

1.5. Корпускулярные свойства электромагнитного излучения.

1.5.1. Фотон.

М. Планк выдвинул идею квантов, что излучение происходит порциями энергии – *квантами*. Впоследствии было отмечено, что не только излучение, но и поглощение происходит также квантами. Революционные идеи Планка были по достоинству оценены и получили дальнейшее развитие, прежде всего, в работах А. Эйнштейна.

В 1905 г. А. Эйнштейн выдвинул гипотезу световых квантов. Он предположил, что дискретный характер присущ не только процессам испускания и поглощения света, но и самому свету, т.е. что свет распространяется в виде дискретных частиц-квантов – *фотонов*. Эта гипотеза не получала должного признания в течение 15-17 лет, несмотря на то, что с её помощью удалось объяснить за это время несколько экспериментов (фотоэффект, границу тормозного рентгеновского излучения). В 1916 г. Эйнштейн выпускает работу “К квантовой теории излучения”, где он ввел понятие спонтанного и индуцированного излучений. Однако сам Эйнштейн до конца своей жизни считал вероятностное описание недостатком теории.

Так рекомендация, данная в 1913 г. Планком и рядом других физиков Эйнштейну при выдвижении последнего в члены Прусской Академии наук, содержала такие любопытные слова: “В целом можно сказать, что вряд ли найдется какая-нибудь из важных проблем современной физики, в решение которой Эйнштейн не внес бы замечательного вклада. То, что он иногда не попадает в цель, как, например, в случае гипотезы световых квантов, нельзя считать отрицательным аргументом, поскольку невозможно выдвинуть новую идею, даже в наиболее точной науке, без некоторой доли риска”.

Отрицательное отношение физиков к гипотезе световых квантов сказалось даже в формулировке Нобелевского комитета, когда в 1921 г. Эйнштейну присудили Нобелевскую премию: “*За вклад в теоретическую физику и, особенно, за открытие законов фотоэффекта*”. Об открытии квантов электромагнитного поля в формулировке – ни слова.

Действительно представление о свете как о потоке классических корпускул несовместимо с эмпирически совершенно явными волновыми свойствами света. Эйнштейн пришел к заключению, что “природа излучения должна быть не такой, какой мы её считаем в настоящее время”. За этими словами скрывается то, что теперь принято называть *двойственной природой света* или *корпускулярно-волновым дуализмом*. Корпускулярный аспект излучения проявляется наиболее отчетливо в коротковолновой части спектра, где для спектральной плотности $u(\omega, T)$ справедлива формула Вина, а волновой аспект – в длинноволновой, где применима формула Рэлея-Джинса. Ни один из этих аспектов не дает полного представления об излучении, ибо для полного объяснения наблюдаемых явлений необходимо их сочетание. Закон излучения Планка, который содержит в себе предельные случаи, соответствующие корпускулярному и волновому аспектам, представляет собой диалектический синтез двух, казалось бы, несовместимых теорий и снимает противоречие между ними.

Только в 1923-24 гг. после исследований А. Комптона, открывшего эффект, названный его именем, кванты электромагнитного поля перестали быть для физиков гипотетическими частицами. Сам термин *фотон* введен Дж. Льюисом в 1926 г.

Итак, напомним основные положения *фотонной теории света*, т.е. электромагнитного излучения.

- 1) Масса покоя фотона $m_0 = 0$.
- 2) Энергия фотона $\varepsilon = \hbar\omega = h\nu$. Например, для зеленого света $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ и $\hbar\omega = 2,5 \text{ эВ}$.
- 3) Скорость фотона всегда есть скорость света c . Фотоны движутся со скоростью c не только в вакууме, но и в веществе. “Замедление” света в веществе обусловлено тем, что фотоны поглощаются атомами и затем испускаются вновь. Между актами поглощения и испускания проходит некоторое время, вследствие чего средняя скорость фотонов в веществе оказывается меньше c .
- 4) Масса фотона как ультрарелятивистской частицы определяется $m_\phi = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{\hbar\omega}{c^2}$.
- 5) Импульс фотона $p = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{\hbar\omega}{c}$.

Напомним, что согласно классической электромагнитной теории, бегущая электромагнитная волна обладает импульсом \vec{p} , направленным вдоль волнового вектора \vec{k} и пропорциональным энергии волны: $p = \varepsilon/c$. Такое соотношение между энергией и импульсом выполняется и для элементарного кванта излучения – фотона: $p = \varepsilon/c = \hbar\omega/c$. Учитывая, что отношение ω/c равно волновому числу k , запишем

$$\varepsilon = \hbar\omega, \quad \vec{p} = \hbar\vec{k}. \quad (1.5.1)$$

Частота ω и волновой вектор \vec{k} характеризуют *волновые свойства* монохроматического излучения, а энергия ε и импульс \vec{p} – *корпускулярные*.

Соотношение, связывающее импульс фотона с волновым вектором, неизбежно следует из первого уравнения (1.5.1), связывающего энергию с частотой, если обратиться к равноправию всех инерциальных систем отсчета, т.е. к принципу относительности. Действительно, отношение энергии к скорости света ε/c и импульс частицы образуют четырехмерный вектор $\{\varepsilon/c, \vec{p}\}$, а отношение частоты к скорости света ω/c и волновой вектор образуют четырехмерный волновой вектор $\{\omega/c, \vec{k}\}$ монохроматической волны. При переходе от одной ИСО к другой пространственные и временные компоненты 4-векторов в соответствии с преобразованиями Лоренца перемешиваются друг с другом. Фундаментальное соотношение $\varepsilon = \hbar\omega$ между временными компонентами этих 4-векторов будет удовлетворять требованию релятивистской инвариантности, т.е. выполняться одновременно во всех системах отсчета, тогда и только тогда, когда такое же соотношение $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ имеет место и между их пространственными компонентами.

Запишем инвариант энергии-импульса как разность квадратов временной и пространственной компонент

$$\left(\frac{\varepsilon}{c}\right)^2 - p^2 = m_0^2 c^2.$$

Эта величина, которая дает квадрат длины 4-х вектора энергии – импульса, одинакова во всех ИСО, то есть является релятивистским инвариантом. Из инварианта, учитывая, что для фотона $p = \varepsilon/c$, получаем, что масса покоя фотона $m_0 = 0$. Этот результат, если рассматривать фотон как частицу, говорит лишь о том, что фотон похож на обыкновенную частицу не во всех отношениях: он в любой системе отсчета имеет скорость c , и не существует такой системы отсчета, в которой бы он покоился. Равенство нулю массы покоя означает, что фотон в состоянии покоя – лишнее смысла понятие.

Рассмотрим ниже корпускулярные свойства фотонов (света).

Примечание 1. Артур Холли Комpton, американский физик, 1892–1962, Нобелевская премия 1927г. за эффект, названный его именем;
Гилберт Ньютон Льюис, американский физико-химик, 1875–1946

1.5.2. Фотоэффект.

Корпускулярные свойства излучения наиболее отчетливо обнаруживаются в явлении освобождения электронов из вещества под действием света, получившем название *фотоэффекта*. Влияние света на электрические процессы было открыто Г. Герцем (1887 г.), заметившим, что проскакивание искры между находящимися под напряжением цинковыми электродами облегчается при освещении их ультрафиолетовым излучением. Другие исследователи этого явления В. Гальвакс, А. Риги, А.Г. Столетов также внесли существенный вклад в установление физических закономерностей фотоэффекта.

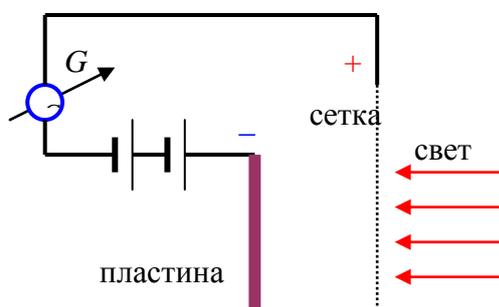


Рис. 5.1.

Первое обстоятельное исследование фотоэффекта было выполнено в 1888-1890 гг. А.Г. Столетовым. С помощью установки для измерения тока через гальванометр, схема которой представлена на рисунке 5.1, им было установлено следующее:

- 1) под действием света, т.е. при освещении ультрафиолетовыми лучами, металлическое тело теряет отрицательный заряд (испускаемые заряды отрицательны);
- 2) действие света на вещество пропорционально световому потоку, причем фототок сначала растет с увеличением разности потенциалов, а затем насыщается и остается неизменным – ток насыщения;
- 3) эффект вызывается преимущественно ультрафиолетовыми лучами;
- 4) явление протекает практически безинерционно.

В 1897 г. Дж.Дж. Томсон открыл электрон. Затем он же и Ф. Леннард в 1898 году, наблюдая отклонение испускаемых частиц в электрическом и магнитном полях, измерили отношение заряда этих частиц к массе. Измерения показали, что под действием света освобождаются электроны.

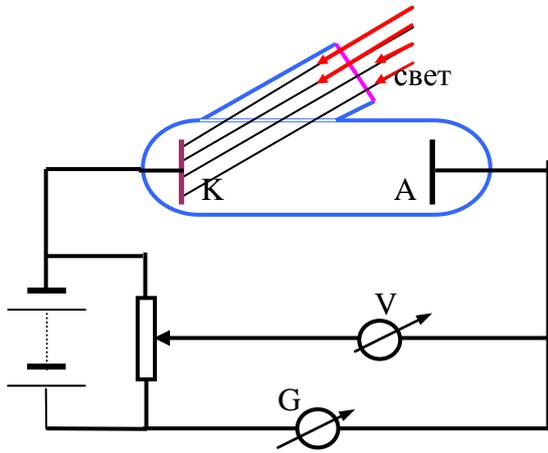


Рис. 5.2.

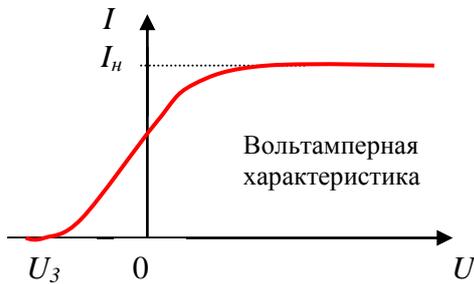


Рис. 5.3.

Для исследования закономерностей фотоэффекта используют установку, схематически показанную на рисунке 5.2. В сосуде поддерживается высокий вакуум. При освещении металлической пластины К через кварцевое окно в цепи возникает ток (фототок), измеряемый гальванометром G . Явление в сильной степени зависит от чистоты освещаемой поверхности, поэтому в точных опытах используют срезы или поверхности, напыленные в вакууме.

Примерная зависимость силы фототока от приложенного напряжения U , измеряемого вольтметром V , изображена на рис. 5.3. При неизменном световом потоке характерно существование участка тока насыщения I_n , когда все освобождаемые светом электроны (фотоэлектроны) достигают анода, и участка нарастания, начинающегося при некотором значении задерживающего напряжения U_3 . По измерениям U_3 можно определить максимальную скорость v фотоэлектронов с помощью соотношения $eU_3 = \frac{1}{2}mv^2$. Многочисленными экспериментами установлены следующие основные законы фотоэффекта:

1. Сила тока насыщения прямо пропорциональна падающему световому потоку при его неизменном спектральном составе. Этот закон проверен для очень широкого интервала интенсивностей. Отсюда следует, что число электронов, освобождаемых светом в единицу времени, пропорционально мощности падающего излучения.
2. Для каждого металла существует максимальная длина волны (минимальная частота) света, при которой еще происходит освобождение электронов, так называемая *красная граница фотоэффекта*. Если длина волны падающего света превышает эту границу, то эмиссия электронов отсутствует даже при сравнительно большой интенсивности освещения.
3. Максимальная энергия фотоэлектронов линейно зависит от частоты ω падающего света и не зависит от его интенсивности.

С точки зрения классических волновых представлений о природе излучения сам факт освобождения электрона из металла неудивителен, т.к. падающая на поверхность электромагнитная волна вызывает вынужденные колебания электронов в металле. Поглощая энергию волны, электрон может накопить её в количестве, достаточном для преодоления потенциального барьера, удерживающего электрон в металле (т.е. для совершения работы выхода). Если эта картина верна, то энергия фотоэлектрона должна находиться в прямой связи с интенсивностью падающего света. Но опыт показывает, что энергия фотоэлектронов совершенно не зависит от интенсивности освещения образца. Увеличение интенсивности приводит лишь к пропорциональному увеличению числа фотоэлектронов. Энергия же отдельного фотоэлектрона зависит только от частоты падающего света.

Более того, даже при очень малой интенсивности фотоэлектроны появляются практически сразу после начала освещения (безынерционность фотоэффекта), хотя, по классическим представлениям, в таких случаях требуется конечное, экспериментально регистрируемое, время, чтобы электрон мог накопить необходимую энергию.

В 1905 г. Эйнштейн объяснил экспериментальные закономерности фотоэффекта на основе гипотезы световых квантов. Качественная картина с этой точки зрения выглядит следующим образом. Падающее монохроматическое излучение рассматривается как поток фотонов, энергия которых связана с частотой соотношением $\varepsilon = \hbar\omega$. При поглощении фотона его энергия целиком передается одному электрону, и если эта энергия достаточна для того, чтобы освободить от удерживающих его связей, то он может выйти за пределы поверхности металла. Вероятность одновременного поглощения двух фотонов одним электроном мала, поэтому каждый фотоэлектрон получает энергию от одного фотона. Вообще говоря, не каждый поглощенный фотон приводит к освобождению электрона. *Квантовый выход*, определяемый отношением числа фотоэлектронов к числу поглощенных фотонов

$$\eta = \frac{n_e}{n_{\text{фот}}}, \quad (1.5.2)$$

обычно заметно меньше единицы: $\eta \sim 10^{-5} \div 10^{-3}$, для фотокатодов со специальным пленочным покрытием $\eta \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$. По квантовым представлениям, полное число освобожденных электронов пропорционально числу поглощенных фотонов, т.е. сила тока насыщения пропорциональна интенсивности. Но энергия отдельного фотоэлектрона определяется энергией поглощенного фотона $\varepsilon = \hbar\omega$.

Приобретаемая электроном энергия $\varepsilon = \hbar\omega$ может лишь частично затрачиваться на освобождение из металла. Её излишек остается в форме кинетической энергии фотоэлектрона. Минимальную энергию A , необходимую для освобождения электрона из металла, называют *работой выхода*. Таким образом, для фотоэлектронов, имеющих *максимальную* скорость v и массу покоя m , закон сохранения энергии в элементарном акте поглощения фотона можно записать в виде

$$\hbar\omega = \frac{1}{2}mv^2 + A \quad (1.5.3)$$

Это уравнение и есть *уравнение Эйнштейна* для объяснения фотоэффекта.

Качественно физическую картину на границе металл-вакуум можно представить следующим образом (см рис. 5.4). Потенциальная яма, в которой находятся электроны, подчиняющиеся статистике Ферми-

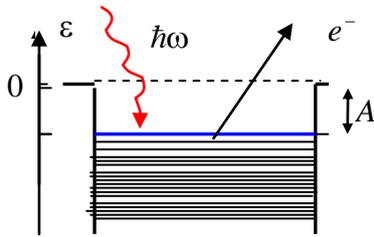


Рис. 5.4.

Дирака, с концентрацией $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$. При абсолютном нуле ($T = 0\text{K}$) работа выхода (A) и значение энергии Ферми (ε_F) совпадают. Из уравнения Эйнштейна следует наличие красной границы фотоэффекта, т.е. существование некоторой минимальной частоты излучения $\omega_{\text{min}} = A/\hbar$, при которой ещё возможен фотоэффект. При меньших частотах $\omega < \omega_{\text{min}}$ фотоэффект не наблюдается.

Для различных металлов работа выхода и, следовательно, граничная частота имеют различные значения. Кроме того, на работу выхода существенное влияние оказывают состояние и чистота поверхности металла, в особенности наличие пленки адсорбированного газа.

Для большинства металлов красная граница фотоэффекта приходится на ультрафиолетовую область спектра (в опытах Столетова с освещением цинковой пластинки фотоэффект пропал при переходе от ультрафиолетовых к видимым лучам). Только у щелочных металлов красная граница попадает в область видимого света.

Опытные проверки теории Эйнштейна осуществлялись многими физиками: В. Ричардсоном и К. Комптоном в 1912 г., а также Р. Милликемом в 1916 г. В частности, Р. Милликен получил численное значение постоянной Планка.

Весьма чистые измерения были проведены П.И. Лукирским и С.С. Прилежаевым в 1926 г. Лукирский и

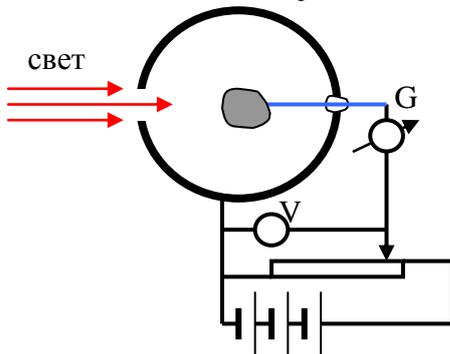


Рис. 5.5.

Прилежаев использовали сферический конденсатор, внутри которого создавался вакуум. Внутренняя обкладка состояла из объекта, из которого вылетали фотоэлектроны. Наружная сферическая обкладка была покрыта серебром. Измерялся фототок через конденсатор для разных частот падающего излучения. Строился график (см рис. 5.6 А) зависимости фототока от напряжения на конденсаторе при различных частотах излучения, и определялись потенциалы запирающие U_1, U_2, U_3, \dots , т.е. красные границы фотоэффекта. Эти измерения позволяли получать потенциалы выхода χ и отношение постоянной Планка к заряду электрона. В самом деле, исходя из уравнения Эйнштейна (1.5.3) $\hbar\omega = e\chi + eU_{\text{зан}}$ строилась прямая зависимость (рис. 5.6 Б) потенциалов запирающих от частоты фотонов

$$U_{\text{зан}} = \frac{\hbar}{e}\omega - \chi \quad (1.5.4)$$

и при дальнейшей экстраполяции определялись угол наклона прямой к оси абсцисс α и отрезок отсечения от оси ординат. Тангенс угла наклона $\operatorname{tg}\alpha = \hbar/e$ позволял определять отношение постоянной Планка к заряду электрона, отрезок отсечения давал потенциал выхода “ $-\chi$ ”.

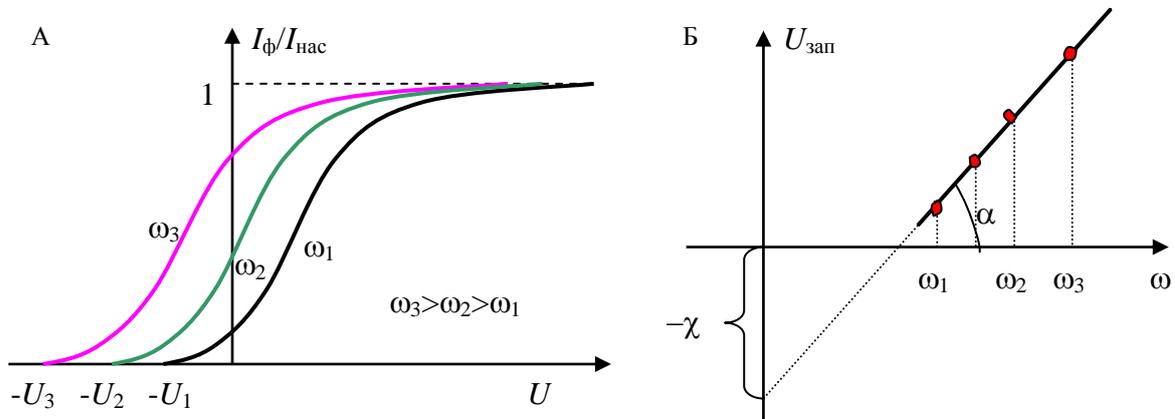


Рис. 5.6.

Примечание 2. Строго говоря, вывод о существовании красной границы фотоэффекта имеет смысл только для однофотонных процессов. Необходимо отметить, что при очень высоких интенсивностях возможен многофотонный (нелинейный) эффект. Вероятность поглощения в элементарном акте двух или большего числа фотонов пропорциональна произведению интенсивностей соответствующего числа пучков. В экспериментах со сфокусированным лазерным излучением достигаются столь высокие плотности световой энергии, что становятся доступными наблюдению процессы, в которых атом одновременно поглощает до 7-8 фотонов. В результате может произойти фотоионизация атома светом малой частоты, т.е. в интенсивных световых пучках *исчезает красная граница фотоэффекта*. Интересно, что Эйнштейн в работе 1905 г., содержащей вывод основного уравнения фотоэффекта, не исключал принципиальной возможности процессов с участием более чем одного фотона.

В настоящее время понятие фотоэффекта существенно расширилось.

а). *Внутренний фотоэффект* (см рис. 5.7) – наблюдаемый в полупроводниках межзонный переход, связанный с «забросом» электрона из валентной зоны ε_v через запрещенную зону в зону проводимости ε_c при поглощении светового кванта.

б). *Атомный фотоэффект* (молекулярный, кластерный). Фотоэффект, наблюдаемый при поглощении электронами, находящимися на определенных уровнях энергии (оболочках), характеризуемых потенциалом ионизации и резонансными частотами. В объектах с большим количеством электронов наблюдаются многоэлектронные, коллективные эффекты, в частности, вырывание двух электронов одним фотоном и многие другие.

в). *Многофотонные* (нелинейные) эффекты. Наблюдаются в экспериментах с фокусированными (импульсными) лазерными пучками, т.е. при создании достаточно сильных электромагнитных полей.

г). *Селективный фотоэффект*. Волновые свойства при фотоэффекте наблюдаются в тех случаях, когда поляризованное излучение падает на поверхность металла под некоторым углом к нормали.

д). Фотоэффект на *свободном электроне не наблюдается*. В самом деле, возможность поглощения свободным электроном фотона противоречит законам сохранения энергии и импульса:

$$\left. \begin{aligned} \hbar\omega + mc^2 &= \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \\ \hbar\omega/c &= p \end{aligned} \right\} \longrightarrow (\hbar\omega)^2 + m^2 c^4 + 2mc^2 \hbar\omega = \hbar^2 \omega^2 + m^2 c^4,$$

Сокращая подобные слагаемые, отсюда получаем, что либо $\hbar\omega = 0$, либо $mc^2 = 0$.

Электромагнитная теория, рассматривающая свет как классические электромагнитные волны (т.е. как возможные решения уравнений Максвелла), исчерпывающе описывает распространение света в пустоте,

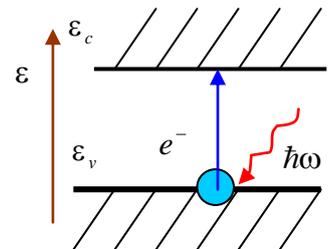


Рис. 5.7.

интерференцию и дифракцию. Будучи дополненной электронной теорией, она оказывается в состоянии охватить и широкий круг вопросов, относящихся к взаимодействию света с веществом, таких как рассеяние, поглощение, преломление, дисперсия. Но применимость классической теории в вопросах взаимодействия света с веществом все же имеет предел. Так, например, в фотоэффекте проявляется внезапная пространственная локализация конечной порции энергии света на одном электроне. Такое поведение несовместимо с классической волновой картиной, но получает естественное объяснение в корпускулярной картине, трактующей свет как поток фотонов. Ведь именно частица может доставить конечную порцию энергии в определенную точку.

Локализация кванта энергии излучения особенно ярко проявляется в фотоэффекте на отдельных атомах или молекулах (фотоионизация). В классической электромагнитной волне энергия непрерывно распределена по всему волновому фронту. Исходя из известного значения площади эффективного сечения, можно оценить, сколько времени должно пройти с момента начала облучения для того, чтобы атом мог накопить достаточную для вырывания электрона (ионизации) энергию ε_i . В условиях реального эксперимента это могут быть недели или месяцы. Однако тот же эксперимент показывает, что фотоэлектроны с энергией $\hbar\omega - \varepsilon_i$ появляются практически сразу после начала облучения. Значит, классическое непрерывное распределение энергии по фронту волны характеризует перенос энергии излучения только в среднем, но не для элементарных актов взаимодействия излучения с веществом, свидетельствующих о пространственной локализации переносимой энергии, что характерно для потока частиц.

Волновой и корпускулярный аспекты излучения связаны друг с другом: атрибут волновой картины частота ω входит в соотношение $\varepsilon = \hbar\omega$, определяющее энергию световой частицы – фотона. В опытах по фотоэффекту это соотношение проверяется измерением энергии фотоэлектронов, образуемых фотонами монохроматического излучения известной частоты. Другое подтверждение ему дает обратный процесс – испускание фотонов быстрыми электронами при торможении.

Примечание 3. Генрих Рудольф Герц, немецкий физик, 1857–1894;

Вильгельм Людвиг Франц Гальвакс, немецкий физик, 1859-1922;

Аугусто Риги (Ричи), итальянский физик, 1850-1921;

Александр Григорьевич Столетов, русский физик, 1839-1896;

Джозеф Джон Томсон, английский физик, 1856–1940, Нобелевская премия 1906 г. за открытие электрона;

Филипп Эдуард Антон Леннард, немецкий физик, 1862–1947, Нобелевская премия в 1905 г. “За исследование катодных лучей»;

Оуэн Вильямс Ричардсон, английский физик, 1879-1959, Нобелевская премия 1928 г. за исследования термоэлектронной эмиссии;

Роберт Эндрюс Милликен, американский физик, 1868-1953, Нобелевская премия 1923 г. за работы в области элементарных зарядов и фотоэлектрического эффекта;

Петр Иванович Лукирский, советский физик, 1894–1954, академик, работал в Физико-техническом институте и заведовал кафедрой в ЛПИ;

Сергей Сергеевич Прилежаев, советский физик, 1903–1979

1.5.3. Тормозное рентгеновское излучение.

Испускание фотонов наблюдается при торможении быстрых электронов в веществе. В 1895 г. В. Рентген обнаружил электромагнитное излучение, возникающее при бомбардировке стекла и металлов быстрыми электронами. Это излучение с длиной волны $\lambda \sim 10^{-5} \div 10^2$ нм позднее получило название *рентгеновских лучей*. В устройстве, имеющем название рентгеновской трубки и изображенном на рис. 5.8,

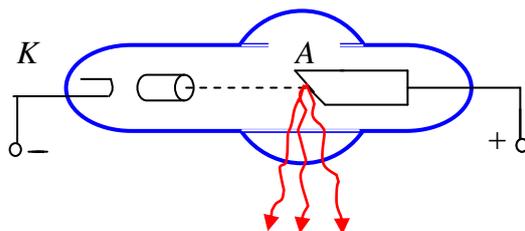


Рис. 5.8.

для получения тормозного рентгеновского излучения электроны, испускаемые катодом в результате термоэлектронной эмиссии, фокусируются цилиндрическим электродом и ускоряются высоким напряжением, создаваемым между катодом и анодом (антикатодом). Мишенью для электронного пучка служит антикатод. Почти вся энергия электронов пучка выделяется в антикатоде в виде тепла. На долю рентгеновского излучения приходится всего $(1 \div 3)\%$ энергии, запасенной в пучке. При достаточно высокой скорости электронов

помимо тормозного рентгеновского излучения наблюдается также *характеристическое излучение*, вызванное возбуждением внутренних электронных оболочек атомов антикатада.

Согласно классической электродинамике при торможении электрона должно возникать излучение с длинами волн от нуля до бесконечности – сплошной спектр излучения. Излучение происходит при ускоренном движении электронов, при этом мощность излучения пропорциональна квадрату ускорения:

$$I = \frac{dW}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{x}^2 \sim e^2 \dot{x}^2 \quad (1.5.5)$$

Тогда полная энергия излучения пропорциональна:

$$W \sim I\tau \sim e^2 \dot{x}^2 \tau = \frac{e^2 v_0^2}{\tau} \quad (1.5.6)$$

где τ – время торможения, v_0 – начальная скорость электрона. Чем выше начальная скорость электрона и чем меньше время торможения, тем больше энергии переходит в излучение. При этом длина волны, на которую попадает максимум интенсивности излучения, должна уменьшаться по мере увеличения скорости электронов, т.е. повышения ускоряющего напряжения. Выводы классической теории в основном подтверждаются на опыте.

Однако опыт показывает одно принципиальное отличие от классического описания. А именно, при фиксированном ускоряющем напряжении U в рентгеновском сплошном спектре отсутствует излучение с длинами волн, меньшими некоторого значения λ_{min} , т.е. возникает *коротковолновая граница в сплошном рентгеновском спектре* (см рис. 5.9). При этом коротковолновая граница тормозного излучения λ_{min} определяется только ускоряющим напряжением U и не зависит от материала мишени.

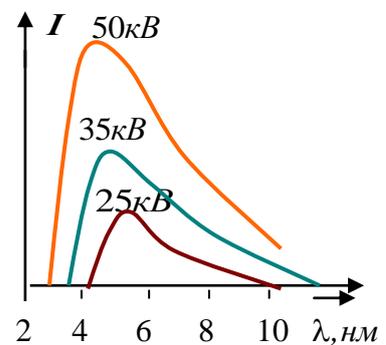


Рис. 5.9.

В целом процесс излучения при торможении электрона в электрических полях, создаваемых атомами мишени, весьма сложен, но наличие коротковолновой границы в корпускулярной картине получает очень простое объяснение. Как и в уравнении Эйнштейна для фотоэффекта, можно записать закон сохранения энергии в элементарном акте испускания кванта излучения. Фотон получает наибольшую энергию в том случае, когда электрон полностью останавливается при столкновении с ядром атома мишени. Из-за большой массы ядра такой процесс не противоречит закону сохранения импульса. Тогда максимальная энергия испускаемых фотонов $\hbar\omega_{max}$ равна кинетической энергии электронов

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU = \hbar\omega_{max}; \quad (1.5.7)$$

$$\omega_{max} = \frac{eU}{\hbar} = \frac{2\pi c}{\lambda_{min}}; \quad \text{или} \quad \lambda_{min} = \frac{2\pi c\hbar}{eU} = \frac{ch}{eU}. \quad (1.5.8)$$

Если длину волны мерить в Ангстремах, а разность потенциалов в Вольтах, то (1.5.8) записывается:

$$\lambda_{min} = \frac{12390}{U}$$

Существование граничной длины волны λ_{min} , или максимальной частоты ω_{max} , демонстрирует квантовый характер испускания рентгеновского излучения. По измерению её зависимости от ускоряющего напряжения можно с высокой точностью определить значение постоянной Планка.

Несколько слов о современном состоянии физики тормозного излучения. Подробно исследуется тормозное излучение при переходе заряженных частиц через границу двух сред. Это, так называемое, *переходное тормозное излучение*. Наблюдается тормозное излучение при рассеянии этих частиц на атомах и атомных системах. При этом помимо обычного тормозного излучения, рассматривается *поляризованное тормозное излучение*, когда налетающая частица поляризует частицу мишени и при этом испускается фотон. Обнаружено большое усиление тормозного излучения при частотах, совпадающих с энергиями переходов между дискретными состояниями атома. Большой интерес вызывает излучение заряженных частиц, распространяющихся внутри кристаллов, в процессе «каналирования» этих частиц.

В рассмотренных явлениях фотоэффекта и тормозного излучения мы учитывали только закон сохранения энергии при испускании или поглощении фотона, так как массивный катод мог, не участвуя в

энергетическом балансе, “принять на себя” любой импульс и этим обеспечить выполнение закона его сохранения. Но существуют явления, в которых импульс фотона обнаруживает себя явно и соотношение $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ допускает экспериментальную проверку. В качестве примера рассмотрим рассеяние рентгеновского излучения свободными или слабо связанными электронами, впервые количественно исследованное А.Комптоном в 1922 г.

Примечание 4. Вильгельм Конрад Рентген, немецкий физик, 1845–1923, первый из физиков получил Нобелевскую премию в 1901г.

1.5.4. Эффект Комптона.

Опыты Комптона показали, что при рассеянии пучка монохроматических рентгеновских лучей на мишени из вещества с небольшим атомным номером в рассеянном излучении наряду с неизменной длиной волны появляется спектральная компонента, *смещенная в сторону длинных волн*.

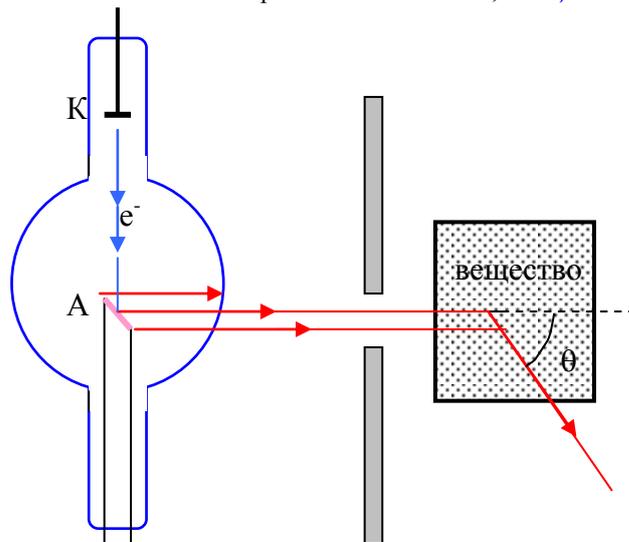


Рис. 5.10.

Комптон-эффект наблюдается при рассеянии излучения малых длин волн – рентгеновского и γ – излучения. Рентгеновское излучение от рентгеновской трубки падало на мишень, а рассеянные кванты регистрировались под углом θ (см рис. 5.10). Наблюдаемое изменение длины волны $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависит от длины волны падающего света, а определяется лишь углом θ между направлением падающего пучка и направлением рассеянного излучения. Графики интенсивностей падающего и рассеянного излучения изображены на рисунке 5.11. С увеличением угла θ интенсивность несмещенной компоненты падает, а смещенной – растет.

Принято считать, что в Комптон - эффекте впервые во всей полноте проявились корпускулярные свойства электромагнитного излучения (в частности, света). Согласно классической теории рассеяния света, развитой

Дж. Томсоном, длина световой волны при рассеянии не должна меняться: под действием периодического электрического поля световой волны электрон колеблется с частотой поля и поэтому излучает вторичные (рассеянные) волны той же частоты.

В квантовой теории эффект Комптона выглядит как *упругое столкновение двух частиц* – налетающего фотона и покоящегося электрона. В каждом акте столкновения соблюдаются законы сохранения энергии и импульса. Фотон передает часть своей энергии и импульса электрону и изменяет направление движения – рассеивается. *Уменьшение энергии фотона и означает увеличение длины волны рассеиваемого света*. Электрон, получивший от фотона энергию и импульс, приходит в движение – испытывает отдачу. Направления движения частиц после столкновения и их энергии определяются законами сохранения энергии и импульса. Т.к. при рассеянии фотонов высокой энергии электрон отдачу может приобрести значительную скорость, необходимо использовать релятивистские соотношения.

В атомах легких элементов энергия связи электрона (энергия ионизации) порядка 10 эВ , что примерно в тысячу раз меньше энергии рентгеновского фотона ($\hbar\omega \approx 10 \text{ кэВ}$).

Поэтому электроны мишени в этих опытах можно считать практически свободными.

Запишем законы сохранения энергии и импульса, считая электрон покоящимся в начальном состоянии:

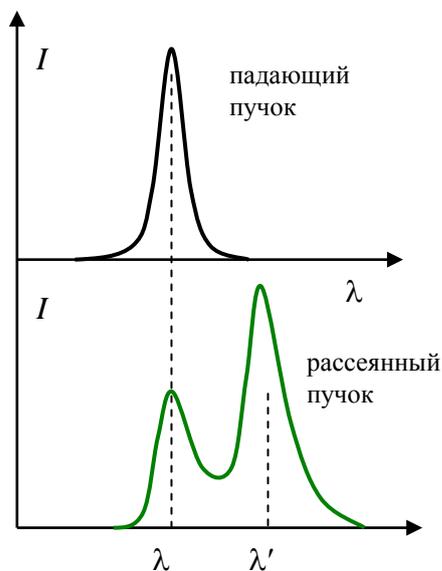


Рис. 5.11.

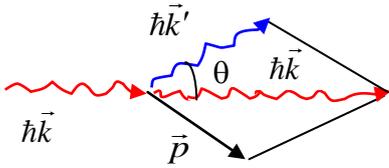


Рис. 5.12.

$$\hbar\omega + mc^2 = \hbar\omega' + \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} \quad (1.5.9)$$

$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}' + \vec{p}$$

где m – масса покоя электрона, $\hbar\omega$ – энергия фотона, $\hbar\vec{k}$ – импульс фотона. Сначала преобразуем первое из уравнений (1.5.9). Для этого представим разность энергий фотона в виде

$$\hbar\omega - \hbar\omega' = \hbar c(k - k')$$

и, выделив квадратный корень, возведём первое уравнение в квадрат

$$m^2c^2 + p^2 = \hbar^2(k - k')^2 + 2m\hbar c(k - k') + m^2c^2$$

$$p^2 = \hbar^2(k - k')^2 + 2m\hbar c(k - k') \quad (1.5.10)$$

Теперь возводим в квадрат второе уравнение в (1.5.9):

$$\hbar^2(\vec{k} - \vec{k}')^2 = (\vec{p})^2$$

$$\hbar^2(k^2 + k'^2 - 2kk' \cos\theta) = p^2 \quad (1.5.11)$$

Сравнивая (1.5.10) и (1.5.11), можем записать

$$mc(k - k') = \hbar k k' (1 - \cos\theta).$$

Умножая последнее равенство на дробь $2\pi/mckk'$ и учитывая, что $\lambda = 2\pi/k$, получаем

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\theta); \quad (1.5.12)$$

$$\lambda_c = \frac{2\pi\hbar}{mc} \quad (1.5.13)$$

где λ_c – *комptonовская длина волны электрона*, численное значение которой равно $\lambda_c = 0,0243 \text{ \AA}$.

Рассмотрим физические следствия из такого рассмотрения и объяснение полученных результатов.

1). Происхождение несмещенной компоненты в спектре рассеянного излучения обусловлено взаимодействием рентгеновских лучей с внутренними электронами и ядрами атомов мишени. Их энергия связи, особенно в тяжелых атомах, сравнима с энергией рентгеновских фотонов и, следовательно, такие электроны уже нельзя рассматривать как свободные. Поэтому в акте рассеяния фотон обменивается энергией и импульсом с атомом в целом. Так как масса атома велика, то из закона сохранения импульса следует, что фотон практически не передает ему своей энергии. Фотоны, рассеянные внутренними электронами, и образуют несмещенную компоненту (это рассеяние когерентно). Поэтому в спектре излучения, рассеянного на тяжелых атомах присутствует как смещенная, *комptonовская*, линия от рассеяния на периферийных электронах таких атомов, так и несмещенная линия от рассеяния на атоме в целом.

2). Из соотношения (1.5.12) видно, что чем больше угол рассеяния θ , тем больше смещение рассеянной волны. Более того, при увеличении угла рассеяния увеличивается относительная доля “свободных” электронов, т.е. увеличивается отношение интенсивностей смещенной и несмещенной компонент.

3). С ростом атомного номера вещества рассеивателя относительное число связанных электронов увеличивается и отсюда при фиксированном угле рассеяния θ при переходе к более тяжелым элементам растет интенсивность несмещенной линии.

4). При рассеянии фотона часть его энергии передается электрону. Электроны отдачи играют важную роль в процессе ионизации газов рентгеновским излучением. Их энергия также зависит от угла рассеяния фотонов и определяется простым соотношением:

$$E_e = \hbar(\omega - \omega') = 2\pi\hbar c \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) \quad (1.5.14)$$

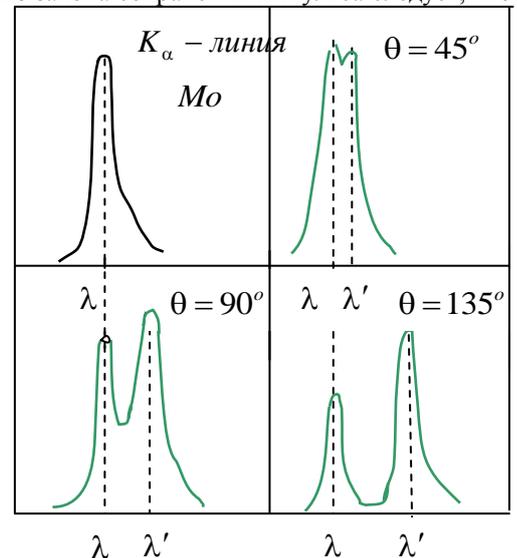


Рис. 5.13.

Используя камеру Вильсона, помещенную в магнитное поле, можно найти энергию и импульс электронов отдачи, что позволяет еще более полно проверить выполнение законов сохранения. Измерения показали, что в каждом элементарном акте рассеяния электрон приобретает как раз такие импульс и энергию, какие теряет фотон.

Из приведенных выше рассуждений ясно, почему эффект Комптона нельзя наблюдать в видимой области спектра. Энергия фотона видимого света составляет лишь несколько электрон-вольт. При этом даже внешние электроны нельзя считать свободными.

Рассмотренная упрощенная теория Комптона- эффекта не позволяет вычислить все характеристики комптоновского рассеяния, в частности интенсивность рассеяния фотонов под разными углами. Полную теорию эффекта Комптона дает *квантовая электродинамика*.

Примечание 5. Интенсивность комптоновского рассеяния зависит как от угла рассеяния, так и от длины волны падающего излучения. В угловом распределении рассеянных фотонов наблюдается асимметрия: больше фотонов рассеивается вперед, причем эта асимметрия увеличивается с ростом энергии фотона ε . Полная интенсивность, или сечение σ , комптоновского рассеяния падает с ростом ε . Зависимость σ от ε дается формулой Клейна–Нишины, представляющей собой результат расчетов, отвечающих диаграммам Фейнмана.

Существует также обратный эффект Комптона. Если электроны, на которых упруго рассеивается электромагнитное излучение, релятивистские, то энергия (и импульс) фотонов будет увеличиваться за счет энергии (и импульса) электронов, т.е. длина волны фотона при рассеянии будет уменьшаться. Это явление называют *обратным комптон-эффектом*.

Опыты Комптона ярко продемонстрировали, что энергия и импульс фотона действительно выражаются формулами $\varepsilon = \hbar\omega$ и $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ и что законы сохранения энергии и импульса выполняются в элементарных актах рассеяния.

Таким образом, опытные факты говорят о том, что в ряде явлений свет обнаруживает корпускулярные свойства: взаимодействие излучения с веществом имеет характер дискретных процессов, в которых поглощается, испускается или рассеивается целый квант. Но представление о свете как о потоке классических корпускул несовместимо с классической картиной электромагнитных волн, которая, в свою очередь, находит опытное подтверждение в явлениях интерференции и дифракции.

Впрочем, вопрос о природе света не всегда стоит так категорично: или частицы, или волны. Существует ряд явлений, допускающих корректное объяснение с любой из этих точек зрения. В качестве примеров можно привести эффект Допплера и давление света.

Итак, что же такое свет – частица или волна? Квантовая теория отвечает на этот вопрос так: ни то, ни другое. Когда мы описываем поведение фотона как поведение частицы или волны, мы навязываем классическое описание этому объекту, имеющему существенно неклассическую природу. Свет может характеризоваться только с той его стороны (корпускулярной или волновой), проявление которой определяется внешними условиями, создаваемыми экспериментальными *средствами наблюдения*. Такая постановка вопроса позволяет рассматривать и тот случай, когда один и тот же исследуемый объект (свет) обладает не совместимыми по классическим представлениям корпускулярными и волновыми свойствами. В квантовой теории эти свойства не исключают, а дополняют друг друга, так как в “чистом” виде они могут проявиться лишь в разных опытах, производимых при взаимоисключающих условиях. Этим и объясняется отсутствие логического противоречия в понятии “корпускулярно-волновой дуализм”. Действительно, нет необходимости пытаться представить себе, как это фотон может быть сразу и волной, и частицей. Свет обладает *потенциальной возможностью* проявлять и волновые, и корпускулярные свойства, но эти дополняющие друг друга свойства в чистом виде проявляются лишь при взаимоисключающих условиях эксперимента. Адекватный способ описания света определяется выбранным способом наблюдения, а вопрос о том, что же существует “на самом деле” – волна или частица, – лишен содержания.

Корпускулярно-волновой дуализм присущ не только фотонам, но и любым другим микрообъектам – электронам, протонам, нейтронам и т.п.

Другие эксперименты, которые подтверждали квантовую природу света, проводились многими известными физиками. В частности, опыты А.Ф. Иоффе и Н.И. Добронравова в 1925 г. подтвердили квантовую картину фотоэффекта. С.И.Вавилов – наблюдал флуктуации слабых световых потоков. В. Боте (1924г.) проводил известные эксперименты по совпадению рассеянного фотона и выбитого электрона.

Примечание 6.

Сергей Иванович Вавилов, советский физик, 1891 - 1951, академик, Президент АН СССР (1945-1951);

Вальтер Вильгельм Георг Боте, немецкий физик, 1891–1957, лауреат Нобелевской премии по физике за 1954 год.

Литература

Мигдал А.Б. “Квантовая физика для больших и маленьких”. Библиографический журнал Квант, 1989.
Сивухин А.П. Атомная физика т.1 стр.47-49