следовательно:

$$\gamma m E_{e\lambda} c_1 = k c_2,$$

откуда

$$c_2 = \frac{\gamma}{k} m E_{e\lambda} c_1.$$

Подставляя полученное значение концентрации продуктов реакции в уравнение $c_0 = c_1 + c_2$, где c_0 — начальная концентрация исходного вещества, получаем:

$$\left. \begin{array}{l} c_1 = \frac{c_0 k}{\gamma m E_{e\lambda} + k}; \\ c_2 = \frac{\gamma m E_{e\lambda} c_0}{\gamma m E_{e\lambda} + k}. \end{array} \right\} \quad (3-18)$$

Уравнения (3-18) определяют установившиеся значения концентрации исходных веществ и продуктов реакции. Из этих уравнений можно видеть, что увеличение плотности облучения реагирующего вещества смещает точку равновесия в сторону снижения концентрации исходного вещества, следовательно, в сторону увеличения концентрации продукта реакции. Для вещества с большим показателем поглощения точку равновесия можно определить, пользуясь уравнением (3-14а), согласно которому скорость прямой реакции пропорциональна поглощенному потоку, следовательно,

$$\frac{dc_2}{dt} = \gamma E_{e\lambda} (1 - e^{-mc_1}) - kc_2, \quad (3-19)$$

откуда концентрации в состоянии равновесия будут:

$$\left. \begin{array}{l} c_2 = \frac{\gamma}{k} E_{e\lambda} (1 - e^{-mc_1}); \\ c_1 = c_0 - \frac{\gamma}{k} E_{e\lambda} (1 - e^{-mc_1}). \end{array} \right\} \quad (3-18a)$$

Исследование зависимости концентрации продукта обратимой реакции в функции времени при неустановившемся режиме требует интегрирования дифференциального кинетического уравнения [98]. Рассмотрим эту зависимость для мономолекулярной¹ фотохимической обратимой реакции в веществе с малым показателем по-

¹ Мономолекулярными реакциями принято называть реакции, в элементарных процессах которых участвует лишь одна молекула исходного вещества, в результате чего скорость таких реакций пропорциональна концентрации исходного вещества.

глощения. Для этой цели решим кинетическое уравнение реакции (3-17):

$$\frac{dc_2}{dt} - \gamma m E_{e\lambda} c_1 + k c_2 = 0,$$

или

$$\frac{dc_2}{dt} + c_2 (\gamma m E_{e\lambda} + k) - \gamma m E_{e\lambda} c_0 = 0,$$

где $c_0 = c_1 + c_2$.

Интегрирование этого уравнения относительно c_2 дает:

$$(c_2)_t = \frac{\gamma m E_{e\lambda} c_0}{\gamma m E_{e\lambda} + k} [1 - e^{-(\gamma m E_{e\lambda} + k)t}], \quad (3-20)$$

где $(c_2)_t$ — мгновенное значение концентрации продукта реакции для времени t от начала облучения.

3-11. ФОТОГРАФИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Наиболее широкое применение преобразования энергии излучения в химическую нашло в фотографической технике [99, 100]. В современных фотографических эмульсиях в качестве светочувствительного вещества применяют галоидные соли серебра AgBr , AgJ и AgCl . Структура всех трех перечисленных соединений ионно-кристаллическая, причем во всех случаях положительным ионом является Ag^+ и отрицательным — ион галоида. Принцип построения ионного кристалла галоидных солей серебра рассмотрим на примере AgBr . Образование молекулы бромистого серебра происходит в результате отдачи атомом Ag единственного валентного электрона $5s^1$, располагающегося в атоме металлического серебра во внешнем пятом слое на подуровне s . Атом Br , имеющий семь валентных электронов $4s^2$ и $4p^5$ во внешнем — четвертом слое на подуровнях s и p , захватывает электрон от атома Ag . В результате такой передачи электрона образуется устойчивое соединение ионов Ag^+ и Br^- [98].

Описанная схема образования AgBr является общей для всех перечисленных соединений, так как J и Cl , так же как и Br , имеют по семи валентных электронов. Облучение ионных кристаллов галоидных солей приводит к фотораспаду. Непосредственный фотораспад галоид-

ных солей серебра в результате облучения фотографической эмульсии наблюдается лишь при очень больших значениях энергетической экспозиции (количества облучения). Малые значения количества облучения, при которых обычно протекают фотографические процессы, вызывают появление лишь только скрытого фотографического изображения, возникающего в отдельных светочувствительных зернах фотографической эмульсии. Фотографическая эмульсия представляет собой высохший на подложке слой желатины, внутри которого включены микрокристаллы AgBr или других галоидных солей серебра, называемые светочувствительными (эмulsionционными) зернами [99]. Число зерен на 1 см² эмульсионного слоя очень велико (10^8 — 10^{10}), причем оно уменьшается, а размер каждого зерна увеличивается по мере повышения чувствительности фотографической эмульсии.

Скрытое фотографическое изображение становится видимым лишь после обработки фотографической эмульсии проявителем. Процесс проявления скрытого изображения является чисто химическим процессом избирательного восстановления металлического серебра. Избирательность этого процесса характеризуется тем, что восстановлению преимущественно подвергаются те зерна эмульсии, которые поглотили фотоны действующего на нее света.

Теория образования скрытого изображения различает три фазы. В первой фазе фотон, поглощенный микрокристаллом AgBr , выбивает из внешнего электронного слоя иона Br^- «лишний» электрон и переводит его в зону проводимости кристалла (рис. 3-17), в которой электрон обладает возможностью перемещаться, определяя этим фотоэлектрическую проводимость эмульсии. Во второй фазе электроны, попавшие в зону проводимости из ионов Br^- , диффундируют на более низкий энергетический уровень дефектных узлов кристаллической решетки (центров светочувствительности) и создают в них объ-

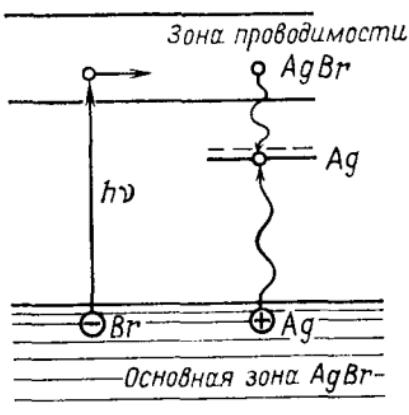


Рис. 3-17.

емный электрический заряд. В третьей фазе ионы Ag^+ из близрасположенных узлов решетки перемещаются по направлению к образовавшемуся в центре светочувствительности отрицательному заряду и, достигая его, получают «недостающий» электрон, в результате чего обра-щаются в нейтральные атомы Ag.

В результате накопления в центрах светочувствительности атомов серебра эти участки фотоэмulsionии обра-

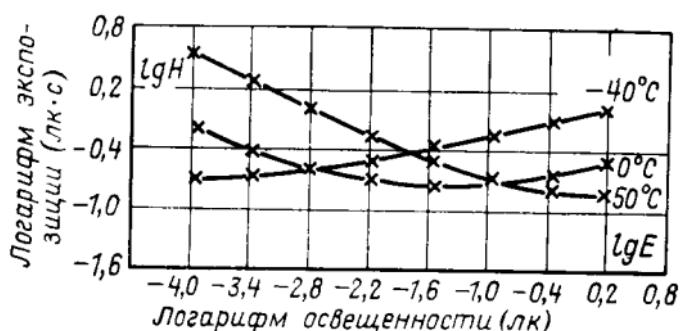


Рис. 3-18.

щаются в центры скрытого фотографического изображения. Переход свободных электронов из зоны проводимости в центры скрытого изображения осуществляется самопроизвольно вследствие того, что основной энергетический уровень Ag лежит ниже зоны проводимости кристалла AgBr (рис. 3-17).

Как показывает опыт, в процессе фотографического действия излучения в центры скрытого изображения перемещается незначительное число атомов Ag из общего числа ионов Ag^+ кристалла, вследствие чего скрытое изображение невидимо. В восстановительном процессе проявления скрытого изображения атомы Ag служат катализатором, способствующим ускорению процесса восстановления металлического серебра в зонах, прилежащих к центру скрытого изображения.

Приведенная схема механизмов элементарных процессов фотокимического действия излучения позволяет объяснить отклонение хода течения этих процессов от закона взаимозаменимости (§ 3-8). Как показали многочисленные экспериментальные исследования, закон Бунзена — Роско [см. (3-10)] нарушается при фотографическом действии малых и больших уровняй освещенности (рис. 3-18). На этом рисунке приведены кривые зависимости логарифма экспозиции (количества освещения) фотографической

эмulsionи, вызывающей одинаковую оптическую плотность проявленного изображения, в функции логарифма освещенности эмульсии. Уменьшение эффективности действия излучения при больших значениях E и малых t , характеризуемое ростом экспозиции для обеспечения оптической плотности проявленного изображения $D = \text{const}$, определяется недостаточной скоростью продвижения ионов Ag^+ к центрам скрытого изображения по сравнению со скоростью возникновения свободных электронов. Наличие в этих центрах большого числа электронов вследствие недостаточной скорости диффундирования ионов Ag^+ к центрам скрытого изображения создает значительный объемный заряд, препятствующий дальнейшему переходу свободных электронов из зоны проводимости на уровень Ag . В результате задержки перехода свободных электронов в центры светочувствительности часть электронов из зоны проводимости переходит в основную зону, рекомбинируя с атомами галоида.

При малой скорости возникновения свободных электронов (малые значения E_e) также наблюдается снижение эффективности фотографического действия излучения, что объясняется возвращением в зону проводимости электронов из центра скрытого изображения в результате соударений второго рода. Такие переходы возможны потому, что в ранних стадиях образования скрытого изображения (при малом числе атомов Ag) оно недостаточно устойчиво и способно отдавать электроны в результате действия внешних причин, например теплового колебания.

Для выбора количественной характеристики чувствительности фотографических материалов принято определять эффект фотографического действия света оптической плотностью проявленного изображения. Выбор этой меры фотографического действия света определяется тем, что рост концентрации молекул металлического серебра в эмульсии после проявления скрытого изображения приводит к повышению оптической плотности [см. (2-89)].

Зависимость оптической плотности от логарифма экспозиции (количества освещения) принято называть *характеристической кривой фотографического материала* [99]. Характеристическая кривая любого фотографического материала имеет три зоны (рис. 3-19):

а) Зона $a-b$, в которой проявленная эмульсия имеет малую оптическую плотность, незначительно превышаю-

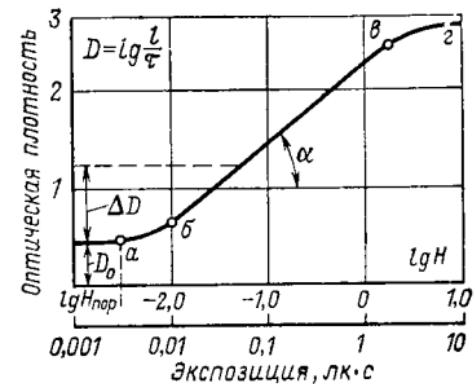


Рис. 3-19.

щую оптическую плотность вуали* D_0 , носит название *нижнего криволинейного участка*. В этой зоне контраст проявленного изображения очень невелик, что определяется малым относительным приростом оптической плотности $\Delta D/D$ при большом относительном увеличении экспозиции $\Delta \lg H/\lg H$.

б) Зона *б-в*, в которой имеет место пропорциональное изменение оптической плотности в функции экспозиции, называется *прямолинейной частью* кривой.

в) Зона *в-г*, в которой прирост плотности проявленного изображения так же мал, как и в зоне *а-б***, но в отличие от этой зоны оптическая плотность очень велика — *верхний криволинейный участок*. Малый контраст проявленного изображения в этой зоне определяется значительным снижением вероятности встречи фотонов с ионами Вт — вследствие уменьшения их концентрации.

Тангенс угла наклона прямолинейной части характеристической кривой принято называть *коэффициентом контрастности* фотографической эмульсии $\gamma = \operatorname{tg} \alpha$. В зависимости от коэффициента контрастности различают эмульсии: контрастные ($\gamma = 1,5 \div 2,0$), нормальные ($\gamma = 1,0 \div 1,5$) и мягкие ($\gamma < 1,0$).

Фотографическая широта эмульсии определяется разностью значений $\lg H$, соответствующих концам прямолинейной части (точки *б* и *в*). Минимальное значение фотографической экспозиции, определяемое *порогом почернения* (точка *а* на рис. 3-19), называется *пороговым* [99].

Наиболее важными характеристиками фотографического материала являются его чувствительности: интегральная и спектральная. *Интегральную чувствительность* фотографических материалов принято определять по характеристической кривой стандартного излучения с цветовой температурой $T_{\text{ц}} = 5000$ К. Интегральная чувствительность фотографического материала определяется величиной $S_{\text{ГОСТ}}$, $\text{лк}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, обратной экспозиции, обеспечивающей оптическую плотность изображения,

* Фотографической вуалью принято называть потемнение фотографической эмульсии после проявления без предварительного облучения.

** Устаревшие термины — «область недодержек» и «область передержек».

превышающую плотность вуали на $\Delta D=0,85$ [99]:

$$S_{\text{гост}} = \frac{k}{H_{D_0+0,85}}, \quad (3-21)$$

где k — коэффициент пропорциональности; по отечественному стандарту (ГОСТ 10691-63) $k=10^*$.

Спектральную чувствительность фотографического материала принято характеризовать величиной, обрат-

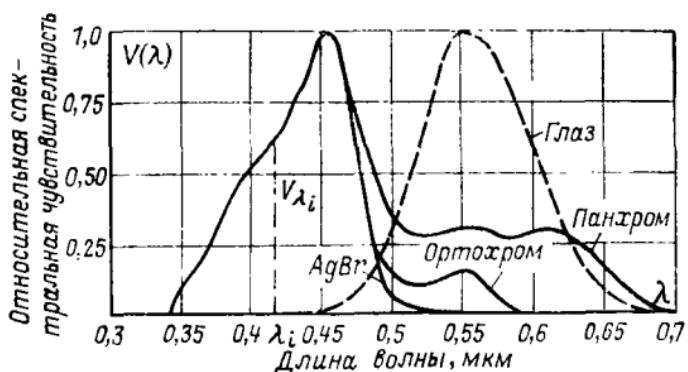


Рис. 3-20.

ной экспозиции монохроматического излучения, вызывающей оптическую плотность проявленного изображения, равную $D=D_0+1,0$ (при $k=1$). В большинстве случаев пользуются относительной спектральной чувствительностью (рис. 3-20):

$$V_{\lambda_i} = \frac{S_{\lambda_i}}{(S_{\lambda})_{\max}}, \quad (3-22)$$

где S_{λ_i} — спектральная чувствительность к излучению с длиной волны λ_i , $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2}$;

$(S_{\lambda})_{\max}$ — максимальная спектральная чувствительность в тех же единицах.

Спектральная чувствительность бромо-серебряной фотографической эмульсии незначительна в зоне 0,50—0,55 мкм и резко падает в зоне 0,46—0,5 мкм (рис. 3-20), что приводит к неправильному фотографическому воспроизведению яркостей цветных объектов. Для исправ-

* По ГОСТ 2817-50 за критерий чувствительности принималась оптическая плотность $D=D_0+0,2$ при $k=1$.

ления этого недостатка фотографических материалов применяют их *сенсибилизацию*, т. е. расширение спектральной чувствительности в область спектра с $\lambda > 0,55$ мкм путем введения в фотографическую эмульсию веществ, поглощающих излучения в зоне с $\lambda > 0,55$ мкм и вызывающих в виде вторичных процессов распад кристаллов бромистого серебра. Эти вещества

были названы *оптическими сенсибилизаторами*, а процесс очувствления фотографических эмульсий к зеленым, желтым, красным и инфракрасным лучам спектра — *оптической сенсибилизацией* фотографических материалов.

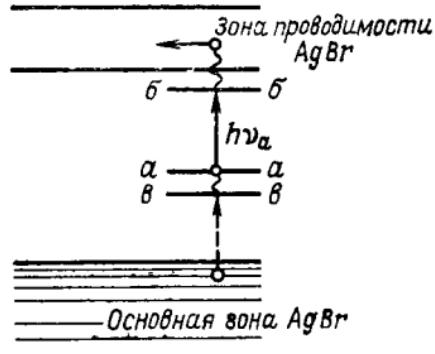


Рис. 3-21.

условием подбора сенсибилизирующих красителей является расположение основного энергетического уровня сенсибилизирующего вещества в запретной зоне кристалла AgBr (рис. 3-21). Молекула сенсибилизатора, поглощая фотон, возбуждается и переходит с основного энергетического уровня $a-a$ в новое электронное состояние — на уровень $b-b$.

Согласно соображениям, высказанным акад. А. Н. Терениным [96], дополнительное участие тепловой энергии кристалла в сенсибилизированном фотографическом процессе позволяет считать, что уровень $b-b$ электронного возбуждения молекулы сенсибилизатора расположен не в зоне проводимости, а вблизи от ее нижней границы. За счет энергии теплового движения электрон возбужденной молекулы переходит с уровня $b-b$ в зону проводимости кристалла. Электроны из зоны проводимости согласно ранее изложенной схеме улавливаются центрами светочувствительности, и далее процесс образования скрытого изображения протекает так же, как и в несенсибилизированной эмульсии.

Современные негативные фотографические материалы, применяемые в практике кино- и фотосъемок в видимой области спектра, сенсибилизированы до $\lambda = 0,58$ мкм — ортохроматические эмульсии или до $\lambda = 0,75$ мкм — панхроматические эмульсии (рис. 3-20). Сенсибилизация фотографической эмульсии в любой зоне видимого спектра создала условия для развития цветной фотографии и цветного кино. Сенсибилизация негативных фотографических материалов возможна в настоящее время также к ИК излучениям [100].

Вследствие того что большинство фотографических материалов предназначено для воспроизведения пространства, видимого глазом, исходными величинами и единицами при расчете фотографического действия приняты световые величины и их единицы. Различие спектральных кривых заставляет при расчетах условий освещения объекта фотографической съемки учитывать фотоактиничность излучения (см. § 1-16). Относительная фотоактиничность любой эмульсии по сравнению со стандартным излучением с цветовой температурой $T_d = 5000$ К позволяет определить по характеристической кривой заданного фотоматериала необходимое количество освещения:

$$aEt = E_{\text{эт}}t, \quad (3-23)$$

где a — относительная фотоактиничность заданного излучения;

$E_{\text{эт}}t$ — экспозиция, необходимая для создания заданной оптической плотности при освещении фотоматериала эталонным (стандартным) источником света;

Et — экспозиция со спектральным составом излучения в процессе съемки.

Д. ФОТОБИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

3-12. ФОТОБИОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ИХ ОСОБЕННОСТИ

Известно действие оптического излучения на человека, животных, микроорганизмы и растения. Эти действия излучения, называемые *фотобиологическими*, несмотря на большое их разнообразие, имеют общую основу. Общими для всех процессов фотобиологического действия излучения являются фотохимические реакции, протекающие в белковых веществах клеток в результате поглощения ими излучения с длинами волн $\lambda \leq 0,4$ мкм. Большинство химических превращений в живом организме происходит с непосредственным участием ферментов (тел белковой природы), играющих большую роль в обмене веществ. Процесс обмена веществ, непрерывно происходящий в белковых веществах живого организма, отличает живую природу от «неживой». Это положение с исчерпывающей полнотой было сформулировано

Ф. Энгельсом в следующих словах: «Жизнь есть способ существования белковых тел, существенным моментом которого является *постоянный обмен веществ с окружающей их внешней природой*, причем с прекращением этого обмена веществ прекращается и жизнь, что приводит к разложению белка»¹.

Таблица 3-3

Энергетические характеристики УФ излучения

Наименование величин	Обозначение величины ¹	Единица
УФ энергия	$Q_{\text{УФ}}$	Дж
УФ доза (УФ экспозиция)	$H_{\text{УФ}}$	Дж·м ⁻²
УФ поток	$\Phi_{\text{УФ}}$	Вт
Поверхностная плотность излучения УФ потока	$M_{\text{УФ}}$	Вт·м ⁻²
УФ облученность	$E_{\text{УФ}}$	Вт·м ⁻²
Сила УФ излучения	$I_{\text{УФ}}$	Вт·ср ⁻¹
Поверхностная и пространственная плотность УФ потока	$L_{\text{УФ}}$	Вт·ср ⁻¹ ·м ⁻²
УФ отдача источника излучения	$\eta_{\text{УФ}}$	%
Спектральная плотность УФ потока	$\varphi_{\text{УФ}\lambda}$	Вт·нм ⁻¹

¹ Допускается обозначение энергетических величин как без индекса „УФ“, так и с индексом.

Высокой биологической активностью обладают *ультрафиолетовые излучения* (УФ излучения) с квантами большой энергии, способными изменить химическую структуру отдельных клеток и тканей. Как показывает опыт, биологическое действие УФ излучения может быть качественно различным в зависимости от кванта энергии излучения, плотности облучения и времени действия.

УФ излучения расположены в спектре примерно от $\lambda=0,01$ до $\lambda=0,38 \div 0,40$ мкм. По результатам действия было предложено Институтом биологической физики АН СССР разделить спектр УФ излучения на три области: УФ-С — от 0,200 до 0,280 мкм, УФ-В — от 0,280 до 0,315 мкм и УФ-А — от 0,315 до 0,400 мкм [101].

¹ Энгельс Ф. Диалектика природы. Маркс К. и Энгельс Ф. Соч. 2-е изд., т. 20, с. 616.

Энергетические характеристики УФ излучения приведены в табл. 3-3.

Поглощение УФ излучения белковыми коллоидами протоплазмы клеток ткани приводит к расщеплению молекул белка и образованию новых веществ. Образовавшиеся продукты (гистамин, витамин D и др.) являются биологически активными веществами. Распространяясь по организму диффузией или по путям циркуляции жидкостей, эти образовавшиеся активные вещества вызывают общефизиологические сдвиги *тонизирующего* и *терапевтического* характера. Достаточно большие дозы коротковолнового УФ излучения с $\lambda \leq 0,3$ мкм могут вызвать невосстановимые изменения структуры протоплазмы и ядер клеток в результате коагуляции (свертывания) белкового вещества. Такие изменения приводят к разрушению клеток и отмиранию живой ткани. Характерным примером этого является *бактерицидное действие излучения*.

Кроме тонизирующего, терапевтического и бактерицидного действия излучения, огромное значение для организма человека и животных имеет процесс возникновения *зрительного ощущения* в результате поглощения излучения специализированными клетками светочувствительного вещества.

Процесс возникновения у человека ощущений внешнего мира в результате поглощения видимых излучений является очень сложным процессом, связанным с сознанием человека. В. И. Ленин был согласен с определением, что «...ощущение есть превращение энергии внешнего раздражения в факт сознания»¹.

Таким образом, общий комплекс фотобиологических действий излучения можно разделить на три группы:

а) психофизиологическое действие, определяющее зрительные ощущения и представления внешнего окружающего мира;

б) тонизирующее и терапевтическое действие, например антирахитное и эритемное;

в) разрушающее действие излучения, например бактерицидное.

Соотношение между мерой реакции организма и фактическими параметрами излучения определяется фотохимической реакцией — основой всех фотобиологических процессов. Наиболее простым

¹ Ленин В. И. Материализм и эмпириокритицизм. Полн. собр. соч., т. 18, с. 45.

это соотношение бывает в том случае, когда реакция организма на поглощение излучения ограничивается одной клеткой или небольшой группой клеток (бактерицидное действие). В этом случае мерой фотобиологического действия излучения может служить число распавшихся молекул белка или число эффективно поглощенных фотонов. Из этого следует, что эта простейшая разновидность фотобиологического действия излучения должна подчиняться закону Бунзена — Роско (см. § 3-8). Результаты экспериментального исследования бактерицидного действия излучения вполне подтверждают это предположение.

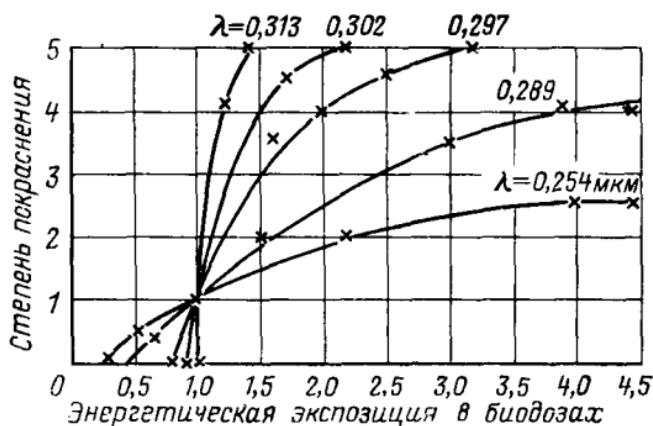


Рис. 3-22.

Включение в процесс фотобиологического действия нервно-рефлекторных реакций значительно усложняет зависимость меры действия излучения от его физических параметров. Так, например, наблюдается существенное нарушение закона Бунзена — Роско для эритемного действия излучения. Приведенные на рис. 3-22 графики эритемного действия излучения в зависимости от энергетической экспозиции (в биодозах) наглядно это иллюстрируют. Несмотря на указанное нарушение закона Бунзена — Роско в практике учета тонизирующего и терапевтического действия излучения принято считать энергетическую экспозицию основной величиной, характеризующей эффект действия.

Минимальное значение энергетической экспозиции, при котором впервые возникает реакция организма, принято называть *пороговой дозой облучения (биодозой)*. Очень часто в клинической практике эффект биологического действия излучения определяют числом пороговых доз облучения, однако этот способ количественной характеристики действия излучения следует признать ориентировочным, потому что закон Бунзена — Роско можно применять без существенных погрешностей лишь на малых интервалах изменения энергетической экспозиции.

Теоретическое обоснование количественной закономерности между зрительным ощущением и физическими параметрами излучения очень затруднительно вследствие участия в нем сознания человека. Дополнительным осложнением количественного учета зрительного ощущения является очень широкий диапазон изменения времени наблюдения (от тысячных долей секунды до нескольких минут) и яркости наблюданного излучения (примерно от 10^{-5} до 10^9 кд·м $^{-2}$). Учитывая сложность зрительного процесса, в практике осветительной техники принято устанавливать зависимость уровня зрительного ощущения от яркости поля зрения на основе экспериментальных данных.

Особое значение в общем комплексе биологических действий излучения занимает *фотосинтез* органических соединений (углеводов и жиров) из неорганических веществ, протекающий в облучаемых листьях растений, содержащих *хлорофилл*¹.

Особенность этого процесса определяется тем, что он является единственным фотобиологическим процессом, в котором происходит преобразование неорганических веществ (углекислого газа СО₂ и воды Н₂О) в органические продукты роста растений. Как показывает опыт, обязательным условием такого синтеза органических веществ является взаимодействие излучения с хлорофиллом.

3-13. ЭРИТЕМНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Эритемное излучение — ультрафиолетовое (УФ) излучение, заключенное в спектральной области примерно от 0,280 до 0,38—0,400 мкм и оказывающее в малых дозах полезное действие на организм человека и животных.

Практика применения оптического излучения для лечебных целей основана на опыте тонизирующего и терапевтического действия солнечных лучей. Широкое применение фототерапии за последние 50 лет позволило установить главенствующую роль УФ излучения в терапевтическом и тонизирующем действии на организм человека. В настоящее время известно действие УФ излучения на обмен веществ, дыхательные процессы, ак-

¹ Хлорофиллом называется зеленый пигмент, находящийся в листьях растений и являющийся катализатором фотосинтеза.

тивизацию кровообращения, повышение содержания гемоглобина в составе крови, а также на активизацию деятельности желез внутренней секреции и на другие функции человеческого организма. Активизация многих функций организма в результате поглощения фотонов УФ излучения обеспечивает оздоровительное и тонизирующее влияние на человека.

В настоящее время принято считать, что главную роль в тонизирующем и терапевтическом действии УФ излучения играют расширение кровеносных сосудов и последующие за этим реакции организма в результате действия гистамина. На основании этого мерой тонизирующего и терапевтического действия излучения принято считать степень покраснения кожи в результате ее облучения. Покраснение кожи в результате воздействия на нее УФ излучения и воспаленное состояние облученного участка тела принято называть *эритемой*. Эритема наступает по истечении нескольких часов (2—5) после облучения, что отличает ее от *гиперемии* — покраснения кожи в результате теплового действия видимых и инфракрасных излучений.

Значение эритемной экспозиции, возбуждающей едва заметное покраснение кожи незагорелого человека (эрите́ма первой степени), принято называть *эрите́мной дозой* или *биодозой*. При увеличении эритемной экспозиции сверх биодозы краснота переходит в воспалительный процесс, достигающий болезненного ожога при 4—5 дозах облучения и появления волдырей на коже при 8—10 дозах.

Условность понятия биодозы, широко применяемого в терапевтической практике, определяется приближенностью закона Бунзена — Роско применительно к общебиологическому действию УФ излучения. Практикой установлено, что пороговая эритема наблюдается при 1 биодозе лишь в тех случаях, когда время облучения не менее 10 с и не более 1 ч.

При малых плотностях облучения, когда время действия излучения, соответствующее 1 биодозе, равно нескольким часам, продукты фотохимических реакций, вызывающие эритему, будут частично восстанавливаться или удаляться из организма в результате обмена веществ, что приведет к ослаблению биологического действия излучения. При малом времени облучения биологическая эффективность излучения понижается вследствие уменьшения эффективного поглощения фотонов УФ излучения в эпидермисе облучаемого участка кожи.

Как показывает опыт, *эрите́мная эффективность* неодинакова для монохроматических излучений различных

цлин волн (табл. 3-4). Максимальной эффективностью обладают излучения с длиной волны $\lambda = 0,297$ мкм. Значения относительной эритемной эффективности монохроматических излучений [101, 102] были определены величиной, обратной эритемной дозе. Максимум эритемной эффективности, принятый условно за единицу, соответствует излучению с длиной волны $\lambda = 0,297$ мкм. Наличие резкой избирательной эритемной эффективности следует объяснить различной глубиной проникновения излучения и различием спектров активного поглощения излучения тканями организма.

Таблица 3-4

Относительная спектральная эритемная эффективность излучения $V_{\text{ср}}(\lambda)$ (по данным Института биологической физики АН СССР)

λ , мкм	$V_{\text{ср}}(\lambda)$ в областях		λ , мкм	$V_{\text{ср}}(\lambda)$ в областях	
	УФ-В	УФ-А		УФ-В	УФ-А
0,280	—	—	0,320	—	0,01
0,285	0,09	—	0,325	—	0,007
0,289*	0,25	—	0,330	—	0,005
0,290	0,31	—	0,334*	—	0,004
0,295	0,98	—	0,340	—	0,003
0,297*	1,00	—	0,350	—	0,002
0,300	0,83	—	0,360	—	0,0014
0,302*	0,55	—	0,365*	—	0,0012
0,305	0,33	—	0,370	—	0,0011
0,310	0,11	—	0,380	—	0,0007
0,313*	0,025	0,005	0,390	—	0,0003
0,315	0,01	0,008	0,400	—	—

П р и м е ч а н и я: 1. Звездочками (*) отмечены длины волн спектральных линий ртути.

2. Функция $V_{\text{ср}}(\lambda)$ — безразмерная величина, совпадающая по числовым значениям с $K_{\text{ср}}(\lambda)$.

Существенным фактором тонизирующего и терапевтического действия излучения является образование из эргостерина и холестерина витамина D. Недостаток в организме человека витамина D, возникающий часто в северных районах в результате ультрафиолетовой недостаточности, вызывает расстройство фосфорно-кальциевого обмена и другие патологические сдвиги, могущие приводить, в особенности в детском возрасте, к ракиту. Как показали многочисленные наблюдения [103—106], систематические облучения организма ликви-

дируют недостаток витамина D и этим уничтожают все последующие патологические сдвиги в организме.

Процесс образования витамина D при облучении организма принято рассматривать как первичный этап антирахитного действия излучения. Эффективность этого вида тонизирующего и терапевтического действия также неодинакова для однородных излучений различных длин волн. На рис. 3-23, кроме кривой спектральной

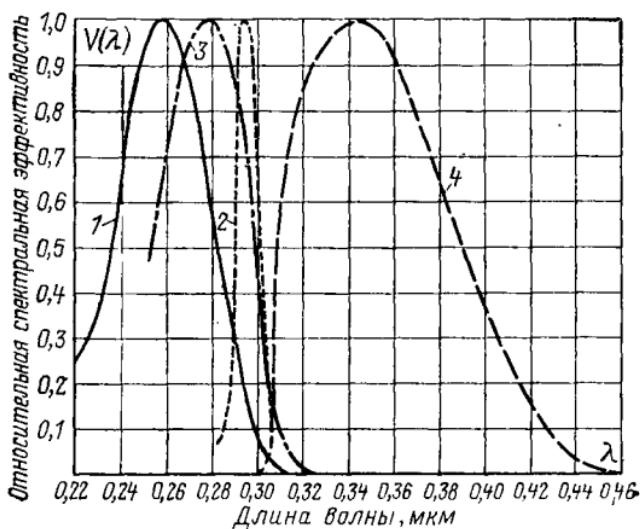


Рис. 3-23. Относительная спектральная эффективность в функции длины волны излучения.

1 — бактерицидная; 2 — эритемная; 3 — антирахитная;
4 — загарная.

эффективности образования витамина D (кривая 3), изображены кривые спектральной эритемной и бактерицидной эффективности излучения, а также кривая эффективности безэритемной пигментации (спектральная кривая загарного действия). Спектральную эффективность антирахитного тонизирующего и терапевтического (общебиологического) действия излучения принято оценивать по значениям эритемной эффективности УФ излучения с длиной волны $\lambda \geq 0,280$ мкм.

Приняв за основу оценки эффективности общебиологического действия излучения критерий эритемного действия, можно ввести понятие о новой системе эффективных величин — *системе эритемных величин* и единиц для их измерения. Создание такой системы приведет к упро-

щению оценки эффективности источников излучения для установок тонизирующего и терапевтического облучения, а также методов проектирования и расчета таких установок. Согласно принятой методике построения системы эффективных величин (см. § 1-16) эритемным потоком принято считать поток излучения, оцениваемый по его общебиологическому действию на организм человека, сопровождающему образованием эритемы на облучаемых участках кожи:

$$\Phi_{\text{ср}} = \int_{\lambda_1=0,28 \text{ мкм}}^{\lambda_2=0,40 \text{ мкм}} \varphi_e(\lambda) K_{\text{ср}}(\lambda) d\lambda, \quad (3-24)$$

где $\varphi_e(\lambda)$ — спектральная плотность потока излучения; $K_{\text{ср}}(\lambda)$ — функция эритемной эффективности излучения на участке спектра от $\lambda_1=0,28$ мкм до $\lambda_2=0,40$ мкм, эр·вт⁻¹.

Единицей эритемного потока принято считать эр, численно равный эритемному потоку ультрафиолетового излучения с длиной волны $\lambda=0,297$ мкм и мощностью 1 Вт. На практике обычно пользуются дробной единицей — миллиэром (мэр).

Перечень эритемных величин и единиц (РТМ. 3-381-73) приведен в табл. 3-5.

В настоящее время разработан проект стандарта «Излучение ультрафиолетовое. Величины и единицы. Термины и определения» с использованием в качестве единиц эритемного потока и эритемной энергии «Ватт эритемного потока» и «Джоуль эритемной энергии». Функция $K_{\text{ср}}(\lambda)$ — безразмерная в этом случае, обозначена $V_{\text{ср}}(\lambda)$. Вводить понятие относительной спектральной эритемной эффективности излучения в данном случае нет необходимости¹.

Минимальная эритемная экспозиция, вызывающая эритему первой степени, называемая эритемной дозой (биодозой), численно равна 300 эр·м⁻². В качестве характеристики солнечного эритемного излучения можно привести значение плотности облучения горизонтальной плоскости в майский полдень на юге на уровне моря, примерно равное 0,12 эр·м⁻². При высоте солнцестояния $h=30^\circ$ плотность эритемного излучения уменьшается до 0,02 эр·м⁻², при $h=20^\circ$ — до 2,6 мэр·м⁻².

¹ «Светотехника», 1976, № 2, с. 20—21.

Таблица 3-5

Эритемные величины и единицы

Величина	Обозначение	Определение	Единица	Обозначение	Определение
Эритемный поток	$\Phi_{\text{эр}}$	Мощность эритемного излучения — эффективная величина, характеризующая УФ излучение по его полезному (в малых дозах) действию на человека и животных	эр	эр	Эритемный поток, соответствующий потоку излучения с длиной волны $\lambda = 297 \text{ нм}$ мощностью 1 Вт
Эритемная энергия	$Q_{\text{эр}}$	Произведение эритемного потока на длительность действия излучения	эр·час	эр·ч	Эритемная энергия, соответствующая излучению потоку 1 эр, излучаемому или воспринимаемому в течение 1 ч
Эритемная эффективность излучения	$K_{\text{эр}}$	Онношение эритемного потока к соответствующему потоку излучения	эр на ватт	эр·Вт ⁻¹	Эритемная эффективность излучения, при которой эритемный поток в 1 эр создается потоком излучения 1 Вт
Поверхностная плотность излучения эритемного потока (эритема светодиоды)	$M_{\text{эр}}$	Отношение эритемного потока, испускаемого элементом поверхности, к площади этого элемента	эр на квадратный метр	эр·м ⁻²	Плотность эритемного потока 1 эр, испускаемого площадью 1 м^2
Эритемная облученность	$E_{\text{эр}}$	Отношение эритемного потока, падающего на элемент поверхности, к площади этого элемента	эр на квадратный метр	эр·м ⁻²	Эритемная облученность поверхности 1 м^2 при эритемном потоке падающего на нее излучения 1 эр

Эритемная доза (эритемная экспозиция), вызывающая эритему первой степени	$H_{\text{эр}}$	Отношение эритемной энергии излучения, падающего на элемент поверхности, к площади этого элемента	$I_{\text{эр}}(\alpha)$	Эритемная сила излучаемого источником эритемного потока, распространяющегося в некотором направлении α внутри элементарного телесного угла, к этому телесному углу	$L_{\text{эр}}(\alpha)$	Плотность эритемного потока в пространстве и по площади проекции поверхности излучателя (эритемная яркость в направлении α)	$\gamma_{\text{эр}}$	Эритемная отдача лампы
Эритемная сила излучения (сила эритемного излучения) источника в направлении α		Отношение излучаемого источником эритемного потока, распространяющегося в некотором направлении α внутри элементарного телесного угла, к этому телесному углу		Отношение эритемной силы излучения элемента поверхности (объема) в рассматриваемом направлении α к площади его проекции на плоскость, перпендикулярную этому направлению		Отношение эритемного потока лампы к потребляемой ею мощности		Эритемная отдача лампы, излучающей эритемный поток 1 эр при потребляемой мощности 1 Вт

Причина: 1. "Светотехника", 1975, № 2, с. 24—27.
 2. По аналогии с энергетическими и световыми характеристиками поглощения, отражения и пропускания, введены аналогичные коэффициенты для эритемного излучения: $\pi_{\text{эр}} \rho_{\text{эр}}$ и $\tau_{\text{эр}}$. Например,

$$\rho_{\text{эр}} = \frac{\int \Phi_{\text{уп}}(\lambda) \rho(\lambda) V_{\text{эр}}(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_{\text{уп}}(\lambda) V_{\text{эр}}(\lambda) d\lambda}.$$

Для создания установок эритемного облучения [107, 108] в настоящее время широко применяются ртутные эритемные лампы, предназначенные для использования УФ излучения; они разработаны и изготавливаются отечественной промышленностью двух типов: низкого (табл. 3-6) и высокого давления с отражающим покрытием (табл. 3-7) в колбах из увиолевого стекла.

Таблица 3-6

Параметры эритемных ртутных люминесцентных ламп низкого давления

Тип лампы	Мощность, Вт	Напряжение сети, В	Эритемный поток, мэр	Эритемная облученность, мэр·м ⁻²	Продолжительность горения, ч
ЛЭ-15	15	127—220	300	32	1500
ЛЭ-30-1	30	220	750	75	5000
ЛЭР-30	30	220	1000	120	3000
ЛЭР-40	40	220	1600	140	1500

Примечания: 1. Лазарев Д. Н. Оздоровительное облучение в системе освещения помещений — Светотехника, 1974, № 1 с. 8.

2. Эритемная облученность дана на расстоянии $l=1$ м в плоскости, параллельной оси лампы.

3. Обозначения: ЛЭ — люминесцентная эритемная; Р — рефлекторная.

Таблица 3-7

Параметры ртутных эритемных ламп высокого давления с внутренним отражающим покрытием в колбах

Тип лампы	Мощность, Вт	Напряжение питания, В	Эритемный поток, мэр	Эритемная облученность, мэр·м ⁻²	Световой поток, лм	Продолжительность горения, ч
ДРВЭД-220-250	250	220	550	120	3150	1500
ДРВЭД-220-250-2	250	220	600	100	3250	1500
ДРВЭД-220-250-3	250	220	400	2000	3150	1500

Примечания: 1. „Светотехника“, 1973, № 9.

2. Эритемная облученность дана на расстоянии $l = 1$ м.

3. Обозначение: ДРВЭД — дуговая ртутно-вольфрамовая эритемная диффузная.

Для обеспечения эритемной облученности применяются также ртутные лампы высокого давления типа ДРТ (ПРК): ДРТ-375 (ПРК-2) мощностью 375 Вт, ДРТ-1000 (ПРК-7) мощностью 1 кВт и ДРТ-2500 (ПРК-2,5) мощностью 2,5 кВт. Эти лампы, излучающие эритемные потоки 4,75; 16,5 и 25,5 эр, обеспечивают следую-

ющие значения эритемной облученности на расстоянии $l=1$ м, в плоскости, параллельной оси лампы:

Для лампы ДРТ-375 . . .	$E_{\text{эр}} = 0,475 \text{ эр} \cdot \text{м}^{-2}$
Для лампы ДРТ-1000 . . .	$E_{\text{эр}} = 1,65 \text{ эр} \cdot \text{м}^{-2}$
Для лампы ДРТ-2500 . . .	$E_{\text{эр}} = 2,55 \text{ эр} \cdot \text{м}^{-2}$

Эритемные лампы применяются в сельском хозяйстве, медицине, технике, а также для облучения людей, работающих в помещениях без естественного света, для устранения ультрафиолетовой недостаточности. Лампы трубчатые эритемные включаются в сеть с помощью ПРА. Эритемные лампы высокого давления со встроенным балластом (в виде спирали лампы накаливания) и внутренним отражающим покрытием включаются в сеть $U=220$ В без ПРА.

3-14. БАКТЕРИЦИДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Бактерицидное излучение — ультрафиолетовое (УФ) излучение, заключенное в спектральной области от 0,200 до 0,38—0,400 мкм и вызывающее гибель бактерий. Необратимая коагуляция белка бактерий, возникающая в результате действия на них УФ излучения, приводит к гибели бактерий. Способность УФ излучения убивать бактерии принято называть *бактерицидностью*. Бактерицидными свойствами обладают далеко не все излучения, так как для разрыва связей молекул белкового вещества бактерий необходима значительная энергия — порядка $377 \cdot 10^3$ Дж·моль $^{-1}$, что соответствует энергии фотонов УФ излучения с длиной волны $\lambda \approx 0,3$ мкм. Как показывает опыт, наибольшей бактерицидной эффективностью обладают УФ излучения с длинами волн 0,254—0,258 мкм.

На рис. 3-24 приведены графики зависимости уничтоженных бактерий монохроматическими излучениями с различными длинами волн в функции энергетической экспозиции. Из анализа этих графиков можно сделать следующие выводы:

1. При уменьшении и увеличении длины волны излучения по сравнению с длинами волн оптимальной зоны спектра (0,254—0,258 мкм) происходит резкое снижение бактерицидной эффективности излучения.

2. Прирост количества уничтоженных бактерий в первом приближении пропорционален увеличению логарифма энергетической экспозиции, причем коэффициент

пропорциональности этой зависимости практически одинаков для всех длин волн.

3. 10—20-кратное увеличение энергетической экспозиции, необходимой для уничтожения 10% общего числа бактерий, приводит практически к полному их уничтожению.

Рассматривая бактерии как некоторый специфический приемник энергии излучения, можно характеризовать его относительной спектральной чувствительностью,

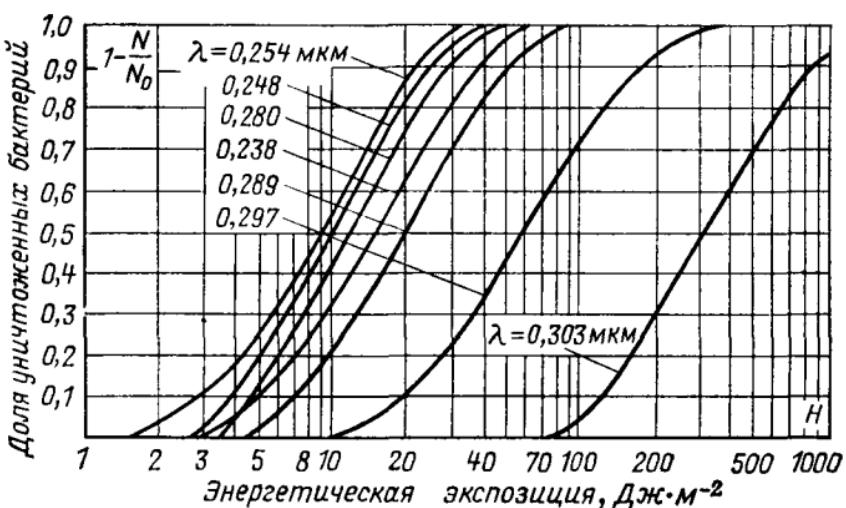


Рис. 3-24.

определенной отнощением минимального значения энергетической экспозиции с $\lambda=0,254$ мкм и энергетической экспозиции с заданной длиной волны, обеспечивающей такое же бактерицидное действие.

Кривая относительной спектральной бактерицидной эффективности излучения (рис. 3-23 и табл. 3-8) была установлена по результатам исследования действия излучения на бактерии различных разновидностей. Пользуясь значениями относительной бактерицидной эффективности излучения, можно создать систему бактерицидных величин и единиц. Создание такой системы (§ 1-16) в значительной мере упрощает расчеты установок бактерицидного действия.

Согласно принятому положению *бактерицидный поток* определяется как *поток излучения, оцениваемый по*

его бактерицидному действию, т. е. по способности уничтожать бактерии:

$$\Phi_{бк} = \int_{\lambda_1=0,2 \text{ мкм}}^{\lambda_2=0,4 \text{ мкм}} \varphi_e(\lambda) K_{бк}(\lambda) d\lambda, \quad (3-25)$$

где $\varphi_e(\lambda)$ — спектральная плотность потока излучения; $K_{бк}(\lambda)$ — функция бактерицидной эффективности излучения, $бк \cdot Вт^{-1}$.

Таблица 3-8

Относительная спектральная бактерицидная эффективность излучения $V_{бк}(\lambda)$ (по данным Института биологической физики АН СССР)

$\lambda, \text{ мкм}$	$V_{бк}(\lambda)$ в областях		$\lambda, \text{ мкм}$	$V_{бк}(\lambda)$, в областях	
	УФ-С и УФ-В	УФ-С и УФ-В		УФ-А	
0,22	0,25	0,302*	0,302*	0,045	—
0,23	0,40	0,305	0,305	0,030	—
0,24	0,63	0,310	0,310	0,013	—
0,248*	0,84	0,313*	0,313*	0,006	0,002
0,250	0,91	0,315	0,315	0,003	0,003
0,254*	1,00	0,320	0,320	—	0,004
0,260	0,99	0,325	0,325	—	0,0025
0,265*	0,96	0,330	0,330	—	0,0016
0,270*	0,87	0,334*	0,334*	—	0,0013
0,275*	0,72	0,340	0,340	—	0,0009
0,280	0,58	0,350	0,350	—	0,00046
0,285	0,43	0,360	0,360	—	0,00030
0,289*	0,31	0,365*	0,365*	—	0,00023
0,290	0,30	0,370	0,370	—	0,00019
0,295	0,17	0,380	0,380	—	0,00015
0,297*	0,13	0,390	0,390	—	0,00012
0,300	0,06	0,400	0,400	—	0,00010

П р и м е ч а н и я: 1. Звездочками (*) отмечены длины волн линий ртути.

2. Функция $V_{бк}(\lambda)$ — безразмерная величина, совпадающая по числовым значениям с $K_{бк}(\lambda)$.

Единицей бактерицидного потока принято считать бакт (бк), численно равный бактерицидному потоку ультрафиолетового излучения мощностью 1 Вт с длиной волны $\lambda=0,254 \text{ мкм}$.

Вследствие очень высокой активности УФ излучений на практике приходится встречаться с бактерицидными потоками, составляющими тысячные и миллионные доли бакта, поэтому часто пользуются производной единицей — микробактом (мкбк).

Таблица 3-9

Бактерицидные величины и единицы

Величина	Обозначение	Определение	Единица	Обозначение	Определение
Бактерицидный поток	$\Phi_{бк}$	Мощность бактерицидного излучения — эффективная величина, характеризующая УФ излучение по его способности убивать бактерии	бакт	бк	Бактерицидный поток, соответствующий потоку излучения с длиной волны $\lambda = 254$ нм мощностью 1 Вт
Бактерицидная энергия	$Q_{бк}$	Произведение бактерицидного потока на длительность облучения	бакт·час	бк·ч	Бактерицидная энергия, соответствующая бактерицидному потоку 1 бк, излучаемому или воспринимаемому в течение 1 ч
Бактерицидная эффективность излучения	$K_{бк}$	Отношение бактерицидного потока к соответствующему потоку излучения	бакт на ватт	$\bar{b}к \cdot Вт^{-1}$	Бактерицидная эффективность излучения, при которой бактерицидный поток 1 бк создается потоком излучения мощностью 1 Вт
Поверхностная плотность излучения бактерицидного потока (бактерицидная светимость)	$M_{бк}$	Отношение бактерицидного потока, испускаемого элементом поверхности, к площади этого элемента	бакт на квадратный метр	$\bar{b}к \cdot м^{-2}$	Плотность бактерицидного потока 1 бк, излучаемого площадью 1 m^2
Бактерицидная облученность	$E_{бк}$	Отношение бактерицидного потока, падающего на элемент поверхности, к площади этого элемента	бакт на квадратный метр	$\bar{b}к \cdot м^{-2}$	Бактерицидная облученность поверхности площадью 1 m^2 при бактерицидном потоке, падающем на нее излучения 1 бк

Бактерицидная доза (Бактерицидная экспози- ция)	$H_{бк}$	Отношение бактерицид- ной энергии излучения, падающего на единицу поверхности, к площа- ди этого элемента	бакт.-час на квадрат- ный метр	$\text{бк} \cdot \text{ч} \cdot \text{м}^{-2}$	Бактерицидная доза, получаемая поверхностью с площадью 1 м ² , на кото- рую падает излучение с бактерицидной энергией 1 бк·ч
Бактерицидная сила из- лучения (сила бактерицид- ного излучения-источника в направлении $\alpha\beta$)	$I_{бк}(\alpha\beta)$	Отношение излучаемого источником бактерицидно- го потока, распространяю- щегося в некотором на- правлении $\alpha\beta$ внутри эле- ментарного телесного уг- ла, к этому телесному углу	бакт на стераидан	$\text{бк} \cdot \text{ср}^{-1}$	Бактерицидная сила из- лучения равномерного то- чечного источника, излу- чающего в телесном угле 1 ср бактерицидный по- ток 1 бк
Плотность бактерицид- ного потока в простран- стве и по площади про- екции поверхности излу- чателя (бактерицидная яркость в направлении $\alpha\beta$)	$L_{бк}(\alpha\beta)$	Отношение бактерицид- ной силы излучения эле- мента поверхности (объе- ма) в рассматриваемом направлении $\alpha\beta$ к площа- ди его проекции на пло- щадь, перпендикуляр- ную этому направлению	бакт на стераидан	$\text{бк} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$	бактерицидная яркость равномерно излучающей плоской поверхности пло- щадью 1 м² в перпенди- кулярном к ней направле- нии при бактерицидной силе излучения поверх- ности в том же направ- лении 1 бк·ср⁻¹
Бактерицидная отдача лампы	$\gamma_{бк}$	Отношение бактерицид- ного потока лампы к по- требляемой ею мощности	бакт на ватт	$\text{бк} \cdot \text{Вт}^{-1}$	Бактерицидная отдача лампы, излучающей бак- терицидный поток 1 бк при потребляемой мощности 1 Вт

П р и м е ч а н и я: 1. "Светотехника", 1975, № 2, с. 24—27.
2. По аналогии с коэффициентами α и β введены коэффициенты $\alpha_{бк}$ и $\beta_{бк}$ для бактерицидного излучения. Например.

$$\alpha_{бк} = \frac{\int \Phi_{бк}(\lambda) \alpha(\lambda) V_{бк}(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_{бк}(\lambda) V_{бк}(\lambda) d\lambda}.$$

Перечень основных бактерицидных величин и единиц¹ приведен в табл. 3-9. В разработанном в настоящее время проекте стандарта «Излучение ультрафиолетовое. Величины и единицы. Термины и определения» единицами бактерицидного потока и бактерицидной энергии приняты «Ватт бактерицидного потока» и «Джоуль бактерицидной энергии». Безразмерная в этом случае функция $K_b(\lambda)$ обозначена $V_{bk}(\lambda)$ *.

Измерение плотности бактерицидного облучения обычно производится фотоэлементом с исправляющими фильтрами. Вследствие трудности подбора исправляющих фильтров для обеспечения узкой полосы пропускания бактерицидного излучения часто пользуются [Л. 41] методом измерения яркости люминофора (снилката цинка) с кривой возбуждения, близкой к кривой бактерицидной эффективности излучения. В этом случае перед фотоэлементом устанавливается черный фильтр из увиолевого стекла УФС-1, за которым располагается люминесцирующее вещество, яркость которого определяет ток фотоэлемента, расположенного за люминофором. Для защиты фотоэлемента от действия длинноволнового ультрафиолета, крайних фиолетовых и красных, а также инфракрасных лучей, проходящих через УФС-1 и слой люминофора, между ним и фотоэлементом помещаются оранжевый фильтр ОС-8 и сине-зеленый фильтр СЗС-9. Фильтр ОС-8 предназначен для поглощения фиолетовых и ультрафиолетовых излучений, а фильтр СЗС-9 — красных и инфракрасных.

Такой прибор, предложенный Д. Н. Лазаревым и П. П. Захаровым (ГОИ), можно непосредственно градуировать по плотности бактерицидного облучения.

Источником бактерицидного излучения может служить любая ртутная лампа низкого и высокого давлений с колбой из кварца или увиолевого стекла, однако экономически целесообразно применять ртутные бактерицидные лампы, выпускаемые отечественной промышленностью (табл. 3-10).

Спектр излучения бактерицидных ламп линейчатый с мощной линией $\lambda=0,254$ мкм, поток которой составляет примерно 80% всего излучаемого потока лампы (табл. 3-11). Остальные линии ртути, расположенные в полосе поглощения бактериями, обладают очень малой эффективностью, вследствие чего их бактерицидный поток составляет менее 0,3% бактерицидного потока линии 0,254 мкм.

В тех установках, где требуется большая мощность каждого излучателя, например в установках обеззараживания воды, применяют ртутные лампы высокого давления в кварцевой колбе

¹ На основе РТМ. 3-381-73.

* «Светотехника», 1976, № 2, с. 20—21.

Таблица 3-10

Параметры бактерицидных ламп*

Тип лампы	Мощность, Вт	Напряжение, В	Бактерицидный поток, бк	Продолжительность горения, ч
ДБ-15	15	127	2,0	2000
ДБ-30-1	30	220	6,0	3000
ДБ-60 (в увиолевом стекле)	60	220	8,0	2000
ДБР-8 (в кварцевом стекле)	8	127	3,0	4000

* „Светотехника“, 1973, № 9, с. 25—26. Шефталь Е. Б. Освещение лечебных учреждений—М.: Энергия, 1977, с. 80.

Таблица 3-11

Распределение потока излучения бактерицидных ламп по линиям спектра

Длина волны линии, нм	257	297	313	365	405	436	546	577	Суммарное излучение других длин волн
Область УФ-С	80	0,3	1,8	1,5	2,2	4,6	3,3	0,8	5,5
Доля потока излучения, приходящаяся на линию, % всего потока излучения лампы									

Таблица 3-12

Значения плотности бактерицидного облучения и бактерицидной отдачи ламп

Источники излучения	Солнце $h = 60^\circ$	ДБ-15	ДБ-30-1	ДБ-60	ДРТ-375	ДРТ-1000	ДРТ-2500
$E_{бк}$, бк·м ⁻²	0,05	0,20	0,68	0,80	1,05	3,95	6,00
$\eta_{бк}$, бк·Вт ⁻¹	—	0,133	0,20	0,133	0,028	0,040	0,024

типа ДРТ (ПРК). Лампы ДРТ-375 (ПРК-2) мощностью 375 Вт ДРТ-1000 (ПРК-7) мощностью 1000 Вт и ДРТ-2500 (ПРК-2,5) мощностью 2500 Вт излучают бактерицидные потоки 10,5; 39,5 и 60 бк. Для сопоставления бактерицидного действия прямого солнечного света с бактерицидными лампами ДБ, а также с лампами ДРТ в табл. 3-12 приведены значения бактерицидной отдачи ламп и плотности бактерицидного облучения летним полуденным солнцем на широте 41°30' на уровне моря и лампами на расстоянии 1 м в плоскости, параллельной оси ламп.

Из табл. 3-12 можно видеть, что бактерицидная отдача ламп ДБ в несколько раз превышает бактерицидную отдачу ламп ДРТ.

Бактерицидные лампы в колбах из увиолевого стекла отличаются от люминесцентных ламп низкого давления сортом стекла колбы и отсутствием слоя люминофора. Оптимальные условия работы ртутных бактерицидных ламп такие же, как и любых ртутных ламп низкого давления с подогревными электродами при температуре 18—20°C.

Ртутные бактерицидные лампы ДБ и лампы типа ДРТ обладают сильным антибактерицидным действием и используются для обеззараживания продуктов, воздуха в помещениях и пр., а также для лечебных целей.

Для установления зависимости между характеристиками поля бактерицидного излучения и долей уничтоженных бактерий из общего их числа можем предположить, согласно законам фотохимической кинетики (§ 3-10), что число бактерий dn , уничтоженных в единице объема в течение dt , будет пропорционально объемной плотности бактерицидной энергии, концентрации бактерий и времени облучения:

$$-dn = k(E_{4\pi})_{бк} n dt, \quad (3-26)$$

где $(E_{4\pi})_{бк}$ — средняя сферическая плотность бактерицидного облучения, пропорциональная объемной плотности бактерицидной энергии поля (§ 2-2);

n — количество бактерий в единице объема среды.

Коэффициент пропорциональности k определяется квантовым выходом бактерицидного действия η_k и молекулярным показателем поглощения m бактерицидного излучения. Следовательно, этот коэффициент можно считать постоянным для заданных условий:

$$k = 4\eta_k m = \text{const.}$$

При этом будем иметь:

$$\frac{dn}{n} = -k(E_{4\pi})_{бк} dt.$$

Интегрируя полученное уравнение от n_0 до n и от 0 до t , получаем:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-kt(E_{4\pi})_{бк}}, \quad (3-27)$$

где n_0 и n — концентрация молекул до и после облучения;

t — время облучения.

В случае поля нескольких точечных излучателей

$$\frac{n}{n_0} = e^{-0,25kt\Sigma E_{бк}}, \quad (3-27a)$$

где $\Sigma E_{бк}$ — сумма плотностей бактерицидного облучения в плоскостях, перпендикулярных направлению излучения каждого излучателя.

Из уравнения (3-27а) нетрудно видеть, что значение величины, обратной коэффициенту k , равно четверти значения бактерицидной экспозиции, необходимой для уничтожения бактерий до $n=0,368n_0$. В условиях нормальной влажности воздуха, не превышающей 10—20%, для наиболее стойких бактерий можно принять $k=0,2 \text{ бк}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^2$. Из этого следует, что полное уничтожение бактерий в воздухе определяется суммарной плотностью бактерицидного облучения $E_{бк} \approx 30-40 \text{ бк} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-2}$.

Обеззараживание воздуха рекомендуется производить в первую очередь в помещениях лечебных и детских учреждений, а также в помещениях с массовым пребыванием людей (школы, театры, магазины и пр.). В тех случаях, когда обеззараживание воздуха происходит в присутствии людей, необходимо предусмотреть верхний предел плотности бактерицидного облучения в тех зонах, где находятся люди. Это ограничение необходимо потому, что чрезмерная доза бактерицидного облучения может вызывать повышенную эритему кожи, воспаление слизистых оболочек глаза, а также раздражение слизистых оболочек дыхательных путей озоном, получающимся в результате фотополимеризации молекул кислорода воздуха при поглощении ими УФ излучения. Учитывая это, следует избегать плотности бактерицидного облучения в зоне пребывания людей более $E_{бк}=0,5 \cdot 10^4 \text{ мкбк} \cdot \text{м}^{-2}$ при ежедневном пребывании людей в облучаемом помещении 8 ч.

Как показывают опыт и расчеты бактерицидных установок, этим требованиям соответствует удельная объемная мощность установки с бактерицидными лампами $0,75-1 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-3}$. Лампы, экранированные от глаз людей, находящихся в помещении, защитной решеткой или алюминиевым отражателем, располагаются в верхней части облучаемого помещения. В помещениях детских учреждений для обеззараживания воздуха рекомендуется использовать излучение, отраженное от потолка и верхней части стен. При наличии в помещениях организованного воздухообмена целесообразно бактерицидные лампы размещать в приточных воздуховодах из расчета 2—3 $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-3}$ объема вентилируемого помещения.

Большой практический интерес представляют установки для обеззараживания питьевой воды. Как показывает опыт эксплуатации таких установок, замена хлорирования воды бактерицидным

облучением снижает стоимость очистки воды и обеспечивает отсутствие специфического запаха и привкуса, неизбежных при хлорировании.

В напорных водопроводных системах бактерицидные излучатели помещаются в потоке воды. Для защиты излучателей от охлаждения протекающей водой лампы устанавливаются внутри цилиндрических кварцевых чехлов, которые размещаются в камерах, последовательно обтекаемых водой (рис. 3-25). Камеры включаются в главный трубопровод водопроводной системы. При помощи перегородок, расположенных внутри каждой камеры, проходит перемешивание воды и направление водяных потоков та-

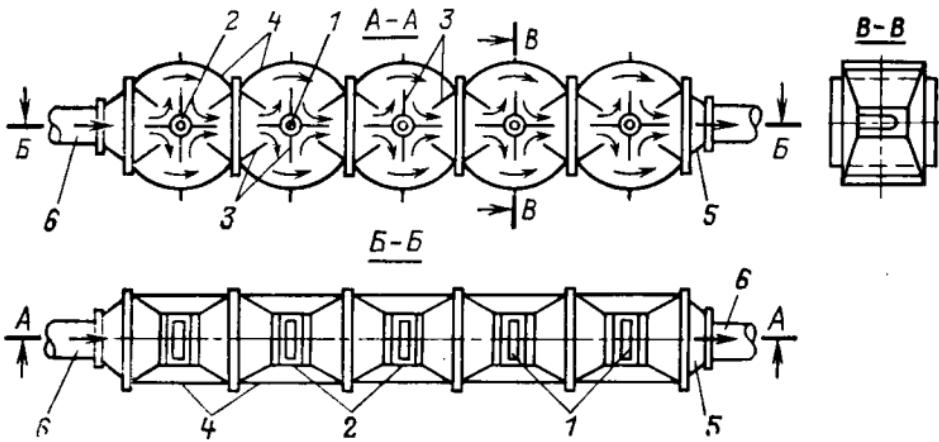


Рис. 3-25. Схема устройства установки для обеззараживания воды.
1 — ртутно-кварцевые лампы высокого давления типа ДРТ-1000 (ПРК-7); 2 — кварцевые цилиндрические чехлы; 3 — перегородки для смешения воды; 4 — корпуса камер; 5 — переходные патрубки; 6 — трубопровод.

ким путем, чтобы вся масса текущей воды дважды приближалась непосредственно к кварцевому чехлу излучателя. Число последовательно включенных обеззаражающих камер и мощность лампы каждой камеры определяются производительностью водопровода и степенью загрязнения воды взвешенными частицами. Для водопроводов с большой производительностью в проектах типовых установок бактерицидного облучения следует предусмотреть лампы большой мощности типа ДРТ (ПРК). На рис. 3-25 приведена схема обеззаражающей облучательной установки в водопроводной системе. Каждая секция из пяти облучательных камер с лампами ДРТ-1000 (ПРК-7) мощностью 1000 Вт обеспечивает производительность $180 \text{ м}^3 \cdot \text{ч}^{-1}$.

3-15. ФОТОСИНТЕЗ

В 1772 г. английский химик и философ Дж. Пристли (1733—1804) впервые опубликовал результаты своих исследований процесса усвоения растением углекислоты и воды, образования из них органических веществ, обес-

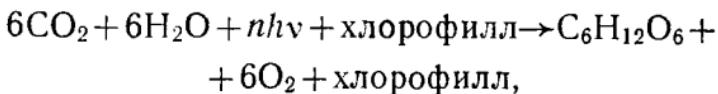
печивающих рост растений, и выделения в атмосферу свободного кислорода. Этот процесс впоследствии был назван *фотосинтезом*. Фотосинтез интересовал очень многих ученых, однако его сложность привела к тому, что лишь только примерно через 100 лет К. А. Тимирязев (1843—1920) на основе серии очень точных опытов и теоретических обобщений установил механизм этого процесса, сформулировав роль *хлорофилла* в фотосинтезе органических продуктов.

В одной из своих первых больших работ по фотосинтезу [109] К. А. Тимирязев показал, что хлорофилл, поглощая энергию излучения, вступает в окислительно-восстановительную реакцию с CO_2 и H_2O , в результате которой возникают углеводы и свободный кислород, выделяемый растением в окружающую среду. К. А. Тимирязев выдвинул и доказал положение о наибольшем эффекте фотосинтетического действия тех излучений, которые наиболее активно поглощаются хлорофиллом. Согласно этому положению мерой эффективности фотосинтеза может служить поглощенная хлорофиллом энергия излучения. Молекулы хлорофилла, возбужденные поглощенными фотонами, вступают во взаимодействие с молекулами воды, которые диссоциируют. Свободный водород H_2 вступает в реакцию с углекислотой CO_2 , восстанавливая ее путем вытеснения атома кислорода. Эта реакция протекает через несколько этапов как в процессе переноса водорода хлорофиллом от молекулы H_2O к молекуле CO_2 , так и в реакциях преобразования (карбоксилирования) углекислого газа перед его восстановлением. Некоторые из этих промежуточных реакций являются фотохимическими, элементарный процесс которых требует поглощения фотона, другие — темновыми.

Таким образом, фотосинтез является сложной многоступенчатой фотохимической реакцией, требующей поглощения нескольких фотонов в процессе образования одного атома свободного кислорода и восстановления одной молекулы углекислого газа. Многоступенчатость элементарного процесса фотосинтеза [109, 110] подтверждается малым значением квантового выхода. Как показали многочисленные опытные наблюдения [109—112], в наиболее благоприятных условиях квантовый выход фотосинтеза $\eta_k \leq 0,12$ (рис. 3-26). Это позволяет считать наиболее вероятной восьми-квантовую схему элементарного процесса фотосинтеза.

Необходимость поглощения восьми фотонов для восстановления одной молекулы CO_2 в молекулу формаль-

дегида CH_2O подтверждается малым значением $\eta_{\text{к}}$. Последующая полимеризация молекул формальдегида приводит к образованию молекулы исходного углевода $\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6$, называемого *гексозой*. Следовательно, результирующее уравнение фотосинтеза можно написать в следующем виде:



где n — количество фотонов, поглощенных хлорофиллом, для единичного элементарного процесса фотосинтеза.

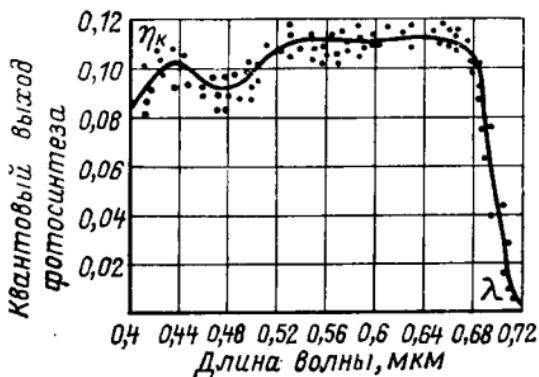


Рис. 3-26.

Как показывает опыт (рис. 3-26), фотосинтез практически не возникает при облучении растений потоком с $\lambda \geq 0,75$ мкм. Это подтверждается также кривыми спектральной эффективности основных физиологических процессов, протекающих в растениях (рис. 3-27).

Приведенные на рис. 3-27 спектральные кривые основных физиологических функций растений позволяют сделать вывод о зоне спектра, в пределах которой растения наиболее чувствительны к свету. Наличие максимумов эффективности всех основных функций растения в зоне оранжево-красного излучения с длинами волн 0,6—0,67 мкм позволяет считать эту зону спектра наиболее существенной для образования хлорофилла, обеспечивающего нормальное развитие и рост растений. Этот качественный вывод о ценности отдельных зон спектра не может служить критерием количественной оценки источников света по эффективности их действия на растения. Для приближенного решения этого вопроса

можно воспользоваться характеристикой поглощения излучения зеленым листом растения. Такую характеристику получил А. Ф. Клешнин [113] путем усреднения функций спектрального коэффициента поглощения листьями разнообразных растений (рис. 3-28, кривая 1). Пользуясь этой кривой, можно определить спектральную эффективность растений, оценивая ее числом эффективно поглощенных фотонов на единицу энергии излучения, падающей на растения.

Приняв для излучения $\lambda=0,66$ мкм коэффициент поглощения и спектральную эффективность растения

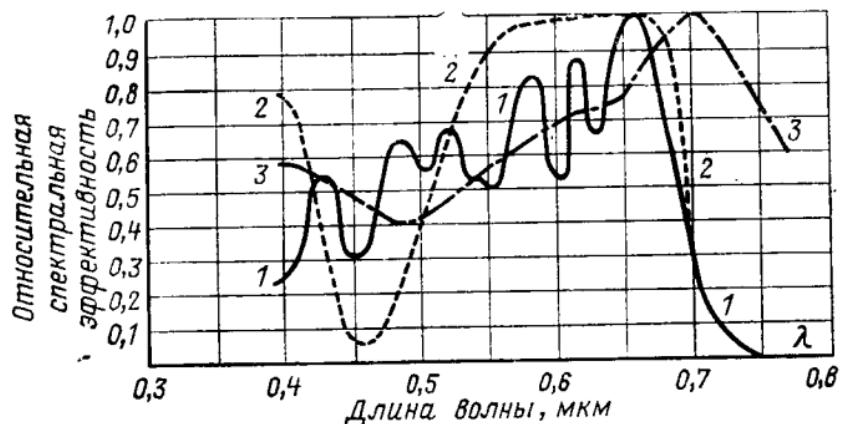


Рис. 3-27. Спектральные характеристики эффективности физиологических процессов растений.

1 — фотосинтез; 2 — развитие растения; 3 — размер листа.

равными единице, можем написать следующее выражение относительной спектральной эффективности растений:

$$V_{\phi}(\lambda) = \frac{\lambda}{0,66} \alpha(\lambda) \frac{\eta_{\phi}(\lambda)}{\eta_{\phi\lambda=0,66}}. \quad (3-28)$$

Это уравнение получено из отношения количества эффективно поглощенных фотонов с любыми длиами волн λ и $\lambda=0,66$ мкм при одинаковых значениях падающих на растения потоков излучения. Принимая отношение квантовых выходов равным единице для излучений на участке спектра от $\lambda=0,4$ мкм до $\lambda=0,77$ мкм (рис. 3-26), получим кривую спектральной эффективности растений по А. Ф. Клешнину (рис. 3-28, кривая 2). Функция спектральной эффективности по И. И. Свентицкому [114] приведена на рис. 3-28 (кривая 3).

Как можно видеть из кривой $\eta_{\text{к}}=f(\lambda)$, квантовый выход фотосинтеза нельзя принять постоянным, так как он понижается в области 0,44—0,52 мкм и в крайней коротковолновой части оптического спектра (рис. 3-26). Приняв во внимание это снижение квантового выхода фотосинтеза в сине-зеленой и фиолетовой частях спектра, получим исправленную кривую спектральной эффективности растений (рис. 3-28, кривая 4 — по А. Ф. Клешнину).

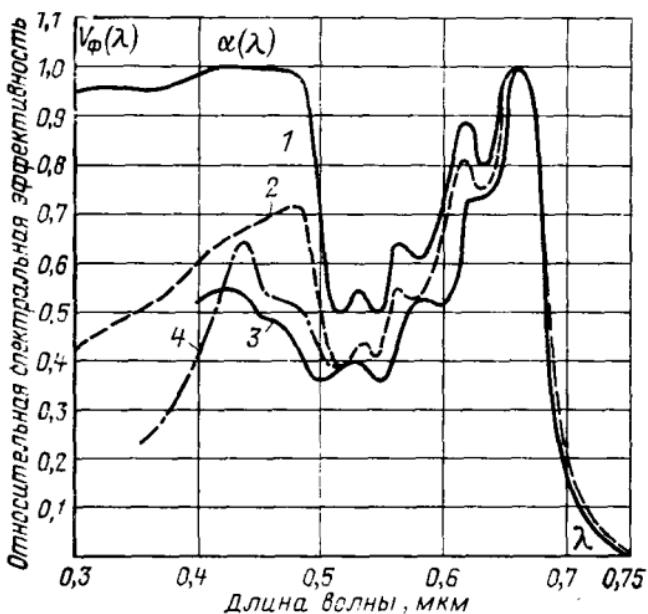


Рис. 3-28.

Пользуясь полученной кривой спектральной эффективности, можно рассчитать *относительную фитоактиничность*¹ излучения различных источников света, приняв за эталон излучение с цветовой температурой $T_{\text{д}} = 2854 \text{ K}$ (§ 1-16):

$$a = \frac{A}{A_{\text{эт}}} = \frac{\int \varphi(\lambda) V_{\Phi}(\lambda) d\lambda}{\Phi} \frac{\Phi_{\text{эт}}}{\int \varphi_{\text{эт}}(\lambda) V_{\Phi}(\lambda) d\lambda}, \quad (3-28a)$$

¹ *Фитоактиничность* — актиничность любого излучения, оценивающая эффективность его действия на растения (по-гречески *phyton* — растение).

где $\varphi(\lambda)$ и $\varphi_{\text{эт}}(\lambda)$ — спектральные плотности излучения заданного и эталонного с цветовой температурой $T_{\text{д}}=2854$ К; Φ и $\Phi_{\text{эт}}$ — световые потоки заданного и эталонного излучений;
 $V_{\Phi}(\lambda)$ — относительная спектральная эффективность растения.

Приняв в качестве эталонного излучение с цветовой температурой 2854 К, получим значение фитоактиничности этого излучения $A_{\text{эт}}=1,78$; следовательно, относительная фитоактиничность

$$a = 0,56 \frac{\int \varphi(\lambda) V_{\Phi}(\lambda) d\lambda}{\Phi}. \quad (3-28б)$$

Значение относительной фитоактиничности позволяет судить об относительной эффективности исследуемого излучения при одинаковой освещенности, создаваемой исследуемым излучателем и эталонным ($T_{\text{д}}=2854$ К).

Приведенный метод расчета относительной фитоактиничности не учитывает различия коэффициентов поглощения листьев растений, что может привести к существенным различиям расчетного и фактического результатов определения эффективности процесса фотосинтеза. Погрешности значительно возрастают в условиях расчетного сопоставления эффективности процесса фотосинтеза растений с существенно различными коэффициентами отражения листьев и различием спектров излучения.

Энергетическую целесообразность применения различных по спектральному составу излучателей следует оценивать произведением световой отдачи на относительную фитоактиничность:

$$\gamma_a = \eta a, \quad (3-28в)$$

где γ_a — энергетический показатель фотосинтеза;
 η — световая отдача излучателя с учетом потерь в балластных устройствах (для газоразрядных излучателей);
 a — относительная фитоактиничность излучения.

Как показывает опыт, освещенность, необходимая для нормального развития, цветения и плодоношения, неодинакова для различных растений (рис. 3-29). Для большинства растений производительность фотосинтеза равна 1—2 г СО₂ в час на общую площадь листьев 1 м².

Согласно энергетическим расчетам на образование 1 моля формальдегида (CH₂O) затрачивается энергии около 971·10³ Дж ×

$\times \text{моль}^{-1}$. Следовательно, для фотосинтеза, соответствующего поглощению 2 г CO_2 , необходимо затратить энергию $2 \cdot \frac{971 \cdot 10^3}{44} \approx$

$\approx 44 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$, так как молекулярная масса CO_2 равна 44. Принимая во внимание интегральный коэффициент поглощения солнечного излучения листом $\alpha_e = 0,5$ и считая, что в процессе фотосинтеза используется лишь 0,25 всей поглощенной хлорофиллом энергии, а остальная энергия обращается в тепло, а также, что инфракрасное излучение, не участвующее в фотосинтезе, составля-

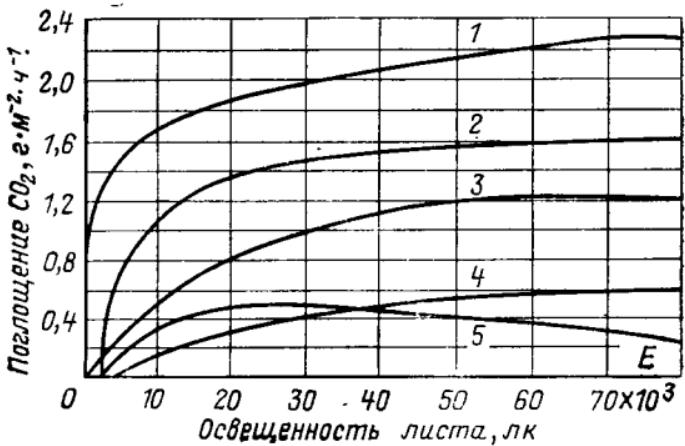


Рис. 3-29. Характеристики производительности фотосинтеза.

1 — шпинат; 2 — картофель; 3 — жерушник болотный; 4 — сосна; 5 — папоротник.

ет около 60%, получим необходимую плотность облучения растения:

$$E_e = \frac{44 \cdot 10^3}{0,5 \cdot 0,4 \cdot 0,25 \cdot 3600} = 244 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2},$$

что соответствует при световой эффективности солнечного излучения $K=70 \text{ лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$ освещенности растения

$$E=70E_e \approx 17 \cdot 10^3 \text{ лк.}$$

Как можно видеть из графика зависимости эффективности фотосинтеза от освещенности листьев растения (рис. 3-29), наблюдается достаточно резкий изгиб кривых поглощения $\text{CO}_2=f(E)$. Многократный опыт выращивания растений в условиях освещения лампами накаливания с длительностью дня 17—20 ч показывает, что для нормального развития большинства растений необходима освещенность 8—12 клк [113].

Вследствие того, что любое растение представляет рельефный объект, условия облучения которого не могут с достаточной полнотой характеризоваться освещенностью в горизонтальной плоскости, целесообразно в качестве основной количественной характеристики условий облучения принять среднюю сферическую или цилиндрическую освещенность. Для больших площадей облучения при расположении излучателей в горизонтальной плоскости можно принимать $E_{4\pi}/E$ от 0,57 до 0,67. Во всех других случаях расположения излучателей это соотношение должно определяться расчетом (§ 2-7).

Следует отметить, что все участки спектра поглощения растением (0,3—0,7 мкм) существенно важны в его жизни. Это объясняется тем, что растение как живой организм обладает специфическими для него физиологическими функциями, на которые влияют излучения различных участков спектра. Так, оранжево-красные излучения (0,6—0,67 мкм), максимально активные в процессе фотосинтеза, ускоряют развитие растения и переход к цветению и плодоношению, способствуя сокращению вегетативного периода. Сине-фиолетовые излучения (0,4—0,5 мкм) благоприятствуют синтезу белков, задерживая цветение растений и, по-видимому, в значительной мере определяют химический состав растения.

Указанные соображения позволяют сделать некоторые качественные выводы при выборе искусственного источника излучения для установок облучения растений. Применение излучателей с большим содержанием в их спектре оранжево-красной части, например ламп накаливания, наиболее целесообразно в тех случаях, когда требуется получить ускоренное развитие и быстрый переход к цветению (плодоводство, выгоика цветочных растений и пр.). В тех случаях, когда задачей является получение вегетативных органов (редис, салат и др.), целесообразнее применять излучатели с богатым спектром по всей полосе поглощения растением и особенно в сине-фиолетовой части спектра. Опыт применения в теплицах ламп накаливания [112, 115, 116] указывает на необходимость защиты растений от чрезмерного перегрева мощным потоком инфракрасных излучений. Для борьбы с перегревом применяют водяные фильтры, усиленную вентиляцию, а также непрерывное колебательное движение излучателей.

В последние годы достаточно широко применяются установки с искусственными источниками света: зеркальные лампы накаливания, люминесцентные лампы типов ЛБ, ЛД, ЛДЦ и специальные для фотосинтеза, а также типа ДРЛ и газоразрядные лампы типов ДКсТВ и ЛОР [115—119]. Удельная мощность таких установок достигает 0,3—0,5 кВт·м⁻². Для выращивания растений в теплицах, оранжереях, а также в камерах искусственного климата применяются лампы высокого

Таблица 3-13

**Фитоотдача ламп типов
ЛОР и ДРЛ**

Тип лампы	Фитопоток, фт	Фитоотдача, мфт·Вт ⁻¹
ЛОР-1000	136	136
ДРЛ-1000	73	73

давления типа ЛОР-1000 с добавками иодидов лития и индия для повышения фитоотдачи (табл. 3-13).

За единицу фитопотока принят *фит* (фт), численно равный потоку 1 Вт излучения с длиной волны 0,680 мкм, которое обладает максимальной эффективностью фотосинтеза. *Фитоотдача* количественно определяется отношением фитопотока к мощности источника излучения (мфт·Вт⁻¹ или фт·Вт⁻¹).

Из изложенного ранее следует, что спектральный состав излучения источников света различен, вследствие чего эффективность фотосинтеза в значительной мере зависит от спектра излучения.

3-16. ЗРИТЕЛЬНЫЕ ОЩУЩЕНИЯ

Источником знаний об окружающем нас мире являются те *ощущения*, которые возникают в результате воздействия материальной внешнего мира на наши органы чувств. Следовательно, *зрительное ощущение* является результатом воздействия на орган зрения излучения с длинами волн $\lambda = 0,38 \div 0,78$ мкм. Зрительное ощущение позволяет судить о свете, цвете, размере и форме предметов, их движении и взаимном расположении. *Восприятия* окружающего нас мира — это комплекс ощущений, отражающих совокупность свойств предметов или явлений. Человек не ограничивается познанием того, что дают непосредственно органы чувств. Он стремится познать природу глубже. Для этой цели человек пользуется мышлением, дополняя им ощущения и восприятия. Благодаря этому чувственные восприятия обобщаются в форме *представлений*.

Чувственное познание (ощущения, восприятия и представления) окружающих нас предметов и явлений служит источником всех наших знаний. Первым звеном в этой форме познания являются ощущения, среди которых большая роль отведена зрительному ощущению.

«Иначе, как через ощущения, мы ни о каких формах вещества и ни о каких формах движения ничего узнать

не можем...», — писал В. И. Ленин в своем бессмертном произведении «Материализм и эмпириокритицизм»¹.

Через ощущения мы получаем определенные сведения о свойствах и качествах предметов и явлений; следовательно, ощущения обеспечивают непосредственную связь сознания с внешним миром. Способность органов чувств к восприятию различных свойств и качеств объективного мира совершенствовалась в ходе эволюции организмов, в результате усложнения форм взаимодействия их со средой. Так, например, цветовая чувствительность глаза формировалась в сравнительно поздний период развития органического мира. На ранних ступенях развития орган зрения животных реагировал лишь на яркость, что подтверждается слабым развитием или полным отсутствием цветоощущающего аппарата у многих животных. Даже человекообразные обезьяны различают лишь немногие цветовые оттенки. Только у человека в процессе труда и более тесного взаимодействия с окружающим миром сформировался цветоощущающий аппарат, способный воспринимать несколько тысяч различных цветовых оттенков.

Наши ощущения, как правило, не являются точной копией предметов, их вызвавших. Лишь сочетание комплекса ощущений, проверенного практикой, создает восприятие, отражающее объективную реальность. Характерным примером этого является соответствие с действительностью зоркого ощущения, дополненного опытом общения с природой, несмотря на обратное изображение предмета на сетчатой оболочке, а также несовершенства этого изображения вследствие дефектов оптики и структуры органа зрения (сферическая и хроматическая aberrации, дифракция через малый зрачок, рассеяние в глазных средах, зернистость структуры сетчатой оболочки и пр.).

Как было показано ранее (см. § 3-12), ощущения, являясь психофизиологическим процессом, возникают в результате воздействия на органы чувств объективно существующей вне нас материи, следовательно, ощущения объективны по своей форме, так как они существуют в нашем сознании, и объективны по содержанию, так как они отражают действительность. Таким образом, первично излучение, как первична материя, действующая на органы чувств, а ощущение света и цвета, возникающее в результате действия излучения на светочувствительные окончания волокон зоркого нерва, вторично, т. е. производно от излучения. Это положение с исчер-

¹ Ленин В. И. Материализм и эмпириокритицизм. Полн. собр. соч., т. 18, с. 320.

пывающей полнотой было сформулировано В. И. Лениным: «Если цвет является ощущением лишь в зависимости от сетчатки (как вас заставляет признать естествование), то, значит, лучи света, падая на сетчатку, производят ощущение цвета. Значит, вне нас, независимо от нас и от нашего сознания существует движение материи, скажем, волны эфира определенной длины и определенной быстроты, которые, действуя на сетчатку, производят в человеке ощущение того или иного цвета... Это и есть материализм: материя, действуя на наши органы чувств, производит ощущение»¹.

Для установления закономерностей формирования ощущения света и цвета рассмотрим более детально первые два звена процесса преобразования излучения в зрительное ощущение. Как известно (§ 1-18), начальными звенями этого процесса являются диссоциация молекул светочувствительного вещества (*фотореагента*) в результате поглощения фотонов и возникновение импульсов тока действия в волокнах зрительного нерва. Количество фотонов, эффективно поглощаемых одной светочувствительной клеткой, может достигать 500 c^{-1} .

Диссоциация молекул фотореагента является обратимой реакцией, что обеспечивает работоспособность органа зрения при любой длительности действия излучения. В результате диссоциации молекул светочувствительного вещества возникают положительные и отрицательные ионы. Отрицательные ионы поступают к первым синапсам волокон зрительного нерва [120, 121].

Эти ионы поступают к первому синапсу не только в результате фотодиссоциации молекул фотореагента. Как показывают опыты, даже в полной темноте возникает некоторое очень слабое зрительное ощущение, названное Г. Гельмгольцем (1821—1894) *собственным светом сетчатки глаза* [122, 123].

Для объяснения этого явления акад. П. П. Лазарев [124] предположил наличие в светочувствительных клетках такого вещества, молекулы которого распадаются на ионы в результате теплового соударения. Развивая эту мысль, проф. С. О. Майзель (1882—1955) [120] высказал предположение о проникновении из капилляров эпителиального слоя в светочувствительные клетки отрицательных ионов некоторого вещества (ионов второго рода), соединение которых с положительными ионами продуктов распада фотореагента образует молекулы (молекулы второго рода). При

¹ Ленин В. И. Материализм и эмпириокритицизм. Полн. собр. соч., т. 18, с. 50.

нормальной температуре человеческого тела в светочувствительных клетках происходит спонтанный распад молекул второго рода, причем продукты распада в виде положительных и отрицательных ионов принимают участие в формировании зрительного процесса наравне с ионами продуктов распада фотореагентов.

Концентрация отрицательных ионов в первых синапсах волокон зрительного нерва создает разность потенциалов между сетчатой оболочкой глаза и корой головного мозга. В результате этой разности потенциалов в волокнах зрительного нерва возникают импульсы электрического тока. Методы современной электрофизиологии позволяют измерять возникновение и распространение этих импульсов. Каждый импульс тока, возникающий в первом волокне, представляет собой затухающий электрический разряд с очень большим декрементом затухания.

Как показали исследования акад. С. И. Вавилова [27], возникновению одного импульса тока в волокне зрительного нерва, вызывающего ощущение кратковременной вспышки света, соответствует концентрация в первом синапсе этого волокна нескольких ионов. Согласно исследованиям это пороговое число отрицательных ионов, равное пороговому числу эффективно поглощенных фотонов [125, 126], можно принять равным 5—7.

Исследования Е. Д. Эдриана [127], Г. К. Хартлайна [128] и Р. Гранита [129, 130] показали, что импульсы тока действия возникают периодически в течение всего времени поглощения излучения молекулами фотореагента. Частота импульсов в каждом волокне зрительного нерва зависит по С. О. Майзелю от числа отрицательных ионов, поступающих в единицу времени к первому синапсу этого волокна [131—133]. Следовательно, частота импульсов тока действия определяется освещенностью сетчатой оболочки глаза и концентрацией молекул фотореагента. Таким образом, уровень зрительного ощущения, зависящий от частоты импульса тока действия, определяется яркостью поверхности рассматриваемого предмета (см. § 1-23) и концентрацией молекул фотореагента в сетчатой оболочке. Как можно видеть из осциллограммы токов действия (рис. 3-30), начальному моменту действия излучения соответствует некоторый латентный период, за которым следуют быстрое увеличение частоты импульсов и последующий спад до уставновившегося ее значения. Латентным периодом в физиологии принято называть промежуток между началом возбуждения и началом возникновения ощущения.

Процесс стабилизации зрительного ощущения, определяемый установлением статистически постоянного рит-

ма импульсов тока действия, принято называть *адаптацией* на заданную яркость поля зрения. Процесс переадаптации определяется не только изменением концентрации молекул фотопротеина, но также и изменением состояния глаза и затылочного участка коры головного мозга, связанного с сетчатой оболочкой волокнами зрительного нерва. Таким образом, процессы возникновения, развития и затухания зрительного ощущения определяются характеристиками излучения, а также и состоянием органа зрения: чувствительностью его периферии (сетчатой оболочки), проводящих путей (волокон зрительного нерва) и центров (коры головного мозга).

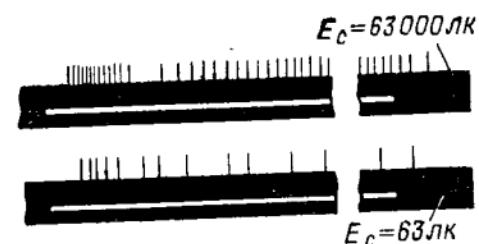


Рис. 3-30.

Как показывают исследования, наиболее существенным для течения процесса возникновения и стабилизации зрительного ощущения является его начальная фаза — обратимая фотодиссоциация молекул фотопротеина. Из этого следует, что для установления зависимости уровня зрительного ощущения от параметров излучения, действующего на глаз наблюдателя, необходимо в первую очередь знать закономерности изменения концентрации молекул фотопротеинов, а также скорости их фотодиссоциации и восстановления.

Для установления этих закономерностей, пренебрегая флюктуацией распространения, поглощения и преобразования излучения в светочувствительном веществе, будем считать число фотонов, достигающих сетчатой оболочки глаза в единицу времени, и частоту импульсов тока действия в волокнах глазного нерва постоянными при постоянстве яркости наблюдаемого предмета.

Среднее число фотонов однородного излучения, упавших в течение 1 с на единицу площади сетчатой оболочки глаза,

$$\bar{n} = \frac{E_\lambda}{680V_\lambda h\nu},$$

где E_λ — освещенность сетчатки однородным излучением с длиной волны λ .

Заменяя $v=c/\lambda$ и подставляя значения

$$h=6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с} \text{ и } c=2,998 \cdot 10^8 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1},$$

получаем:

$$\bar{n} = 7,4 \cdot 10^{15} \frac{E_\lambda}{V_\lambda} \lambda,$$

или

$$\bar{n} = \frac{7,4 \cdot 10^{15}}{l_{\text{гл}}^2} \tau_\lambda \frac{\lambda}{V_\lambda} A_{\text{зр}} L_\lambda, \quad (3-29)$$

так как согласно уравнению (1-73)

$$E_\lambda = \tau_\lambda \frac{A_{\text{зр}}}{l_{\text{гл}}^2} L_\lambda,$$

где $A_{\text{зр}}$ — площадь входного зрачка глаза, m^2 ;

$l_{\text{гл}}$ — глубина глаза (фокусное расстояние оптической системы глаза) $l_{\text{гл}} \approx 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ м}$.

Приняв диаметр внешнего членика светочувствительного элемента равным 1,5 мкм, определим число молекул фотопротеина, диссоциирующих в каждом светочувствительном элементе в 1 с:

$$N'_\sigma = 4,5 \cdot 10^7 \alpha_\lambda \eta_{\text{к}\lambda} \tau_\lambda \frac{\lambda}{V_\lambda} A_{\text{зр}} L_\lambda. \quad (3-30)$$

Вследствие того что излучения постоянной яркости L при любом спектральном составе вызывают одинаковое число диссоциаций в единицу времени, можно сделать вывод о постоянстве произведения $\alpha_\lambda \eta_{\text{к}\lambda} \tau_\lambda \frac{\lambda}{V_\lambda}$ для любого монохроматического и сложного излучения. Пользуясь этим соображением, определим это произведение для $\lambda = 0,55 \text{ мкм}$.

Согласно исследованиям Г. Уолда, С. Гехта, С. Шлера и М. Пирена [134] концентрация молекул фотопротеина невелика даже в условиях темновой адаптации глаза, вследствие чего лишь только 10—20% общего числа фотонов, улавливших на сетчатку, поглощаются молекулами фотопротеина. Малая концентрация эффективно поглощающего вещества позволяет (§ 3-10) написать приближенное выражение коэффициента поглощения:

$$\alpha = 1 - e^{-mc d} \approx mcd,$$

где m — молекулярный показатель поглощения излучения фотопротеином; c — концентрация молекул фотопротеина в светочувствительных клетках; d — толщина поглощающего слоя, численно равная длине палочек или колбочек.

Пользуясь приведенным уравнением и принимая концентрацию молекул фотопротеина в условиях темновой адаптации, равной $c_0 = 7 \cdot 10^3$ [135], получаем:

$$ma = 0,1/c_0 \approx 1,42 \cdot 10^{-5}.$$

Следовательно, количество молекул, диссоциирующих в 1 с внутри каждого светочувствительного элемента,

$$N'_\sigma = 640 \eta_{\text{к}\lambda} \tau_\lambda \frac{\lambda}{V_\lambda} c A_{\text{зр}} L_\lambda. \quad (3-30a)$$

Принимая для излучения с длиной волны $\lambda=0,55$ мкм коэффициент пропускания глазных сред $\tau_\lambda=0,565$ [134] и квантовый выход фотодиссоциации равным единице, следовательно, считая, что каждая молекула фотопротеина, поглотившая фотон с этой длиной волны, диссоциирует, получим окончательное уравнение:

$$N'_\sigma = 200cA_{3p}L. \quad (3-31)$$

Это уравнение применимо к молекулам родопсина, реагирующем на излучения любого спектрального состава, так как спектральная чувствительность колбочек определяется стандартизованной кривой спектральной эффективности излучения. Для учета числа молекул родопсина, диссоциировавших при поглощении ими фотонов видимого излучения, необходимо в (3-31) внести поправочный коэффициент, определяемый отношением относительных значений спектральной эффективности излучения для ночного V'_λ и V_λ дневного зрения:

$$N'_\sigma = 200bcA_{3p}L, \quad (3-31a)$$

где $b = \frac{\Sigma I_{e\lambda} V'_\lambda \Delta\lambda}{\Sigma I_{e\lambda} V_\lambda \Delta\lambda}$ — поправочный коэффициент;

$$I_{e\lambda} = \frac{dL_{e\lambda}}{d\lambda} \quad \text{—спектральная плотность энергетической яркости.}$$

Как уже было показано ранее, в светочувствительных клетках, кроме диссоциации молекул фотопротеина, происходит спонтанная диссоциация молекул второго рода. Количество диссоциировавших молекул второго рода в 1 с пропорционально числу положительных ионов, следовательно, числу диссоциировавших молекул фотопротеина:

$$N''_\sigma = \delta (c_0 - c), \quad (3-32)$$

где δ — коэффициент скорости реакции спонтанного распада молекул второго рода;

c_0 и c — концентрации молекул фотопротеина в условиях темновой адаптации и в исследуемый момент времени.

Принимая вероятность соединения ионов первого и второго родов с положительными нонами продуктов диссоциации фотопротеина одинаковой, определим вероятность восстановления молекул фотопротеина из общего числа положительных ионов. Вероятность восстановления определится отношением числа ионов восстановителя (ионы первого рода) к общему числу отрицательных ионов, поступивших из пигментного эпителия (ионы второго рода):

$$\frac{n'}{n' + n''} = \frac{a}{1 + a},$$

где n' и n'' — число ионов первого и второго рода, поступающих в светочувствительную клетку из эпителия;

$a = n'/n''$ — отношение числа ионов первого и второго рода.

Определив вероятность восстановления молекул фотопротеина, можно написать уравнение баланса распада и восстановления молекул фотопротеина, пользуясь (3-31a) и (3-32):

$$\frac{a}{1 + a} (200cbA_{3p}L + \delta c_0 - \delta c) \approx 200cbA_{3p}L.$$

Решив уравнение баланса относительно c , получим:

$$c = \frac{a\delta c_0}{a\delta + 200bA_{3p}L}. \quad (3-33)$$

Следовательно, число молекул фотопроявляющего вещества в 1 с [см. (3-31)]

$$N'_{\sigma} = \frac{a\delta c_0}{1 + \frac{a\delta}{200bA_{3p}L}}. \quad (3-33a)$$

Не принимая во внимание ионы, получившиеся в результате спонтанного распада молекул второго рода, определим частоту импульсов тока действия в волокне зрительного нерва, если к нему присоединено N светочувствительных элементов:

$$f = \frac{NN'_{\sigma}}{\gamma} = \frac{200Na\delta c_0 A_{3p} L}{\gamma(a\delta + 200bA_{3p}L)}, \quad (3-34)$$

где f — частота импульсов тока действия, с^{-1} ;

γ — пороговое число отрицательных ионов.

Число ионов, появляющихся в результате распада молекул второго рода, невелико по сравнению с числом ионов, образуемых при распаде фотопроявляющего вещества. Количественные соотношения, приведенные в выводах, получены из следующих значений параметров зрительного процесса (по С. О. Майзелю): $c_0 = 7 \cdot 10^3$; $a\delta = 0,15$; $\gamma = 7$.

Анализ изменения концентрации молекул фотопроявляющего вещества, скорости их распада и частоты импульсов тока действия в функции яркости позволяет сделать следующие выводы, определяющие основные закономерности восприятия излучения:

1. С увеличением яркости поля зрения уменьшается концентрация молекул фотопроявляющего вещества, вследствие чего замедляется темп роста ощущения света (светлоты) по сравнению с темпом увеличения яркости. Так, с увеличением яркости от $L = 0,1$ до $10^4 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$ частота импульсов тока действия возрастает с $0,53$ до 146 с^{-1} .

2. Темп роста частоты импульсов тока в волокне зрительного нерва снижается по мере увеличения яркости, причем предельное значение ощущения света определяется предельно максимальной частотой импульсов тока в каждом волокне зрительного нерва:

$$f_{\text{пред}} = \frac{a\delta}{\gamma} c_0 \approx 150 \text{ с}^{-1}.$$

По данным Г. Хартлайна [128] предельное число импульсов в волокнах зрительного нерва равно 130 с^{-1} , что достаточно точно совпадает с расчетным значением.

3. Пороговое зрительное ощущение большой равнот-

яркой поверхности характеризуется флюктуирующими появлениями отдельных вспышек света в различных случайных местах поля зрения, занятого светящей поверхностью. Так, согласно (3-34) на пороге обнаружения света, излучаемого диском с угловым размером по диаметру 20° , вероятность фотодиссоциации одной молекулы родопсина внутри одной палочки определяется временем 4200 с^* . Эта цифра, на первый взгляд кажущаяся невероятной, объясняется тем, что на участке сетчатой оболочки с угловым размером 20° размещено примерно $3 \cdot 10^6$ палочек, соединенных с корой головного мозга около 15 тыс. волокнами зрительного нерва. Следовательно, во всех облучаемых светочувствительных окончаниях нервных волокон каждую секунду в среднем проходит около 700 диссоциаций молекул родопсина, что соответствует суммарная частота импульсов тока действия во всех работающих волокнах зрительного нерва $f = 100 \text{ с}^{-1}$. Сто вспышек в секунду возникают бессистемно в $15 \cdot 10^3$ нервных волокнах, вследствие чего средняя частота импульсов тока в каждом волокне менее $0,01 \text{ с}^{-1}$. Так как на каждое волокно приходится в среднем около 200 палочек, занимающих зону сетчатой оболочки с угловым размером $8-10'$, случайные вспышки, ощущаемые глазом при каждом импульсе тока действия, не сосредоточены в точке, а распределены в некоторой зоне ($8-10'$) поля зрения. Такое пространственное рассредоточение каждой вспышки облегчает формирование общего ощущения светящей поверхности из серии вспышек, бессистемно возникающих в пределах ее границ.

4. При пороговых режимах видения случаи диссоциации молекул родопсина в палочках настолько редки, что их концентрация практически не меняется (рис. 3-31). Резкое уменьшение концентрации молекул родопсина при увеличении яркости поля зрения сверх $L = 0,1 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$ следует объяснить значительным отставанием роста скорости регенерации от бурного увеличения скорости их распада. Этому способствует диссоциация продуктов распада родопсина, наблюдаемая при поглощении ионами ретинена коротковолновых фотонов видимого излуче-

* Расчет частоты импульсов тока и числа диссоциировавших молекул фотопротеина произведен для белого света ($T_d = 2854 \text{ K}$), воспринимаемого палочками ($b = 0,55$) при уровне пороговой яркости $L_{\text{пор}} = 7 \cdot 10^{-6} \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$.

ния. Вследствие этого длительное воздействие на глаз излучения с яркостью $L \geq 10 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$ приводит к резкому уменьшению концентрации молекул родопсина и значительному снижению роли палочек в зрительном процессе. Малая начальная концентрация молекул иодопсина в колбочках по сравнению с концентрацией родопсина в палочках, а также значительно большая индивидуализация обслуживания колбочек волокнами зрительного нерва приводят часто к спонтанному восстановлению ионов продуктов распада при малой яркости объекта наблюдения вследствие большого интервала времени между смежными импульсами. Вследствие этого заметная роль колбочек в зрительном процессе оказывается лишь при яркостях $L \geq 0,1 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$.

Все приведенные закономерности возникновения импульсов тока действия и их распространения по волокнам зрительного нерва справедливы для установившегося процесса зрения. Переходный режим зрительного процесса осложняется непрерывным изменением концентрации молекул фотопротеина, возникающим в результате отсутствия баланса между диссоциацией и восстановлением. Изменение концентрации молекул фотопротеина можно рассматривать как алгебраическую сумму числа диссоциировавших и восстановленных молекул фотопротеина в течение бесконечно малого промежутка времени dt при переходе с яркости L_1 на L_2 :

$$dc = -dN'_\sigma + \frac{a}{1+a} (dN'_\sigma + dN''_\sigma),$$

где dN'_σ и dN''_σ — количество молекул, диссоциировавших в результате поглощения фотонов и соударений в течение времени dt .

Следовательно, скорость изменения концентрации молекул фотопротеина в период переходного режима

$$\frac{dc}{dt} = -200bcA_{3p}L_2 + \frac{a}{1+a} [200bcA_{3p}L_2 + \delta(c_0 - c)].$$

Преобразуем полученное дифференциальное уравнение:

$$\frac{dc}{dt} + \frac{1}{1+a} (200bA_{3p}L_2 + a\delta) c - \frac{a\delta}{1+a} c_0 = 0. \quad (3-35)$$

Решая это уравнение, получим закономерность изменения концентрации светочувствительного вещества в период неустановив-

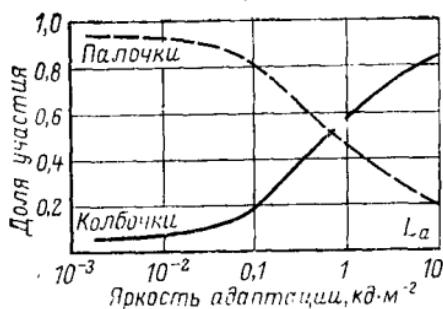


Рис. 3-31.

шейся фазы зрительного процесса при переключении взгляда с яркости L_1 на L_2 :

$$c_t = Be^{-\frac{a\delta + 200bA_{3p}L_2}{1+a}t} + c_0 \frac{a\delta}{a\delta + 200bA_{3p}L_2}, \quad (3-36)$$

где B — постоянная интегрирования, определяемая из начальных условий процесса адаптации.

Для определения B положим $t=0$. В этот начальный период адаптационного процесса концентрация фотопротеина будет определяться предшествующей яркостью L_1 . В соответствии с (3-33) c_1 при $t=0$ будет равно:

$$c_1 = c_0 \frac{a\delta}{a\delta + 200bA_{3p}L_1},$$

откуда определится постоянная B :

$$B = c_0 \frac{a\delta}{a\delta + 200bA_{3p}L_1} - c_0 \frac{a\delta}{a\delta + 200bA_{3p}L_2}.$$

Следовательно, искомая концентрация фотопротеина для любого времени t процесса адаптации

$$c_t = (c_1 - c_2) e^{-\frac{a\delta + 200bA_{3p}L_2}{1+a}t} + c_2, \quad (3-36a)$$

где c_1 и c_2 — установившиеся концентрации фотопротеина при яркости L_1 и L_2 [(3-33)].

Нетрудно видеть, что концентрация фотопротеина, равная c_1 при $t=0$, стремится к c_2 при больших значениях времени адаптации.

Уравнение (3-36a) показывает различную продолжительность темновой ($L_1 > L_2$) и световой ($L_1 < L_2$) адаптации. Для исследования этой закономерности возьмем наиболее резко выраженные случаи темновой ($L_2=0$) и световой ($L_1=0$) адаптации.

В первом случае показатель степени экспоненциальной функции, равный $\frac{a\delta}{1+a}t$ при $L_2=0$ [см. (3-36)], будет очень медленно

увеличиваться при росте t , так как коэффициент δ очень невелик, в особенности для палочек, а дробь $\frac{a}{1+a} < 1$. Медленный рост

показателя степени определяет медленный рост концентрации родопсина и связанное с этим уменьшение пороговой яркости (рис. 3-32).

Процесс световой адаптации, как показывают опыты, протекает значительно быстрее, чему также соответствует уравнение (3-36a). Это следует из того, что показатель степени экспоненциальной функции [см. (3-36)] резко возрастает при больших значениях яркости L_2 , когда падение концентрации родопсина, следовательно, и световой чувствительности, определяемой величиной, обратной пороговой яркости, особенно интенсивно (рис. 3-33).

Несмотря на достаточно удовлетворительное совпадение расчетных данных с экспериментальными, полученное уравнение

(3-36а) следует считать приближенным, не учитываяющим деталей процессов адаптации. При выводе (3-36а) не учтены: изменения чувствительности центральной нервной системы, возможные изменения коэффициентов a и b , а также динамика изменения диаметра зрачка глаза.



Рис. 3-32.

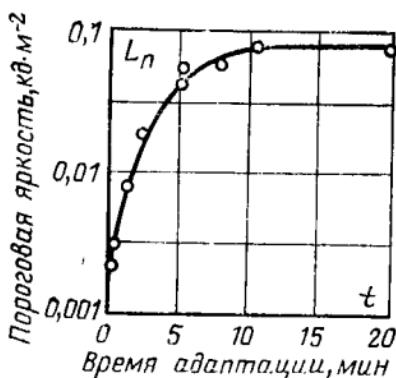


Рис. 3-33.

Зрительное ощущение позволяет нам судить о размере, форме, расстоянии и взаимном расположении предметов и их движении, следовательно, восприятие пространства является в основном функцией органа зрения. Суждение о размере предмета мы получаем на основе оценки размера его изображения на сетчатой оболочке и расстояния до рассматриваемого предмета.

Точность определения взаимного расположения предметов внешнего пространства возможна лишь только при изображении в центральной ямке сетчатки, где на каждое волокно зрительного нерва приходится не более 2—3 колбочек. Такая индивидуализация передачи сигналов от светочувствительных элементов центральной части сетчатки к коре головного мозга обеспечивает способность различать мелкие детали, отличающиеся от фона яркостью. Способность глаза различать мелкие детали характеризуется *остротой различения*, определяемой величиной, обратной минимальному угловому размеру различаемой детали (промежуток между двумя объектами, отличающийся от объектов яркостью, или небольшая плоская простейшая фигура, например кольцо с разрывом — кольцо Ландольта, на фоне иной яркости), обеспечивающему вероятность различения более 0,50. Острота различения зависит от яркости фона

й контраста яркости объекта различия с фоном (рис. 3-34).

Движение предмета зрительно ощущается нами по перемещению движущегося изображения на сетчатой оболочке, или по необходимости передвигать глаза для фиксации движущегося предмета в центральной ямке. Движение предмета, перемещающегося на равномерном фоне, различается глазом при угловой скорости 12—20' в 1 с. Эта пороговая скорость значительно уменьшается (до 1—3' в 1 с), если наблюдаемый предмет перемещается относительно других неподвижных предметов.

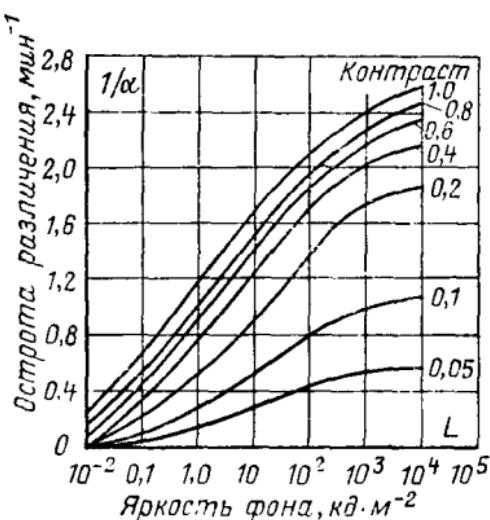


Рис. 3-34.

Способность органа зрения человека дифференцировать цвета разноспектральных излучений определяется наличием в сетчатой оболочке глаза трех разновидностей колбочек, отличающихся друг от друга различным составом светочувствительного вещества с различной чувствительностью к монохроматическим излучениям разных длин волн.

Некоторые авторы предполагают, что колбочки имеют лишь один тип фотореагента, но три нервных окончания, связанных с различными участками коры головного мозга (К. Гассе, 1867 г., Г. Лебук, 1908 г., Н. Т. Федоров, 1939 г. [135]). Однако это предположение вызывает сомнение, так как оно не подкреплено гистологическими исследованиями (С. Поляк, 1941 г. [136]).

Впервые мысль о трехцветной теории зрения была высказана М. В. Ломоносовым [5], который предполагал наличие в веществе, наполняющем сетчатую оболочку — «дно ока», трех «первоначальных элементов материи». Эти «первоначальные элементы материи»,

согласно теории Ломоносова, взаимодействуют с «тройкого рода эфирными частицами», «зыбающееся» (колебательное) и «коло-вратное» (вращательное) движения которых являются причинами возникновения света и цвета.

«Наконец, нахожу, — пишет Ломоносов в своем докладе, — что от первого рода эфира происходит цвет красной, от второго желтой, от третьего голубой. Против цветы рождаются от смешения первых». Каждый из «первоначальных элементов материи», из которых состоит светочувствительное вещество глаза, может взаимодействовать лишь только с одним из трех эфирных частиц, — «... первой величины эфир совмещается с соляною, второй величины с ртутною, третьей величины с серною... материю».

Из краткого изложения сути доклада М. В. Ломоносова можно видеть, что в его теории цветового зрения заложены основы современной трехцветной теории. Лишь через 46 лет (в 1802 г.) английский ученый Т. Юнг (1773—1829) вновь высказал гипотезу о трехкомпонентности цветового зрения. В лекциях по теории света и цвета Юнг¹, отмечая малую вероятность наличия особых воспринимающих аппаратов для каждого однородного излучения, высказал предположение о наибольшей вероятности наличия только трех таких аппаратов. «Необходимо предположить, — писал он, — что число этих воспринимающих аппаратов («частиц») ограничено, например, числом трех основных цветов: красного, желтого и синего».

В последующих работах Юнг принял за основные цвета красный, зеленый и фиолетовый.

Трехцветная гипотеза цветового зрения была более детально разработана Г. Гельмгольцем. Каждый из трех цветоощущающих аппаратов по Гельмгольцу создает при возбуждении ощущение насыщенного цвета (красного, зеленого и фиолетового). Соотношение уровней возбуждения трех цветоощущающих аппаратов определяет цветность излучения.

Впервые гипотезу о фотохимической основе механизма действия излучения на каждый из трех цветоощущающих аппаратов высказал в 1923 г. П. П. Лазарев [124]. Этой гипотезой была вновь подтверждена мысль М. В. Ломоносова о различной химической структуре трех фотопротеинов. Параллельно с разработкой гипотезы цветового зрения разрабатывались методы определения и проводились исследования спектральных характеристик трех цветовоспринимающих приемников (Д. К. Максвелл, 1860 г.; А. Кениг и К. Дитеричи, 1892 г.; С. Гехт, 1932 г.; Н. Т. Федоров, 1935 г.; У. Райт, 1937 г.; Н. Д. Ниберг, 1948 г. и др.).

На рис. 3-35 приведены кривые относительной спектральной чувствительности трех цветовоспринимающих приемников колбочкового аппарата глаза [137].

На основании трехкомпонентности цветового зрения можно вывести основные соотношения, определяющие цветовое ощущение при освещении глаза излучением с заданным спектральным составом. Предположим, что

¹ Jong Th., Lecture on the Theory of Light and Colours, Phil. Trans. Roy. Soc., 21, 1802.

на орган зрения действует однородное излучение с некоторой яркостью L_λ , обеспечивающей преимущественно работу колбочкового световоспринимающего аппарата. Пусть в этом случае по истечении адаптационного периода в каждом из трех приемников установится следующая концентрация фотопротеинов: c_k — красноощущающего, c_z — зеленоощущающего и c_c — синеощуща-

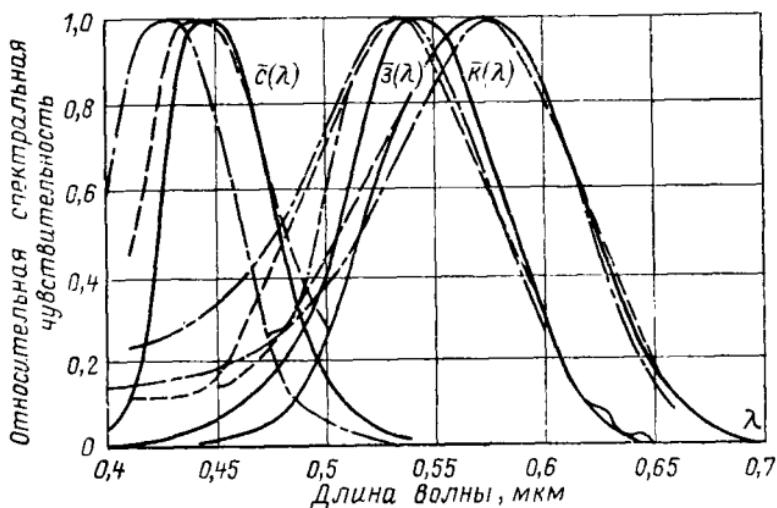


Рис. 3-35. Спектральная чувствительность цветовоспринимающих рецепторов.

— по Нюбергу и Юстовой; - - - по Мак-Николу;
- · - · - по Уолду.

щего. Согласно уравнению (3-31а) можно записать числа диссоциировавших молекул в единицу времени к-реагента, з-реагента и с-реагента¹:

$$N_k = 200c_k k_\lambda A_{sp} L_\lambda; \quad N_z = 200c_z z_\lambda A_{sp} L_\lambda; \\ N_c = 200c_c c_\lambda A_{sp} L_\lambda, \quad (3-37)$$

где $k_\lambda = \bar{k}_\lambda / V_\lambda$; $z_\lambda = \bar{z}_\lambda / V_\lambda$; $c_\lambda = \bar{c}_\lambda / V_\lambda$; \bar{k}_λ , \bar{z}_λ и \bar{c}_λ — относительные спектральные чувствительности трех цветоощущающих приемников.

¹ Красноощущающий фотопротеин будем в последующем называть к-реагент, зеленоощущающий — з-реагент и синеощущающий — с-реагент.

Произведения $\kappa_\lambda L_\lambda = \frac{\bar{\kappa}_\lambda}{V_\lambda} L_\lambda$; $z_\lambda L_\lambda = \frac{\bar{z}_\lambda}{V_\lambda} L_\lambda$ и $c_\lambda L_\lambda = \frac{\bar{c}_\lambda}{V_\lambda} L_\lambda$ можно рассматривать как компоненты яркости заданного излучения:

$$L_k + L_z + L_c = L_\lambda, \quad (3-37a)$$

где

$$L_k = \kappa_\lambda L_\lambda; \quad L_z = z_\lambda L_\lambda \text{ и } L_c = c_\lambda L_\lambda,$$

следовательно,

$$\bar{\kappa}(\lambda) + \bar{z}(\lambda) + \bar{c}(\lambda) = V(\lambda). \quad (3-38)$$

Для сложного излучения, действующего на глаз человека, коэффициенты κ , z и c определяются отношением интегральных выражений $\bar{\kappa}$ -, \bar{z} - и \bar{c} -компонентов яркости к ее фотометрическому значению:

$$\kappa = \frac{\int \varphi(\lambda) \bar{\kappa}(\lambda) d\lambda}{\int \varphi(\lambda) V(\lambda) d\lambda}; \quad z = \frac{\int \varphi(\lambda) \bar{z}(\lambda) d\lambda}{\int \varphi(\lambda) V(\lambda) d\lambda}$$

$$\text{и } c = \frac{\int \varphi(\lambda) \bar{c}(\lambda) d\lambda}{\int \varphi(\lambda) V(\lambda) d\lambda}, \quad (3-38a)$$

где $\varphi(\lambda)$ — спектральная плотность потока излучения.

Приведенные уравнения позволяют определить κ -, z - и c -компоненты яркости как некоторые фиктивные яркости таких излучений, которые обладают потенциальной возможностью произвести диссоциацию молекул κ -, z - и c -фотореагентов.

Предшествующие равенства (3-37), (3-37a) и (3-38a) позволяют написать выражение чисел молекул κ -, z - и c -реагентов, вступивших в реакцию:

$$N_k = 200 c_k A_{zp} L_k; \quad N_z = 200 c_z A_{zp} L_z;$$

$$N_c = 200 c_c A_{zp} L_c. \quad (3-39)$$

Из полученных равенств следует, что частота импульсов тока в κ -, z - и c -волокнах зрительного нерва при постоянстве площади входного зрачка, следовательно, при заданном уровне яркости светящей поверхности и ее углового размера, определится произведением концентрации соответствующего реагента и компонента яркости.

Дифференциация цвета разноспектральных излучений органом зрения человека, целесообразная для восприятия окружающего нас пространства, основана на сопоставлении уровней реакции к-, з- и с-реагентов.

Мерой дифференциации органом зрения цвета излучения может служить соотношение частот импульсов в к-, з- и с-волокнах зрительного нерва или чисел диссоциировавших молекул к-, з- и с-реагентов. Нетрудно видеть, что эти соотношения можно определить любыми двумя коэффициентами из трех:

$$n_k = \frac{N_k}{\Sigma N}; \quad n_z = \frac{N_z}{\Sigma N}; \quad n_c = \frac{N_c}{\Sigma N}, \quad (3-40)$$

где $\Sigma N = N_k + N_z + N_c$.

Необходимость и достаточность двух коэффициентов из трех определяется тем, что сумма всех трех коэффициентов реакции глаза на любое излучение равна единице:

$$n_k + n_z + n_c = 1. \quad (3-41)$$

Любая пара коэффициентов (n_k и n_z , n_k и n_c или n_z и n_c) характеризует зрительную оценку спектрального состава излучения, следовательно, определяет качественную сторону зрительного ощущения — *ощущение цветности* излучения. Основываясь на этих свойствах коэффициентов n_k , n_z и n_c , их следует называть *коэффициентами цветоощущения*.

Из уравнений (3-37) и (3-39) следует, что ощущение цветности определяется не только спектральным составом излучения, но также и состоянием органа зрения, в частности, соотношением концентрации к-, з- и с-реагентов. Зависимость ощущения цветности от состояния органа зрения может приводить к изменению ощущения цветности излучения с постоянным спектральным составом. Этот процесс, носящий название *цветовой адаптации*, возникает в результате неодинакового во времени изменения концентрации к-, з- и с-реагентов после предварительного неодинакового возбуждения трех цветовоспринимающих аппаратов глаза цветным излучением. Учет этих изменений ощущения в большинстве случаев очень затруднителен, вследствие чего принято вводить объективную величину, характеризующую качественный состав излучения на основе зрительной оценки в условиях установившегося процесса зрения. Эта величина,

характеризующая излучение любого спектрального состава и называемая *цветностью излучения*, определяет качественную реакцию глаза (ощущение цветности) в режиме установившейся адаптации на оцениваемое излучение.

Как следует из (3-39), в режиме установившейся адаптации цветоощущение можно определить соотношением компонентов яркости:

$$\kappa = L_u/L; z = L_a/L \text{ и } c = L_c/L. \quad (3-42)$$

Так же как и для коэффициентов цветоощущения, из трех коэффициентов (κ , z и c), определяющих цветность, любая пара определяет третий, так как

$$\kappa + z + c = 1. \quad (3-43)$$

Эти коэффициенты принято называть *координатами цветности* или *трехцветными коэффициентами*¹. Нетрудно видеть из определения κ -, z - и c -компонентов яркости, что любому излучению с заданным спектральным составом соответствует определенная цветность, характеризуемая двумя координатами. Кроме двух координат цветности, характеризующих качественную сторону зрительного ощущения, для более полной его характеристики необходимо знать яркость оцениваемого излучения, определяющую в условиях стационарного зрительного процесса уровень ощущения. Такую трехмерную величину, предназначенную для качественной и количественной оценок излучения по зрительному ощущению, принято называть *цветом*.

¹ Цветовые графики и принципы их построения рассматриваются во второй части учебного пособия «Основы светотехники».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маркс К., Энгельс Ф. Соч., 2-е изд., т. 20, М.: Госполитиздат, 1961.
2. Ленин В. И. Полн. собр. соч., т. 18, Материализм и эмпириокритицизм. М.: Изд-во политич. лит., 1976.
3. Ленин В. И. Полн. собр. соч., т. 29, Философские тетради, М.: Изд-во политич. лит., 1977.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

11. Вавилов С. И. Собр. соч., т. III. Работы по философии и истории естествознания. М.: Изд-во АН СССР, 1956.
2. Гюйгенс Х. Трактат о свете. М.—Л.: Научно-технич. изд-во, 1935.
3. Ньютона И. Оптика или трактат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света. М.—Л.: Госиздат, 1927. Лекции по оптике. М.: Изд-во АН СССР, 1946.
4. Льоцци Марио. История физики. М.: Мир, 1970.
5. Ломоносов М. В. Слово о происхождении света, новую теорию о цветах представляющее.— В кн.: Избранные философские произведения. М.: Госполитиздат, 1950, с. 282.
6. Френель О. О свете. М.—Л.: Госиздат, 1928. Избранные труды по оптике. М.: Гостехиздат, 1955.
7. Максвелл Д. К. Статьи и речи. М.: Наука, 1968.
8. Максвелл Д. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. М.: Гостехиздат, 1952.
9. Лебедев П. Н. Давление света. Избр. соч., М.: Гостехиздат, 1949.
10. Вавилов С. И. Действия света. М.: Госиздат, 1922.
11. Вавилов С. И. Собрание сочинений, т. IV. М.: Изд-во АН СССР, 1956.
12. Планк М. Физические очерки (сборник речей и статей), М.: Госиздат, 1925.
13. Макс Планк. 1858—1958. Сборник к 100-летию со дня рождения. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
14. Макс Борн, Альберт Эйнштейн и световые кванты.— В кн.: Эйнштейн и современная физика. Сб. памяти Эйнштейна. М.: Наука, 1956, с. 163—182.
15. Зоммерфельд А. Пути познания в физике. Сб. статей. М.: Наука, 1973.
16. Планк М. Введение в теоретическую физику, ч. IV. М.—Л.: Объединенное научно-технич. изд-во, 1934.
17. Вавилов С. И. Собрание сочинений, т. I. М.: Изд-во АН СССР, 1954; т. II, 1952.
18. Ландсберг Г. С. Оптика. Общий курс физики. М.: Наука, 1976.

19. Гуревич М. М. О спектральном распределении мощности излучения. — Успехи физических наук, 1963, т. 19, с. 757.
20. Ломоносов М. В. Л. Эйлеру. Избранные философские произведения. М.: Госполитиздат, 1950, с. 160.
21. Гершун А. А. Мера множества лучей. — Труды ГОИ, 1941, т. 14, вып. 112—120, с. 239—244. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. М.: Физматгиз, 1958, с. 380—383.
22. Слюсарев Г. Г. Геометрическая оптика. М.: Изд-во АН СССР, 1946.
23. Гершун А. А. О визуальной фотометрии в области малых яркостей. — Докл. АН СССР, 1942, т. 37, № 4, с. 145. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. М.: Физматгиз, 1958, с. 205—207.
24. Волькенштейн А. А. Визуальная фотометрия малых яркостей. М.—Л.: Энергия, 1965.
25. Юров С. Г. Спектральная чувствительность глаза в условиях сумеречной адаптации. — Светотехника, 1955, № 1, с. 12—15.
26. Левшин В. А. Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. М.—Л.: Гостехиздат, 1951.
27. Вавилов С. И. Микроструктура света. М.: Изд-во АН СССР, 1950.
28. Прингслей П. Флуоресценция и фосфоресценция. М.: Изд-во иностр. лит., 1956.
29. Адирович Э. И. Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. М.: Гостехиздат, 1956.
30. Левшин В. А., Левшин Л. В. Люминесценция и ее применение. М.: Наука, 1972.
31. Риль Н. Люминесценция. М.—Л.: Гостехиздат, 1946.
32. Прикладная электролюминесценция. Под ред. М. В. Фока, М.: Советское радио, 1974.
33. Константинова-Шлезингер М. А. Люминесцентный анализ. М.: Изд-во АН СССР, 1948; Люминесцентный анализ. Сб. статей под ред. М. А. Константиновой-Шлезингер. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
34. Гугель Б. М. Люминофоры для электровакуумной промышленности. М.: Энергия, 1967.
35. Бляхман Э. А., Ратнер И. М., Халуповский М. Д. Выбор люминофоров для люминесцентных ламп низкого давления с улучшенной цветопередачей. — Светотехника, 1976, № 4, с. 16.
36. Федоров В. В. Производство люминесцентных ламп. М.: Энергия, 1969.
37. Денисов В. П. Производство электрических источников света. М.: Энергия, 1975.
38. О технологических особенностях люминесцентных ламп с ортофосфатным люминофором марки Л-42 ДН. Бабицкая Р. А., Дьяконова И. П., Ерашова И. М. и др. — Светотехника, 1975, № 4, с. 13—14.
39. Бляхман Э. А., Ратнер И. М., Халуповский М. Д. Оптимизация спектров люминофоров — новый путь повышения эффективности люминесцентных ламп (обзор). — Светотехника, 1975, № 10, с. 16—17.
40. Универсальный излучатель для флуориметров/ Садилина Л. Г., Скреблюков А. Е., Тельнова В. А. и др. — Светотехника, 1975, № 10, с. 14.

41. Лазарев Д. Н. Ультрафиолетовая радиация. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1950.
42. Деркач В. П., Корсунский В. М. Электролюминесцентные устройства. Киев: Наукова думка, 1968.
43. Хениш Г. Электролюминесценция. Перев. с англ. под ред. В. С. Вавилова. М.: Мир, 1964.
44. Богатов Г. В. Электролюминесценция и возможности ее применения. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1960.
45. Петошина Л. Н., Пекерман Ф. М., Казанцева Н. Н. Зависимость яркости свечения и стабильности работы электролюминесцентных конденсаторов от условий возбуждения. — Светотехника, 1964, № 12, с. 16—17.
46. Светотехника в 1974—1975 гг. (обзор). — Светотехника, 1976, № 1, с. 7.
47. Ивей. Проблемы и прогресс в электролюминесцентных лампах. — В кн.: Вопросы светотехники за рубежом. Сб. рефератов под ред. проф. В. В. Мешкова, вып. 2. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1962, с. 126—136.
48. Новые высокостабильные электролюминофоры для электролюминесцентных устройств/ Дихтер М. А., Казанкин О. Н., Петошина Л. Н. и др. — Светотехника, 1975, № 5, с. 15—16.
49. Характеристики электролюминесцентных панелей и их изменение в процессе эксплуатации/ Белогловская Т. И., Долтополова Л. Н., Петрова Н. Г. и др. — Светотехника, 1976, № 2, с. 16.
50. Федына В. Н. О причинах старения электролюминесцентных приборов. — Светотехника, 1975, № 11, с. 7—8.
51. Электрофоретическое нанесение электролюминесцентных покрытий/ Барабанов В. П., Баршинова Н. В., Веревкин Ю. Н. и др. — Светотехника, 1974, № 5, с. 11.
52. Витюк Н. В., Михо В. В. Электролюминесцентный конденсатор на основе аитрацена. — Светотехника, 1975, № 1, с. 21.

ГЛАВА ВТОРАЯ

53. Бугер П. Оптический трактат о градации света. М.: Изд-во АН СССР, 1950.
54. Фок В. А. Освещенность от поверхностей произвольной формы. — Труды ГОИ, 1924, т. 3, вып. 28, с. 1—14.
55. Гершун А. А. Световое поле от поверхностных излучателей равномерной и неравномерной яркостей. — Труды ГОИ, 1928, т. 4, вып. 38, с. 10—19.
56. Гершун А. А., Гуревич М. М. Световое поле. — Журнал Русского физико-математ. общества (ЖРФХО), ч. физ., т. 60, вып. 4, 1928, с. 355—360.
57. Болдырев Н. Г. Теоретическая фотометрия. Изд-во Ленингр. ин-та охраны труда, 1938.
58. Гершун А. А. Световое поле. Л.: Гостехиздат, 1936. Избран. труды по фотометрии и светотехнике. М.: Физматгиз, 1958, с. 223—397.
59. Сапожников Р. А. Теоретическая фотометрия. 1-е изд., М.—Л.: Госэнергоиздат, 1960; 2-е изд. Л.: Энергия, 1967; 3-е изд., М.: Энергия, 1977.
60. Гуревич М. М. Введение в фотометрию. Л.: Энергия, 1968.

61. Гуторов М. М. Средняя цилиндрическая освещенность.— Светотехника, 1963, № 10, с. 10—13; Расчет освещенности произвольно ориентированной плоскости.— Труды МЭИ, вып. 253, Светотехника, 1975, с. 15—19.
62. Мешков В. В., Епанешников М. М. Осветительные установки. М.: Энергия, 1972.
63. Лоренц Г. А. Теория электронов. М.: Гостехиздат, 1953.
64. Капаин Н. С. Волоконная оптика. М.: Мир, 1969.
65. Вейнберг В. Б., Саттаров Д. К. Оптика световодов. Л.: Машиностроение, 1969.
66. Саттаров Д. К. Волоконная оптика. Л.: Машиностроение, 1973.
67. Просветление оптики/ Гребенщиков И. В., Власов А. Г., Непорент Б. С. и др. М.—Л.: Гостехтеоретиздат, 1946.
68. Ландсберг Г. С. Избранные труды. М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 43—173, 321—347.
69. Мандельштам Л. И. Об оптически однородных и мутных средах. Полн. собр. трудов, т. I. М.: Изд-во АН СССР, 1948, с. 109—125.
70. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.—Л.: Гостехтеоретиздат, 1951.
71. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
72. Гершуи А. А. Прохождение света через плоский слой свето-рассеивающей среды.— В кн.: Избранные труды по фотометрии и светотехнике. М.: Физматгиз, 1958, с. 68—85. О фотометрии мутных сред, там же, с. 85—99. К теории светового поля в рассеивающей среде, там же, с. 397—400.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

73. Ломоносов М. В. Размышления о причине теплоты и холода. Избранные философские произведения. М.: Госполитиздат, 1950, с. 137—154.
74. Лебедев П. Д. Расчет и проектирование сушильных установок. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1962.
75. Борхерт Р., Юбиц В. Техника инфракрасного нагрева. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963.
76. Рычков В. И. Сушка и нагрев инфракрасным излучением.— Светотехника и инфракрасная техника, т. 3, М.: ВИНИТИ, 1973, с. 196—246.
77. Теория сушки. Материалы Всесоюзного научно-технического совещания по новой технике и прогрессивной технологии в процессах сушки. М.: 1969.
78. Мейер К. Биологические циклы по превращению солнечной энергии в полезное топливо.— В кн.: Исследования по использованию солнечной энергии. Сборник статей. М.: Изд-во иностр. лит., 1957, с. 191—197.
79. Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1956.
80. Марков М. Н. Приемники инфракрасного излучения. М.: Наука, 1968.
81. Павлов А. В., Черников А. И. Приемники излучения автоматических оптико-электронных приборов. М.: Энергия, 1972.

82. Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1957.
83. Шалимова К. В. Физика полупроводников. М.: Энергия, 1977.
84. Соболева Н. А., Меламид А. Е. Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1974.
85. Лукьянов С. Ю. Фотоэлементы. М.: Изд-во АН СССР, 1948.
86. Столетов А. Г. Собр. соч., т. I. М.: Гостехиздат, 1939.
87. Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники. М.: Физматгиз, 1963.
88. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
89. Саммер В. Фотоэлементы в промышленности. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1961.
90. Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н. Вакуумные фотоэлектронные приборы. М.: Энергия, 1976.
91. Гартман В., Бернгард Ф. Фотоэлектронные умножители. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1961.
92. Якушенков Ю. Г. Основы теории и расчета оптико-электронных приборов. М.: Советское радио, 1971.
93. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы. М.: Советское радио, 1968.
94. Хадсон Р. Инфракрасные системы. М.: Мир, 1972.
95. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Советское радио, 1970.
96. Теренин А. Н. Фотохимия красителей. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1947.
97. Турро Н. Молекулярная фотохимия. М.: Мир, 1967.
98. Лазарев П. П. Собр. соч., т. II, М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1950.
99. Шашлов Б. А. Теория фотографического процесса. М.: Книга, 1971.
100. Левитин И. Б. Фотография в инфракрасных лучах. М.: Воен. изд-во минист. обороны СССР, 1961.
101. Излучение ультрафиолетовое. Величины и единицы. Термины и определения. Руководящий технический материал. РТМ.3-381-73, 1974.
102. Мейер А., Зейтц Э. Ультрафиолетовое излучение. М.: Изд-во иностр. лит., 1952.
103. Галанин Н. Ф. Лучистая энергия и ее гигиеническое значение. Л.: Медицина, 1969.
104. Парfenov A. P. Солнечное голодание человека. Л.: Медгиз, 1963.
105. Ультрафиолетовое излучение. Под ред. проф. Н. М. Ланцига, третий сборник, М.: Медгиз, 1960; четвертый сборник, М.: Медицина, 1966; пятый сборник, М.: Медицина, 1971.
106. Комарова А. А. Лечебное и профилактическое применение ультрафиолетовых лучей. Л.: Медгиз, 1958.
107. Рекомендации по профилактике ультрафиолетовой недостаточности (устройства и эксплуатация эритемных светооблучательных установок). М.: Наука, 1964, с. 22—25, 39—42.
108. Ультрафиолетовое излучение и его применение в биологии.—Материалы к X Всесоюзному совещанию по биологическому действию УФ излучения (Горький, 11—13 сентября 1973 г.) АИ СССР, Пушкино-на-Оке, 1973.

109. Тимирязев К. А. Избранные работы по хлорофиллу и усвоению света растением. М.: Изд-во АН СССР, 1948.
110. Механизм фотосинтеза. — Труды V Международного биохимического конгресса. Москва, 10—16 августа. Симпозиум VI. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
111. Рабинович Е. Фотосинтез. М.: Изд-во иностр. лит., т. II, 1953; т. III, 1959.
112. Ничипорович А. А. Световое и углеродное питание растений. М.: Изд-во АН СССР, 1955.
113. Клешнин А. Ф. Растение и свет. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1954.
114. Свентицкий И. И., Четвергов Д. И. Использование образцовых ламп силы света для градуировки фитофотометров. — Светотехника, 1972, № 9, с. 14—15.
115. Мошков Б. С. Выращивание растений на искусственном освещении. М.: Колос, 1966.
116. Мошков Б. С., Клочкива М. П. и Черноусов И. Н. Сравнение пригодности ряда источников света для выращивания растений. — Светотехника, 1972, № 4, с. 14—15.
117. Усвяцова Е. И., Свентицкий И. И. Люминесцентные лампы для облучения растений. — Светотехника, 1971, № 11, с. 9—11.
118. Сулацков В. В., Свентицкий И. И., Неклеса Н. П. Лампы типа ЛОР-1000 для облучения растений. — Светотехника, 1971, № 10, с. 3—4.
119. Лампы ртутные высокого давления с добавками иодидов. Оправочный материал. — Светотехника, 1972, № 2, с. 33.
120. Майзель С. О. Физическая схема зрительного процесса в сетчатке. — Сб. материалов Всесоюзной сессии по светотехнике. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1947, с. 15—18; Электрическое поле сетчатки. — Докл. АН СССР, 1950, т. LXXII, № 4, с. 683—685.
121. Майзель С. О. Трансформация лучистой энергии в сетчатке человеческого глаза. Центральное зрение. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963.
122. Helmholz H. Handbuch der physiologischen Optik, Leipzig: Leopold Voss, 1867.
123. Лебединский А. В., Франкфурт У. И., Френк А. М. Гельмгольц (1821—1894). М.: Наука, 1966.
124. Лазарев П. П. Исследование по адаптации. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1947.
125. Hecht S., Shlaer S., Pirenne M. Energy, quanta and vision. — J. Gen. Physiol., 1942, vol. 25, p. 819—840.
126. Ратнер Е. С. Связь характеристик зрения с квантовыми флуктуациями света. — Докл. АН СССР, 1955, т. 105, № 1, с. 90.
127. Adrian E. D. Rod and cone components in the electric response of the eye. — J. Physiol., London, 1946, vol. 105, N 1, p. 24—37.
128. Hartline H. K. The response of single optic nerve fibres of the vertebrate eye to illumination of the retina, — Am. J. Physiol., 1938, vol. 121, № 2, p. 400—415.
129. Granit R. Sensory mechanisms of the retina, London: Oxford Univ. Press, 1947.
130. Гранит Р. Электрофизиологическое исследование рецепции. М.: Изд-во иностр. лит., 1957.
131. Майзель С. О. Частота импульсов в волокнах зрительного нерва человека. — Докл. АН СССР, 1950, т. LXXII, № 5, с. 856—857.

132. Майзель С. О. Вероятное число молекул фотопротеинов в колбочках сетчатки.—Докл. АН СССР, 1950, т. LXXII, № 6, с. 1049—1050.
133. Майзель С. О. Статистика зрительного процесса при дневном зрении (в колбочках).—Изв. АН СССР, ОТН, 1951, № 3, с. 369—380.
134. Кравков С. В. Глаз и его работа. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1950.
135. Хартридж Г. Современные успехи физиологии зрения. М.: Изд-во иностр. лит., 1952.
136. Polyak S. L. The retina, Chicago: Chicago Univ. Press, 1941.
137. Матвеев А. Б., Беляева Н. М. Равноконтрастная цветовая система.—Светотехника, 1965, № 9, с. 1—2.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

- Адаптация 75, 344
 - яркостная (световая и темновая) 75, 344—346
 - цветовая 75, 350
- Аккомодация 54
- Активатор 108, 122
- Активация (поглощающей молекулы) 284
- Актиничность излучения 50
- Акцепторы 264
- Антирахитное действие излучения 307, 312
- Апостильб (асб) 66
- Атмосферные окна 279

Б

- Бакт (бк) 319
- Бактерицидная доза (бактерицидная экспозиция) 321
 - облученность 320
 - отдача лампы 321
 - сила излучения 321
 - энергия 320
 - эффективность излучения 320
- Бактерицидное действие излучения 307, 308, 317
 - излучение 317
- Бактерицидность 317
- Бактерицидный поток 318—320
- Биодоза 308, 310, 313
- Биолюминесценция 108
- Болометры 261
- Брюстера угол 214
- Бугера закон 224, 225
- Бугера—Беера уравнение 226
- Бунзена—Роско закон 289

В

- Вавилова законы 115
- Вант-Гоффа—Лазарева правило 290
- Ватт (Вт) 18

- Вектор импульса фотона 13
 - световой 155
 - телесного угла 158
 - Умова—Пойнтинга 154
- Вентилярные фотоэлементы 268
- Видимое излучение 15
- Вина закон 90
- Внешний фотоэффект (фотоэлектронная эмиссия) 267, 268, 271
- Внутренний фотоэффект (фоторезистивный эффект) 268, 276
- Волновое число 10
- Волновой вектор 13

Г

- Гексоза 328
- Гелиотехнические установки 257
- Геометрический фактор (мера множества) пучка лучей 69
- Гесса закон 291
- Гипотеза об электромагнитной природе световых волн 8
- Глубина проникновения излучения 224
- Глушеное (молочное) стекло 242
- Глушитель 242
- Градиент поля 153
 - средней сферической освещенности 152
- Гrottуса закон 289

Д

- Джоуль (Дж) 16, 17
- Дивергенция светового вектора 163
- Диоптрия 54
- Диффузное (рассеянное) отражение и пропускание 83
- Длина волны 10
- Дневное зрение 56, 58

Доза облучения (биодоза) 308
Доплера эффект (принцип) 31
Дырочная электропроводность 265

Е

Естественное (неполяризованное) излучение 207

З

Закон взаимозаменимости (закон Буйзена—Роско) 289
— действия масс 295
— квадрата расстояния 30
— квантовой эквивалентности 112, 269
— смещения излучения 95
— сохранения и превращения энергии 41
Зона проводимости (фотопроводимости) 263, 276
Зональный поток 25
— телесный угол 24
Зрачок 54
Зрительное (световое) ощущение 307, 334, 338

И

Излучатели конечных размеров 180
— круглосимметричные 22
— линейные 177, 178
— несимметричные 22, 24
— равнояркие 26, 27, 80
— точечные 22, 30, 176
Излучатель равномерный (равноинтенсивный) 58
— серый (неселективный) 100
— тепловой 99
— черный 100
Излучение 5, 6, 8, 12, 13
— видимое (свет) 15
— избирательное 100
— монохроматическое 10, 31
— однородное 32
— серое 100
— тепловое 88
— черное 90
Излучения инфракрасные 15, 257
— ультрафиолетовые 15, 306
Импульс фотона 13
Индикатриса рассеяния 237
Интегральная чувствительность приемника энергии излучения 43, 45, 269, 302

Интегральная эффективность люминесцирующего вещества световая 119
— — — энергетическая 118
Иодопсия 55

К

Кандела (candela) 61
— с квадратного метра 66
Катодолюминесценция 107
Катодолюминофор 121
Квант действия (постоянная Планка) 12
— энергии излучения (квант излучения) 12, 91
Квантовой эквивалентности закон 112, 269
Квантовый выход 112
Кирхгофа закон 89
Колбочки 54, 346
Количество облучения — облученность 31
Комбинационное рассеяние 222
Компоненты яркости 349
Контактная разность потенциалов 260
Контрастность фотографической эмульсии 302
Контур излучателя 172
Корпускула 7
Коэффициент излучения (интегральный и спектральный) 98
— использования светового потока 228, 229
— контрастности фотографической эмульсии 302
— многократного отражения 229
— направленного излучения 99
— почернения (интегральный и спектральный) 98, 99
— пульсации потока излучения 19
— яркости 84, 85
Коэффициенты отражения, поглощения и пропускания потока излучения (оптические коэффициенты) 39
— — — бактерицидного потока 321
— — — светового потока 82
— — — эритемного потока 315

Коэффициенты отражения, поглощения и пропускания эффективного потока (51, 52)

Кривые распределения яркости 84, 85

— силы излучения 22, 23

— света 61

Кристаллофосфоры 122

Критический угол 217

Л

Лавуазье закон (первый закон термохимии) 291

Ламберт (единица яркости) 66

ЛамBERTA уравнения 139

Латентный период 337

Лучистая сушка 257

Люкс (лк) 63

Люкс-секунда (лк·с) 63

Люмен (lm) 58

Люмен-секунда (lm·с) 60

Люминесцентный анализ 119

Люминесценция 105

Люминофор 108, 121, 122

М

Максвелла гипотеза 8

Максимальная плотность энергетической светимости черного тела 95

— спектральная (монохроматического излучения) световая эффективность 58

Малюса закон 209

Масса фотона 13, 16

Мера множества (геометрический фактор) пучка лучей 69

Метастабильный уровень 110

Метод пороговых приращений 46

Ми эффект 241

Молекулярный показатель ослабления 225

Монохроматическое излучение 10, 31

Мутные среды 237

Н

Направленное отражение (пропускание) 82, 84

Направленно-рассеявшее отражение (пропускание) 83, 84

Нейрон 54

Необыкновенный пучок лучей 208

Непрозрачные среды (вещества) 227

Ночное зрение 56, 58

О

Облученность 28

Образцовый приемник 47, 48

Обратимые фотохимические реакции 295

Обыкновенный пучок лучей 208

Объемная плотность световой энергии 144

— — энергии электромагнитного поля 10, 11

Однородное излучение 32

Октава (спектра излучения) 15

Опаловое стекло 242

Оптическая длина пути 204

— область спектра 15

— плотность среды (вещества) 226

— сенсибилизация фотографических эмульсий 304

Оптические излучения 15

— характеристики вещества 227

Оптический пиrometer 103

Освещивание 62

Освещенность 62

— плоскости 142

— пространственная 144

— сетчатой оболочки глаза 65

— средняя полусферическая 146

— — сферическая 143

— — цилиндрическая 149

Остроградского — Гаусса теорема 164

Острота различия 345

Ось симметрии излучателя 22

Относительная актиничность излучения 50

— световая эффективность сложного излучения со сплошным спектром 59

— спектральная характеристика источников излучения 38

— — чувствительность приемника излучения 45, 46, 303

— — эффективность монохроматических излучений 49

— — — бактерицидная 312, 319

— — — световая (для дневного и ночного зрения) 57

Относительная спектральная эффективность эритемная 311, 312
— фтоактиничность излучения 305, 330, 331
— фотоактиничность излучения 305
Относительное спектральное распределение энергетических величин 38
Относительный показатель преломления 206
Ощущение световое (зрительное) 56, 307, 334, 338
— цветности 350
Ощущения, восприятия, представления 334—336

П .

Палочки 54
Паули принцип 262
Переадаптация (зрительная) 338, 343
Период 10
Пигментный слой сетчатой оболочки глаза 54
Планка закон 91
— постоянная 12, 91
Плоско-поляризованное (линейно-поляризованное) излучение 207
Плотность излучения (облученность) 28
— пространственная и по площади проекции излучателя бактерицидного потока (бактерицидная «яркость») 321
— — — эритемного потока (эритемная «яркость») 315
Поверхностный уровень 152
Поверхностная плотность излучения бактерицидного потока (бактерицидная «светимость») 320
— — — эритемного потока (эритемная «светимость») 314
Показатель ослабления 223, 233
— — молекулярный 225, 235
— поглощения 233, 234
— преломления 204, 206, 220
— рассеяния 233, 238—240
Поле оптических излучений 16
Полное внутреннее отражение 217

Порог пограничной фотографической эмульсии 302
Порог чувствительности приемника излучения 46
Пороговая доза облучения 308
— фотографическая экспозиция 302
— яркость 344, 345
Потенциальный барьер 260
Поток излучения (лучистый поток) 11, 17, 18
— монохроматического и сложного излучений 34, 35
— фотолюминесценции 116
Правило смещения спектра фотолюминесценции (правило Стокса) 113
Приемник энергии излучения 43
Продольные кривые рассеяния (индикаторы рассеяния) 237
— — — силы излучения (силы света) 23
Прозрачность вещества 226
Прозрачные вещества 227
Просветление оптики 220
Пространственная освещенность 144
Пуркине эффект 75

Р

Работа выхода электрона (фотоэлектрона) 260, 271
Равномерный точечный источник (излучатель) 58
Равнояркие излучатели 27, 80
Радиационная температура 102
Радиационный пиromетр 102
Рассеяние комбинационное 14, 222
— молекулярное 14, 237
— на взвешенных частицах 237, 238
Рассеянное (диффузное) отражение 83
— пропускание 84
Редуцированная (приведенная) яркость пучка лучей 73
Рекомбинационная фотолюминесценция 109
Релеевское рассеяние (в среде) 239
Релея—Джинса закон 93
Релея уравнение 238
Рентгенолюминесценция 107

Рецептивное поле сетчатки 66
Роговая оболочка глаза 53
Родопсин (зрительный пурпур) 55

С

Светимость поверхности 67
— фотолюминесцирующего тела 119
— энергетическая 26
Светлота 341
Световая адаптация 345, 346
— отдача источника света 59
— энергия излучения 60
— эффективность излучения 59
— — фотолюминесценции 117
Световое давление 12, 14
— (зрительное) ощущение 56, 307, 334, 338
Световой вектор 155
— поток 58
— — монохроматического и сложного излучения 59
— — фотолюминесценции 117, 118
Световые (векторные) линии 160
— поля 164
— трубы 160
Светосумма 60
Сенсибилизация 247
Сетчатая оболочка глаза (сетчатка) 54
Сила излучения 20
— света 60
Синапс 54
Система бактерицидных величин и единиц 318, 320, 321
— световых величин и единиц 58, 86, 87
— энергетических величин и единиц 16, 86, 87
— эритемных величин и единиц 312, 314, 315
Системы эффективных величин излучения 48
Скорость распространения излучения в безвоздушном пространстве 10
— фотохимических реакций 292, 293
— фотоэлектрона 270, 271
Скрытое фотографическое изображение 299
Сложные излучения 32

Смешанное отражение (пропускание) 84
Собственный свет сетчатки глаза 336
Соленоидальные световые поля 164
Спектральная плотность облученности 38
— — потока излучения 33—36
— — силы излучения 37
— — энергетической светимости 38
— — яркости 37
— (монохроматическая) чувствительность приемника энергии излучения 44, 45, 269, 303
— — цветовоспринимающих рецепторов 347
— эффективность бактерицидная 312, 319
— — монохроматического излучения с длиной волны λ 49
— — растений 329
— — световая 57
— — эритемная 311, 312
Спектральное распределение излучения 35—38
Спектральные коэффициенты отражения, поглощения и пропускания 39, 52, 82
— оптические характеристики тела (функции спектрального отражения, поглощения и пропускания) 40, 80
Спектральный состав потока излучения 40
Средняя габаритная яркость 66
— полусферическая освещенность 146
— сферическая освещенность 143
— — сила света (источника) 164
— цилиндрическая освещенность 149
Стандартный наблюдатель МКО 57
Степень поляризации отраженного пучка лучей 214
— преломленного пучка лучей 216
— частично поляризованного пучка лучей 208

- Стерadian (ср) 21
 Стефана—Больцмана закон 94
 Стильб (сб) 66
 Стокса правило (правило смещения спектра фотолюминесценции) 113
 Стокса — Ломмеля правило 113
 Столетова закон (фотоэффекта) 269
 Сумеречное зрение 58, 75
- Т**
- Телесный угол 21
 Тело распределения яркости 141
 Темновая адаптация 344
 Температура вещества 252
 — радиационная 102
 — установившаяся облучаемого тела 256
 — цветовая 102
 — эквивалентная 101
 — яркостная 102
 Тепловая энергия вещества 252
 Тепловое действие излучения 252
 — излучение 88
 Терапевтическое и тонизирующее (общебиологическое) действие излучения 307—309, 311, 312
 Термопары (термоэлементы) 261
 Терморезисторы 262
 Ток дырочной электропроводности 265
 Точечный излучатель 22, 30
 Трехцветная гипотеза цветового зрения 347
- У**
- Удельная оптическая плотность вещества 226
 Униполярная электропроводность 268, 279
 Уравнения Френеля 113, 114
 — плоской электромагнитной волны 9
 Условно-эффективные потоки 46
- Ф**
- Ферма принцип 204
 Фит 334
 Фотоактиничность излучения 330
- Фитоотдача 334
 Фитопоток 334
 Фот (Ф) 63
 Фотоактивизация 284
 Фотоактиничность излучения 305
 Фотобиологическое действие излучения 249, 305, 307
 Фотогальванические солнечные элементы (солнечные преобразователи) 283
 Фотогальванический эффект (вентильный фотоэффект) 268, 279
 Фотографическое изображение 299
 Фотодиод 281
 Фотолюминесценция 107, 119
 — дискретных центров 108
 — рекомбинационная 109
 Фотолюминофор 121, 128—132
 Фотометрическое тело излучателя 22
 Фотон 13
 Фотонная теория излучения 13
 Фотопроводимость 268
 Фотореагент 336
 Фоторезистивный эффект (внутренний фотоэлектрический эффект) 268, 276
 Фоторезистор 268, 277
 Фотосинтез 309, 327
 Фотоэлектрическое действие излучения 267, 268
 Фотоэлектронная эмиссия (внешний фотоэффект) 267, 268, 271
 Фотоэлементы 268
 Фотоэффект 249, 267
 Франка—Кондона принцип 250, 285
 Френеля уравнения 214
 Функции спектральной плотности энергетических величин 36—38
 Функция направления (цепности) излучения 141
 — распределения силы излучения 25
 — силы света 62
 Фут-ламберт (единица яркости) 66
 Фут-свеча (fc) 63

X

- Характеристическая кривая фотографического материала 301
 Хемилюминесценция 108, 284
 Хлорофилл 309, 327
 Хрусталик 54

Ц

- Цвет 351
 Цветность излучения 348, 351
 Цветовая температура 102
 Цветовое ощущение 348
 Цветовоспринимающие рецепторы колбочкового аппарата глаза 346, 347

Ч

- Частично поляризованное излучение 208
 Частота излучения 10
 Черное тело (полный излучатель, излучатель Планка) 12, 89
 Чувствительность приемника энергии излучения 43
 — — интегральная 43, 45, 269, 302
 — — спектральная (монохроматическая) 44, 45, 269, 303

Ш

- Штраубеля теорема 72

Э

- Эйнштейна закон (фотоэффекта) 270
 Эквивалентная температура 101
 — яркость излучения 76
 Экспозиция (количество освещения) 63
 Электрическая проводимость 265, 276
 Электролюминесцентная панель (ЭЛП) 133
 Электролюминесцентный конденсатор (ЭЛК) 133
 — преобразователь изображения 133
 Электролюминесценция 107, 132
 Электролюминофор 121, 133
 Электрон-вольт (эВ) 17
 Электронная дырка 264

- Электропроводность (дырочная и электронная) 265
 Элементарное отображение 71
 Энергетическая светимость поверхности (плотность излучения поверхностная) 26
 — экспозиция (количество облучения) 30, 31
 — яркость поверхности 26, 27
 Энергетические характеристики УФ излучения 306
 Энергетический выход 43, 112
 — показатель фотосинтеза 331
 Энергия активации 292
 — излучения (лучистая энергия) 5, 16
 Эр 313
 Эритемная доза (биодоза, эритемная экспозиция) 313, 315
 — облученность 314
 — отдача лампы 315
 — сила излучения 314
 — энергия 314
 — эффективность излучения 314
 Эритемное действие излучения 307—310
 Эритемный поток 313, 314
 Эфирная материя 7
 Эффективная энергия 42
 Эффективное сечение молекулы 248
 Эффективность излучения 49
 — — бактерицидная 320
 — — световая 59
 — — эритемная 314
 — физиологических процессов растений 329
 Эффективные значения оптических коэффициентов 51, 52
 Эффективный поток излучения (монохроматический и сложный) 44, 45

Я

- Яркостная температура 102
 Яркость поверхности 63, 64
 — пучка лучей 70
 — средняя габаритная 66
 — фотолюминесцирующего тела 119
 — эквивалентная 76
 — энергетическая 26, 27

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава первая. Энергетические и эффективные характеристики оптического излучения	5
А. Поле оптических излучений	5
1-1. Природа излучений	5
1-2. Волновые свойства излучения	6
1-3. Квантовые свойства излучения	12
1-4. Оптическая область спектра излучения	15
Б. Энергетические характеристики излучения	16
1-5. Энергия излучения	16
1-6. Поток излучения	17
1-7. Сила излучения	20
1-8. Поверхностная плотность потока излучения (энергетическая светимость)	25
1-9. Энергетическая яркость	26
1-10. Плотность облучения	28
1-11. Энергетическая экспозиция	30
1-12. Спектральное распределение излучения	31
1-13. Оптические характеристики тел	38
В. Эффективные характеристики оптического излучения	41
1-14. Приемники оптического излучения	41
1-15. Эффективный поток излучения	44
1-16. Системы эффективных величин излучения	47
1-17. Эффективные значения оптических коэффициентов	51
Г. Световые характеристики излучения	52
1-18. Глаз как приемник излучения	52
1-19. Световая эффективность излучения	56
1-20. Световой поток и световая энергия	58
1-21. Сила света	60
1-22. Освещенность и экспозиция	62
1-23. Яркость и светимость поверхности	63
1-24. Яркость пучка лучей	67
1-25. Эквивалентная яркость	74
1-26. Равнояркие излучатели	80
1-27. Световые свойства материалов	82

Д. Тепловое излучение	88
1-28. Определение	88
1-29. Закон Кирхгофа	88
1-30. Спектральная плотность излучения черного тела	90
1-31. Исследование функции М. Планка	93
1-32. Функция М. Планка в относительных координатах	96
1-33. Тепловое излучение реальных тел	97
1-34. Эквивалентные температуры излучения	101
Е. Люминесценция	105
1-35. Определение	105
1-36. Классификация люминесценции	107
1-37. Основные показатели и законы фотолюминесценции	112
1-38. Яркость фотолюминесценции	116
1-39. Применение фотолюминесценции и электролюминесценции	119
Глава вторая. Основы теоретической фотометрии	138
А. Основные характеристики светового поля	138
2-1. Задачи теоретической фотометрии	138
2-2. Интегральные характеристики поля	140
2-3. Градиент средней сферической освещенности	152
2-4. Световой вектор	154
2-5. Световые линии и трубы	160
2-6. Дивергенция светового вектора	163
Б. Световое поле простейших излучателей	167
2-7. Общие принципы расчета характеристик светового поля	167
2-8. Типы излучателей и их характеристики	176
2-9. Поле точечного излучателя	182
2-10. Поле линейного излучателя	184
2-11. Поле прямоугольного плоского излучателя	190
2-12. Поле равнояркого диска	200
В. Отражение, преломление и ослабление пучка лучей	203
2-13. Общие соображения и определения	203
2-14. Отражение и преломление пучка лучей на границе двух диэлектриков	209
2-15. Поляризация отраженного излучения	214
2-16. Полное внутреннее отражение	217
2-17. Просветление оптики	219
2-18. Ослабление излучения	221
2-19. Многократные отражения	228
Г. Поглощение и рассеяние излучения	233
2-20. Показатели поглощения и рассеяния	233
2-21. Поглощение излучения	234
2-22. Рассеяние излучения	235
2-23. Поле рассеянного излучения	242
	367

Г л а в а т р е т ъ я . Преобразования энергии оптического излучения при взаимодействии с различными приемниками	247
А. Общие законы преобразования	247
3-1. Формы преобразования излучения	247
3-2. Механизм элементарных процессов преобразования излучения	250
Б. Тепловое действие излучения	252
3-3. Количественные характеристики теплового преобразования излучения	252
3-4. Примеры установок теплового преобразования излучения	257
В. Фотоэлектрическое действие излучения	267
3-5. Основные законы фотоэффекта	267
3-6. Применение фотоэффекта	271
Г. Фотохимическое действие излучения	284
3-7. Элементарные процессы фотохимического действия	284
3-8. Основные законы фотохимии	288
3-9. Энергетика фотохимических процессов	290
3-10. Кинетика фотохимических процессов	292
3-11. Фотографическое действие излучения	298
Д. Фотобиологическое действие излучения	305
3-12. Фотобиологические процессы и их особенности	305
3-13. Эритемное излучение	309
3-14. Бактерцидное излучение	317
3-15. Фотосинтез	326
3-16. Зрительные ощущения	334
Список литературы	352
Предметный указатель	359