

ЛЕКЦИЯ 12

КВАНТОВАЯ ОПТИКА

1 ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЕЛ

1.1 Основные свойства и характеристики

Тела, нагретые до достаточно высоких температур, светятся. Свечение тел, обусловленное нагреванием, называется тепловым (температурным) излучением. Тепловое излучение, являясь самым распространенным в природе, совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (т. е. за счет его внутренней энергии) и свойственно всем телам при температуре выше 0 К. Тепловое излучение характеризуется сплошным спектром, положение максимума которого зависит от температуры. При высоких температурах излучаются короткие (видимые и ультрафиолетовые) электромагнитные волны, при низких - преимущественно длинные (инфракрасные). Тепловое излучение — практически единственный вид излучения, который может находиться в состоянии термодинамического равновесия с нагретыми телами. Если в замкнутую полость с зеркально отражающими стенками поместить несколько тел, нагретых до различной температуры, то, как показывает опыт, такая система с течением времени приходит в состояние теплового равновесия, при котором все тела приобретают одинаковую температуру. Тела обмениваются энергией только путем испускания и поглощения лучистой энергии. В состоянии равновесия процессы испускания и поглощения энергии каждым телом в среднем компенсируют друг друга, и в пространстве между телами плотность энергии излучения достигает определенного значения, зависящего только от установившейся температуры тел. Это излучение, находящееся в термодинамическом равновесии с телами, имеющими определенную температуру, называется *равновесным* или *черным излучением*. Плотность энергии равновесного излучения и его спектральный состав зависят только от температуры.

Если через малое отверстие заглянуть внутрь полости, в которой установилось термодинамическое равновесие между излучением и нагретыми телами, то глаз не различит очертаний тел и зафиксирует лишь однородное свечение всей полости в целом.

Пусть одно из тел в полости обладает свойством поглощать всю падающую на его поверхность лучистую энергию любого спектрального состава. Такое тело называют *абсолютно черным*. При заданной температуре собственное тепловое излучение абсолютно черного тела, находящегося в состоянии теплового равновесия с излучением, должно иметь тот же спектральный состав, что и окружающее это тело равновесное излучение. В противном случае равновесие между абсолютно черным телом и окружающим его излучением не могло бы установиться. Поэтому проблема сводится к

изучению спектрального состава излучения абсолютно черного тела. Решить эту проблему классическая физика оказалась не в состоянии.

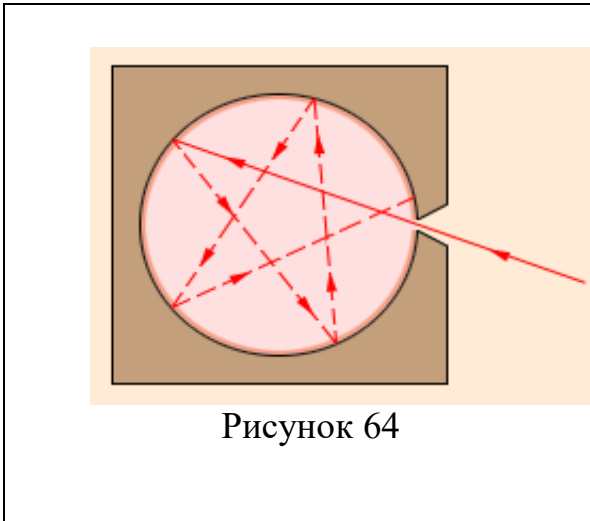


Рисунок 64

Абсолютно черных тел в природе не бывает. Хорошей моделью такого тела является небольшое отверстие в замкнутой полости (рис. 64). Свет, падающий через отверстие внутрь полости, после многочисленных отражений будет практически полностью поглощен стенками, и отверстие снаружи будет казаться совершенно черным. Но если полость нагрета до определенной температуры T , и внутри установилось тепловое равновесие, то собственное излучение

полости, выходящее через отверстие, будет излучением абсолютно черного тела.

Опыт показывает, что при размере отверстия, меньшего $0,1$ диаметра полости, падающее излучение всех частот полностью поглощается. Вследствие этого открытые окна домов со стороны улицы кажутся черными, хотя внутри комнат достаточно светло из-за отражения света от стен. С увеличением температуры внутри полости будет возрастать энергия выходящего из отверстия излучения и изменяться его спектральный состав.

Распределение энергии по частотам (длинам волн) в излучении абсолютно черного тела при заданной температуре T характеризуется спектральной плотностью энергетической светимости (*излучательной способностью*) $R(\nu, T)$, равной мощности излучения с единицы поверхности тела в единичном интервале длин волн.

$$R_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{изл}}{d\nu} \quad (182)$$

где $dW_{\nu,\nu+d\nu}^{изл}$ энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени (мощность излучения) с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$.

Записанную формулу можно представить в виде функции длины волны:

$$dW_{\nu,\nu+d\nu}^{изл} = R_{\nu,T} d\nu = R_{\lambda,T} d\lambda; \quad \text{т.к. } c = \lambda\nu, \text{ то } \frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c} \text{ где знак минус}$$

указывает на то, что с возрастанием одной из величин (ν или λ) другая величина убывает. Поэтому в дальнейшем знак минус будем опускать. Таким образом,

$$R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}; \quad (183)$$

Произведение $R(\lambda, T)\Delta\lambda$ равно мощности излучения, испускаемого единичной площадкой поверхности по всем направлениям в интервале длин волн $\Delta\lambda$.

Единица спектральной плотности энергетической светимости $R_{\lambda,T}$

$$\frac{вт}{м^2 м} = \frac{вт}{м^3}.$$

Зная спектральную плотность энергетической светимости, можно вычислить *интегральную энергетическую светимость* (ее называют просто энергетической светимостью тела), просуммировав по всем частотам:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu \quad (184)$$

Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется спектральной поглощательной способностью:

$$A_{\nu,T} = \frac{W_{\nu,\nu+d\nu}^{погл}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}} \quad (185)$$

показывающей, какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до $\nu+d\nu$ поглощается телом. Спектральная поглощательная способность - величина безразмерная. Величины $R_{\nu,T}$ и $A_{\nu,T}$ зависят от природы тела, его термодинамической температуры и при этом различаются для излучений с различными частотами. Поэтому эти величины относят к определенным T и ν (вернее, к достаточно узкому интервалу частот от ν до $\nu+d\nu$).

Спектральная поглощательная способность абсолютно черного тела для всех частот и температур тождественно равна единице ($A_{\nu,T} \equiv 1$). Абсолютно черных тел в природе нет, однако такие тела, как платиновая чернь, черный бархат и некоторые другие, в определенном интервале частот по своим свойствам близки к ним.

Наряду с понятием черного тела используют понятие **серого тела** - тела, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела. Таким образом, для серого тела $A_{\nu,T}^c = A^T = const < 1$.

Исследование теплового излучения сыграло важную роль в создании квантовой теории света, поэтому необходимо рассмотреть законы, которым оно подчиняется.

1.2. Закон Кирхгофа

Кирхгоф, опираясь на второй закон термодинамики и анализируя условия равновесного излучения в изолированной системе тел, установил количественную связь между спектральной плотностью энергетической светимости и спектральной поглощательной способностью тел.

Отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности не зависит от природы тела; оно является для всех тел универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры (закон Кирхгофа):

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = r_{\nu,T} \quad (186)$$

Для черного тела $A_{\nu,T}^c \equiv 1$, поэтому из закона Кирхгофа вытекает, что $R_{\nu,T}$ для черного тела равна $r_{\nu,T}$. Таким образом, универсальная функция Кирхгофа $r_{\nu,T}$ есть не что иное, как *спектральная плотность энергетической светимости черного тела*. Следовательно, согласно закону Кирхгофа, *для всех тел отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности равно спектральной плотности энергетической светимости черного тела при той же температуре и частоте*.

Из закона Кирхгофа следует, что спектральная плотность энергетической светимости любого тела в любой области спектра всегда меньше спектральной плотности энергетической светимости черного тела (при тех же значениях T и ν), так как $A_{\nu,T} < 1$ и поэтому $R_{\nu,T} < r_{\nu,T}$. Кроме того, из (186) вытекает, что если тело при данной температуре T не поглощает электромагнитные волны в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$, то оно их в этом интервале частот при температуре T и не излучает, так как при $A_{\nu,T} = 0$, $R_{\nu,T} = 0$.

Используя закон Кирхгофа, выражение для энергетической светимости тела (184) можно записать в виде

$$R_T = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} r_{\nu,T} d\nu \quad (187)$$

Для серого тела

$$R_T^c = A \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = A_T R_e, \quad (188)$$

где $R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu$ — энергетическая светимость черного тела (зависит только от температуры).

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение, являясь настолько характерным для него, что может служить надежным критерием для

определения природа излучения. Излучение, которое закону Кирхгофа не подчиняется, не является тепловым.

1.3 Законы Стефана — Больцмана и Вина

В 1879 году Йозеф Стефан на основе анализа экспериментальных данных пришел к заключению, что **интегральная светимость $R(T)$ абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры T :**

$$R_T = \sigma T^4 \quad (189)$$

Несколько позднее, в 1884 году, Л. Больцман теоретически получил эту зависимость из термодинамических соображений. Этот закон получил название закона Стефана - Больцмана.

Числовое значение постоянной σ , по современным измерениям, составляет

$$\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$$

К концу 90-х годов XIX века были выполнены тщательные экспериментальные измерения спектрального распределения излучения абсолютно черного тела. Результаты исследования – зависимость

$r(\lambda, T)$ излучения черного тела при различных температурах, представлены на рисунке 65. Исследования показали, что при каждом значении температуры T

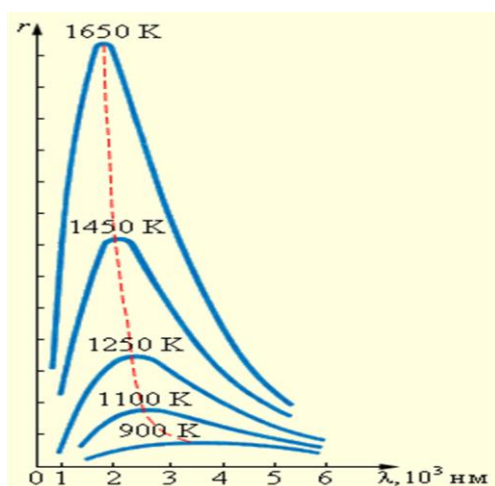


Рисунок 65

зависимость $r(\lambda, T)$ имеет ярко выраженный максимум (рис.65). С увеличением температуры максимум смещается в область коротких длин волн, причем произведение температуры T на длину волны λ_m , соответствующую максимуму, остается постоянным:

$$\lambda_m = \frac{b}{T} \text{ или } \lambda_m T = b \quad (190)$$

Это соотношение ранее было получено Вином из термодинамики. Оно выражает так называемый **закон смещения Вина: длина волны λ_m , на которую приходится максимум энергии излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре T .** Значение постоянной Вина : $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$

При практически достижимых в лабораторных условиях температурах максимум излучательной способности $r(\lambda, T)$ лежит в инфракрасной области. Только при $T \geq 5 \cdot 10^3 \text{ К}$ максимум попадает в видимую область спектра. Максимум энергии излучения Солнца приходится примерно на 470 нм

(зеленая область спектра), что соответствует температуре наружных слоев Солнца около 6200 К (если рассматривать Солнце как абсолютно черное тело).

Зависимость максимальной спектральной плотности энергетической светимости от температуры имеет вид:

$$(r_{\lambda,T})_{\max} = cT^5, \quad (191)$$

где $c = 1,30 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м²·К⁵). Соотношение (191) – *второй закон Вина: максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости абсолютно чёрного тела прямо пропорционально пятой степени абсолютной температуры.*

Успехи термодинамики, позволившие теоретически вывести законы Стефана–Больцмана и Вина, вселяли надежду, что из термодинамических соображений удастся получить всю кривую спектрального распределения излучения черного тела $r(\lambda, T)$. В 1900 году эту проблему пытался решить знаменитый английский физик Д. Релей, который в основу своих рассуждений положил теорему классической статистической механики о **равномерном распределении энергии по степеням свободы в состоянии термодинамического равновесия**. Эта теорема была применена Релеем к равновесному излучению в полости. Несколько позже эту идею подробно развил Джинс. Формула Рэля — Джинса для спектральной плотности энергетической светимости черного тела имеет вид

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT ; \quad (192)$$

где $\langle \varepsilon \rangle = kT$ - средняя энергия осциллятора с собственной частотой ν . Для осциллятора, совершающего колебания, средние значения кинетической и потенциальной энергий одинаковы, поэтому средняя энергия каждой колебательной степени свободы $\langle \varepsilon \rangle = kT$.

Сравнение закона распределения энергии по длинам волн $r(\lambda, T)$ в излучении абсолютно черного тела с формулой Рэля–Джинса при $T = 1600$ К приведено на рисунке 66. Из рисунка следует, что формула Рэля — Джинса согласуется с экспериментальными данными только в области достаточно длинных волн (рис. 90). Кроме того, из нее следует абсурдный вывод о том, что интегральная светимость $R(T)$ черного тела должна обращаться в бесконечность, а следовательно, равновесие между нагретым телом и излучением в замкнутой полости может установиться только при абсолютном нуле температуры.

Таким образом, безупречный с точки зрения классической физики вывод приводит к формуле, которая находится в резком противоречии с опытом. Стало ясно, что решить задачу о спектральном распределении излучения абсолютно черного тела в рамках существующих теорий невозможно. Эта

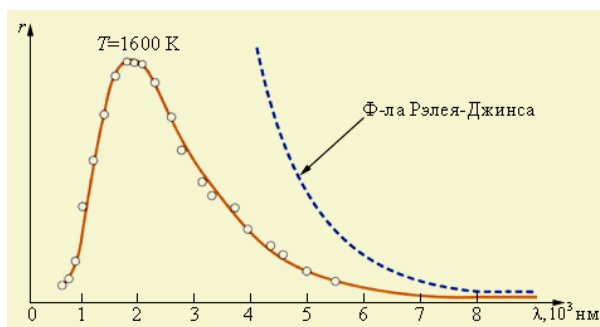


Рисунок 66

задача была успешно решена М. Планком на основе новой идеи, чуждой классической физике.

1.4 Гипотеза и формула Планка

Планк пришел к выводу, что процессы излучения и поглощения нагретым телом электромагнитной энергии, происходят не непрерывно, как это принимала классическая физика, а конечными порциями – *квантами*. Квант – это минимальная порция энергии, излучаемой или поглощаемой телом. По теории Планка, энергия кванта ε прямо пропорциональна частоте света:

$$\varepsilon_0 = h\nu \quad (193)$$

где h – так называемая *постоянная Планка*, равная $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Постоянная Планка – это универсальная константа, которая в квантовой физике играет ту же роль, что и скорость света в СТО.

Так как излучение испускается порциями, то энергия осциллятора ε может принимать лишь определенные *дискретные значения*, кратные целому числу элементарных порций энергии ε_0 :

$$\varepsilon = nh\nu; \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (194)$$

В данном случае среднюю энергию $\langle \varepsilon \rangle$ осциллятора нельзя принимать равной kT . В приближении, что распределение осцилляторов по возможным дискретным состояниям подчиняется распределению Больцмана, средняя энергия осциллятора

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (195)$$

а спектральная плотность энергетической светимости черного тела

$$r_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (196)$$

где c – скорость света, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Таким образом, Планк вывел для универсальной функции Кирхгофа формулу

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (197)$$

которая блестяще согласуется с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения черного тела *во всем интервале частот и температур*. Теоретический вывод этой формулы М. Планк изложил 14 декабря 1900 г. на заседании Немецкого физического общества. Этот день стал датой рождения квантовой физики.

2 ФОТОЭФФЕКТ

Фотоэлектрический эффект был открыт в 1887 году немецким физиком [Г. Герцем](#) и в 1888–1890 годах экспериментально исследован А. Г. Столетовым. Наиболее полное исследование явления фотоэффекта было выполнено Ф. Ленардом в 1900 г. К этому времени уже был открыт электрон ([Д. Томсон, 1897 г.](#)), и стало ясно, что фотоэффект (или точнее – внешний фотоэффект) состоит в вырывании электронов из вещества под действием падающего на него света.

Схема экспериментальной установки для исследования фотоэффекта изображена на рис. 67. В экспериментах использовался стеклянный вакуумный баллон с двумя металлическими электродами, поверхность которых была тщательно очищена. К электродам прикладывалось некоторое напряжение U , полярность которого можно было изменять с помощью двойного ключа. Один из электродов (катод K) через кварцевое окошко освещался монохроматическим светом некоторой длины волны λ , и при неизменном световом потоке снималась зависимость силы фототока I от приложенного напряжения. На рис. 68 изображены типичные кривые такой зависимости, полученные при двух значениях интенсивности светового потока, падающего

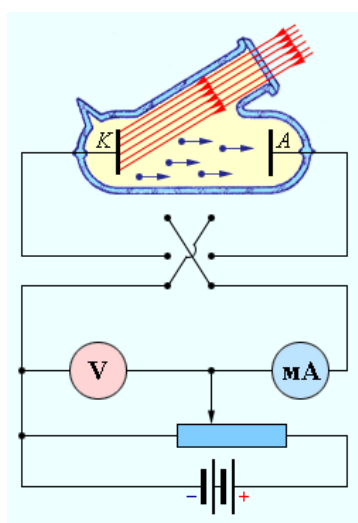


Рисунок 67

на катод. Кривая 2 соответствует большей интенсивности светового потока. $I_{н1}$ и $I_{н2}$ — токи насыщения, U_3 — запирающий потенциал.

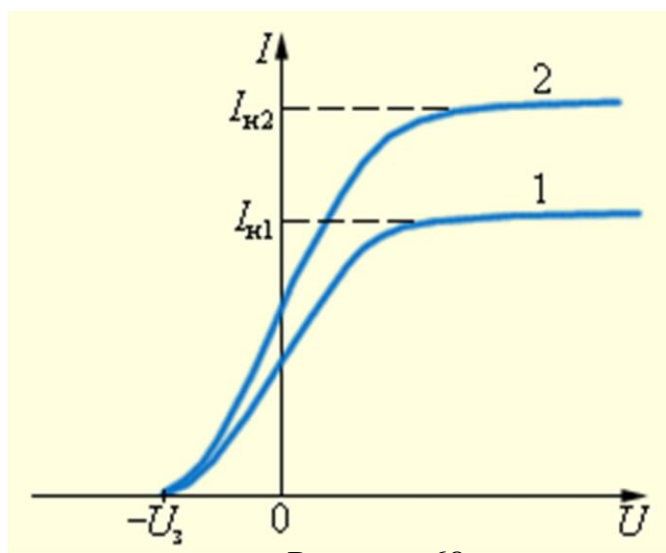


Рисунок 68

Кривые показывают, что при достаточно больших положительных напряжениях на аноде А фототок достигает насыщения, так как все электроны, вырванные

светом из катода, достигают анода. Тщательные измерения показали, что ток насыщения I_n прямо пропорционален интенсивности падающего света. Когда напряжение на аноде отрицательно, электрическое поле между катодом и анодом тормозит электроны. Анода могут достичь только те электроны, кинетическая энергия которых превышает $|eU|$. Если напряжение на аноде меньше, чем $-U_3$, фототок прекращается. Измеряя U_3 , можно определить максимальную кинетическую энергию фотоэлектронов:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_3 \quad (198)$$

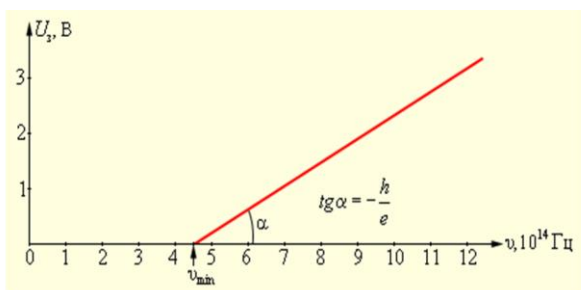


Рисунок 69

К удивлению ученых, величина U_3 оказалась не зависящей от интенсивности падающего светового потока. На рисунке 69 представлена экспериментальная зависимость запирающего потенциала U_3 от частоты ν падающего света.

Тщательные измерения показали, что запирающий потенциал линейно возрастает с увеличением частоты ν света.

Многочисленными экспериментаторами были установлены следующие **законы фотоэффекта:**

1. Закон Столетова. Фототок насыщения прямо пропорционален световому потоку:

$$I_{нас} = \gamma \Phi, \quad (199)$$

где γ — фоточувствительность катода.

2. Закон Эйнштейна. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты света ν и не зависит от его интенсивности.

3. Закон красной границы. Для каждого вещества существует так называемая красная граница фотоэффекта, т. е. наименьшая частота ν_{min} , при которой еще возможен внешний фотоэффект.

Кроме того, было установлено, что фотоэффект практически безынерционен. Фототок возникает мгновенно после начала освещения катода при условии, что частота света $\nu > \nu_{min}$.

Все эти закономерности фотоэффекта в корне противоречили представлениям классической физики о взаимодействии света с веществом. Согласно волновым представлениям электрон при взаимодействии с электромагнитной световой волной должен был бы постепенно накапливать энергию, и потребовалось бы значительное время, зависящее от интенсивности света, чтобы электрон накопил достаточно энергии для того, чтобы вылететь из катода. Как показывают расчеты, это время должно было бы исчисляться минутами или часами. Однако, опыт показывает, что фотоэлектроны появляются немедленно после начала освещения катода. В этой модели невозможно было также понять существование красной границы фотоэффекта. Волновая теория света не могла объяснить независимость энергии фотоэлектронов от интенсивности светового потока, пропорциональность максимальной кинетической энергии частоте света.

Таким образом, электромагнитная теория света оказалась неспособной объяснить эти закономерности.

Выход был найден А.Эйнштейном в 1905 г. Теоретическое объяснение наблюдаемых закономерностей фотоэффекта было дано Эйнштейном на основе гипотезы М.Планка о том, что свет излучается и поглощается определенными порциями, причем энергия каждой такой порции определяется формулой $E = h\nu$, где h – постоянная Планка. Эйнштейн сделал следующий шаг в развитии квантовых представлений. Он пришел к выводу, что и свет имеет прерывистую дискретную структуру. **Электромагнитная волна состоит из отдельных порций – квантов**, впоследствии названных **фотонами**. При взаимодействии с веществом фотон целиком передает всю свою энергию $h\nu$ одному электрону. Энергия падающего фотона расходуется на совершение работы выхода и сообщение электрону кинетической энергии:

$$h\nu = A + \left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} \quad (200)$$

Эту формулу принято называть **уравнением Эйнштейна для фотоэффекта**.

С помощью уравнения Эйнштейна можно объяснить все закономерности внешнего фотоэффекта. Из уравнения Эйнштейна следуют линейная зависимость максимальной кинетической энергии от частоты и независимость

от интенсивности света, существование красной границы, безынерционность фотоэффекта. Общее число фотоэлектронов, покидающих за 1 с поверхность катода, должно быть пропорционально числу фотонов, падающих за то же время на поверхность. Из этого следует, что ток насыщения должен быть прямо пропорционален интенсивности светового потока.

Как следует из уравнения Эйнштейна, тангенс угла наклона прямой, выражающей зависимость запирающего потенциала U_3 от частоты ν (рис. 69), равен отношению постоянной Планка h к заряду электрона e :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{e} \quad (201)$$

Это позволяет экспериментально определить значение постоянной Планка. Такие измерения были выполнены Р. Милликенем (1914 г.) и дали хорошее согласие со значением, найденным Планком. Эти измерения позволили также определить работу выхода A :

$$A = h \nu_{\min} = \frac{hc}{\lambda_{\text{кр}}} \quad (202)$$

где c – скорость света, $\lambda_{\text{кр}}$ – длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта. У большинства металлов работа выхода A составляет несколько электрон-вольт ($1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). В квантовой физике часто используется электрон-вольт в качестве энергетической единицы измерения. Значение постоянной Планка, выраженное в электрон-вольтах в секунду, равно $h = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}$.

Из формулы (202) следует формула для красной границы фотоэффекта:

$$\nu_{\min} = \frac{A}{h} \quad (203)$$

Среди металлов наименьшей работой выхода обладают щелочные металлы. Например, у натрия $A = 1,9 \text{ эВ}$, что соответствует красной границе фотоэффекта $\lambda_{\text{кр}} \approx 680 \text{ нм}$. Поэтому соединения щелочных металлов используют для создания катодов в фотоэлементах, предназначенных для регистрации видимого света.

3 Фотоны

Итак, согласно гипотезе Эйнштейна, подтверждённой результатами исследования фотоэффекта, свет при испускании и поглощении ведет себя подобно потоку частиц, получивших название фотонов или световых квантов. Энергия фотона

$$\varepsilon = h \nu. \quad (204)$$

Фотон движется в вакууме со скоростью c . Фотон не имеет массы покоя. Масса движущегося фотона находится из взаимосвязи энергии и массы:

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (205)$$

Импульс фотона

$$p = \frac{h\nu}{c} \quad (206)$$

Таким образом, учение о свете, совершив виток длительностью в два столетия, вновь возвратилось к представлениям о световых частицах – корпускулах.

Но это не был механический возврат к корпускулярной теории Ньютона. В начале XX века стало ясно, что свет обладает двойственной природой. При распространении света проявляются его волновые свойства (интерференция, дифракция, поляризация) а при взаимодействии с веществом – корпускулярные (фотоэффект). Эта двойственная природа света получила название *корпускулярно-волнового дуализма*. Позже двойственная природа была открыта у электронов и других элементарных частиц. Классическая физика не может дать наглядной модели сочетания волновых и корпускулярных свойств у микрообъектов. Движением микрообъектов управляют не законы классической механики Ньютона, а законы квантовой механики. Теория излучения [абсолютно черного тела](#), развитая М. Планком, и квантовая теория фотоэлектрического эффекта Эйнштейна лежат в основании этой современной науки.

4 Эффект Комптона

Согласно волновой теории, электрон под действием периодического поля световой волны совершает вынужденные колебания с частотой волны и поэтому излучает рассеянные волны той же частоты.

Артур Комптон исследовал упругое рассеяние коротковолнового рентгеновского излучения на свободных (или слабо связанных с атомами) электронах вещества. Открытый им эффект увеличения длины волны рассеянного излучения, названный впоследствии *эффектом Комптона*, не укладывается в рамки волновой теории, согласно которой длина волны излучения не должна изменяться при рассеянии.

Эффектом Комптона называется упругое рассеяние коротковолнового электромагнитного излучения (рентгеновского, γ -излучения) на свободных или слабосвязанных электронах вещества сопровождающееся увеличением длины волны.

Схема опыта Комптона представлена на рисунке 70. Монохроматическое рентгеновское излучение с длиной волны λ_0 , исходящее из рентгеновской трубки R , проходит через свинцовые диафрагмы D и в виде узкого пучка

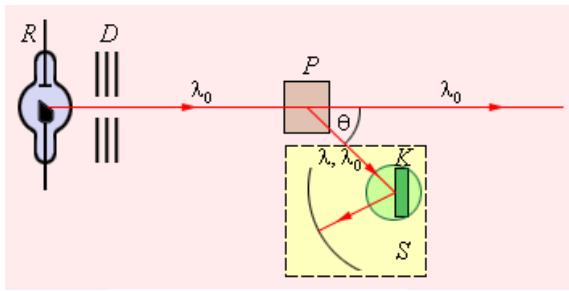


Рисунок 70

направляется на рассеивающее вещество-мишень P (графит, алюминий). Излучение, рассеянное под некоторым углом θ , анализируется с помощью спектрографа рентгеновских лучей S , в котором роль дифракционной решетки играет кристалл K , закрепленный на поворотном столике. Опыт показал, что в рассеянном излучении наблюдается увеличение

длины волны $\Delta\lambda$, зависящее от угла рассеяния θ :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta) = 2 \frac{h}{m_0c} \sin^2 \theta / 2 = 2\lambda_c \sin^2 \theta / 2 \quad (207)$$

где $\lambda_c = 2,426\text{пм}$ — так называемая *комptonовская длина волны*, не зависящая от свойств рассеивающего вещества. В рассеянном излучении наряду со спектральной линией с длиной волны λ наблюдается несмещенная линия с длиной волны λ_0 . Соотношение интенсивностей смещенной и несмещенной линий зависит от рода рассеивающего вещества.

На рис. 71 представлены кривые распределения интенсивности в спектре излучения, рассеянного под некоторыми углами.

Объяснение эффекта Комптона было дано в 1923 году [А. Комптоном](#) и П. Дебаем (независимо) на основе квантовых представлений о природе излучения. Если принять, что излучение представляет собой поток фотонов, то

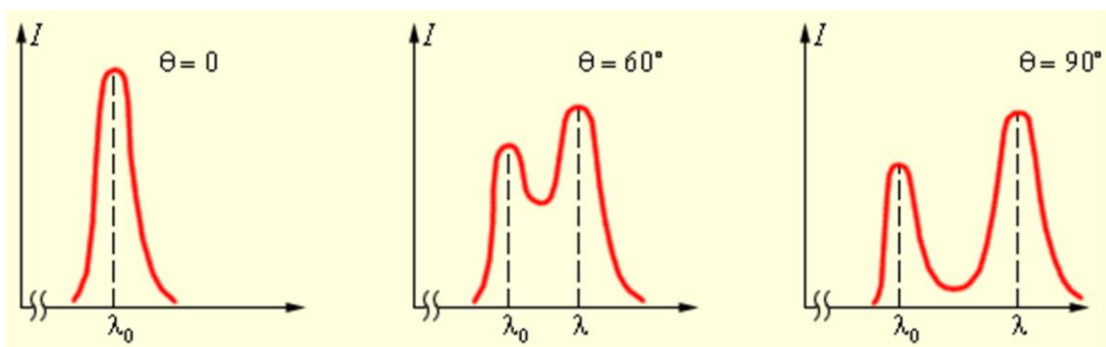


Рисунок 71

эффект Комптона есть результат упругого столкновения рентгеновских фотонов со свободными электронами вещества. У легких атомов рассеивающих веществ электроны слабо связаны с ядрами атомов, поэтому их

можно считать свободными. В процессе столкновения фотон передает электрону часть своей энергии и импульса в соответствии с законами сохранения и изменяет направление своего движения (рассеивается).

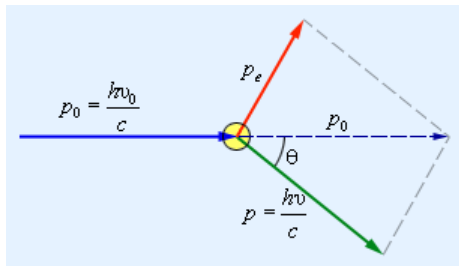
Рассмотрим упругое столкновение двух частиц – налетающего фотона, обладающего энергией $\varepsilon_0 = h\nu_0$ и импульсом $p_0 = h\nu_0/c$, с покоящимся электроном, энергия покоя которого $W_0 = m_0c^2$. Фотон, столкнувшись с электроном, изменяет направление движения (рассеивается). Импульс фотона после рассеяния становится равным $p = h\nu/c$, а его энергия $W = h\nu < W_0$. Уменьшение энергии фотона означает увеличение длины волны. При столкновении выполняются законы сохранения энергии

$$W_0 + \varepsilon_\gamma = W + \varepsilon'_\gamma \quad (208)$$

и закон сохранения импульса

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_e + \vec{p}, \quad (209)$$

где



$$\vec{p}_e = m\vec{v}, \quad |\vec{p}_0| = \frac{h\nu_0}{c}, \quad |\vec{p}| = \frac{h\nu}{c}$$

Уравнение (209) можно переписать в скалярной форме, если воспользоваться теоремой косинусов (см. диаграмму импульсов при упругом рассеянии фотона покоящемся электроном, рис. 72):

на

Рисунок 72

$$p_e^2 = \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu_0 \cos\theta \quad (210)$$

Учитывая, что масса электрона отдачи

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

из соотношений, выражающих законы сохранения энергии и импульса, после несложных преобразований и исключения величины p_e можно получить:

$$mc^2(\nu_0 - \nu) = h\nu_0\nu(1 - \cos\theta)$$

Переход от частот к длинам волн $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$, $\nu = \frac{c}{\lambda}$ приводит к выражению, которое совпадает с формулой Комптона, полученной из эксперимента:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta) = 2 \frac{h}{m_0c} \sin^2 \theta / 2 = 2\lambda_c \sin^2 \theta / 2$$

(211)

Таким образом, теоретический расчет, выполненный на основе квантовых представлений, дал исчерпывающее объяснение эффекту Комптона и позволил выразить комптоновскую длину волны Λ через фундаментальные константы h , c и m :

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = 2,426 \text{ пм}$$

Как показывает опыт, в рассеянном излучении наряду со смещенной линией с длиной волны λ наблюдается и несмещенная линия с первоначальной длиной волны λ_0 . Это объясняется взаимодействием части фотонов с электронами, сильно связанными с атомами. В этом случае фотон обменивается энергией и импульсом с атомом в целом. Из-за большой массы атома по сравнению с массой электрона атому передается лишь ничтожная часть энергии фотона, поэтому длина волны λ рассеянного излучения практически не отличается от длины волны λ_0 падающего излучения. Артур Комптон был удостоен Нобелевской премии в 1927 г.