

Министерство образования и науки Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Н.П. БАХАРЕВА

ФИЗИКА

**Раздел: «Тепловое излучение
и квантовая природа света»**

(Конспект лекций)



Санкт-Петербург
2013

ББК 22.3я 7

Бахарева Н.П. Физика. Раздел: Тепловое излучение и квантовая природа света. Конспект лекций. - СПб., изд. РГГМУ, 2013. - 52 с.

ISBN 978-5-86813-346-6

Конспект лекций составлен в соответствии с программой дисциплины «Физика». Излагается раздел «Тепловое излучение и квантовая природа света». Приведены типовые вопросы курса и рассмотрены задачи.

Конспект лекций предназначен для студентов всех специальностей.

Рецензент: Рябчук В.К., доктор физ.-мат. наук, профессор физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета

Составитель: Бахарева Н.П., доцент кафедры физики Российского государственного гидрометеорологического университета.

Ответственный редактор: Бобровский А.П., заведующий кафедрой физики Российского государственного гидрометеорологического университета.

Одобрено методической комиссией РГГМУ

ISBN 978-5-86813-346-6

© Бахарева Н.П., 2013

© Российский гидрометеорологический университет, (РГГМУ), 2013

1. ЗАКОНЫ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Тепловое излучение

В нагретых телах часть внутренней энергии вещества может превращаться в энергию излучения. Поэтому нагретые тела являются источниками электромагнитного излучения в широком диапазоне частот. Это излучение называют *тепловым излучением*.

Эксперименты показывают, что тепловое излучение имеет непрерывный спектр. Это означает, что нагретое тело испускает некоторое количество энергии излучения в любом диапазоне частот или длин волн. Распределение энергии излучения тела по спектру зависит от температуры тела. При этом для всех тел с увеличением температуры максимум энергии излучения смещается в коротковолновый участок спектра, а общая энергия излучения возрастает. Так, если излучение батареи центрального отопления ($T \approx 350\text{K}$) имеет пик энергии в диапазоне невидимого инфракрасного излучения, то раскаленная поверхность Солнца ($T \approx 6 \cdot 10^3\text{K}$) излучает значительную часть энергии в диапазоне видимого света, а при ядерном взрыве ($T \approx 6 \cdot 10^6\text{K}$) большая доля энергии взрыва уносится коротковолновыми рентгеновским и гамма- излучением.

Если несколько нагретых излучающих тел окружить идеально отражающей, непроницаемой для излучения оболочкой (рис. 1), то по истечении некоторого промежутка времени в системе “излучающие тела + излучение в полости” установится термодинамическое равновесие. Это означает,

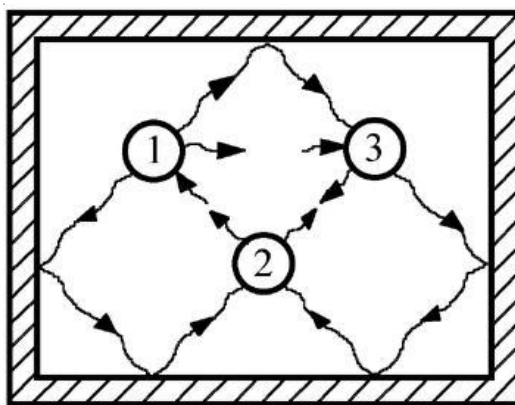


Рис. 1

что температуры всех тел выровняются, а распределение энергии между телами и излучением не будет изменяться со временем. Такое равновесное состояние системы устойчиво, то есть после всякого нарушения его, состояние равновесия вновь восстанавливается. Термодинамическое равновесие установится и в полости, стенки которой выполнены из любого реального материала и поддерживаются при некоторой неизменной температуре.

Способность теплового излучения находиться в равновесии с излучающим телом отличает тепловое излучение от других видов излучения тел. Поэтому, такое излучение, находящееся в равновесии с излучающим телом, будем называть равновесным.

Равновесному излучению можно приписать температуру тела, с которым оно находится в равновесии, распространив при этом законы равновесной термодинамики на тепловое излучение. Это означает, что для равновесного теплового излучения можно определить и рассчитать внутреннюю энергию, давление, энтропию и другие термодинамические характеристики, которые не будут изменяться со временем.

Равновесное тепловое излучение однородно, то есть его плотность энергии одинакова во всех точках внутри полости, где оно заключено. Такое излучение изотропно и неполяризовано - оно содержит все возможные направления распространения и направления колебаний векторов \vec{E} и \vec{H} .

Характеристики теплового излучения

Для описания спектрального состава теплового излучения рассмотрим энергию, излучаемую единицей поверхности нагретого тела в единицу времени в узком диапазоне частот от ν до $\nu+d\nu$. Этот поток лучистой энергии dR , испускаемый с единицы поверхности тела по всем направлениям, пропорционален ширине спектрального диапазона, то есть $dR=r d\nu$. Энергию r , приходящуюся на единичный диапазон частот, называют *спектральной испускательной способностью* тела или *спектральной плотностью энергетической светимости*. Опыт показывает, что для каждого тела испускательная способность является определенной функцией частоты, вид которой меняется при изменении температуры тела T .

В дальнейшем для такой функциональной зависимости $r = r(\nu, T)$, рассматриваемой при заданном значении температуры тела как некоторая функция частоты, будем использовать принятое в теории теплового излучения обозначение:

$$r(\nu, T) \equiv r_{\nu, T}.$$

Суммарный поток энергии излучения с единицы поверхности тела по всему диапазону частот

$$R = \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu \quad (1)$$

называется *интегральной испускательной способностью* тела или его *энергетической светимостью*. В системе СИ энергетическая светимость измеряется в Вт/м², а спектральная испускательная способность имеет размерность Вт/м³.

Испускательную способность тела можно представить и как функцию длины волны излучения λ , которая связана с частотой ν через скорость света в вакууме c по формуле $\lambda = c / \nu$. Действительно, выделяя потоки излучения, приходящиеся на интервал частот $d\nu$ и на соответствующий ему интервал длин волн $d\lambda$, и приравнивая их друг другу, находим, что

$$r_{\nu, T} d\nu = r_{\lambda, T} d\lambda \quad (2)$$

Отсюда получаем формулу связи между испускательными способностями по шкале частот и шкале длин волн

$$r_{\lambda, T} = r_{\nu, T} \cdot \frac{c}{\lambda^2} \quad (3)$$

Знак “минус” у производной $d\nu/d\lambda$ в (3) формально опущен, так как он лишь показывает, что с возрастанием длины волны частота убывает.

Для описания процесса поглощения телами излучения введём *спектральную поглощательную способность* тела $\alpha_{\nu, T}$. Для этого, выделив узкий интервал частот от ν до $\nu + d\nu$, рассмотрим поток излучения $d\Phi_{\nu}$, который падает на поверхность тела. Если при этом часть этого потока $d\Phi'_{\nu}$ поглощается телом, то поглощательную способность тела на частоте ν определим как безразмерную величину

$$\alpha_{\nu, T} = \frac{d\Phi'_{\nu}}{d\Phi_{\nu}}, \quad (4)$$

характеризующую долю падающего на тело излучения частоты ν , поглощённую телом.

Опыт показывает, что любое реальное тело поглощает излучение различных частот по-разному в зависимости от его температуры. Поэтому спектральная поглощательная способность тела является функцией частоты, вид которой изменяется при изменении температуры тела .

По своему определению поглощательная способность тела не может быть больше единицы. При этом тело, у которого поглощательная способность меньше единицы и одинакова по всему диапазону частот, называют *серым телом*.

Особое место в теории теплового излучения занимает *абсолютно чёрное тело*. Так Г. Кирхгоф назвал тело, у которого на всех частотах и при любых температурах поглощательная способность равна единице. Реальное тело всегда отражает часть энергии падающего на него излучения (рис. 2). Даже сажа приближается по свойствам к абсолютно чёрному телу лишь в оптическом диапазоне.

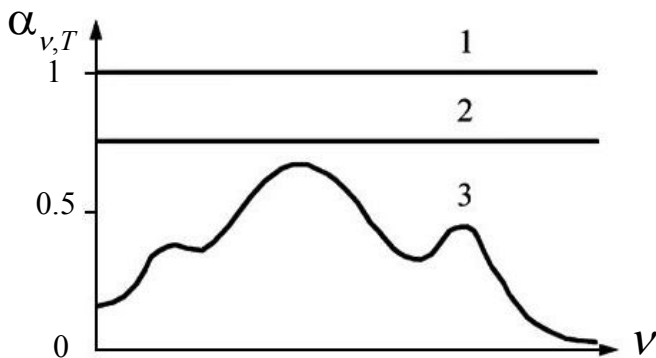


Рис. 2. 1 - абсолютно черное тело; 2 - серое тело; 3 - реальное тело

Абсолютно чёрное тело является эталонным телом в теории теплового излучения. И, хотя в природе нет абсолютно чёрного тела, достаточно просто реализовать модель, для которой поглощательная способность на всех частотах будет пренебрежимо мало отличаться от единицы. Такую модель абсолютно чёрного тела можно изготовить в виде замкнутой полости (рис. 3), снабженной малым отверстием, диаметр которого значительно меньше поперечных размеров полости.

При этом полость может иметь практически любую форму и быть изготовленной из любого материала.

Малое отверстие обладает свойством почти полностью поглощать падающее на него излучение, причём с уменьшением размера отверстия его поглощательная способность стремится к единице. Действительно, излучение через отверстие попадает на стенки полости, частично поглощаясь ими. При малых размерах отверстия луч должен претерпеть множество отражений, прежде чем он сможет выйти из отверстия, то есть, формально, отразиться от него. При многократных повторных переотражениях на стенках полости излучение, попавшее в полость, практически полностью поглотится.

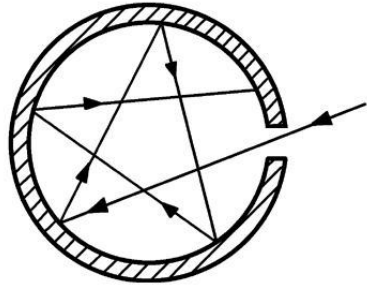


Рис. 3

В рассмотренной модели можно считать, что излучение, падающее на отверстие, не отражается, а полностью поглощается. Поэтому именно малому отверстию в такой полости и приписывается свойство абсолютно черного тела.

Отметим, что если нагреть стенки полости и поддерживать их нагрев при этой температуре T , то отверстие будет излучать, и это излучение с большой степенью точности можно считать излучением абсолютно чёрного тела, имеющего температуру T . Исследуя распределение энергии этого излучения по спектру С.Ленгли, О.Люммер, и др., смогли экспериментально определить испускательные способности абсолютно чёрного тела $r_{\nu, T}^*$ и $r_{\lambda, T}^*$ ¹⁾. Результаты таких экспериментов при различных значениях температуры приведены на рис. 4.

Закон Кирхгофа

Между испускательными и поглощательными свойствами любого тела должна существовать связь. Ведь в опыте с равновесным тепловым излучением (рис. 1) равновесие в системе может установиться только в том случае, если каждое тело будет излучать в единицу времени столько же энергии, сколько оно поглощает. Это означает, что тела, интенсивнее поглощающие излучение какой-либо частоты, будут это излучение интенсивнее и испускать.

¹⁾ Звездочкой в дальнейшем мы будем отмечать характеристики теплового излучения абсолютно чёрного тела.

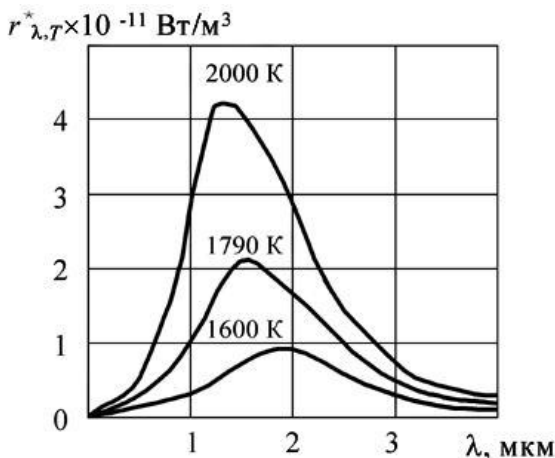


Рис. 4

Поэтому, в соответствии с таким принципом детального равновесия, отношение испускательной и поглощательной способностей одинаково для всех тел в природе, включая абсолютно чёрное тело, и при данной температуре является одной и той же универсальной функцией частоты (длины волны).

Этот закон теплового излучения, установленный в 1859 г. Г. Кирхгофом при рассмотрении термодинамических закономерностей равновесных систем с излучением, можно записать в виде соотношения:

$$\left(\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} \right)_3 = \dots = \frac{r_{\nu, T}^*}{1} = f(\nu, T) \quad (5)$$

Или

$$\left(\frac{r_{\lambda, T}}{\alpha_{\lambda, T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda, T}}{\alpha_{\lambda, T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda, T}}{\alpha_{\lambda, T}} \right)_3 = \dots = \frac{r_{\lambda, T}^*}{1} = \varphi(\lambda, T) \quad (6)$$

где индексы 1, 2, 3... соответствуют различным реальным телам.

Из закона Кирхгофа следует, что универсальные функции $f(\nu, T)$ и $\varphi(\lambda, T)$ есть спектральные испускательные способности $r_{\nu, T}^*$ и $r_{\lambda, T}^*$ абсолютно чёрного тела по шкале частот или длин волн, соответственно. Поэтому связь между ними определяется формулой (3).

Излучение абсолютно чёрного тела имеет универсальный характер в теории теплового излучения. Реальное тело излучает при любой температуре всегда меньше энергии, чем абсолютно черное тело. Зная испускательную способность абсолютно чёрного тела (универсальную функцию Кирхгофа) и поглощательную способность реального тела, из закона Кирхгофа можно определить энергию, излучаемую этим телом в любом диапазоне частот или длин волн.

Закон Стефана-Больцмана

Экспериментальные (1879 г., Й.Стефан) и теоретические (1884 г., Л.Больцман) исследования позволили доказать важный закон теплового излучения абсолютно чёрного тела. Этот закон утверждает, что *энергетическая светимость абсолютно чёрного тела пропорциональна четвёртой степени его абсолютной температуры*, то есть

$$R^* = \sigma T^4 \tag{7}$$

По современным измерениям постоянная Стефана-Больцмана равна: $\sigma = 5,6686 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К}^4)$.

Для реальных тел закон Стефана-Больцмана выполняется лишь качественно, то есть с ростом температуры энергетические светимости всех тел увеличиваются. Однако, для реальных тел зависимость энергетической светимости от температуры уже не описывается простым соотношением (7), а имеет вид:

$$R = A_T R^* = A_T \sigma T^4 \tag{8}$$

Коэффициент A_T в (8), всегда меньше единицы, его можно назвать *интегральной поглощательной способностью* тела. Значения A_T , в общем случае зависящие от температуры, известны для многих технически важных материалов. Так, в достаточно широком диапазоне температур для металлов $A_T = 0.1 \div 0.4$, а для угля и окислов металлов $A_T = 0.5 \div 0.9$.

Для реальных нечёрных тел можно ввести понятие эффективной радиационной температуры T_p , которая определяется как температура абсолютно чёрного тела, имеющего такую же энергетическую светимость, что и реальное тело. Радиационная температура тела T_p всегда мень-

ше истинной температуры тела T . Действительно, для реального тела:

$$R = \sigma T_p^4 = A_T \sigma T^4 .$$

Отсюда находим, что $T_p = T \sqrt[4]{A_T}$, то есть $T_p < T$, так как у реальных тел $A_T < 1$.

Радиационную температуру сильно нагретых раскаленных тел можно определить с помощью радиационного пирометра (рис. 5), в котором изображение достаточно удаленного нагретого источника И проецируется с помощью объектива “L” на приёмник “П” так, чтобы изображение излучателя полностью перекрывало приёмник. Для оценки энергии излучения, попавшего на приёмник, обычно используются металлические или полупроводниковые болометры или термоэлементы. Действие болометров основано на изменении электрического сопротивления металла или полупроводника при изменении температуры, вызванном поглощением падающего потока излучения. Изменение температуры поглощающей поверхности термоэлементов приводит к появлению в них термо-ЭДС.

Показание прибора, подсоединенного к болометру или термоэлементу, оказывается пропорциональным энергии излучения, попавшей на приёмник пирометра. Проградуировав предварительно пирометр по излучению эталона абсолютно чёрного тела при различных температурах, можно по шкале прибора измерять радиационные температуры различных нагретых тел.

Зная интегральную поглощательную способность материала излучателя, можно перевести измеренную радиационную температуру излучателя T_p в его истинную температуру T по формуле:

$$T = \frac{T_p}{\sqrt[4]{A_T}} .$$

В частности, если радиационный пирометр покажет температуру $T_p =$

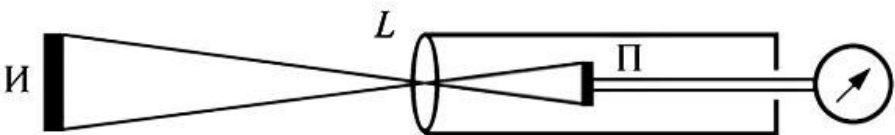


Рис. 5

933° К при наблюдении раскалённой поверхности вольфрамового излучателя ($A_T = 0.15$), то её истинная температура $T = 1500^\circ$ К.

Закон смещения Вина

В 1893 г. немецкий физик В. Вин в результате расчётов пришел к выводу, что испускательная способность абсолютно чёрного тела должна иметь следующий вид:

$$r_{\lambda,T}^* = \frac{(2\pi c)^4}{\lambda^5} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda T}\right) \quad (9)$$

Как видно, в выражение для испускательной способности $r_{\lambda,T}^*$ температура входит лишь в виде произведения $\lambda \cdot T$. Уже это обстоятельство позволяет предсказать некоторые особенности функции $r_{\lambda,T}^*$. В частности, эта функция достигает максимума на определенной длине волны λ_m , которая при изменении температуры тела изменяется так, чтобы выполнялось условие: $\lambda_m \cdot T = \text{const}$.

Таким образом, В. Вин сформулировал закон теплового излучения, согласно которому *длина волны λ_m , на которую приходится максимум испускательной способности абсолютно чёрного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре*. Этот закон можно записать в виде:

$$\lambda_m = \frac{b}{T} \quad (10)$$

Значение константы в этом законе, полученное из экспериментов, оказалось равным $b = 2.898 \cdot 10^{-3}$ (мК).

Этот закон Вина называют законом смещения, подчеркивая тем самым, что при повышении температуры абсолютно чёрного тела положение максимума его испускательной способности смещается в область коротких длин волн. Результаты экспериментов, приведённые на рис. 4, подтверждают этот вывод не только качественно, но и количественно, строго в соответствии с формулой (10).

Для реальных тел закон Вина выполняется лишь качественно. С ростом температуры любого тела длина волны, вблизи которой тело излучает больше всего энергии, также смещается в сторону коротких длин волн. Это смещение, однако, уже не описывается простой формулой (10), которую

для излучения реальных тел можно использовать только в качестве оценочной.

Максимальное значение спектральной излучательной способности, т.е. спектральной плотности энергетической светимости, возрастает пропорционально пятой степени термодинамической температуры:

$$\left(r_{\lambda,T}^*\right)_{\max} = CT^5 \quad (11)$$

Выражение (11) - *второй закон Вина*, где $C = 1,30 \cdot 10^{-5} \text{ Вт / (м}^3 \cdot \text{К}^5)$ - постоянная второго закона Вина.

Ночное видение. Ночью при отсутствии солнечного света человек в темноте перестает видеть окружающие его предметы. Однако, все они, имея ненулевую температуру, испускают электромагнитное тепловое излучение и ночью. С помощью закона Вина (10) можно оценить длину волны, на которую приходится максимум излучательной способности тела, если известна его температура. Из этой оценки следует, что при средней температуре тел порядка 300^0 К основная энергия их теплового излучения приходится на инфракрасное излучение с длиной волны порядка 10 мкм . Излучение в видимой области спектра ($0,4 \text{ мкм} \div 0,7 \text{ мкм}$) при таких температурах имеет слишком малую энергию и не может быть обнаружено невооружённым глазом.

Так как в сторону неба система наземных тел не является замкнутой, то равновесия между телами у поверхности Земли и их излучением не устанавливается. Поэтому все тела, температура которых несколько больше, чем температура земной поверхности, могут быть зафиксированы в микроволновом диапазоне как излучающие объекты. Увидеть такие источники инфракрасного излучения можно только с помощью специальных приборов, в которых микроволновое невидимое глазом излучение регистрируется специальными датчиками инфракрасного излучения и преобразуется в модулированные электрические сигналы, которые управляют электронным пучком, дающим на экране кинескопа видимое изображение предметов.

В конце XX в. произошло качественное изменение техники ночного видения, связанное с созданием электронно-оптических преобразователей нового типа. С помощью современных биноклей и прицелов ночного видения наблюдатель может получить в темноте достаточно высокого качества видимое изображение человека на расстоянии нескольких сот метров или движущегося танка на расстоянии нескольких километров. А пилотаж-

ные очки ночного видения позволяют эксплуатировать вертолеты в условиях ограниченной видимости практически круглые сутки.

Задача 1

Максимум испускательной способности Солнца приходится на длину волны $\lambda_m = 0.47$ мкм. Считая излучение Солнца близким к излучению абсолютно чёрного тела, оцените суммарную площадь панелей солнечной батареи мощностью $P = 10$ кВт на орбитальной околоземной космической станции. К.п.д. солнечной батареи принять равным $\eta = 20\%$. Астрономические величины взять из таблицы.

Решение: Из закона смещения Вина по формуле (10) определим температуру поверхности Солнца

$$T = \frac{b}{\lambda_m} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{0,47 \cdot 10^{-6}} \approx 6200\text{K}$$

Теперь по закону Стефана-Больцмана находим энергетическую светимость Солнца $R = \sigma T^4$ и полную мощность излучения с его поверхности

$$W = R \cdot 4\pi R_C^2 = 4\pi\sigma T^4 R_C^2$$

здесь $R_C = 6.95 \cdot 10^8$ м - радиус Солнца.

Считая, что Солнце излучает по всем направлениям изотропно, находим солнечную постоянную C , равную потоку энергии излучения через единицу поверхности сферы, радиус которой равен среднему расстоянию от Солнца до Земли $R_{CЗ} = 6.95 \cdot 10^{11}$ м. При этом

$$C = \frac{W}{4\pi R_{CЗ}^2} = \sigma T^4 \cdot \left(\frac{R_C}{R_{CЗ}} \right)^2 = 1,6 \cdot 10^3 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

Итак, в космическом пространстве вблизи Земли на каждый квадратный метр поверхности, перпендикулярной солнечным лучам, за одну секунду падает 1,6 кДж энергии солнечного излучения. Часть этой энергии в солнечной батарее превращается в электрическую

энергию. С учётом к.п.д. солнечной батареи, находим её электрическую мощность

$$P = \eta CS$$

Отсюда определяем площадь панелей солнечной батареи

$$S = \frac{P}{\eta C} = \frac{10^4}{0,2 \cdot 1,6 \cdot 10^3} = 31,2 \text{ м}^2$$

2. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ

Объёмная плотность энергии равновесного излучения

Рассмотрим основные положения теории равновесного теплового излучения. Для этого, не ограничивая общности выводов, предположим, что полость с идеально отражающими стенками имеет форму куба с ребром l . Поместим в эту полость малое по размерам абсолютно чёрное тело, имеющее температуру T . За счёт испускания и поглощения электромагнитных волн этим телом полость равномерно заполнится равновесным тепловым излучением с определенной объёмной плотностью энергии $u(T)$, зависящей от температуры. Эту *интегральную объёмную плотность энергии* теплового излучения можно разложить по спектру частот, то есть представить в виде

$$u(T) = \int_0^{\infty} u_{\nu, T} d\nu. \quad (12)$$

Здесь функция $u_{\nu, T} \equiv u(\nu, T)$ определяет объёмную плотность энергии излучения, приходящуюся на единичный интервал частот вблизи частоты ν . Назовём её *спектральной плотностью энергии* теплового излучения при данной температуре T .

Очевидно, что спектральная плотность энергии теплового излучения связана с испускательной способностью абсолютно чёрного тела, находящегося в равновесии с этим излучением. Эту связь можно установить, рассмотрев излучение вблизи элементарной площадки ΔS , выделенной на поверхности абсолютно чёрного тела (рис. 6).

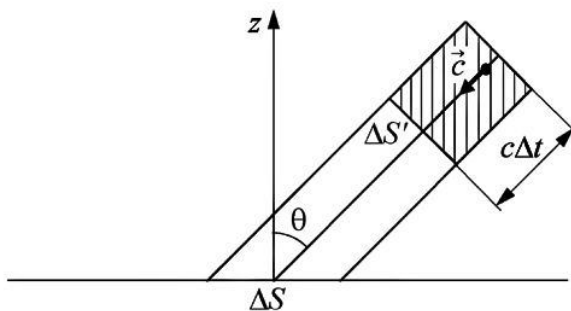


Рис. 6

Тепловое излучение в любой точке пространства вблизи выделенной площадки равномерно распределено по всевозможным направлениям в пределах телесного угла 4π . Поэтому плотность энергии излучения, приходящегося на телесный угол $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$, то есть падающего на площадку ΔS под углом θ к её нормали, можно записать в виде:

$$d\tilde{u} = u(T) \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (13)$$

Но, если излучение с такой плотностью энергии, распространяясь со скоростью света в вакууме c , падает на площадку ΔS под углом θ к нормали, то за время Δt на эту площадку попадает вся энергия излучения, заключенная в заштрихованном на рис. 6 объёме, то есть равная

$$dw = d\tilde{u} c \Delta t \Delta S' = d\tilde{u} c \Delta t \Delta S \cos\Theta = \frac{c}{4\pi} u(T) \cos\Theta \sin\Theta d\Theta d\varphi \Delta S \Delta t \quad (14)$$

Суммируя энергии излучения, падающие под всевозможными углами, находим полный поток энергии Φ излучения, падающего на единицу поверхности в единицу времени:

$$\Phi = \frac{c}{4\pi} u(T) \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos\theta \cdot \sin\theta d\theta = \frac{c}{4} u(T) \quad (15)$$

В состоянии термодинамического равновесия такой же поток должен излучаться с единицы поверхности абсолютно чёрного тела. Но этот поток энергии, по определению, есть энергетическая светимость абсолютно чёрного тела. Поэтому

$$R^* = \frac{c}{4} u(T) \quad \text{или} \quad u(T) = \frac{4}{c} R^* \quad (16)$$

Проведенные выше выкладки справедливы и для каждой спектральной составляющей излучения на частоте ν . Поэтому аналогичным соотношением связаны спектральная испускательная способность абсолютно

чёрного тела $r_{\nu,T}^*$ и спектральная объёмная плотность энергии равновесного теплового излучения $u_{\nu,T}$:

$$r_{\nu,T}^* = \frac{c}{4} u_{\nu,T} \quad \text{или} \quad u_{\nu,T} = \frac{4}{c} r_{\nu,T}^* \quad (17)$$

Формула Рэлея-Джинса

Законы Стефана-Больцмана и Вина для абсолютно чёрного тела не позволяют решить вопрос о распределении энергии по длинам волн при различных температурах. Попытка теоретического вывода зависимости $r_{\lambda,T}^*$ принадлежит Рэлею и Джинсу, которые, пользуясь методами статистической физики, получили из классического закона равномерного распределения энергии по степеням свободы формулу Рэлея – Джинса:

$$r_{\lambda,T}^* = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT \quad (18)$$

Выражение (18) согласуется с экспериментальными данными для испускательной способности абсолютно чёрного тела $r_{\lambda,T}^*$ только в области больших длин волн. Попытка получить закон Стефана-Больцмана из формулы (18) даёт при интегрировании величину

$$R^* = 2\pi kTc \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty,$$

Что приводит к абсурду. Все эти трудности, получившие в истории физики название «ультрафиолетовой катастрофы», указывали на неприменимость классической электромагнитной теории света для излучения с короткими длинами волн.

Гипотеза о квантах. Формула Планка

“Ультрафиолетовая катастрофа” показала, что классическая физика содержит ряд принципиальных внутренних противоречий, которые прояви-

лись в теории теплового излучения и разрешить которые можно только с помощью принципиально новых физических идей.

Такая физическая идея была сформулирована в 1900 г. М. Планком в виде гипотезы о квантах. Согласно этой гипотезе, *излучение испускается и поглощается веществом не непрерывно, а конечными порциями энергии*, которые Планк назвал *квантами энергии*. Величина кванта энергии зависит от частоты излучения и определяется формулой

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (19)$$

где $h = 2\pi\hbar$ - новая фундаментальная физическая константа, которую называют постоянной Планка. Определённое из опытов с большой точностью значение этой константы по современным данным

$$h = (6,62618 \pm 0,00004) \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

Так как размерность этой постоянной “энергия \times время” совпадает с размерностью величины, которую в механике называют действием, то постоянную Планка называют также квантом действия.

Гипотеза Планка о квантах нарушила “незыблемое” правило классической физики о том, что любая физическая величина, в том числе и энергия, изменяется непрерывным образом, и за бесконечно малый промежуток времени её изменение всегда бесконечно мало. Эта гипотеза оказала огромное влияние на последующее развитие физики. Именно развитие гипотезы Планка о квантах, высказанной в начале XX столетия, привело к появлению квантовой механики - современной физической теории, в которой идея квантования или дискретности распространяется на различные физические величины, характеризующие состояние системы. В этом смысле 1900 г. можно назвать годом рождения квантовой физики, которая за последующие сто лет бурно развивалась и позволила физикам создать законченную и непротиворечивую картину микромира на уровне атомных явлений. С помощью гипотезы о квантовании энергии излучения Планку удалось теоретически вывести выражение для $r_{\lambda,T}^*$, полностью совпадающее с опытом, сняв все противоречия классической теории:

$$r_{\lambda,T}^* = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left[\frac{hc}{\lambda kT}\right] - 1}. \quad (20)$$

Или

$$r_{\nu,T}^* = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right] - 1} . \quad (21)$$

Фундаментальность гипотезы Планка в том, что полученные ранее эмпирические законы излучения чёрного тела могут быть выведены из формулы Планка.

Задача 2

Используя основные соотношения квантовой теории излучения, выведите закон Стефана-Больцмана и определите значение постоянной Стефана-Больцмана.

Решение: Интегрируя функцию Планка (21) по всем частотам, находим энергетическую светимость абсолютно черного тела. В результате интегрирования имеем:

$$R^* = \int_0^{\infty} r_{\nu,T}^* d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

Полученное соотношение соответствует закону Стефана-Больцмана (7), так как оно может быть записано в виде $R^* = \sigma T^4$, где постоянная

$$\sigma = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} .$$

Значение несобственного интеграла

$$I = \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x} dx}{1 - e^{-x}}$$

вычислим, разложив в ряд его знаменатель

$$(1 - e^{-x})^{-1} = 1 + e^{-x} + e^{-2x} + \dots$$

интегрируя почленно полученное выражение. В результате получим выражение:

$$I = \int_0^{\infty} x^3 e^{-x} (1 + e^{-x} + e^{-2x} + \dots) = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} x^3 e^{-nx} dx = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{3}{n} \int_0^{\infty} x^2 e^{-nx} dx =$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{6}{n^2} \int_0^{\infty} x e^{-nx} dx = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{6}{n^3} \int_0^{\infty} e^{-nx} dx = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{6}{n^4} = 6 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} = 6 \cdot \frac{\pi^4}{90} = \frac{\pi^4}{15}$$

Поэтому значение постоянной Стефана-Больцмана можно записать через универсальные константы k , c и h в виде

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$$

Следует отметить, что сам Планк, пользуясь экспериментальным значением, по этой формуле впервые определил значение постоянной h .

Задача 3

С помощью функции Планка для испускательной способности абсолютно чёрного тела определите значение постоянной в законе Вина для теплового излучения.

Решение: По формуле (3) с помощью замены переменной $\nu = \frac{c}{\lambda}$ преобразуя функцию Планка (21), находим испускательную способность абсолютно чёрного тела как функцию длины волны:

$$r_{\lambda,T}^* \equiv \varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\left\{ \exp\left(\frac{ch}{\lambda k T}\right) - 1 \right\}}$$

Вводя обозначение $z = \frac{ch}{\lambda k T}$, представим функцию φ в виде

$$\varphi = A \frac{z^5}{(e^z - 1)}, A = \frac{2\pi k^5 T^5}{c^3 h^4}.$$

Найдём, при каком значении функция имеет максимум. Для этого, взяв производную

$$\frac{d\varphi}{dz} = A \frac{5z^4(e^z - 1) - z^5 e^z}{(e^z - 1)^2}$$

и приравняв её нулю, получим для экстремального значения $z = z_m$ трансцендентное уравнение

$$5(e^{z_m} - 1) - z_m e^{z_m} = 0 \quad \text{или} \quad Z_m = 5(1 - e^{-Z_m})$$

Решение этого уравнения можно найти методом последовательных приближений, считая, что $e^{-Z_m} \ll 1$. Тогда в первом приближении получаем $Z_m^{(1)} = 5$.

Следовательно, испускательная способность абсолютно чёрного тела достигает максимума при длине волны $\lambda = \lambda_m$, для которой

$$Z_m^{(1)} = 5, \quad \frac{ch}{\lambda_m k T} = 5$$

Отсюда находим, что

$$\lambda_m T = \frac{ch}{5k} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$$

Обозначив константу в правой части этого равенства через b , получаем закон смещения Вина: $\lambda_m T = b$, в котором постоянная b выражена через универсальные константы k , c , h .

Формула Планка даёт не только правильную зависимость от температуры для λ_m , но и правильное значение постоянной Вина.

По значению λ_m можно найти максимальную излучательную способность. Подставляя значение λ_m в выражение (20) и делая соответствующие преобразования, получаем $r_{\lambda \text{ max}} = CT^5$, то есть второй закон Вина.

3. ФОТОННЫЙ ГАЗ И ЕГО СВОЙСТВА

Фотонная теория излучения

Развивая гипотезу М.Планка о квантах, А. Эйнштейн в 1905 г. предположил, что квантовые свойства излучения (света) проявляются не только при испускании и поглощении его веществом, но и при распространении излучения в пространстве. Возрождая корпускулярную теорию света, предложенную Ньютоном ещё в начале 18 столетия, Эйнштейн выдвинул гипотезу, согласно которой *излучение можно представить состоящим из большого числа частиц, каждая из которых, обладая квантом энергии, движется в пространстве со скоростью света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с*. Рассмотрим свойства таких частиц.

Частица излучения, которую назвали *фотоном*, представляет собой ультрарелятивистскую незаряженную частицу. Свойства фотона могут быть описаны только с использованием основных соотношений специальной теории относительности. В частности, из этой теории следует, что фотон является уникальной элементарной частицей, имеющей нулевую массу покоя. Это означает, что фотон всегда движется со скоростью c и не может находиться в состоянии покоя. Если при неупругом столкновении с другой элементарной частицей фотон “останавливается”, то он исчезает, передавая всю свою энергию этой частице.

Энергия фотона

$$\varepsilon_\phi = h\nu = hc/\lambda \quad (22)$$

лежит в широком диапазоне от нескольких электрон-вольт для видимого света ($\lambda \approx 500$ нм) до миллионов электрон-вольт для жесткого гамма-излучения ($\lambda \approx 10^{-3}$ нм).

Как и любая материальная частица, фотон имеет массу m_ϕ , которая связана с его энергией релятивистской формулой: $m_\phi c^2 = \varepsilon_\phi$. С учётом (22) находим

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}. \quad (23)$$

Движущийся со скоростью c фотон обладает импульсом, величина которого связана с его энергией релятивистским соотношением $p_\phi c = \varepsilon_\phi$,

учитывающим, что масса покоя фотона равна нулю. Отсюда, с учётом (22), следует, что

$$p_{\phi} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (24)$$

Для фотона излучения, направление распространения которого задается волновым вектором \vec{k} , модуль которого $k = 2\pi/\lambda$, формулу (24) можно записать в векторном виде

$$\vec{p}_{\phi} = \hbar\vec{k} \quad (25)$$

Опыт Боте

Можно ли экспериментально обнаружить отдельный фотон излучения? Очевидно, что сделать это будет легче, если фотон будет иметь достаточно большую массу и энергию. Как следует из (23) и (24), таким фотоном будет фотон коротковолнового электромагнитного излучения, например, рентгеновского излучения.

Эксперимент по обнаружению фотонов рентгеновского излучения был проведен В. Боте в 1925 г. В этом опыте тонкая металлическая фольга Φ (рис. 7а) облучалась рентгеновским излучением. При этом фольга становилась сама источником слабого вторичного излучения.

Согласно волновым представлениям энергия даже столь слабого излучения должна распределяться в пространстве равномерно влево и вправо. В этом случае левый и правый счётчики должны были срабатывать практически одновременно, а самописцы Л и П, связанные со счётчиками $C_{\text{л}}$ и $C_{\text{п}}$, оставлять метки на движущейся ленте друг напротив друга.

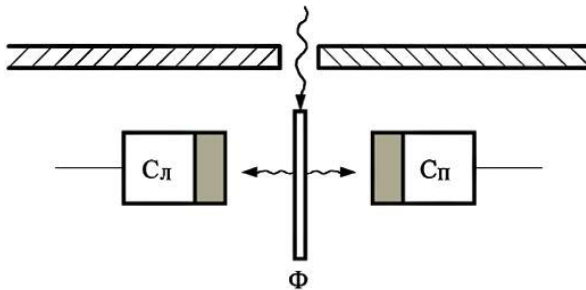


Рис. 7а

С точки зрения корпускулярной фотонной теории излучения, при малой энергии вторичного излучения, сравнимой с энергией одного фотона, фотоны должны излучаться фольгой либо только вправо, либо только влево. Поэтому метки на ленте от самописцев Л и П не должны совпадать.

Опыт (рис. 7 б) подтвердил вывод фотонной теории излучения, и, тем самым, явился первым экспериментальным доказательством существования фотонов.

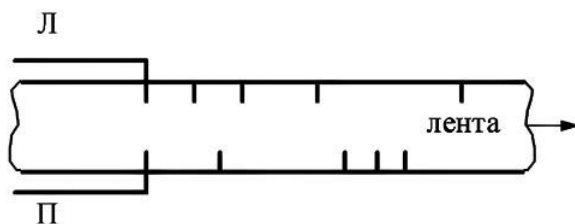


Рис. 7б

В опытах, проведенных под руководством С.И. Вавилова, было установлено, что человеческий глаз может реагировать на свет при попадании всего лишь нескольких сотен фотонов в секунду. Поэтому в слабых световых потоках флуктуации, связанные с изменением числа излучаемых фотонов, могут быть обнаружены даже визуально.

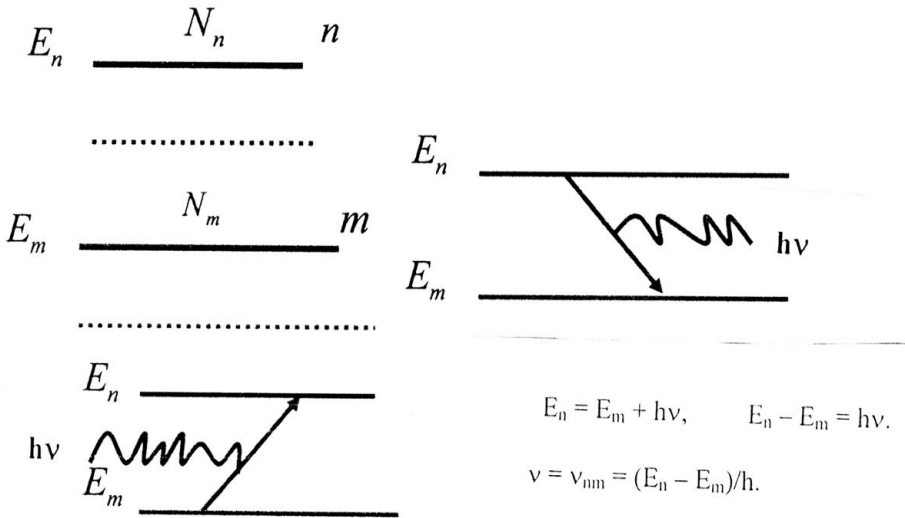
В области инфракрасного излучения с энергией фотона порядка 0,1 эВ созданы детекторы на основе сверхпроводящего нитрида ниобия, способные регистрировать единичные фотоны излучения.

4. ЭЛЕМЕНТАРНАЯ КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЙНШТЕЙНА (ВЫВОД ФОРМУЛЫ ПЛАНКА)

Получить формулу Планка в рамках классической физики невозможно. Обосновать её можно, используя квантовые представления об излучении и поглощении света. Тепловое излучение в полости находится в термодинамическом равновесии с атомами, составляющими внутреннюю оболочку полости. Излучение представляет собой дискретную совокупность квантов с энергией $E = h\nu$ каждый, имеющий частоту ν . Кванты могут поглощаться атомами, при этом атом, поглощая квант, переходит на более высокий энергетический уровень с энергией $E_n = E_m + h\nu$, где E_m – начальный энергетический уровень атома (рис. 8).

Наоборот, при переходе атома с более высокого уровня E_n на E_m излучается квант света с энергией $E_n - E_m = h\nu$. Принимается:

1. Энергетические уровни атома квантованы.
2. При переходе с более высокого энергетического уровня на низкий атом излучает квант энергии электромагнитного поля.
3. При поглощении кванта электромагнитного поля атом переходит на более высокий энергетический уровень.



$$E_n = E_m + h\nu, \quad E_n - E_m = h\nu.$$

$$\nu = \nu_{nm} = (E_n - E_m)/h.$$

Рис. 8

Спонтанные и вынужденные переходы

С нижнего уровня на верхний по закону сохранения энергии переходы возможны только с поглощением кванта энергии, т.е. под влиянием излучения, падающего на атом. Такие переходы называются *вынужденными*. Переходы с верхнего уровня на нижний могут быть как вынужденными, под влиянием падающего на атом излучения, так и *спонтанными* (самопроизвольными), происходящими независимо от падающего на атом излучения.

Коэффициенты Эйнштейна

A – вероятность спонтанного перехода в секунду с n -ого уровня на m -ый.
 N_n – концентрация атомов на n -ом уровне (заселенность уровня).
 $N_n * A$ – число переходов атомов спонтанно с n -ого (верхнего) уровня на нижний в секунду, при этом происходит излучение кванта энергии электромагнитного поля.

Частота вынужденных переходов пропорциональна спектральной объемной плотности энергии равновесного теплового излучения $u_{\nu,T}$.
 B_{nm}, B_{mn} – вероятности вынужденных переходов $n \rightarrow m$ и $m \rightarrow n$ в секунду, отнесенные к спектральной плотности излучения.

N_n, N_m – концентрации атомов на соответствующих уровнях.

$N_n * u_{\nu,T} * B_{nm}$ – число вынужденных переходов с верхнего уровня на нижний в секунду.

$N_m * u_{\nu,T} * B_{mn}$ – число вынужденных переходов с нижнего уровня на верхний в секунду.

Условие динамического равновесия между излучением и атомами оболочки:

$$N_n A + N_n * u_{\nu,T} * B_{nm} = N_m * u_{\nu,T} * B_{mn}.$$

В равновесном состоянии справедливо распределение Больцмана, которое для концентраций атомов имеет вид:

$$N_n = C * \exp(-E_n/kT), \quad N_m = C * \exp(-E_m/kT),$$

где C – нормировочная постоянная, определяемая из условия:

$$C * \sum_{i=1}^{\infty} \exp\left(\frac{-E_i}{kT}\right) = N.$$

Условие динамического равновесия на n -ом энергетическом уровне принимает вид:

$$A \exp(-E_n/kT) + B_{nm} u_{v,T} \exp(-E_n/kT) = B_{mn} u_{v,T} \exp(-E_m/kT)$$

Величины A , B_{nm} , B_{mn} называют коэффициентами Эйнштейна.

Естественно ожидать из физических предположений, что при $T \rightarrow \infty$ спектральная объёмная плотность энергии равновесного теплового излучения $u_{v,T} \rightarrow \infty$. Из этого следует ²⁾ равенство коэффициентов $B_{n,m} = B_{m,n} = B$.

Тогда решая последнее уравнение относительно неизвестной равновесной спектральной плотности $u_{v,T}$, получим

$$u_{v,T} = \frac{A}{B} \frac{1}{\exp[h\nu/kT] - 1}$$

где $h\nu = E_n - E_m$.

Отношение A/B в рамках рассматриваемой теории не вычисляется, но мы можем определить его из соображений соответствия полученного выражения классической формуле Релея – Джинса при малых частотах, где наблюдается совпадение теоретического и экспериментального значений. В этом случае $h\nu \ll kT$ и $\exp(h\nu/kT) \cong 1 + h\nu/kT$, тогда спектральная плотность энергии равновесного излучения принимает вид

$$u_{v,T} = \frac{A kT}{B h\nu}.$$

²⁾ Покажем справедливость этого утверждения:

$$u_{v,T} = \frac{A * \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right)}{B_{mn} * \exp\left[-\frac{E_m}{kT}\right] - B_{nm} * \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right)} = \frac{A}{\frac{B_{mn}}{B_{nm}} * \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) - 1}$$

При $T \rightarrow \infty$ $\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) = 1$,

$$u_{v,T} = \frac{A}{\frac{B_{mn}}{B_{nm}} - 1} \rightarrow \infty, \text{ если } B_{n,m} = B_{m,n} = B.$$

Сравнивая полученное приближенное выражение с формулой Релея-Джинса (18) и, принимая во внимание (17), находим искомое отношение

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}.$$

Теперь мы готовы написать окончательное выражение для спектральной плотности энергии равновесного теплового излучения:

$$u_{\nu,T} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1},$$

Благодаря (17), из этого выражения для спектральной испускательной способности абсолютно чёрного тела получим:

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

совпадающую с формулой Планка (21).

Испущенные в результате спонтанных переходов кванты имеют случайное направление распространения, случайную поляризацию и случайную фазу.

Кванты, испущенные в результате вынужденных переходов, коррелируют по своим свойствам с излучением, которое вызывает переход. Вынужденное излучение обладает той же поляризацией, тем же направлением распространения и той же фазой, что и вынуждающее переход излучение. Это свойство вынужденного излучения интенсивно используется в практической деятельности (лазеры).

5. КВАНТОВАЯ ОПТИКА

В соответствии с основными положениями квантовой теории Планка и Эйнштейна, излучение, и, в частности, видимый свет обладает корпускулярными свойствами. Очевидно, что при определенных условиях эти свойства должны проявляться в оптических экспериментах.

Класс оптических явлений, для объяснения которых следует привлекать представления о квантах энергии излучения и их носителях - фотонах, получил название явлений квантовой оптики. Такие явления связаны, прежде всего, с взаимодействием излучения с веществом, которое удается описать как взаимодействие частиц излучения (фотонов) с частицами вещества. Рассмотрим три таких явления квантовой оптики.

Фотоэффект

Определим внешний фотоэффект как явление испускания электронов вещества под действием излучения. Впервые фотоэффект был открыт в 1887 г. Г. Герцем, который обнаружил, что искровой разряд между двумя металлическими шариками происходит значительно интенсивнее, если один из шариков освещать ультрафиолетовыми лучами. Измерение удельного заряда вылетающих из металла под действием излучения частиц позволило установить, что частицы являются электронами.

Хотя эмиссия электронов под действием излучения наблюдается практически для всех веществ, наиболее часто фотоэффект связывают с металлами, в которых существуют оторванные от атомов “свободные” электроны, удерживаемые внутри металла некоторым энергетическим барьером вблизи его поверхности. Преодолевая этот барьер при вылете из металла, электрон совершает работу выхода, затрачивая на это часть своей кинетической энергии. Работа выхода A электронов из металлов составляет порядка нескольких электрон-вольт.

Детальное экспериментальное исследование закономерностей внешнего фотоэффекта для металлов было выполнено в 1888г. А.Г. Столетовым на установке с фотоэлементом, схема которой приведена на рис. 9. Фотоэлемент в виде вакуумной двухэлектродной лампы имеет металлический катод К, который при освещении его через кварцевое окошко видимым светом или ультрафиолетовым излучением испускает электроны. Вылетевшие из катода фотоэлектроны, достигая анода А, обеспечивают протекание в цепи электрического тока, который фиксируется гальвано-

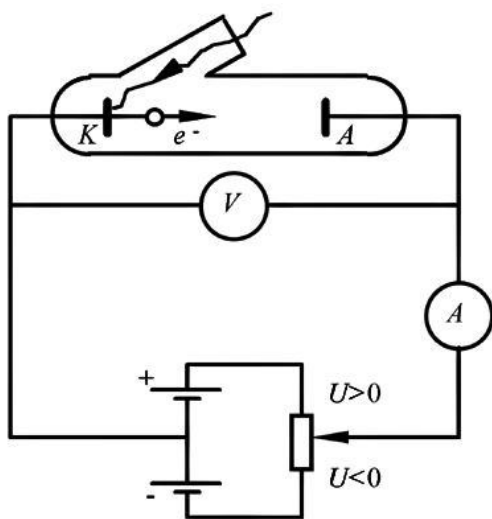


Рис. 9

метром или миллиамперметром. Специальная схема подключения источника позволяет изменять полярность напряжения, подаваемого на фотоэлемент.

Качественный вид вольт-амперной характеристики такого фотоэлемента, то есть зависимости фототока J от напряжения U между катодом и анодом для случая неизменного светового потока, падающего на катод, представлена на рис. 10.

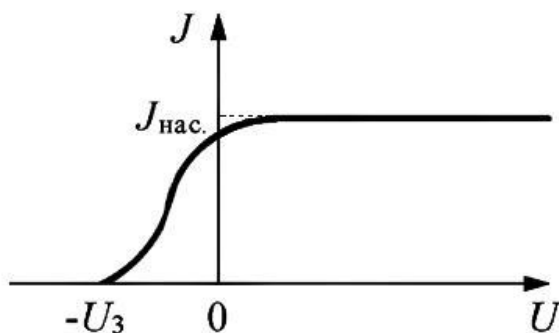


Рис. 10

Положительное напряжение соответствует ускоряющему электрическому полю, в которое попадают вылетающие из катода электроны. Поэ-

тому, в области положительных напряжений все испускаемые катодом электроны достигают анода, обуславливая фототок насыщения $J_{нас}$.

Небольшой спад фототока при малых положительных напряжениях, который наблюдается в опытах, связан с контактной разностью потенциалов между катодом и анодом. Ниже, при обсуждении закономерностей фотоэффекта мы будем пренебрегать влиянием контактной разности потенциалов. При отрицательном напряжении $U < 0$ испущенный катодом электрон попадает в тормозящее электрическое поле, преодолеть которое он может лишь имея определенный запас кинетической энергии. Электрон с малой кинетической энергией, вылетев из катода, не может преодолеть тормозящее поле и попасть на анод. Такой электрон возвращается на катод, не давая вклада в фототок. Поэтому, плавный спад фототока в области отрицательных напряжений указывает на то, что вылетающие из катода фотоэлектроны имеют разные значения кинетической энергии.

При некотором отрицательном напряжении, величину которого U_3 называют задерживающим напряжением (потенциалом), фототок становится равным нулю. Соответствующее тормозящее электрическое поле при этом задерживает все вылетающие из катода электроны, включая электроны с максимальной кинетической энергией E_m .

Измерив задерживающее напряжение, можно определить эту максимальную энергию или максимальную скорость v_m фотоэлектронов из соотношения

$$E_m = \frac{1}{2} m_0 v_m^2 = eU_3. \quad (26)$$

Экспериментально были установлены следующие основные закономерности фотоэффекта:

- 1) Для монохроматического света определенной длины волны фототок насыщения пропорционален световому потоку, падающему на катод.
- 2) Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов не зависит от величины светового потока, а определяется лишь частотой излучения.
- 3) Для каждого вещества катода существует своя граничная частота ν_K такая, что излучение с частотой $\nu < \nu_K$ фотоэффекта не вызывает. Эту граничную частоту называют частотой красной границы фотоэффекта. По шкале длин волн ей соответствует длина волны красной границы ν_K , такая, что фотоэффект из данного металла вызывает излучение лишь с меньшей длиной волны $\nu < \nu_K$.

Попытки объяснить закономерности фотоэффекта с использованием классической волновой теории, в которой излучение рассматривалось как электромагнитные волны, приводили к выводам, противоположным наблюдаемым в эксперименте. Действительно, объясняя вырывание электронов из металла силовым воздействием на них со стороны электрического поля волны, такая теория неизбежно приходила к выводу о том, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов должна определяться световым потоком, падающим на катод. Наличие красной границы у фотоэффекта также противоречило выводам волновой теории.

Именно для объяснения экспериментов по фотоэффекту в 1905 г. Эйнштейн предложил концепцию фотонов как частиц излучения, несущих квант энергии. Рассмотрев в такой теории процесс взаимодействия излучения с металлом как процесс неупругого соударения фотона со свободным электроном металла, Эйнштейн легко объяснил закономерности фотоэффекта. Действительно, в таком процессе электрон приобретает всю энергию от фотона, которая пропорциональна частоте излучения. Число же вырванных из металла электронов и, тем самым, фототок насыщения, пропорционально числу падающих на металл фотонов, которое определяется величиной потока энергии излучения.

Если в такой модели процесса пренебречь потерями энергии электрона при его движении внутри металла по направлению к поверхности, то закон сохранения энергии приводит к соотношению

$$h\nu = A + E_m, \quad (27)$$

которое называют *уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта*. Здесь $E_m = m_0 v_m^2 / 2$ - максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов, A - работа выхода электрона из металла.

Работа выхода A равна минимальной энергии, необходимой для удаления электрона из твердого тела в вакуум. Эта величина зависит от природы вещества и в сильной степени зависит от состояния поверхности металла, что создавало трудности при проверке уравнения (27). Только в 1916 году Милликен создал экспериментальную установку, с помощью которой удалось полностью подтвердить соотношение (27). Непосредственным следствием полученного уравнения являются второй и третий законы фотоэффекта. Действительно, из (27) следует, что максимальная энергия фотоэлектронов зависит от частоты падающего на металл излучения. Кроме того, если $h\nu < A$, то фотоэффект не должен наблюдаться.

Граничная длина волны λ_k падающего света, при котором возникает фотоэффект, называется *красной границей фотоэффекта*. Отсюда, для частоты и длины волны красной границы фотоэффекта получаем простые формулы

$$\nu_k = \frac{A}{h} \quad \text{и} \quad \lambda_k = \frac{hc}{A}, \quad (28)$$

из которых следует, что эти характеристики полностью определяются значением работы выхода электрона из металла.

Таким образом, квантовая теория излучения, в отличие от волновой теории, достигает успеха в объяснении фотоэффекта. Единственным возражением к квантовому объяснению фотоэффекта мог бы выступить известный (см. задачу 5) вывод теории о том, что свободный электрон не может поглотить фотон, так как такой процесс запрещён законами сохранения энергии и импульса. Это возражение, однако, снимается, если учесть, что в металле электрон взаимодействует с атомами кристаллической решётки. Поэтому при поглощении электроном фотона часть импульса фотона может быть передана кристаллической решетке металла.

Важной количественной характеристикой фотоэффекта является квантовый выход Y , определяющий число вылетевших электронов, приходящихся на один падающий на металл фотон. Вблизи красной границы для большинства металлов квантовый выход составляет порядка 10^{-4} электрон/фотон. Малость квантового выхода обусловлена тем, что энергию, достаточную для выхода из металла сохраняют только те электроны, которые получили энергию от фотонов на глубине от поверхности, не превышающей 0,1 мкм. Кроме того, поверхность металлов сильно отражает излучение. С увеличением энергии фотонов, то есть с уменьшением длины волны излучения квантовый выход увеличивается, составляя 0,01÷0,05 электрон/фотон для энергии фотонов порядка одного электрон-вольта. Для рентгеновского излучения с энергией фотонов $E_\nu = 10^3$ эВ уже практически на каждые десять падающих на поверхность фотонов приходится один вылетевший из металла электрон.

Фотоэффект нашёл широкое применение в науке и технике. Так, записав уравнение Эйнштейна (27) в виде

$$eU_3 = h\nu - A, \quad (29)$$

можно заметить, что график зависимости задерживающего напряжения

от частоты излучения должен иметь вид прямой линии, наклон которой определяется значением постоянной Планка. Измерив этот наклон экспериментально для натрия, магния, меди и алюминия, Р. Милликен в 1914 г. с хорошей точностью вычислил значение постоянной Планка. В 1923 г. за работы в области элементарных зарядов и фотоэлектрического эффекта Милликен был удостоен Нобелевской премии по физике.

Приборы, в основе устройства которых лежит фотоэффект, называют фотоэлементами. Обычный вакуумный фотоэлемент представляет собой вакуумированную колбу, внутреннюю поверхность которой, за исключением небольшого окошечка для доступа света, покрывает тонкая плёнка из металла с малой работой выхода (цезий, калий, натрий). Анод представляет собой проволочное кольцо в центре колбы. Между катодом и анодом прикладывается ускоряющее напряжение порядка $80 \div 100$ В. Фотоэлементы находят широкое применение в технике (фотореле, люксметры, системы звукозаписи на пленку и др.). В последнее время конкурентом вакуумных фотоэлементов стали фоторезисторы, в основе работы которых лежит внутренний фотоэффект в полупроводниках.

Внешний фотоэффект используется также в фотоэлектронных умножителях (ФЭУ) - современных электронных приборах для регистрации и преобразования слабых световых сигналов. Такие приборы широко применяются в астрономии, прикладной оптике, ядерной физике. В ФЭУ фотоэлектронная эмиссия сочетается с системой умножения количества электронов, действие которой основано на явлении вторичной электронной эмиссии.

Задача 4

Красная граница фотоэффекта для никеля равна $\lambda_k = 0,257$ мкм. Найдите длину волны света, падающего на никелевый электрод, если фототок прекращается при задерживающей разности потенциалов, равной $U = 1,5$ В.

Решение: Согласно уравнению Эйнштейна для внешнего фотоэффекта (27), которое перепишем относительно длин волн λ :

$$\frac{hc}{\lambda} = A + E_m \quad (a)$$

Красная граница фотоэффекта определяется из условия равенства энергии фотона работе выхода электронов A , т.е.

$$\frac{hc}{\lambda_k} = A. \quad (б)$$

Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов может быть определена через задерживающую разность потенциалов U :

$$E_m = eU \quad (в)$$

где e - заряд электрона.

Подставляя выражения (б) и (в) в (а), получаем

$$\frac{hc}{\lambda} = \frac{hc}{\lambda_k} + eU. \quad (г)$$

Из уравнения (г) найдём длину волны света:

$$\lambda = \left[\frac{1}{\lambda_k} + \frac{eU}{hc} \right]^{-1}. \quad (д)$$

Вычисления:

$$\lambda = \left[\frac{1}{0,257 * 10^{-6}} + \frac{1,6 * 10^{-19} * 1,5}{6,62 * 10^{-34} * 3 * 10^8} \right]^{-1} = 0,196 \text{ мкм}$$

Эффект Комптона

При большой энергии фотонов, в частности, для рентгеновского излучения ($E_\nu \approx 0,1$ МэВ) процесс поглощения фотонов электронами вещества становится маловероятным. В этом случае при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом наблюдается его рассеяние с изменением направления распространения.

В 1923 г. А. Комптон, изучая рассеяние рентгеновского излучения на парафине, обнаружил, что длина волны рассеянного излучения λ' больше, чем длина волны падающего излучения λ . Такой эффект увеличения длины волны излучения вследствие рассеяния его веществом получил название

эффекта Комптона. Открытие и объяснение этого эффекта квантовой оптики в 1927 г. было удостоено Нобелевской премии по физике.

Схематически экспериментальная установка Комптона изображена на рис. 11. Рентгеновская трубка РТ была смонтирована на вращающейся платформе, что позволяло при её повороте изменять угол рассеяния θ рентгеновского излучения, попадающего после мишени-рассеивателя М в измерительный блок установки.

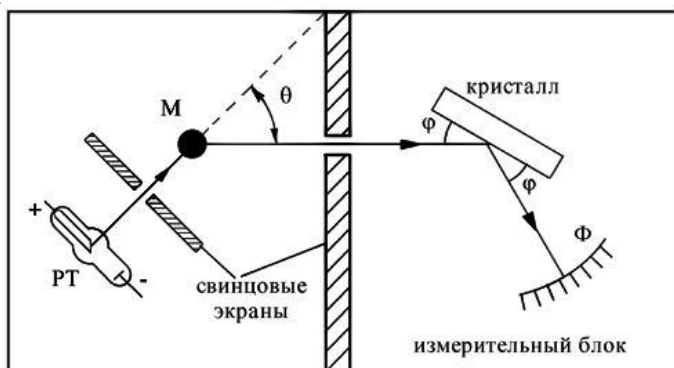


Рис. 11

Длина волны рассеянного излучения определялась с помощью дифракции его на кристалле. Согласно дифракционной теории при выполнении условия Вульфа-Брегга

$$2d \sin \varphi = k\lambda', k = 1, 2, \dots, \quad (28)$$

где d - расстояние между атомными плоскостями кристалла, а φ - угол скольжения падающего излучения, наблюдается интенсивное отражение от кристалла рассеянного рентгеновского излучения. Поэтому, зная параметры кристаллической решетки d и измерив угол φ для максимума отражения k -ого порядка, можно рассчитывать длину волны λ' рентгеновского излучения, рассеянного мишенью М. Соответствие угла и длины волны, вытекающее из (28), позволяло нанести на фотопленке Ф шкалу длин волн и по положению на фотопленке засвеченной полоски определять длину волны рассеянного рентгеновского излучения. В первых опытах Комптона вместо фотопленки использовалась подвижная ионизационная камера, позволяющая по току в приборе фиксировать отраженное от кристалла рентгеновское излучение.

Как установил экспериментально Комптон, длина волны рассеянного излучения оказалась больше длины волны падающего излучения, причём изменение длины волны не зависело от материала рассеивателя, а определялось только величиной угла рассеяния. Опытным путём Комптон показал, что

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda_K(1 - \cos\theta). \quad (29)$$

Это соотношение называют *формулой Комптона*. Значение постоянной $\Lambda_K = 2,426 \cdot 10^{-12}$ м Комптон определил экспериментально.

Увеличение длины волны излучения при его рассеянии необъяснимо с точки зрения волновой теории электромагнитного излучения. Как показал Дж. Томсон, в классической теории рассеяние можно рассматривать как процесс, в котором электрон совершает вынужденные колебания под действием электрического поля падающей волны. При этом электрон сам как антенна начинает излучать вторичные (рассеянные) сферические электромагнитные волны на частоте падающего излучения.

Таким образом, эффект Комптона относится к явлениям квантовой оптики, и фотонная теория излучения объясняет этот эффект как следствие упругого рассеяния фотона на свободном электроны вещества (рис. 12). Формула Комптона (29) при этом оказывается следствием законов сохранения энергии и импульса в упругом соударении фотона и электрона.



Рис. 12

Действительно, в системе отсчёта, в которой свободный электрон первоначально покоился, закон сохранения энергии с учетом возможных релятивистских скоростей электрона после удара может быть записан в виде

$$\frac{hc}{\lambda} + m_0c^2 = \frac{hc}{\lambda'} + mc^2 \quad (30)$$

здесь m_0 - масса покоя электрона, $m = \gamma m_0$ - масса движущегося электрона, который называют электроном отдачи;

$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ - релятивистский множитель, лоренц-фактор, а v - скорость электрона после столкновения с фотоном.

Заметим, что уже закон сохранения энергии (30) объясняет эффект Комптона качественно. Действительно, так как $m > m_0$, то из (30) следует, что $\lambda' > \lambda$.

В упругом столкновении фотона с электроном выполняется также закон сохранения импульса, который с учётом (25) можно записать в виде

$$\hbar \vec{k} = \hbar \vec{k}' + m \vec{v} \quad (31)$$

здесь $k = 2\pi / \lambda$, $k' = 2\pi / \lambda'$, а $\theta = (\vec{k}, \vec{k}')$ - угол рассеяния.

Построив векторную диаграмму закона сохранения импульса (рис. 13), из треугольника импульсов находим, что

$$(m v)^2 = \hbar^2 k^2 + \hbar^2 k'^2 - 2\hbar^2 k k' \cos \theta$$

или

$$(m v)^2 = \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda'}\right)^2 - 2 \frac{h}{\lambda \lambda'} \cos \theta. \quad (32)$$

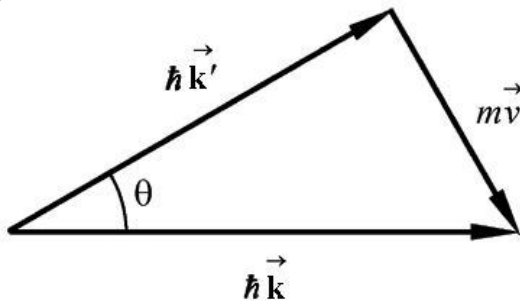


Рис. 13

Преобразовав (30) к виду

$$mc = m_0c + \frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'}$$

и возведя это равенство в квадрат, получим

$$(mc)^2 = (m_0c)^2 + 2m_0ch\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) + \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 - \frac{2h^2}{\lambda\lambda'} + \left(\frac{h}{\lambda'}\right)^2. \quad (33)$$

Учитывая, что $(mc)^2 - (m_0c)^2 = (mv)^2$, запишем (33) в виде

$$(mv)^2 = 2m_0ch\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) - \frac{2h^2}{\lambda\lambda'} + \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda'}\right)^2. \quad (34)$$

Следствием законов сохранения энергии и импульса в рассматриваемом процессе упругого столкновения фотона излучения со свободным электроном вещества является соотношение, которое следует из (32) и (34):

$$2m_0ch\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) = \frac{2h^2}{\lambda\lambda'}(1 - \cos\theta). \quad (35)$$

Из (35) получаем формулу Комптона

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \Lambda_K(1 - \cos\theta). \quad (36)$$

Величину $\Lambda_K = h/m_0c$ называют комptonовской длиной волны частицы, масса покоя которой равна m_0 . В нашем случае $\Lambda_K = 2,42 \cdot 10^{-12}\text{м}$ - комptonовская длина волны электрона.

Для решения практических задач полезно переписать выражение (36) в терминах энергий участвующих в эффекте Комптона частиц. Сначала выразим длины волн в (36) через соответствующие частоты:

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta).$$

Затем, поделим левую и правую части равенства на (hc) . Получится:

$$\frac{1}{hv'} - \frac{1}{hv} = \frac{1}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta).$$

Теперь перепишем полученную формулу в терминах соответствующих энергий:

$$\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{1}{E_0} (1 - \cos \theta), \quad (37)$$

где E' , E - энергии рассеянного и падающего фотонов соответственно; E_0 - энергия покоя электрона.

Сравнение (36) с (29) показывает прекрасное совпадение выводов квантовой теории излучения и эксперимента. Из этих формул следует, что максимальное изменение длины волны излучения наблюдается для угла рассеяния $\theta = 180^\circ$, и оно равно $\Delta\lambda_m = 2\lambda_K$. В силу малости значения λ_K практически изменение длины волны при рассеянии на свободных электронах можно обнаружить лишь в экспериментах с коротковолновыми рентгеновским или гамма излучениями.

Следует заметить, что значительная часть электронов вещества не является свободными, а связаны с атомами. Если энергия кванта излучения велика по сравнению с энергией связи электрона, то рассеяние на таком электроне происходит как на свободном электроне. В противном случае, рассеиваясь на связанном электроне, фотон обменивается энергией и импульсом фактически со всем атомом в целом. При таком рассеянии для расчета изменения длины волны излучения также можно применить формулу (36), где, однако, под m_0 следует понимать уже массу всего атома. Это изменение оказывается настолько малым, что его нельзя практически обнаружить экспериментально.

В реальных опытах по рассеянию излучения веществом часть электронов ведёт себя как свободные, а часть - как связанные. Поэтому в рассеянном излучении наблюдается как смещенная (комптоновская) линия, так и несмещенная (томсоновская) линия. С увеличением атомного номера рассеивателя относительная доля связанных электронов увеличивается, что приводит к падению интенсивности комптоновской компоненты в спектре рассеянного излучения и к росту интенсивности томсоновской компоненты.

В диапазоне энергий квантов $0,1 \div 10$ МэВ комптон-эффект является основным физическим механизмом энергетических потерь γ - излучения при его распространении в веществе. Поэтому комптоновское рассеяние широко используется в исследованиях γ - излучения атомных ядер. Оно лежит в основе принципа действия некоторых гамма-спектрометров.

Задача 5

Покажите, что поглощение фотона при его неупругом соударении со свободным электроном - процесс, запрещённый законами сохранения.

Решение: В системе отсчёта, в которой до столкновения с фотоном электрон покоился, закон сохранения энергии при неупругом столкновении запишется в виде

$$E_0 + h\nu = E$$

здесь $E_0 = m_0c^2$ - энергия покоящегося электрона, а $E = c\sqrt{m_0^2c^2 + p^2}$ - энергия движущегося электрона, который после поглощения фотона приобрел импульс p .

Из закона сохранения импульса для рассматриваемого процесса

$$p = h\nu / c$$

Возводя полученные соотношения в квадрат, получим

$$2m_0c^2h\nu + (h\nu)^2 = c^2p^2 \text{ и } c^2p^2 = (h\nu)^2$$

Для $m_0 \neq 0$ эти равенства несовместны, что соответствует выводу о том, что свободный электрон не может поглотить фотон. Такой процесс может произойти лишь при наличии третьей частицы, которая способна взять на себя часть энергии и импульса фотона.

Задача 6

Определите изменение длины волны излучения при рассеянии его на пучке релятивистских электронов, считая, что в результате упругого столкновения с фотоном электрон останавливается (рис. 14).

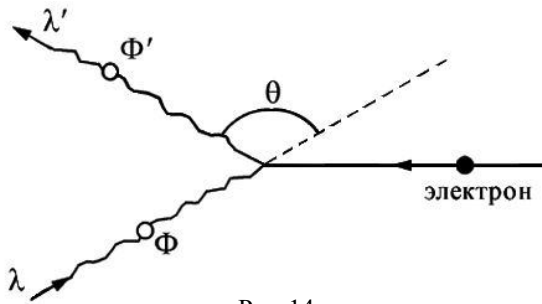


Рис. 14

Решение: В системе отсчёта, в которой после столкновения с фотоном электрон покоится, закон сохранения энергии записывается в виде:

$$mc^2 + \frac{hc}{\lambda} = m_0c^2 + \frac{hc}{\lambda'}$$

Так как сумма импульсов электрона и падающего фотона Φ должна быть равна импульсу рассеянного фотона Φ' , то из векторной диаграммы импульсов (рис. 15) следует, что

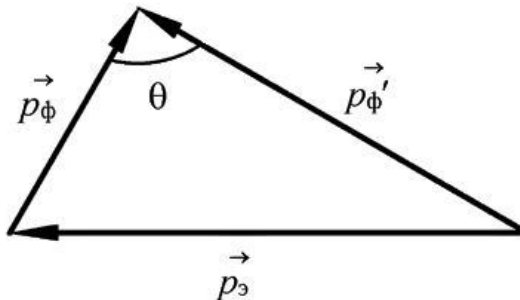


Рис. 15

$$p_{\text{э}}^2 = p_{\Phi}^2 + p_{\Phi'}^2 - 2p_{\Phi}p_{\Phi'} \cos \theta$$

или

$$(mv)^2 = \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda'}\right)^2 - 2\frac{h^2}{\lambda\lambda'} \cos \theta$$

Анализируя полученные соотношения, замечаем, что они переходят в соотношения (30) и (32) при замене λ на λ' . Но тогда, не повторяя выкладок, проведённых выше запишем окончательную формулу для изменения длины волны рассеянного излучения в виде

$$\lambda - \lambda' = \Lambda_K (1 - \cos\theta).$$

Из этой формулы следует, что длина волны рассеянного на электроны излучения уменьшилась (!), так как при таком столкновении с движущимся релятивистским электроном фотон излучения получает дополнительную энергию.

Такой эффект получил название обратного комптон-эффекта. Именно обратным комптон-эффектом удаётся, в частности, объяснить рентгеновское излучение космических объектов

Задача 7

Фотон с энергией $E = 0,75$ МэВ рассеялся на свободном электроны под углом $\theta = 60^\circ$. Принимая, что кинетическая энергия и импульс электрона до соударения с фотоном были пренебрежимо малы, определить: 1) энергию E' рассеянного фотона; 2) кинетическую энергию T электрона отдачи.

Решение:

1. Энергию рассеянного фотона найдем, воспользовавшись формулой Комптона для энергий (37):

$$\frac{1}{E'} = \frac{1}{E} + \frac{1}{E_0} (1 - \cos\theta),$$

где энергия покоя электрона $E_0 = 0,511$ МэВ.

Вычисления:

$$E' = \left(\frac{1}{E'} \right)^{-1} = \left[\frac{1}{E} + \frac{1}{E_0} (1 - \cos\theta) \right]^{-1}$$

$$E' = \left[\frac{1}{0,75} + \frac{1}{0,511}(1-0,5) \right]^{-1} = 0,43 \text{ МэВ}$$

2. *Кинетическая энергия электрона отдачи, как это следует из закона сохранения энергии, равна разности между энергией E падающего фотона и энергией E' рассеянного фотона:*

$$T = E - E' = 0,32 \text{ МэВ}.$$

Давление света

Давление света было впервые обнаружено П. Лебедевым (1901 г.). Очень тщательными измерениями П. Лебедев показал, что свет, падая на тела, оказывает на них давление, зависящее как от интенсивности света, так и от отражающей способности этого тела.

Давление света может быть объяснено как на основе волновых представлений о свете, так и на основе представлений о свете как о квантах.

Рассмотрим вопрос о давлении света с квантовой точки зрения.

Поскольку кванты света обладают количеством движения, они, сталкиваясь с каким-нибудь телом, передают ему импульс. Импульс, переданный телу за одну секунду, представляет силу, действующую на тело. Величина давления представляет собой силу, отнесенную к единице поверхности. Итак, квантовая теория света объясняет световое давление как результат передачи фотонами своего импульса атомам или молекулам вещества.

Пусть на поверхность площадью S нормально к ней каждую секунду падает N фотонов частотой ν . Каждый фотон обладает импульсом $h\nu/c$. Если ρ - коэффициент отражения поверхности, то ρN фотонов отразится от поверхности, $(1 - \rho)N$ фотонов поглотится.

Каждый поглощенный квант света передаст поверхности импульс $h\nu/c$, а каждый отраженный $[h\nu/c - (-h\nu/c)] = 2h\nu/c$ - импульс, так как при отражении импульс фотона $h\nu/c$ изменяется на противоположный $-h\nu/c$ так, что импульс, передаваемый частицам вещества, составляет $2h\nu/c$.

Полный импульс, получаемый поверхностью тела за единицу времени, равен:

$$\frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho)N = \frac{h\nu}{c} (1 + \rho)N.$$

Световое давление на поверхность P численно равно импульсу, который передают единице поверхности тела в одну секунду N фотонов:

$$P = \frac{h\nu N}{cS}(1 + \rho). \quad (38)$$

Если учесть, что $h\nu N/cS$ есть объёмная плотность энергии $u_{\nu,T}$, то формула (38) примет вид

$$P = u_{\nu,T}(1 + \rho). \quad (39)$$

Полученная величина для светового давления находится в согласии с данными Лебедева. Если тело зеркально отражает падающие на него лучи, то $\rho = 1$ и

$$P = 2u_{\nu,T}.$$

Если тело полностью поглощает лучи (чёрное тело), то $\rho = 0$ и

$$P = u_{\nu,T}.$$

Если учесть, что $h\nu N/S = E_e$ - энергетическая освещённость единицы поверхности, то формула (39) примет вид:

$$P = \frac{E_e}{c}(1 + \rho). \quad (40)$$

Задача 8

На зачёрнённую поверхность нормально падает монохроматический свет с длиной волны 0,65 мкм, производя давление $0,5 \cdot 10^{-5}$ Па.

Определите: концентрацию фотонов n_0 вблизи поверхности; и число фотонов, падающих на площадь 1 м^2 в 1 с .

Решение: Давление света при нормальном падении на поверхность с коэффициентом отражения ρ вычисляется по формуле (39).

Объёмная плотность энергии равна произведению концентрации фотонов (числа фотонов в единице объёма) на энергию одного фотона

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \text{ т.е.}$$

$$u_{\lambda,T} = n_0 \frac{hc}{\lambda}$$

откуда

$$n_0 = u_{\lambda,T} \frac{\lambda}{hc}.$$

Определяя объёмную плотность энергии из (39) и подставляя в последнее выражение, имеем

$$n_0 = \frac{P\lambda}{hc}.$$

Число фотонов, падающих на площадь 1 м^2 за 1 с , будет численно равно отношению энергетической освещённости к энергии одного фотона. Энергетическую освещённость определяем как произведение объёмной плотности энергии $u_{\nu,T}$ на скорость света c .

$$n = \frac{Pc\lambda}{hc} = \frac{P\lambda}{h}.$$

С учётом выражения для n_0 последняя формула примет вид

$$n = n_0 c.$$

Вычисления:

$$n_0 = \frac{0,5 * 10^{-3} * 0,65 * 10^{-6}}{6,62 * 10^{-34} * 3 * 10^8} = 1,6 * 10^{13} \text{ м}^{-3};$$

$$n = 1,6 * 10^{13} * 3 * 10^8 = 4,8 * 10^{21} \text{ с}^{-1} * \text{м}^{-2}.$$

6. КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ ДУАЛИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотренные явления - тепловое излучение, явление фотоэлектрического эффекта, комптоновского рассеяния, светового давления - подтверждают гипотезу о дискретности природы света настолько, что гипотеза стала достоверностью. Но с позиций этой гипотезы невозможно объяснить такие явления, как, например, интерференция и дифракция света, блестяще объясняемые с точки зрения электромагнитной (волновой) теории света.

Итак, фотонная гипотеза не позволяет создать последовательную корпускулярную теорию излучения, так как в основе этой гипотезы лежит понятие кванта света, или фотона, основной характеристикой которого является его энергия $h\nu$. Это понятие связано с частотой ν , т.е. с представлением о некотором непрерывном периодическом процессе. Таким образом, частота, определяющая энергию кванта света, заимствована у волновой теории.

Следует обратить внимание на следующее: по классическим представлениям, энергия материальной частицы имеет вполне определенное значение. Но любое излучение не может быть строго монохроматическим, т.е. оно характеризуется некоторой шириной спектрального интервала. В этом смысле в выражении $\varepsilon = h\nu$ имеется противоречие: величина ε , имеющая вполне определенное значение, приравнивается величине $h\nu$, не имеющей строго определенного значения. Истинный смысл этого противоречия был раскрыт при дальнейшем развитии квантовой механики.

Итак, *электромагнитное излучение представляет собой сложную форму материи*, которая имеет двойственную корпускулярно-волновую природу.

Исследования последних десятилетий показывают, что корпускулярно-волновая природа (корпускулярно-волновой дуализм) присуща не только свету, но и частицам микромира.

Корпускулярно-волновой дуализм – проявление взаимосвязи двух основных форм материи: вещества и поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 5 кн.: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Кн. 5: учебное пособие для вузов.- М.: АСТ; Астрель, 2006.- 368 с.
2. Суханов А.Д., Голубева О.Н. Лекции по квантовой физике: учебное пособие. – М.: Высш. шк., 2006. – 300с.
3. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: учебное пособие для вузов. – 4-е изд., испр. – М.; Высш. Шк., 2002. – 718с.
4. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. Пособие для вузов.- Изд. 9-е, перераб. И доп.-М.: Издательский центр «Академия», 2004. -560с.
5. Фейнман Ричард Ф., Лейтон Роберт Б., Сэндс Метью. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 8,9. Квантовая механика. Пер. С англ./ под ред. Я.А. Смородинского. Изд-3-е, испр. – М. Едиториал УРСС, 2004.- 528 с.
6. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учебное пособие для вузов. В 5 т. Т V Атомная и ядерная физика. - 3-е изд., стер. – М. ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 784 с.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Законы теплового излучения	3
2. Квантовые свойства излучения	15
3. Фотонный газ и его свойства	22
4. Элементарная квантовая теория излучения Эйнштейна (Вывод формулы Планка).....	25
5. Квантовая оптика	29
6. Корпускулярно-волновой дуализм излучения	47
7. Литература	48

Учебное издание

Наталья Петровна Бахарева

ФИЗИКА

*Раздел: «Тепловое излучение
и квантовая природа света»*

(Конспект лекций)

Редактор *О.С. Крайнова*
Компьютерная вёрстка *К.П. Ерёмин*

ЛР № 020309 от 30.12.96

Подписано в печать 11.03.13. Формат 60x90 1/16. Гарнитура “Таймс”.

Печать цифровая. Усл. печ. л. 3,25. Тираж 300 экз. Заказ № 180.

РГГМУ, 195196, Санкт-Петербург, Малоохтинский пр. 98.

Отпечатано в ЦОП РГГМУ
