

иконоскопа, причем принимаемые видеосигналы, поступая на модулирующий электрод (т. II, § 38), меняют интенсивность этого луча. В соответствии с этим поверхность трубки светится с большей или меньшей яркостью, воспроизводя распределения яркости изображения, спроектированного на мозаику иконоскопа.

Наличие вторичной электронной эмиссии в иконоскопе является не достоинством, а существенным недостатком прибора. Его можно устранить, лишь используя в электронном луче столь медленные электроны, чтобы они не могли выбивать вторичные. Эта идея и осуществлена в ор т и к о н е.

§ 37. Квантовая структура света

Законы теплового излучения и фотоэлектрического эффекта дали целый ряд неоспоримых, но косвенных доказательств квантовой природы света. Приведем несколько важных экспериментальных доказательств существования фотонов, полученных в более поздних специально поставленных опытах.

В 1922 г. А. Ф. Иоффе и Н. И. Добронравов поставили специальные опыты по элементарному фотозффекту с помощью рентгеновских лучей. Схема их установки

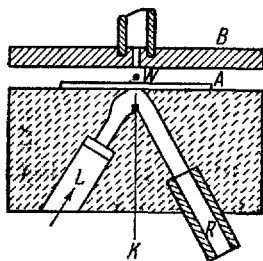


Рис. 1.151.

приведена на рис. 1.151. В толстой эбонитовой пластинке делалась полость, из которой через трубку *R* откачивался воздух. Эта полость играла роль миниатюрной рентгеновской трубки. Катодом служил конец тоненькой алюминиевой проволоки *K*, освещаемой ультрафиолетовыми лучами через кварцевое окошко *L*. Между алюминиевой провололочкой и пластинкой *A* (являвшейся анодом рентгеновской трубки) прикладывалась разность потенциалов около 12 000 в.

Освещение подбиралось настолько слабым, чтобы с *K* срывалось около 1000 фотоэлектронов в секунду. Вырванные электроны ускорялись полем высокого напряжения и, ударяясь о пластинку *A*, резко тормозились, испуская рентгеновские лучи. Таким образом, из антикатада *A* испускалось около $n=1000$ рентгеновских импульсов в секунду.

Алюминиевая пластинка *A* толщиной порядка $5 \cdot 10^{-3}$ мм и вторая, параллельная ей, пластинка *B* образовывали плоский конденсатор, в котором взвешивалась заряженная висмутовая пылинка *W* с радиусом *r* около $3 \cdot 10^{-5}$ см на расстоянии *d*, равном примерно 0,02 см от антикатада *A*. Пылинка время от времени теряла равновесие — рентгеновское излучение вырывало из нее электрон, в силу чего менялся ее заряд. Потеря электрона происходила через различные промежутки времени. Средний промежуток времени оказался равным 30 минутам. Независимые наблю-

дения показали, что электрон, вырванный из пылинки, несет с собой в с ю э н е р г и ю падающего на него одиночного рентгеновского импульса.

С точки зрения чисто волновой теории распространения света результаты опытов Иоффе и Добронравова совершенно необъяснимы. Если бы энергия рентгеновских импульсов равномерно распределялась, в соответствии с волновой теорией, по всему сферическом фронту волны, то тогда бы на долю одного электрона пылинки пришлось бы ничтожное количество энергии, недостаточное для его вырывания из металла. Таким образом, либо один электрон мог невероятно долго (~ 30 мин.!) накапливать энергию рентгеновского излучения, не отдавая ее соседним частицам, либо все электроны пылинки непонятным образом должны были бы иногда передавать поглощенную энергию одному электрону, который вырывается из пылинки. Но и это фантастическое объяснение теряет всякую основу, если вспомнить, что вырывание электрона, притом всегда с одной и той же энергией, происходило через р а з л и ч н ы е промежутки времени.

Результат опытов Иоффе и Добронравова может быть объяснен лишь из представления о корпускулярной структуре излучения:

1) из потока рентгеновского излучения при поглощении электрон воспринимает энергию одного фотона, а не произвольное количество энергии;

2) рентгеновский фотон, имея энергию, достаточную, чтобы вырвать из металла тысячи электронов, поглощается только одним из них.

Эти опыты особенно замечательны тем, что позволяют проследить действие о т д е л ь н ы х фотонов. Расстояние от антикатада до пылинки — $0,02$ см — излучение проходит за $\frac{0,02}{3 \cdot 10^{10}}$ сек $\approx 7 \times 10^{-13}$ сек, следующий же фотон испускается через 10^{-8} сек, т. е. много времени спустя после того, как предыдущий фотон ушел далеко за пределы установки или вырвал из пылинки электрон.

Не следует думать, что эйнштейновское представление о фотонах является просто возвратом к ньютоновским световым корпускулам, крохотным комочкам материи, летящим в том или ином направлении от источника («игольчатое» излучение). Квантовая природа света проявляется в том, что пылинка может поглотить не часть падающего на нее фотона, а лишь весь фотон целиком.

Пылинка радиуса r с площадью поперечного сечения πr^2 видна из точки испускания фотона на антикатаде (рис. 1.152) под телесным углом

$$\Delta\omega = \frac{\pi r^2}{d^2} .$$

Отношение $\Delta\omega$ к полному телесному углу 4π , т. е.

$$\omega = \frac{\Delta\omega}{4\pi} = \frac{r^2}{4d^2}, \quad (37.1)$$

представляет собой вероятность поглощения фотона пылинкой (в предположении, что для фотонов данной частоты она непрозрачна). Обозначим число фотонов, испускаемых в единицу времени, через N . Тогда число фотонов n , поглощенных пылинкой за время Δt , будет равно

$$n = \omega \cdot N \cdot \Delta t.$$

Полагая $n = 1$, найдем среднее время $\overline{\Delta t_1}$ между двумя последовательными поглощениями фотонов

$$\overline{\Delta t_1} = \frac{1}{\omega N} = \frac{4d^2}{r^2 N}. \quad (37.2)$$

В нашем случае $d = 0,02$ см, $r = 3 \cdot 10^{-5}$ см и $N = 10^8$ фотонов в секунду. Следовательно,

$$\overline{\Delta t_1} = \frac{4(2 \cdot 10^{-2})^2}{10^8(3 \cdot 10^{-5})^2} \approx 1,8 \cdot 10^8 \text{ сек} = 30 \text{ мин} \quad (37.3)$$

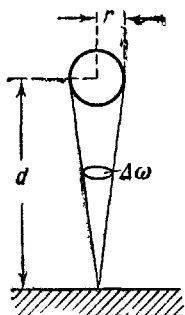


Рис. 1.152.

в полном соответствии с результатами опыта.

Квантовые свойства излучения сказываются при рассеянии фотонов больших энергий ϵ . При $\lambda \sim 1 \text{ \AA} = 10^{-8}$ см имеем:

$$\epsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,62 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{10^{-8} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 1,25 \cdot 10^4 \text{ эв} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Дж},$$

т. е. во много раз больше энергии связи внешних электронов в атоме, имеющей порядок величины 1—10 эв. Поэтому при взаимодействии рентгеновского фотона с таким электроном атома этот электрон можно рассматривать как слабо связанный с атомом или даже практически свободный. При поглощении фотона такой «свободный» электрон приобретает практически всю энергию фотона и уходит далеко за пределы исходного атома. Поглотив фотон, электрон может тут же испустить обратно такой же точно фотон или фотон меньшей энергии (и частоты). Это явление — рассеяние рентгеновских лучей — было подробно исследовано в 1923 г. А. Комптоном.

По классической теории монохроматическая электромагнитная волна частоты ν_0 , падающая на свободный неподвижный электрон e , действует на него с силой

$$\mathbf{f} = e \left\{ \mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{H} \right] \right\}, \quad (37.4)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{H} — периодически колеблющиеся векторы напряженности электрического и магнитного полей волны, а \mathbf{v} — скорость, приобретаемая электроном. Как показано в т. II, § 50, для излучения $E = H$. Под действием света электрон будет колебаться, но

не приобретет большой скорости ($v \ll c$). Следовательно, вторым слагаемым в (37.4), которое в $\frac{v}{c}$ раз меньше первого, можно пренебречь, т. е. учитывать лишь электрическую составляющую поля E .

Под действием периодического поля E электрон будет совершать колебания вдоль линий поля с частотой входящего поля, т. е. ν_0 .

Точное решение уравнений движения показывает, что, кроме гармонического колебания, свободный электрон приобретает еще некоторую дополнительную постоянную скорость

$$\nu_0 = \frac{\bar{I}}{m} \frac{T}{2} = \frac{eE_0}{\pi m} \frac{T}{2} = \frac{eE_0}{2\pi\nu_0 m} \quad (37.5)$$

вдоль линий поля за счет импульса средней силы, действующего в течение первого полуцикла $T/2$. Однако такое поступательное равномерное движение не играет роли в дальнейшем излучении электрона.

Гармонически колеблющийся с частотой ν_0 электрон будет испускать во все стороны излучение (т. II, § 53) с частотой, которой обладает сам электрон, т. е. с частотой первичного падающего излучения ν_0 . Энергия, которая тратится входящим полем на раскачивание электрона, отдается им с испускаемым им излучением. Таким образом, происходит рассеяние падающего на электрон излучения, причем частота рассеянного излучения совпадает с частотой падающего ν_0 .

Эта классическая картина в общем подтверждается для достаточно длинных волн (см. выше, § 20). Однако в области рентгеновских лучей она полностью противоречит опыту. Комптон измерял длину волны рентгеновского излучения, рассеянного под разными углами. В качестве рассеивателей брались вещества с различными атомными номерами. Опыты показали, что при рассеянии рентгеновского излучения электронами вещества частота рассеянного излучения меняется и зависит от угла рассеяния.

Рассмотрим, как можно объяснить этот результат с точки зрения теории фотонов Эйнштейна. Представим себе, что рассеяние света состоит в поглощении электроном падающего на него фотона и мгновенном испускании другого фотона. Энергия падающего фотона $h\nu_0$, энергия испущенного фотона $h\nu$, где ν — частота рассеянного излучения. При поглощении жестких рентгеновских лучей электрон приобретает скорость v , близкую к скорости света c . Поэтому энергию электрона надо рассчитывать по формулам теории относительности (см. § 27): полная энергия неподвижного электрона равна $m_0 c^2$, а движущегося $m_e c^2$, где m_0 — масса покоя, а $m_e = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$.

При элементарном акте рассеяния должен выполняться закон сохранения энергии. Энергия падающего фотона и неподвижного электрона до рассеяния должна равняться сумме энергий рассеянного фотона и движущегося электрона:

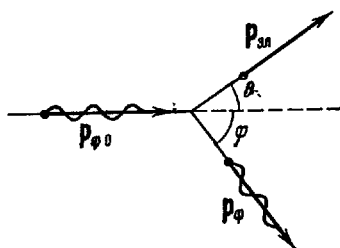


Рис. 1.153.

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + m_e c^2. \quad (37.6)$$

Кроме того, должен выполняться и закон сохранения количества движения. Вектор количества движения электрона (часто называемый просто и м п у л ь с о м) есть $p_{эл} = m_e v$. Масса падающего фотона

$m_{\phi 0} = \frac{h\nu_0}{c^2}$, а скорость c , и импульс фотона численно равен $p_{\phi 0} = m_{\phi 0}c = \frac{h\nu_0}{c}$ и направлен в сторону распространения (рис. 1.153). После взаимодействия рассеянный фотон и электрон разлетаются в разные стороны так, что импульсы p_{ϕ} и $p_{эл}$ составляют с первоначальным направлением распространения углы, соответственно равные φ и ϑ .

Закон сохранения количества движения в элементарном акте рассеяния имеет вид

$$p_{\phi 0} = p_{\phi} + p_{эл}. \quad (37.7)$$

Проектируя обе части этого векторного равенства на направление первоначального распространения и направление, перпендикулярное к нему, получим два уравнения:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos \varphi + m_e v \cos \vartheta \quad (37.8)$$

и

$$0 = \frac{h\nu}{c} \sin \varphi - m_e v \sin \vartheta. \quad (37.9)$$

Из трех уравнений (37.6), (37.8) и (37.9) можно, задавшись углом рассеяния света φ , определить остальные три неизвестные: ν , v и ϑ . Особый интерес представляет частота ν излучения, рассеянного под данным углом φ . Опуская элементарные, но громоздкие вычисления, приведем окончательный результат:

$$\frac{1}{\nu} = \frac{1}{\nu_0} + \frac{h}{m_0 c^2} 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (37.10)$$

Переходя от частот к соответствующим длинам волн ($\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$; $\lambda = \frac{c}{\nu}$), получаем:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{h}{m_0 c} 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (37.11)$$

Как видно из (37.10) и (37.11), частота рассеянного излучения меньше частоты исходного, а длина волны соответственно больше. Часть энергии (и импульса) исходного фотона получил электрон отдачи, что и привело к уменьшению частоты при рассеянии. Обозначая увеличение длины волны излучения при рассеянии $\lambda - \lambda_0$ через $\Delta\lambda$, имеем:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} = 2\Lambda \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (37.12)$$

где через

$$\Lambda = \frac{h}{m_0 c} \quad (37.13)$$

обозначена универсальная постоянная, получившая название комptonовской длины волны. Для рассеяния электронами

$$\Lambda = 0,0242 \text{ \AA}. \quad (37.14)$$

При прямом отражении фотона электроном $\varphi = \pi$ и изменение длины волны максимально:

$$\Delta\lambda_{\text{макс}} = 2\Lambda = 0,0484 \text{ \AA}. \quad (37.15)$$

Для рентгеновских лучей со средней длиной волны $\lambda_0 = 1 \text{ \AA}$ это изменение составляет около 5%.
Из (37.12) следует, что изменение длины волны излучения $\Delta\lambda$ при рассеянии свободным электроном не зависит от длины волны падающего излучения λ_0 . Возрастание длины волны определяется только массой рассеивающих частиц m_0 и углом рассеяния φ . Относительное изменение длины волны рассеянного излучения $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ обратно пропорционально длине волны падающего излучения λ . Для радиодиапазона $\lambda_0 > 1 \text{ см}$ и $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} < 10^{-10}$, т. е. пренебрежимо мало. Даже в области видимого света ($\lambda_0 \approx 5000 \text{ \AA}$) $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx 10^{-5}$, т. е. порядка 0,001%, и вывод классической теории о неизменяемости длины волны (и частоты) при рассеянии практически сохраняет свою силу. Но в области коротких волн (рентгеновские и γ -лучи) изменение длины волны (частоты) весьма заметно.

Опыты Комптона подтвердили правильность формулы (37.12), полученной на основании квантовой теории Эйнштейна. Доля излучения, рассеянного слабо связанными электронами, возрастает по мере увеличения атомного номера вещества Z . Этот атомный номер характеризует число электронов в атоме. Если излучение достаточно жесткое, то все электроны атома могут считаться слабо связанными и комptonовское рассеяние пропорционально числу электронов атома, т. е. его атомному номеру Z .

При рассеянии рентгеновских лучей в веществе рассеивающие электроны можно грубо разделить на две группы:

1. Электроны, энергия связи которых в атоме много меньше энергии фотона $h\nu_0$. Такие электроны можно практически считать свободными, так как их слабая связь с атомами не изменит заметно процесс рассеяния, определяемый формулой (37.12).

2. Сильно связанные электроны. При взаимодействии фотонов с такими электронами последние остаются в атоме и энергию и импульс отдачи получит атом как целое. Тогда в (37.12) и (37.13) вместо m_{0e} следует подставить массу атома M_0 , величину на три

порядка большую, чем m_{0e} . Соответственно $\Delta\lambda$ станет столь малой величиной ($\sim 10^{-5}\text{ \AA}$), что для этой части рассеянного излучения λ практически сохраняется.

Существенное изменение частоты рассеянного света может наблюдаться и в случае взаимодействия фотона со сложной частицей, например молекулой, но по другим причинам, обусловлен-

ным строением этих сложных частиц. Возможность такого изменения рассеянного света была теоретически выведена Л. И. Мандельштамом в 1918 г. из чисто классических представлений. В 1928 г. Л. И. Мандельштам и Г. С. Ландсберг при изучении рассеяния света в кристаллах обнаружили это новое явление, получившее название «комбинационного рассеяния» или эффекта Мандельштама — Ландсберга. Независимо от них и почти одновременно комбинационное рассеяние в жидкостях было открыто индийским физиком Раманом, с чем связано второе название — эффект Рамана. Суть явления состоит в том, что в *рассеянном излучении, кроме излучения исходной частоты ν_0 , встречается ряд близких частот*. При этом наблюдаются очень важные закономерности.

Возникающие при рассеянии частоты дают при обычной температуре вещества линии, расположенные в спектре с и м м е т р и ч н о относительно исходной частоты (рис. 1.154), т. е. если в рассеянном свете имеется частота ν'_0 , превышающая исходную на $\Delta\nu$:

$$\nu'_0 = \nu_0 + \Delta\nu, \quad (37.16)$$

сдвинутая к фиолетовой части спектра, то в нем будет наблюдаться частота ν''_0 , на столько же меньшая частоты ν_0 :

$$\nu''_0 = \nu_0 - \Delta\nu, \quad (37.17)$$

сдвинутая к красному концу спектра. Если изменить частоту рас-

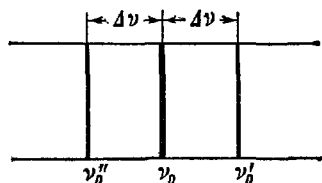


Рис. 1.154.

сеиваемого излучения, взяв вместо ν_0 излучение частоты ν_1 , то в рассеянном излучении «спутники» будут отличаться от исходной частоты ν_1 на те же величины, т. е. мы найдем там, например, частоты

$$\text{и } \left. \begin{aligned} \nu_1' &= \nu_1 + \Delta\nu \\ \nu_1'' &= \nu_1 - \Delta\nu. \end{aligned} \right\} \quad (37.18)$$

Детальное изучение распределения частот и интенсивностей показало квантовую природу возникновения спутников в рассеянном излучении.

Атомы и молекулы могут обладать не любыми значениями энергии, но прерывным, дискретным рядом возможных значений E_1, E_2, E_3, \dots (подробно об этом ниже, часть II). Переходя из одного состояния в другое, молекула может отдавать или принимать энергию в виде одного кванта излучения. Так, переходя из состояния с энергией E_3 в состояние с меньшей энергией E_2 , она отдает разность энергий в виде одного кванта излучения, энергии и частоты, определяемой уравнением

$$\epsilon = h\nu = E_3 - E_2. \quad (37.19)$$

Для молекул значения возможных энергий сравнительно близки, а разности их малы. Поэтому излучение молекул в значительной своей части лежит в далекой инфракрасной области спектра. Молекула испускает те же частоты, которые она может и поглощать: так, поглощению частоты ν соответствует обратный переход из состояния с энергией E_2 в состояние с энергией E_3 . Фотона, принадлежащего видимой области и несущего большую энергию, молекула поглотить не может. Но своеобразный обмен энергией между нею и таким фотоном может быть. Его можно трактовать как поглощение фотона, за которым немедленно следует испускание. При этом энергия молекулы, а следовательно, и энергия рассеянного фотона могут измениться.

Пусть энергия молекулы была до поглощения E_2 . Молекула поглотила фотон с частотой ν_0 , т. е. с энергией $h\nu_0$. После излучения молекула может перейти в состояние с большей энергией E_3 . Соответственно, рассеянный фотон будет обладать энергией, меньшей на величину $E_3 - E_2$, т. е. будет иметь энергию

$$h\nu'' = h\nu_0 - (E_3 - E_2) \quad (37.20)$$

и частоту

$$\nu'' = \nu_0 - \frac{E_3 - E_2}{h}. \quad (37.21)$$

Разность частот

$$\nu_0 - \nu'' = \frac{E_3 - E_2}{h} = \nu \quad (37.22)$$

как раз равна собственной частоте ν , излучаемой или поглощаемой молекулой, как это следует из формулы (37.19). Таким образом, смещенные в красную сторону частоты спектра возникают за счет того, что молекулы поглощают часть энергии рассеиваемых ими фотонов.

Может иметь место и обратный случай: молекула поглотила фотон $h\nu_0$, обладая энергией E_3 , а после излучения перешла в состояние с меньшей энергией E_2 . При этом энергия рассеянного фотона увеличится на величину $E_3 - E_2$:

$$h\nu' = h\nu_0 + (E_3 - E_2), \quad (37.23)$$

т. е. его частота ν' станет равной

$$\nu' = \nu_0 + \frac{E_3 - E_2}{h} = \nu_0 + \nu. \quad (37.24)$$

Получится большая частота ν' , лежащая относительно исходной ν_0 симметрично с частотой ν'' .

Таким образом, если молекула обладает набором энергетических уровней, которые отвечают при излучении (поглощении) частотам $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$, то при взаимодействии с фотонами большей частоты ν_0 мы будем наблюдать в рассеянном излучении, кроме частоты ν_0 , еще «комбинированные» частоты

$$\nu_0 \pm \nu_1; \quad \nu_0 \pm \nu_2; \quad \nu_0 \pm \nu_3; \quad \dots$$

Исследуя спектры комбинационного рассеяния, можно определить возможные энергетические состояния молекул и сделать важнейшие заключения об их строении и свойствах. Изучение спектров комбинационного рассеяния молекул удобнее изучения их инфракрасных спектров испускания и поглощения, так как комбинационные спектры можно исследовать в видимой области. Правда, интенсивность комбинационных спектров весьма мала и для получения четких фотографий необходимы длительные экспозиции — десятки и даже сотни часов.

Интенсивность спутников основной линии, лежащих слева и справа, различна. С уменьшением температуры спутники, обладающие частотами большими, чем исходная, становятся все слабее. Смысл этой закономерности таков: чем ниже температура, тем меньшим запасом энергии могут обладать отдельные молекулы и тем большее число их будет обладать наименьшим возможным запасом энергии. При взаимодействии с такими молекулами фотон способен отдать часть своей энергии молекуле, приобрести же у нее ничего не может. Следовательно, линии меньших частот могут возникнуть в то время, как появление линий больших частот исключается.

Условия возбуждения собственных и комбинационных спектров различны. Поэтому распределения интенсивностей соответствующих частот ν_i в обоих спектрах могут сильно отличаться друг от друга. Некоторые линии, хорошо наблюдаемые в собственном спектре испускания или поглощения, могут не давать соответствующих спутников $\nu_0 \pm \nu_i$ в спектре комбинационного рассеяния. Обратно, в комбинационном спектре могут обнаруживаться спутники, соответствующие собственным частотам ν_i , обычно не наблюдаемым в спектрах испускания (так называемые «запрещенные» переходы). Все эти особенности связаны с деталями строения молекул и их энергетических уровней и здесь (в разделе оптики) нами рассматриваться не будут.

В настоящее время комбинационное рассеяние является важным методом изучения собственных частот колебаний в сложных молекулах органических соединений и помогает установить строение этих молекул и различных кристаллических тел.

Большая серия специальных исследований квантовых свойств излучения была проведена в 30-х годах С. И. Вавиловым с сотрудниками. При этом ими были обнаружены квантовые флуктуации слабых световых потоков, которые являются убедительным доказательством прерывной структуры света.

Адаптированный к сумеречному зрению глаз обладает постоянным порогом зрительного ощущения, причем этому порогу соответствует весьма малая мощность порядка $4 \cdot 10^{-17} \text{ вт}$, что составляет примерно 100 фотонов в секунду. При такой средней мощности потока число фотонов, попадающих в глаз, то несколько больше среднего значения (например, 105), то несколько меньше (например, 95). В последнем случае глаз не воспримет света. Отсюда вытекает, что вблизи порога зрительного ощущения должны наблюдаться своего рода «мигания», вызванные флуктуациями светового потока, если свет по своей структуре прерывен.

Схема установки Вавилова для визуального наблюдения флуктуаций светового потока изображена на рис. 1.155. Так как сумеречное зрение является периферическим, то глаз G фиксировался на слабый красный источник O , свет от которого отражался с помощью зеркала Z_1 . При этом основной световой поток от лампы L , выделенный диафрагмой D , падал на периферическую часть сетчатки глаза. На пути луча LG располагался диск AB с отверстием, совершавший один оборот в секунду. Размер отверстия был сделан таким, чтобы свет проходил через него в течение $0,1 \text{ сек}$, давая кратковременную вспышку, а остальные $0,9 \text{ сек}$ задерживался диском. Зеленый фильтр F и клин K позволяли выделять исследуемую часть спектра и ослаблять поток, попадающий в глаз. Для абсолютных измерений энергии, отвечающей зрительному порогу,

убиралось зеркальце Z_2 , и диафрагма могла освещаться «черным телом» T . Наблюдатель в момент вспышки нажимал кнопку, и на движущейся ленте наносилась отметка. На той же ленте

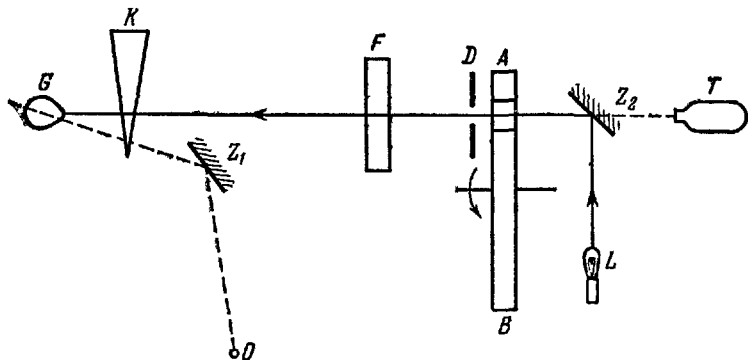


Рис. 1.155.

отмечался каждый оборот диска. Оказалось, что при потоке, заметно превышающем зрительный порог $\Phi_{\text{мин}}$, наблюдатель отмечал каждую вспышку (рис. 1.156, а). При уменьшении потока и приближении Φ к $\Phi_{\text{мин}}$ наблюдатель отмечал не все вспышки (рис. 1.156, б). Отдельные редкие вспышки отмечались и при среднем значении потока, меньшем $\Phi_{\text{мин}}$.



Рис. 1.156.

Это вызвано флуктуациями числа фотонов в отдельных вспышках; в одних случаях фотонов проходит достаточно, чтобы вызвать зрительное ощущение, в других — их слишком мало.

В т. I, § 16 приводилась основная статистическая закономерность: средняя флуктуация числа частиц в дискретной системе ΔN равна

корню квадратному из полного числа частиц, т. е. \sqrt{N} . Применяя аналогичные статистические методы, С. И. Вавилов смог по измеренным флуктуациям определить среднее число фотонов в световом пучке. Таким образом, была непосредственно обнаружена прерывистая (квантовая) структура света.

Особенно интересны опыты по наблюдению флуктуации в интерференционном поле.

На пути лучей, прошедших через вращающийся прерыватель установки, изображенной на рис. 1.155, ставилась двойная щель Юнга D_2 (рис. 1.157). За щелью располагался экран E с двумя отверстиями: одно из них приходилось на темную полосу в интерференционном поле, другое — на соседнюю светлую полосу. Наблюдалась и измерялась количественно флуктуации яркости световой полосы. Темная полоса оставалась все

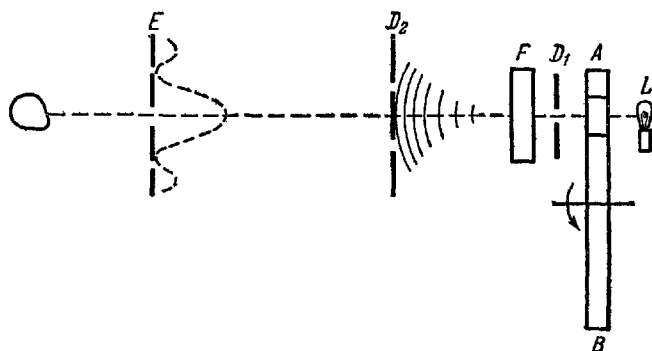


Рис. 1.157.

время темной. Как указывает Вавилов, «перед наблюдателем в этом опыте с особенной наглядностью проявляется корпускулярно-волновая двойственность светового процесса».

Действительно, в этих опытах наблюдалась интерференционная картина, создаваемая отдельными фотонами. Каждый фотон проходит через обе щели и затем интерферирует «сам с собой», никогда не попадая далее в участки экрана, на которых, согласно законам интерференции волн, интенсивность света должна равняться нулю. В «расщеплении» фотона на отдельные лучи, проходящие через обе щели Юнга одновременно, нет ничего странного, так как фотон не твердое тело и обладает совсем другими свойствами.

Если в показанном на рис. 1.157 приборе закрыть одну из двух щелей Юнга, то интерференция фотона прекращалась и флуктуации интенсивности наблюдались одинаково в обоих участках экрана E .

§ 38. Природа света

Подведем теперь некоторые итоги изложенных в §§ 30—37 многочисленных опытов и наблюдений, пришедших в противоречие с простыми классическими представлениями о чисто волновой природе света, и попробуем сформулировать, что же такое свет и электромагнитное излучение вообще.