

ВВЕДЕНИЕ

Третья часть, заключительная («Оптика и атомная физика»), учебного пособия является логическим продолжением первой и второй части. В приложении даны единицы измерения и размерности физических величин в системе СИ.

Ряд явлений оптики объясняется с точки зрения волновой теории, ряд – с корпускулярной, так как свет одновременно обладает и корпускулярными, и волновыми свойствами. Двойственность природы света переносится и на элементарные частицы, что подтверждается экспериментальными данными.

Атомная физика рассматривает строение вещества. Большое число фактов показывает, что атомы, несомненно, представляют сложную электрическую систему. Дальнейшее изучение свойств самих атомных ядер позволило выявить их строение и процессы превращения, происходящие при естественной и искусственной радиоактивности.

1. УПРУГИЕ ВОЛНЫ

1.1. Волновые процессы

Продольные и поперечные волны

Колебания, возбужденные в к.-л. точке среды (твердой, жидкой или газообразной), распространяются в ней с конечной скоростью, зависящей от свойств среды, передаваясь от одной точки среды к другой. Чем дальше расположена частица среды от источника колебания, тем позднее она начнет колебаться. Иначе говоря, фазы колебаний частиц среды и источника тем больше отличаются друг от друга, чем больше это расстояние. При изучении распространения колебаний среда рассматривается как **сплошная**, т.е. непрерывно распределенная в пространстве и обладающая упругими свойствами.

Процесс распространения колебаний в сплошной среде называется **волновым** (или **волной**). При распространении волны частицы среды не движутся вместе с волной, а колеблются около своего положения равновесия. Вместе с волной от частицы к частице среды передаются лишь состояние колебательного движения и его энергия. Поэтому основным свойством всех волн, независимо от их природы, является перенос энергии без переноса вещества.

Среди разнообразных волн, встречающихся в природе и технике, выделяются следующие типы: **волны на поверхности жидкости, упругие и электромагнитные волны.**

Упругими (или **механическими**) волнами называются механические возмущения, распространяющиеся в упругой среде. Они бывают продольными и поперечными. В **продольных** частицы среды колеблются в направлении

распространения волны, а **поперечных** - в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны.

Продольные волны могут распространяться в средах, в которых возникают упругие силы при деформации сжатия и растяжения, т.е. в твердых, жидких или газообразных телах. Поперечные волны могут распространяться в среде, в которой возникают упругие силы при деформации сдвига, т.е. фактически только в твердых телах; в жидкостях и газах возникают только продольные волны, а в твердых телах - продольные и поперечные.

Упругая волна называется **гармонической**, если соответствующие ей колебания частиц среды являются гармоническими. На рис.1 представлена гармоническая поперечная волна, распространяющаяся со скоростью V вдоль оси X , т. е. приведена зависимость между смещением ξ частиц среды, участвующих в волновом процессе, и расстоянием X этих частиц (например, частицы B) от источника колебаний O для к.-л. фиксированного момента времени t . Хотя приведенный график функции $\xi(x,t)$ похож на график гармонического колебания, но они различны по существу. График волны дает зависимость смещения всех частиц среды от расстояния до источника колебаний - смещения данной частицы от времени.

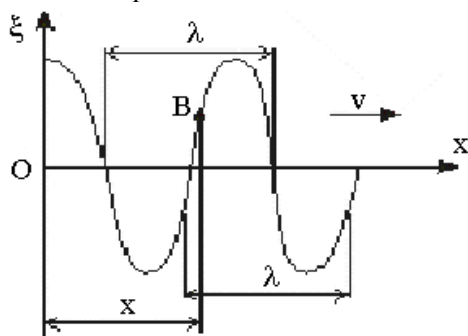


Рис. 1

Расстояние между ближайшими частицами, колеблющимися в одинаковой фазе, называется **длиной волны λ** (рис.1). Она равна тому расстоянию, на которое распространяется определенная фаза колебаний за период, т.е.

$$\lambda = VT$$

или, учитывая, что $T=1/\nu$, где ν - частота колебаний,

$$V = \lambda \nu.$$

Если рассмотреть волновой процесс подробнее, то ясно, что колеблются не только частицы, расположенные вдоль оси x , а их совокупность, расположенная в некотором объеме, т.е. волна, распространяясь от источника ко-

лебаний, охватывает все новые и новые области пространства. Геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t , называется **волновым фронтом**. Для точек, колеблющихся в одинаковой фазе, оно называется **волновой поверхностью**. Волновых поверхностей можно провести бесчисленное множество, а волновой фронт в каждый момент времени один. Волновой фронт также является волновой поверхностью. В принципе волновые поверхности могут быть любой формы, а в простейшем случае они представляют собой совокупность плоскостей, параллельных друг другу, или совокупность концентрических сфер. Соответственно волна называется **плоской** или **сферической**.

1.2. Уравнение бегущей волны. Фазовая скорость.

Волновое уравнение

Бегущими волнами называются волны, которые переносят в пространстве энергию. Перенос энергии в волнах количественно характеризуется **вектором плотности потока энергии**, который для упругих волн называется вектором Умова (по имени русского ученого Н.А.Умова, решившего задачу о движении энергии в среде). Направление вектора Умова совпадает с направлением переноса энергии, а его модуль равен энергии, переносимой волной за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны.

Для вывода уравнения бегущей волны - зависимости смещения колеблющейся частицы от координат и времени - рассмотрим плоскую волну. Предположим, что колебания носят гармонический характер, а ось x совпадает с направлением распространения волны (рис.1.). В данном случае волновые поверхности перпендикулярны оси x , а т.к. все точки волновой поверхности колеблются одинаково, то смещение ξ будет зависеть только от x и t , т.е. $\xi = \xi(x, t)$.

Рассмотрим некоторую частицу среды **B**, находящуюся от источника колебаний **O** на расстоянии x (рис. 1). Если колебания точек, лежащих в плоскости $x=O$, описываются функцией $\xi(O, t) = A \cos \omega t$, то частица среды **B** колеблется по тому же закону, но ее колебания будут отставать по времени от колебаний источника на τ , т.к. для прохождения волной расстояния x требуется время $\tau = x / V$ (V - скорость распространения волны). Тогда уравнение колебаний частиц, лежащих в плоскости x , имеет вид

$$\xi(x, t) = A \cos \omega (t - x/V). \quad (1.1)$$

Откуда следует, что $\xi(x, t)$ является не только периодической функцией времени, но и периодической функцией координаты x . Уравнение (1.1) есть **уравне-**

ние бегущей волны. Если плоская волна распространяется в противоположном направлении, то

$$\xi(x,t)=A \cos \omega (t + x/V).$$

В общем случае **уравнение плоской волны**, распространяющейся вдоль положительного направления оси x в среде, не поглощающей энергию, имеет вид

$$\xi(x,t)=A \cos [\omega(t-x/V)+\varphi_0], \quad (1.2)$$

где $A=\text{const}$ - **амплитуда волны**; ω - **циклическая частота волны**; φ_0 - **начальная фаза колебаний**, определяемая в общем случае выбором начал отсчета x и t ; $[\omega(t-x/V)+\varphi_0]$ - **фаза плоской волны**.

Для характеристики волн используется **волновое число**

$$k=2\pi/\lambda=2\pi/VT=\omega/V. \quad (1.3)$$

Учитывая (1.3), уравнению (1.2) можно придать вид

$$\xi(x,t)=A \cos(\omega t - kx + \varphi_0) \quad (1.4)$$

Уравнение волны, распространяющейся вдоль отрицательного направления оси x , отличается от (1.4) только знаком kx .

Предположим, что при волновом процессе фаза постоянна, т.е.

$$\omega(t-x/V)+\varphi_0=\text{const}. \quad (1.5)$$

Продифференцировав выражение (1.5) и сократив на ω , получим

$$dt - \frac{dx}{v} = 0,$$

откуда $dx/dt=v$. (1.6)

Следовательно, скорость V распространения волны в уравнении (1.6) есть не что иное, как скорость перемещения фазы волны **фазовая скорость**.

Повторяя ход рассуждений для плоской волны, можно доказать, что **уравнение сферической волны**, волновые поверхности которой имеют вид концентрических сфер, записывается так

$$\xi(x,t)=A_0 \cos (\omega t - kr + \varphi_0)/r, \quad (1.7)$$

где r - расстояние от центра волны до рассматриваемой точки среды. В случае сферической волны даже в среде, не поглощающей энергию, амплитуда колебаний не остается постоянной, а убывает с расстоянием по закону $1/r$. Уравнение (1.7) справедливо лишь для r , значительно превышающих размеры источника (тогда источник колебаний можно считать точечным).

Из выражения (1.3) вытекает, что фазовая скорость

$$V = \frac{\omega}{k}. \quad (1.8)$$

Если фазовая скорость волн в среде зависит от их частоты, то это явление называется **дисперсией волн**, а среда, в которой наблюдается дисперсия волн, называется **диспергирующей средой**.

Распределение волн в однородной изотропной среде в общем случае описывается **волновым уравнением** - дифференциальным уравнением в частных производных

$$\frac{d^2\xi}{dx^2} + \frac{d^2\xi}{dy^2} + \frac{d^2\xi}{dz^2} = \frac{d^2\xi}{V^2 dt^2}$$

или

$$\Delta\xi = \frac{d^2\xi}{V^2 dt^2}, \quad (1.9)$$

где V - фазовая скорость, $\Delta = d^2/dx^2 + d^2/dy^2 + d^2/dz^2$ - **оператор Лапласа**. Решением уравнения (1.9) является уравнение любой волны.

1.3. Интерференция волн.

Согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов связывают с понятием **когерентности**.

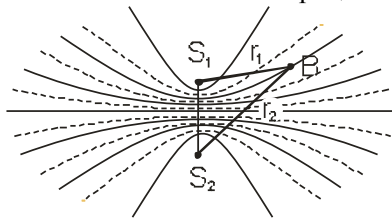


Рис. 2

Волны называются **когерентными**, если разность их фаз остается постоянной во времени. Очевидно, когерентными могут быть лишь волны, имеющие одинаковую частоту. При наложении в пространстве двух (или нескольких) когерентных волн в разных

его точках получается усиление или ослабление результирующей волны в зависимости от соотношения между их фазами. Это явление называется **интерференцией волн**. Рассмотрим наложение двух когерентных сферических волн, возбуждаемых точечными источниками S_1 и S_2 . Геометрическое место точек, в которых наблюдается усиление или ослабление результирующего колебания, представляет собой семейство гипербол (рис. 2), отвечающих условию $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$. Между двумя интерференционными максимумами (на рис. 2 – сплош-

ные линии) находятся интерференционные минимумы (на рис. 2 – штриховые линии).

1.4. Стоячие волны

Особым случаем интерференции являются **стоячие волны** - образующиеся при наложении двух бегущих волн, распространяющихся навстречу друг другу с одинаковыми частотами и амплитудами.

Для вывода уравнения стоячей волны предположим, что две плоские волны распространяются навстречу друг другу вдоль оси x в среде без затухания, причем обе волны характеризуются одинаковыми амплитудами и частотами. Кроме того, начало координат выберем в точке, в которой обе волны имеют одинаковую фазу, а отсчет времени начнем с момента, когда фазы обеих волн равны нулю. Тогда соответственно уравнения волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси x , и волны, распространяющейся ей навстречу, будут иметь вид

$$\begin{aligned}\xi_1 &= A \cos(\omega t - kx), \\ \xi_2 &= A \cos(\omega t + kx).\end{aligned}\quad (1.10)$$

Сложим эти уравнения с учетом, что $k=2\pi/\lambda$ (см.(1.3)). Получим **уравнение стоячей волны**:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A \cos kx \cos \omega t = 2A \cos(2\pi x/\lambda) \cos \omega t. \quad (1.11)$$

Из (1.11) вытекает, что в каждой точке этой волны происходят колебания той же частоты ω с амплитудой $A_{СТ} = 2A \cos(2\pi x/\lambda)$, зависящей от координаты x рассматриваемой точки.

В точках, где

$$2\pi x/\lambda = \pm m\pi \quad (m=0,1,2,\dots), \quad (1.12)$$

амплитуда колебаний достигает максимального значения $2A$. В точках среды, где $2\pi x/\lambda = \pm(m+1/2)\pi$ ($m=0,1,2,\dots$), амплитуда колебаний обращается в нуль. Точки, в которых амплитуда колебания максимальна - ($A_{СТ}=2A$), называются **пучностями стоячей волны**, а точки, в которых амплитуда колебаний равна нулю ($A_{СТ}=0$), называются **узлами стоячей волны**. Точки среды, находящиеся в узлах, колебаний не совершают.

Из выражений (1.11) и (1.12) получим соответственно координаты пучностей и узлов:

$$X_{п} = \pm m \lambda/2 \quad (m=0,1,2,\dots), \quad (1.13)$$

$$x_{\text{узл}} = \pm(m+1/2) \cdot \lambda/2 \quad (m=0,1,2,\dots). \quad (1.14)$$

Из формул (1.13) и (1.14) следует, что расстояния между двумя соседними пучностями и двумя соседними узлами одинаковы и равны $\lambda/2$. Расстояние между соседними пучностью и узлом стоячей волны $\lambda/4$.

В отличие от бегущей волны, все точки которой совершают колебания с **одинаковой амплитудой**, но с **запаздыванием по фазе** (в уравнении (1.10) фаза колебаний зависит от координаты x рассматриваемой точки), все точки стоячей волны между двумя узлами колеблются с **разными амплитудами**, но с **одинаковыми фазами** (в уравнении (1.11) аргумент косинуса не зависит от x). При переходе через узел множитель $2A \cos(2\pi x/\lambda)$ меняет свой знак, поэтому фаза колебаний по разные стороны от узла отличается на π , т.е. точки, лежащие по разные стороны от узла, колеблются в противофазе.

Образование стоячих волн наблюдают при интерференции бегущей и отраженной волн. Например, если конец веревки закрепить неподвижно, то отраженная в месте закрепления веревки волна вместе с бегущей и образует стоячую. На границе где происходит отражение волны, в данном случае получается узел. Будет ли на границе отражения узел или пучность, зависит от соотношения плотностей сред. Если среда, от которой происходит отражение, менее плотная, то в месте отражения получается пучность (рис. 3,а), если более плотная - узел (рис. 3,б). Образование узла связано с тем, что волна, отражаясь от более плотной среды, меняет фазу на противоположную, и колебания противоположных направлений суммируются у границы. Если же волна отражается от менее плотной среды, то изменения фазы не происходит, и колебания с одинаковыми фазами складываются у границы - получается пучность.

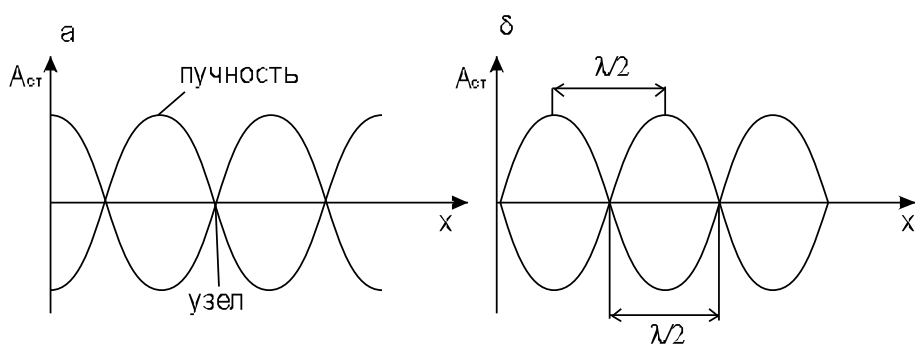


Рис. 3

Если рассматривать бегущую волну, то в направлении ее распространения переносится энергия колебательного движения. В случае же стоячей волны переноса энергии нет, т.к. падающая и отраженные волны одинаковой амплитуды несут одинаковую энергию в противоположных направлениях. Поэтому полная

энергия результирующей стоячей волны, заключенной между узловыми точками, остается постоянной. Лишь в пределах расстояний, равных половине длины волны, происходят взаимные превращения кинетической энергии в потенциальную и наоборот.

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

2.1. Экспериментальное получение электромагнитных волн

Существование **электромагнитных волн** - переменного электромагнитного поля, распространяющегося в пространстве с конечной скоростью, вытекает из уравнений Максвелла, сформулированных в 1865 г. на основе обобщения эмпирических законов электрических и магнитных явлений. Решающую роль для утверждения теории Максвелла сыграли опыты Герца, доказавшие, что электрические и магнитные поля действительно распространяются в виде волн, поведение которых полностью описывается уравнениями Максвелла.

Источником электромагнитных волн в действительности может быть любой электрический колебательный контур или проводник, по которому течет переменный ток, т.к. для их возбуждения необходимо создать в пространстве переменное электрическое поле (ток смещения) или соответственно переменное магнитное поле. Однако излучающая способность источника определяется его формой, размерами, частотой колебаний. Чтобы излучение играло заметную роль, необходимо увеличить объем пространства, в котором переменное электромагнитное поле создается. Поэтому для получения электромагнитных волн непригодны закрытые колебательные контуры, т.к. в них электрическое поле сосредоточено между обкладками конденсатора, а магнитное - внутри катушки индуктивности.

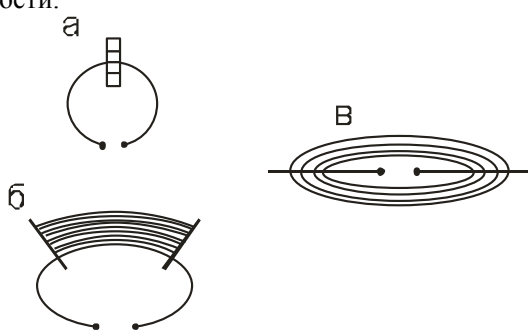


Рис.4

Герц в своих опытах, уменьшая число витков катушки и площадь пластин конденсатора, а также раздвигая их (рис.4, а,б), совершил переход от закрытого колебательного контура к **открытому (вibratorу Герца)**, представляющему собой два стержня, разделенных искровым промежутком (рис.4,в).

Если в закрытом колебательном контуре переменное электрическое поле сосредоточено внутри конденсатора (рис.4, а), то в открытом оно заполняет окружающее контур пространство (рис.4, в), что существенно повышает интенсивность электромагнитного излучения. Колебания в такой системе поддерживаются за счет электродвижущей силы источника (э.д.с.), подключенного для того, чтобы увеличить разность потенциалов, до которой первоначально заряжаются обкладки.

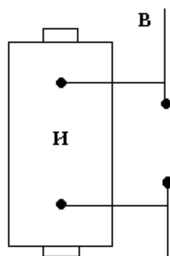


Рис. 5

Для возбуждения электромагнитных волн vibrator Герца **В** подключался к индуктору **И** (рис.5). Когда напряжение на искровом промежутке достигало пробивного значения, возникала искра, закорачивающая обе половины vibratorа, и в нем возникали свободные затухающие колебания.

При исчезновении искры контур размыкался, и колебания прекращались. Затем индуктор снова заряжал конденсатор, возникала искра, и в контуре опять наблюдались колебания и т.д.

Для регистрации электромагнитных волн Герц пользовался вторым vibratorом, называемым резонатором **Р**, имеющим такую же частоту, что излучающий vibrator, т.е. настроенный в резонанс с vibratorом. Когда электромагнитные волны достигали резонатора, в его заряде проскакивала электрическая искра.

В 20-х годах 20 в. перешли к генерированию электромагнитных волн с помощью электронных ламп, позволяющих получать колебания заданной (практически любой) мощности и синусоидальной формы.

Электромагнитные волны, обладая широким диапазоном частот (или длин волн $\lambda=c/v$, где c - скорость электромагнитных волн в вакууме), отличаются друг от друга по способам их генерации и регистрации, а также по своим свойствам. Поэтому электромагнитные волны делятся на несколько видов: радиоволны, световые волны, рентгеновское и γ - излучения. Следует отметить, что границы между различными видами электромагнитных волн довольно условны.

2.2. Дифференциальное уравнение электромагнитной волны

Одним из важнейших следствий уравнений Максвелла является существование электромагнитных волн. Из уравнений Максвелла следует, что векто-

ры напряженностей \mathbf{E} и \mathbf{H} переменного электромагнитного поля удовлетворяют волновому уравнению типа

$$\Delta \bar{\mathbf{E}} = \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{E}}}{V^2 \partial t^2}, \quad (2.1)$$

где $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ - оператор Лапласа, V - фазовая скорость.

$$\Delta \bar{\mathbf{H}} = \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{H}}}{V^2 \partial t^2} \quad (2.2)$$

Всякая функция, удовлетворяющая уравнениям (2.1.) и (2.2.), описывает некоторую волну. Следовательно, электромагнитные поля действительно могут существовать в виде электромагнитных волн. Фазовая скорость электромагнитных волн определяется выражением

$$V = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad (2.3)$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$; ϵ_0 и μ_0 - соответственно электрическая и магнитная постоянные;

ϵ и μ - соответственно электрическая и магнитная проницаемости среды. В вакууме (при $\epsilon=1$ и $\mu=1$) скорость распространения электромагнитных волн совпадает со скоростью c . Так как $\epsilon \mu > 1$, то скорость распространения электромагнитных волн в веществе всегда меньше, чем в вакууме.

При вычислении скорости распространения электромагнитного поля по формуле (2.3) получается результат, достаточно хорошо совпадающий с экспериментальными данными, если учитывать зависимость ϵ и μ от частоты. Совпадение же размерного коэффициента в (2.3) со скоростью распространения света в вакууме указывает на глубокую связь между электромагнитными явлениями, позволившую Максвеллу создать электромагнитную теорию света, согласно которой свет представляет собой электромагнитные волны.

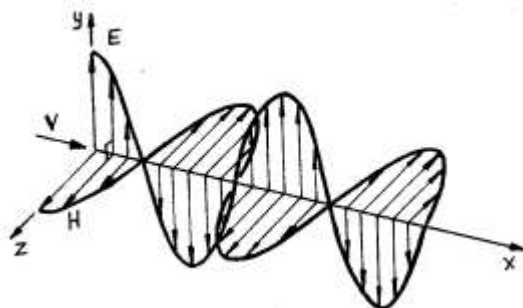


Рис. 6

Следствием теории Максвелла является **поперечность электромагнитных волн**: векторы **E** и **H** напряженностей электрического и магнитного полей волны взаимно перпендикулярны (на рис.6 показана моментальная <<фотография>> плоской электромагнитной волны) и лежат в плоскости, перпендикулярной вектору **v** скорости распространения волны, причем векторы **E**, **H** и **v** образуют правовинтовую систему. Из уравнений Максвелла следует также, что в электромагнитной волне векторы **E** и **H** всегда колеблются в одинаковых фазах (см. рис.6), причем мгновенные значения **E** и **H** в любой точке связаны соотношением

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H. \quad (2.4)$$

Следовательно, **E** и **H** одновременно достигают максимума, одновременно обращаются в нуль и т.д.

2.3. Энергия электромагнитных волн

Возможность обнаружения электромагнитных волн указывает на то, что они переносят энергию. Объемная плотность энергии ω электромагнитной волны складывается из объемных плотностей $\omega_{эл}$ и ω_m электрического и магнитного полей:

$$\omega = \omega_{эл} + \omega_m = \epsilon_0 \epsilon E^2 / 2 + \mu_0 \mu H^2 / 2.$$

Исходя из выражения (2.4), получим: плотность энергии электрического и магнитного полей в каждый момент времени одинакова, т.е. $\omega_{эл} = \omega_m$. Поэтому

$$\omega = 2\omega_{эл} = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{\epsilon \mu} E H.$$

Умножив плотность энергии ω на скорость **V** распространения волны в среде (см. 2.3), получим модуль плотности потока энергии:

$$S = \omega V = E H.$$

Так как векторы **E** и **H** взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему, то направление вектора **[E, H]** совпадает с направлением переноса энергии, а модуль этого вектора равен **E H**. **Вектор плотности потока электромагнитной энергии** называется **вектором Умова - Пойнтинга**:

$$S = [E H].$$

Вектор **S** направлен в сторону распространения электромагнитной волны, а его модуль равен энергии, переносимой электромагнитной волной за единицу вре-

мени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны.

3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

3.1. Развитие представлений о природе света

В конце XVIII в. на основе многовекового опыта и развития представлений о свете возникли **две теории света: корпускулярная** (И. Ньютон) **и волновая** (Р. Гук и Х. Гюйгенс).

Согласно корпускулярной теории, свет представляет собой поток частиц (корпускул), испускаемых светящимися телами и летящих по прямолинейным траекториям. Движение световых корпускул Ньютон подчинил сформулированным им законам механики. Так, отражение света понималось аналогично отражению упругого шарика при ударе о плоскость, где также соблюдался закон равенства углов падения и отражения. Преломление света Ньютон объяснил притяжением корпускул преломляющей средой, в результате чего скорость корпускул меняется при переходе из одной среды в другую. Из теории Ньютона следовало постоянство синуса угла падения i_1 к синусу угла преломления i_2 :

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{V}{c} = n, \quad (3.1)$$

где V - скорость распространения света в среде; c - скорость распространения света в вакууме. Так как n в среде всегда больше единицы, то, по теории Ньютона, скорость распространения света в среде должна быть всегда больше скорости его распространения в вакууме.

Согласно волновой теории, развитой на основе аналогии оптических и акустических явлений, свет представляет собой упругую волну, распространяющуюся в особой среде, - эфире. Эфир заполняет все пространство, пронизывает все тела и обладает механическими свойствами - упругостью и плотностью. Согласно Гюйгенсу, большая скорость распространения света обусловлена особыми свойствами эфира.

Волновая теория основывается на **принципе Гюйгенса**: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени. Принцип Гюйгенса позволяет анализировать распространение света и вывести законы отражения и преломления.

По Гюйгенсу
$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{V} = n. \quad (3.2)$$

Из сравнения выражений (3.1) и (3.2) видно, что выводы по волновой теории отличны от вывода теории Ньютона. По теории Гюйгенса, $v < c$, т.е. скорость распространения света в среде должна быть всегда меньше скорости его распространения в вакууме.

Таким образом, к началу XVIII в. существовало два противоположных подхода к объяснению природы света: корпускулярная теория Ньютона и волновая теория Гюйгенса. Обе эти теории объяснили прямолинейное распространение света, законы отражения и преломления. XVIII век стал веком борьбы этих теорий. Экспериментальное доказательство справедливости волновой теории было получено в 1851 г., когда Э. Фуко измерил скорость распространения света в воде и получил значение, соответствующее формуле (3.2). К концу XIX в. корпускулярная теория была полностью отвергнута и восторжествовала волновая теория. Большая заслуга в этом принадлежит английскому физiku Т. Юнгу, исследовавшему явления дифракции и интерференции, и французскому физiku О. Френелю, дополнившему принцип Гюйгенса и объяснившему эти явления.

Признанная волновая теория обладала целым рядом недостатков. Например, явления интерференции, дифракции и поляризации могли быть объяснены только в том случае, если световые волны считать поперечными. Теория Гюйгенса не могла объяснить также физической природы наличия разных цветов.

Наука о свете накапливала экспериментальные данные, свидетельствующие о взаимосвязи световых, электрических и магнитных явлений, что позволило Максвеллу в 70-х годах XIX в. создать электромагнитную теорию света, согласно которой

$$\frac{c}{V} = \sqrt{\epsilon\mu} = n,$$

где c и V - соответственно скорости распространения света в вакууме и в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ . Это соотношение связывает оптические, электрические и магнитные постоянные вещества.

Электромагнитная теория Максвелла и электронная теория Лоренца имели огромные успехи, но вместе с тем были несколько противоречивы, поэтому при их применении встречался ряд затруднений. Обе теории основывались на гипотезе об эфире, только <<упругий эфир>> был заменен <<эфиром электромагнитным>> (теория Максвелла) или <<неподвижным эфиром>> (теория Лоренца). Теория Максвелла не смогла объяснить процессов испускания и поглощения света, фотоэлектрического эффекта, комптоновского рассеяния и

т.д. Теория Лоренца, в свою очередь, не смогла объяснить многие явления, связанные со взаимодействием света с веществом, в частности, вопрос о распределении энергии по длинам волн при тепловом излучении черного тела.

Перечисленные затруднения и противоречия были представлены благодаря смелой гипотезе (1900 г.) немецкого физика М. Планка, согласно которой излучение и поглощение света происходит не непрерывно, а дискретно, т.е. **определенными порциями (квантами)**, энергия которых определяется частотой ν :

$$\epsilon_0 = h\nu, \quad (3.3)$$

где h - постоянная Планка.

Теория Планка не нуждалась в понятии об эфире. Она объясняла тепловое излучение черного тела. Эйнштейн в 1905 г. создал **квантовую теорию света**, согласно которой не только излучение света, но и его распространение происходит в виде **потока световых квантов - фотонов**, энергия которых определяется соотношением (3.3), а масса

$$m_\phi = \frac{\epsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}. \quad (3.4)$$

Квантовые представления о свете хорошо согласуются с законами излучения и поглощения света, взаимодействия света с веществом. Однако как с помощью этих представлений объяснить такие изученные явления, как интерференция, дифракция и поляризация света?

Эти явления легко объясняются на основе волновых представлений. Все многообразие изученных свойств и законов распространения света, его взаимодействие с веществом показывает, что свет имеет сложную природу. Он представляет собой единство противоположных видов движения - **корпускулярного и волнового (электромагнитного)**. Длительный путь развития привел к современным представлениям о **двойственной корпускулярно-волновой природе света**. Выражения (3.3) и (3.4) связывают корпускулярные характеристики излучения - массу и энергию кванта - с волновыми - частотой колебаний и длиной волны. Таким образом, свет представляет собой единство дискретности и непрерывности, что находится в полном соответствии с выводами материалистической диалектики.

3.2. Когерентность и монохроматичность световых волн

Интерференцию света можно объяснить, рассматривая интерференцию волн. Необходимым условием интерференции волн является их **когерентность**. Этому условию удовлетворяют **монохроматические волны** - волны

одной определенной и строго постоянной частоты. Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда не когерентны. Поэтому на опыте не наблюдается интерференция света от независимых источников, например от двух электрических лампочек.

Понять физическую причину немонохроматичности, а следовательно, и некогерентности волн, испускаемых двумя независимыми источниками света, можно исходя из самого механизма испускания света атомами. В двух самостоятельных источниках света атомы излучают энергию независимо друг от друга. В каждом из таких атомов процесс излучения конечен и длится очень короткое время ($\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$). За это время возбужденный атом возвращается в нормальное состояние, и излучение им света прекращается. Возбудившись вновь, атом снова начинает испускать световые волны, но уже с новой начальной фазой. Так как разность фаз между излучением двух таких независимых атомов изменяется при каждом новом акте испускания, то волны, спонтанно излучаемые атомами любого источника света, не когерентны. Таким образом, волны, испускаемые атомами, лишь в течение интервала времени $\approx 10^{-8} \text{ с}$ имеют приблизительно постоянные амплитуды и фазы колебаний, тогда как за больший промежуток времени и амплитуда, и фаза изменяются. Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется **волновым цугом**.

Любой немонохроматичный свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических цугов. Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{ког}}$ называется **временем когерентности**. Когерентность существует только в пределах одного цуга, время когерентности не может превышать время излучения, т.е. $\tau_{\text{ког}} < \tau$. Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности накладываемых световых волн.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}}$, называемое **длиной когерентности** (или **длиной цуга**). Таким образом, длина когерентности есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньше длины когерентности для используемого источника света. Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина $\Delta\omega$ спектра ее частот и, как можно доказать, больше ее время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, а следовательно, и длина когерентности $l_{\text{ког}}$. Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, определяемая степенью монохроматичности волн, называется **временной когерентностью**.

Наряду с временной когерентностью для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие **пространственной когерентности**. Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяет (при необходимой степени монохроматичности света) наблюдать интерференцию, называются **пространственно-когерентными**. **Радиусом когерентности (или длиной пространственной когерентности)** называется максимальное поперечному направлению распространения волны расстояние, на котором возможно проявление интерференции.

3.3. Условия интерференции света

Предположим, что две монохроматические световые волны, накладываясь друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления: $x_1 = A \cos(\omega t + \varphi_1)$ и $x_2 = A \cos(\omega t + \varphi_2)$. Под x понимают напряженность электрического E или магнитного H полей волны: векторы E и H колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях. Напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции. Амплитуда результирующего колебания в данной точке $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$. Так как волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны ($I \sim A^2$)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (3.5)$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$; где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $I < I_1 + I_2$. Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит в пространстве перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других - минимумы интенсивности. Это явление называется **интерференцией света**.

Для некогерентных волн разность $\varphi_2 - \varphi_1$ непрерывно изменяется, поэтому среднее во времени значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ равно нулю, и интенсивность результирующей волны всюду одинакова и при $I_1 = I_2$ равна $2I_1$ (для когерентных волн при данном условии в максимумах $I = 4I_1$, в минимумах $I = 0$).

Как можно создать условия, необходимые для возникновения интерференции световых волн? Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части. Эти две части после прохождения разных оптических путей накладываются друг на друга и наблюдается интерференционная картина.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в определенной точке **O**. До точки **M**, в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна в среде с показателем преломления n_1 прошла путь s_1 , вторая - в среде с показателем преломления n_2 - путь s_2 . Если в точке **O** фаза колебаний равна ωt , то в точке **M** первая волна возбуждает колебание $A_1 \cos \omega (t - s_1/v_1)$, вторая волна - колебание $A_2 \cos \omega (t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ - соответственно фазовая скорость первой и второй волны. Разность фаз колебаний, возбужденных волнами в точке **M**, равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = 2\pi \frac{s_2 n_2 - s_1 n_1}{\lambda_0} = 2\pi \frac{L_2 - L_1}{\lambda_0} = \frac{2\pi \Delta}{\lambda_0}$$

(учли, что $\omega/c = 2\pi\nu/c = 2\pi/\lambda_0$, где λ_0 - длина волны в вакууме). Произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель преломления этой среды называется **оптической длиной пути L**, а $\Delta = L_2 - L_1$ - разность оптических длин проходимых волнами путей - называется **оптической разностью хода**.

Если оптическая разность хода равна целому числу волн в вакууме

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m=0,1,2,\dots), \quad (3.6)$$

то $\delta = \pm 2m\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке **M** обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, (3.6) является **условием интерференционного максимума**.

Если
$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0,1,2,\dots), \quad (3.7)$$

то $\delta = \pm (2m+1)\pi$ - условие интерференционного минимума.

3.4. Методы наблюдения интерференции света

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего используют различные приемы. До появления во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Рассмотрим некоторые из этих методов.

1. **Метод Юнга.** Источником света служит ярко освещенная щель **S** (рис. 7), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели **S₁** и **S₂**, параллельные щели **S**. Таким образом, щели **S₁** и **S₂** играют роль ко-

герентных источников. Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране Э), расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 . Юнгу принадлежит первое наблюдение явления интерференции.

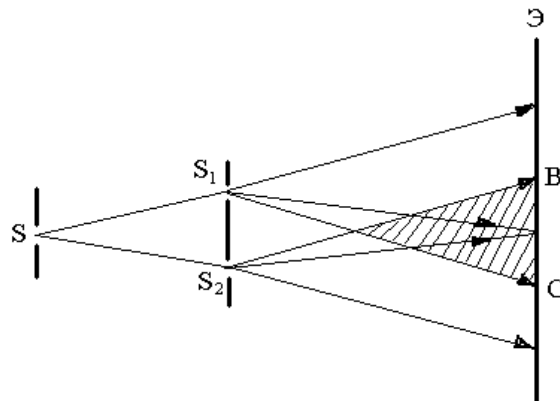


Рис. 7

2. **Зеркала Френеля.** Свет от источника S (рис. 8) падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных относительно друг друга под углом, лишь немного отличающемся от 180° (угол φ мал).

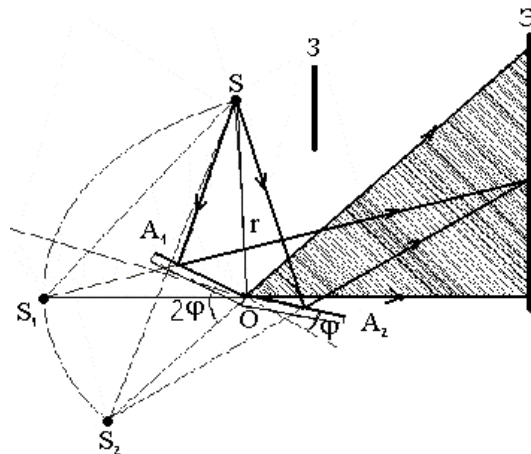


Рис. 8

Учитывая правила построения изображения в плоских зеркалах, можно показать, что и источник и его изображения S_1 и S_2 лежат на одной и той же окружности радиуса r с центром в O (точке соприкосновения зеркал). Световые пучки, отразившиеся от обоих зеркал, можно считать выходящими из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся мнимыми изображениями S в зерка-

лах. Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и исходящие из них световые пучки, встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрытия (на рис. 8 она заштрихована). Можно показать, что максимальный угол расхождения перекрывающихся пучков не может быть больше 2φ . Интерференционная картина наблюдается на экране (Э), защищенном от прямого попадания света заслонкой (З).

3.5. Расчет интерференционной картины от двух источников

Расчет интерференционной картины для рассмотренных выше методов наблюдения интерференции света можно провести используя две узкие параллельные щели, расположенные достаточно близко друг к другу (рис. 9). Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными источниками света. Интерференция наблюдается в произвольной точке A экрана, параллельного обеим щелям и расположенного от них на расстоянии ℓ , причем $\ell \gg d$. Начало отсчета выбрано в точке O , симметричной относительно щелей.

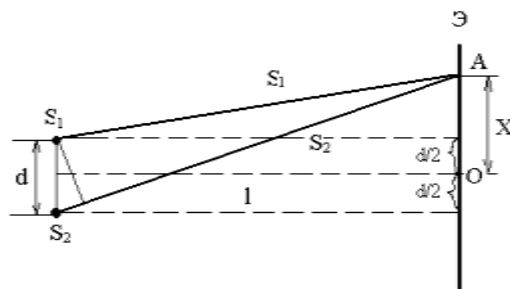


Рис. 9

Интенсивность в любой точке A экрана, лежащей на расстоянии x от O , определяется оптической разностью хода $\Delta = S_2 - S_1$ (см. рис. 9). Из рис. 9 имеем

$$S_2^2 = \ell^2 + \left(\frac{x+d}{2}\right)^2; \quad S_1^2 = \ell^2 + \left(\frac{x-d}{2}\right)^2.$$

Откуда

$$S_2^2 - S_1^2 = 2xd$$

или

$$\Delta = S_2 - S_1 = \frac{2xd}{S_1 + S_2}.$$

Из условия $\ell \gg d$ следует, что $S_1 + S_2 \approx 2\ell$, поэтому

$$\Delta = \frac{\mathbf{x}d}{\ell}. \quad (3.8)$$

Подставив найденное значение Δ (3.8) в условия (3.6) и (1.3), получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться при

$$\mathbf{x}_{\max} = \pm \frac{\mathbf{m}\ell\lambda_0}{d} \quad (\mathbf{m}=0,1,2,\dots), \quad (3.9)$$

а минимумы - при

$$\mathbf{x}_{\min} = \pm \left(\mathbf{m} + \frac{1}{2} \right) \frac{\ell\lambda}{d} \quad (\mathbf{m}=0,1,2,\dots). \quad (3.10)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое **шириной интерференционной полосы**, равно

$$\Delta \mathbf{x} = \frac{\ell\lambda_0}{d}. \quad (3.11)$$

$\Delta \mathbf{x}$ не зависит от порядка интерференции (величины \mathbf{m}) и является постоянной для данных ℓ , d и λ_0 . Согласно формуле (3.11), $\Delta \mathbf{x}$ обратно пропорциональна d , следовательно, при большом расстоянии между источниками, например при $d \approx \ell$, отдельные полосы становятся неразличимыми. Для видимого света $\lambda_0 \approx 10^{-7}$ м, поэтому четкая, доступная для визуального наблюдения интерференционная картина имеет место при $\ell \gg d$. По измеренным значениям ℓ , d и $\Delta \mathbf{x}$, используя (3.11), можно экспериментально определить длину световой волны. Из выражений (3.9) и (3.10) следует, таким образом, что интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос, параллельных друг другу. Главный максимум, соответствующий $\mathbf{m}=0$, проходит через точку O . Вверх и вниз от него на равных расстояниях друг от друга располагаются максимумы (минимумы) первого ($\mathbf{m} = 1$), второго ($\mathbf{m} = 2$) порядков и т.д. Описанная картина, однако, справедлива лишь при освещении монохроматическим светом ($\lambda_0 = \text{const}$). Если использовать белый свет, представляющий собой непрерывный набор длин волн от 0,39 мкм (фиолетовая граница спектра) до 0,75 мкм (красная граница спектра), то интерференционные максимумы для каждой длины волны будут, согласно формуле (3.11), смещены друг относительно друга и иметь вид радужных полос. Только для $\mathbf{m}=0$ максимумы всех длин волн совпадают, и в середине экрана будет наблюдаться белая полоса, по обе стороны которой симметрично

расположатся спектрально окрашенные полосы максимумов первого, второго порядков и т.д. (ближе к белой полосе будут находиться зоны фиолетового цвета, дальше - зоны красного цвета).

3.6. Интерференция света в тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающее в результате интерференции света, отраженного двумя поверхностями пленки.

Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d (рис. 10) под углом φ падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). На поверхности пленки в точке O луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки C , частично преломится в воздух ($n_0=1$), а частично отразится и пойдет к точке B . Здесь он опять частично отразится (этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом φ . Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы и дадут интерференционную картину, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB

$$\Delta = n(OC + CB) - \left(OA \pm \frac{\lambda_0}{2} \right),$$

где Δ - показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а $\pm \lambda_0/2$ обусловлено потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке O , а $\lambda_0/2$ будет иметь знак минус; если же $n < n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке C , и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс. Согласно рис. 10, $OC=CB=d/\cos r$, $OA = OB \sin \varphi = 2 d \operatorname{tg} r \sin \varphi$. Учитывая для данного случая закон преломления $\sin \varphi = n \sin r$, получим

$$\Delta = 2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}.$$

С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2dn \cos r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} \pm \frac{\lambda_0}{2}. \quad (3.12)$$

Для случая, изображенного на рис. 10 ($n > n_0$),

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

В точке Р будет максимум, если (см. 3.6)

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} + \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 \quad (m=0,1,2,\dots), \quad (3.13)$$

и минимум, если (см. 3.7)

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0,1,2,\dots). \quad (3.14)$$

Доказывается, что интерференция наблюдается только, если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

Из выражений (3.13) и (3.14) следует, что интерференционная картина в плоскопараллельных пластинах (пленках) определяется величинами λ_0 , d , n и φ . Для данных λ_0 , d и n каждому наклону φ лучей соответствует своя интерференционная полоса. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **ПОЛОСАМИ РАВНОГО НАКЛОНА**.

Лучи 1 и 2, отразившиеся от верхней и нижней граней пластинки (рис. 10), параллельны друг другу, т.к. пластинка плоскопараллельна. Следовательно, интерферирующие лучи 1 и 2 пересекаются только в бесконечности. Для их наблюдения используют собирающую линзу и экран (Э), расположенный в фокальной плоскости линзы. Если монохроматическая волна падает на клин (α - угол между боковыми гранями мал), то интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест одинаковой толщины, называются **полосами равной толщины** (рис. 11). Так как верхняя и нижняя грани клина не параллельны между собой, то лучи 1 и 1' (2 и 2') пересекаются вблизи пластинки. Таким образом, полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина. Если свет падает на пластинку нормально, то полосы равной толщины локализируются на верхней поверхности клина.

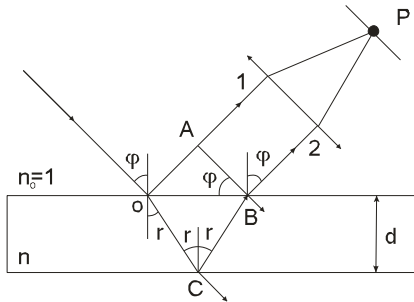


Рис. 10.

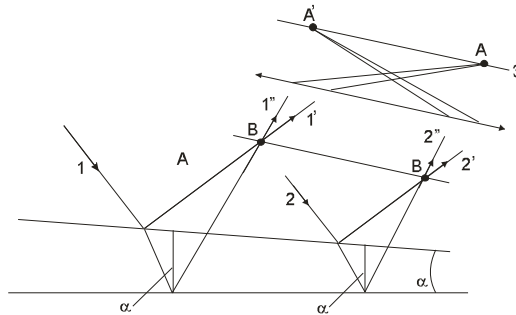


Рис. 11.

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны (рис. 12). Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы и частично отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении отраженных лучей возникают полосы равной толщины, при нормальном падении света имеющие вид концентрических окружностей.

В отраженном свете оптическая разность хода при условии, что показатель преломления воздуха $n=1$, а $\varphi=0$,

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (3.15)$$

где d - ширина зазора. Из рис.12 следует, что $R^2 = (R - d)^2 + r^2$, где R - радиус кривизны линзы, а r - радиус кривизны окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор d . Учитывая, что d мала, получим $d = \frac{r^2}{2R}$.

Следовательно,

$$\Delta = \frac{r^2}{2R} + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (3.16)$$

Приравняв (3.16) к условиям максимума (3.13) и минимума (3.14), получим выражения для радиуса m -го светлого кольца

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda_0 R} \quad (m=1,2,3,\dots)$$

и радиуса m -го темного кольца

$$r_m = \sqrt{m\lambda_0 R}. \quad (m=1,2,3,\dots)$$

Измеряя радиусы соответствующих колец (радиус кривизны линзы R задан) можно определить λ_0 и, наоборот, по известной λ_0 найти радиус кривизны линзы R .

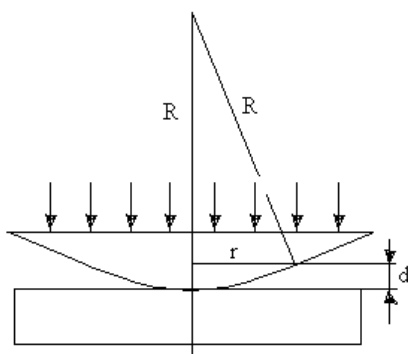


Рис. 12

Как для полос равного наклона, так и для полос равной толщины положение максимумов зависит от длины волны λ_0 . Поэтому система темных и светлых полос получается только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных длин волн, и интерференционная картина приобретает радужную окраску. Все рассуждения были проведены для отраженного света. Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете, причем в данном случае не наблюдается потери полуволны. Следовательно, оптическая разность хода для проходящего и отраженного света отличается на $\lambda_0/2$, т.е. максимуму интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем и наоборот.

3.7. Применение интерференции света

Явление интерференции обусловлено волновой природой света; его количественные закономерности зависят от длины волны λ_0 . Поэтому это явление применяется для подтверждения волновой природы света и для измерения длин волн (**интерференционная спектроскопия**).

Явление интерференции применяется также для улучшения качества оптических приборов (**просветление оптики**) и получения высокоотражающих покрытий. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы, например через границу стекло - воздух, сопровождается отражением $\approx 4\%$ падающего потока (при показателе преломления стекла $\approx 1,5$). Так как современные объективы содержат большое количество линз, то число отражений в них велико, а поэтому велики и потери светового потока. Таким образом, интенсивность прошедшего света ослабляется, и светосила оптического прибора уменьшается. Кроме того, отражения от поверхностей линз приводят к возник-

новению бликов, что часто (например, в военной технике) демаскирует положение прибора.

Для устранения указанных недостатков осуществляют так называемое просветление оптики. С этой целью на свободные поверхности линз наносят тонкие пленки с показателем преломления меньше, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух - пленка и пленка - стекло возникает интерференция когерентных лучей $1'$ и $2'$ (рис. 13). Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n можно подобрать так, чтобы интерферирующие лучи гасили друг друга. Для этого их амплитуды должны быть равны, а оптическая разность хода равна $nd = \lambda_0/4$, тогда в результате интерференции наблюдается гашение отраженных лучей. Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно, то это обычно делается для наиболее восприимчивой газом длины волны $\lambda_0 \approx 0,55$ мкм. Поэтому объективы с просветленной оптикой кажутся голубыми. Создание высокоотраженных покрытий стало возможным лишь на основе **многолучевой интерференции**. В отличие от двухлучевой интерференции, которую рассматривали до сих пор, многолучевая интерференция возникает при наложении большого числа когерентных световых пучков.

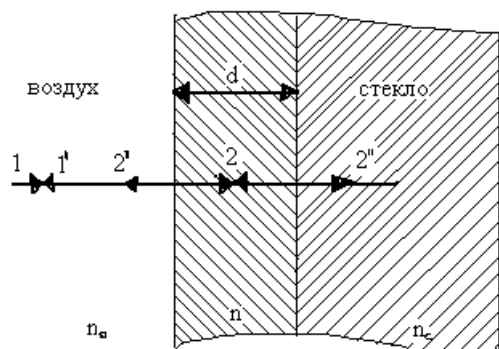


Рис. 13

Явление интерференции также применяется в очень точных измерительных приборах, называемых **интерферометрами**. Которые основаны на одном и том же принципе и различаются лишь конструкционно. На рис. 14 представлена упрощенная схема **интерферометра Майкельсона**. Монохроматический свет от источника S падает под углом 45° на плоскопараллельную пластинку P_1 . Сторона пластинки, удаленная от S , посеребренная и полупрозрачная, разделяет луч на две части: луч 1 (отражается от посеребренного слоя) и луч 2 (проходит через него).

Луч 1 отражается от зеркала M_1 и, возвращаясь обратно, вновь проходит через пластинку P_1 . Луч 2 идет к зеркалу M_2 , отражается от него, возвращается от него обратно и отражается от пластинки P_1 (луч 2). Так как луч 1

проходит пластинку P_1 дважды, то для компенсации возникающей разности хода на пути луча 2 ставится пластинка P_2 (точно такая же, как и P_1 , только не покрытая слоем серебра). Лучи 1' и 2' когерентны; следовательно, будет наблюдаться интерференция, результат которой зависит от оптической разности хода луча 1 от точки O до зеркала M_1 , и луча 2 от точки O до зеркала M_2 . При перемещении одного из зеркал на расстояние $\lambda_0/4$ разность хода обоих лучей увеличится на $\lambda_0/2$, и произойдет смена зрительного поля.

Следовательно, по незначительному смещению интерференционной картины можно судить о малом перемещении одного из зеркал и использовать интерферометр Майкельсона для точного (порядка 10^{-7} м) измерения длин (измерения длины тел, длины световой волны, изменения длины тела при изменении температуры – интерференционный дилатометр).

Советский физик В.П. Линник использовал принцип действия интерферометра Майкельсона для создания **микроинтерферометра** (комбинация интерферометра и микроскопа), служащего для контроля чистоты обработки поверхности.

Интерферометры - очень чувствительные приборы, позволяющие определять незначительные изменения показателя преломления прозрачных тел (газов, жидких и твердых тел) в зависимости от давления, температуры, примесей и т.д. Такие интерферометры получили название **интерференционных рефрактометров**.

Применение интерферометров очень многообразно. Кроме перечисленного, они используются для изучения качества изготовления оптических деталей, измерения углов, исследования быстропротекающих процессов, происходящих в воздухе, обтекающем летательные аппараты, а также распространения света в движущихся телах (это привело к фундаментальным изменениям представлений о пространстве и времени). С помощью интерферометра Майкельсон впервые провел сравнение международного эталона метра с длиной стандартной световой волны.

4. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

4.1. Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракцией называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле - любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики.

Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через небольшие отверстия в экранах и т.д. Например, звук хорошо слышен за углом дома, т.е. звуковая волна его огибает. Явление дифракции объясняется с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных

волн, а огибающая этих волн дает положение, волнового фронта в следующий момент времени. Пусть плоская волна нормально падает на отверстие в непрозрачном экране (рис. 15).

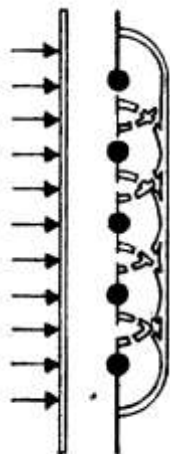


Рис. 15

Почему же возникает резкая тень, если свет имеет волновую природу? К сожалению, теория Гюйгенса ответить на этот вопрос не могла.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям. Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн.

Согласно **принципу Гюйгенса - Френеля**, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, "излучаемых" фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей. Таким образом, волны, распространяющиеся от источника, являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн. Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн.

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в каждом конкретном случае найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства, т.е. определить закономерности распространения света. В общем случае расчет интерференции вторичных волн довольно сложный и громоздкий, однако для некоторых случаев нахождение амплитуды результирующего колебания осуществляется алгебраическим суммированием.

4.2. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света

Принцип Гюйгенса-Френеля в рамках волновой теории должен был ответить на вопрос о прямолинейном распространении света. Френель решил эту задачу, рассмотрев взаимную интерференцию вторичных волн и применив прием, получивший название **метода зон Френеля**.

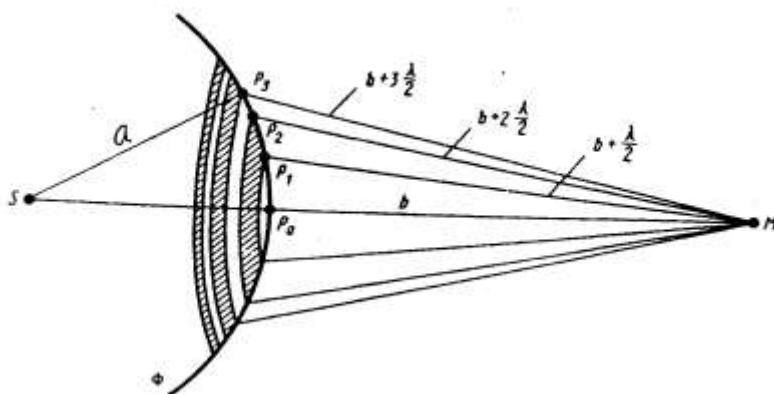


Рис. 16

Найдем в произвольной точке **М** амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника **С** (рис. 16). Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, заменим действие источника **С** действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности **О**, являющейся поверхностью фронта волны, идущей из **С** (поверхность сферы с центром **С**). Френель разбил волновую поверхность **О** на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния

от краев зоны до **М** отличались на $\frac{\lambda}{2}$, т.е.

$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}$. Подобное разбиение фронта волны на зоны можно выполнить, проведя с центром в точке **М** сферы радиусами

$$b + \frac{\lambda}{2}, b + \frac{2\lambda}{2}, b + \frac{3\lambda}{2}, \dots, b + \frac{m\lambda}{2},$$

Так как колебания от соседних зон проходят до точки **М** расстояния, отличающиеся на $\lambda/2$, то в точку **М** они приходят в противоположной фазе, и при наложении эти колебания будут взаимно ослаблять друг друга. Поэтому амплитуда

литуда результирующего светового колебания в точке М

$$A = A_1 - A_2 + A_3 + \dots + A_m \quad (4.1)$$

где A_1, A_2, \dots, A_m - амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m-й зонами. Интенсивность излучения в направлении точки М уменьшается с ростом m и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки М. Учитывая оба этих фактора, можем записать

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots$$

В качестве допустимого приближения можно считать, что амплитуда колебания A_m , от некоторой m-й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон, т.е.

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (4.2)$$

Тогда выражение (4.1) можно записать в виде

$$A = A_1/2 + (A_1/2 - A_2 + A_3/2) + (A_3/2 - A_4 + A_5/2) + \dots = A_1/2. \quad (4.3)$$

Выражения, стоящие в скобках, согласно (4.2), равны нулю, а оставшаяся часть от амплитуды последней зоны $\pm A_m/2$ ничтожно мала.

Таким образом, амплитуда, создаваемая в произвольной точке М сферической волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной центральной зоной. Следовательно, действие всей волновой поверхности на точку М сводится к действию ее малого участка, который меньше центральной зоны. Расчеты показывают, что радиус внешней границы m-й зоны Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda. \quad (4.4)$$

При $a = b = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм радиус первой (центральной) зоны $r_1 = 0,158$ мм. Следовательно, распространение света от S к М происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM, т.е. прямолинейно. Таким образом, принцип Гюйгенса-Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждена экспериментально. Для этого используются **зонные пластинки**. В простейшем случае стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля, т.е. с радиусами r_m зон Френеля, определяемыми выражением (4.3) для данных значений a, b и λ ($m=0,2,4,\dots$ для прозрачных и $m=1,3,5,\dots$ для непрозрачных колец). Если поместить зонную пластинку на рас-

стоянии \mathbf{a} от точечного источника и на расстоянии \mathbf{b} от точки наблюдения на линии, соединяющей эти две точки, то для света длиной волны λ она перекроет четные зоны и оставит свободными нечетные начиная с центральной. В итоге результирующая амплитуда $\mathbf{A} = \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2 + \mathbf{A}_3 + \dots$ должна быть больше, чем при полностью открытом фронте. И в самом деле: на опыте зонная пластинка во много раз увеличивает интенсивность света в точке \mathbf{M} , действуя подобно собирающей линзе.

4.3. Дифракция Фраунгофера на одной щели

Немецкий физик И. Фраунгофер рассмотрел **дифракцию плоских световых волн**, или **дифракцию в параллельных лучах**.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от длинной щели (длина щели должна быть значительно больше ее ширины). Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной $a = MN$ (рис. 17). Оптическая разность хода между крайними лучами MC и ND , идущими от щели в произвольном направлении,

$$\Delta = NF = a \sin \varphi, \quad (4.5)$$

где \mathbf{F} - основание перпендикуляра, опущенного из точки \mathbf{M} на луч ND .

Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели MN на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, т.е. всего на ширине щели уместится $\Delta : \lambda/2$ зон. Так как свет на щель падает нормально, то плоскость щели совпадает с фронтом волны; следовательно, все точки фронта в плоскости щели будут колебаться в одинаковой фазе. Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, т.к. выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

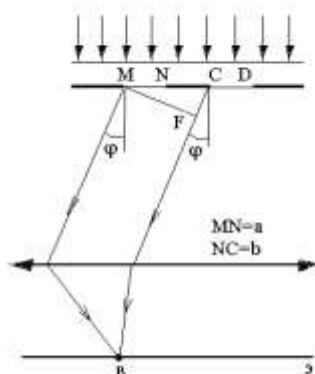


Рис. 17

Из выражения (4.5) вытекает, что число зон Френеля, укладывающихся на ширине щели, зависит от угла φ . От числа зон Френеля, в свою очередь, зависит результат наложения всех вторичных волн. Из приведенного построения следует, что при интерференции света в каждой паре соседних зон Френеля амплитуда результирующих колебаний равна нулю, т.к. колебания от каждой пары соседних зон взаимно погашают друг друга. Следовательно, если число зон Френеля четное

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m=1, 2, 3, \dots), \quad (4.6)$$

то в точке В наблюдается **дифракционный минимум** (полная темнота); если же число зон Френеля нечетное

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m=1, 2, 3, \dots), \quad (4.7)$$

то наблюдается **дифракционный максимум**, соответствующий действию одной нескомпенсированной зоны Френеля. Отметим, что в прямом направлении ($\varphi=0$) щель действует как одна зона Френеля, и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью, т.е. в точке B_0 наблюдается **центральный дифракционный максимум**.

Из условий (4.6) и (4.7) можно найти направления на точки экрана, в которых амплитуда (а следовательно, и интенсивность) равна нулю ($\sin \varphi_{\min} = \pm m\lambda/a$) или максимальна ($\sin \varphi_{\max} = \pm (2m+1)\lambda/(2a)$). Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции (**дифракционный спектр**), приведено на рис. 18. Расчеты показывают, что основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме. Из опыта и соответствующих расчетов следует, что сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, а его яркость уменьшается. И наоборот: чем шире щель (а

$>\lambda$), тем картина ярче, но дифракционные полосы уже, а число самих полос больше. При $a \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света, т.е. имеет место прямолинейное распространение света.

Положение дифракционных максимумов зависит от длины волны λ , поэтому рассмотренный вид дифракционной картины имеет лишь для монохроматического света. При освещении щели белым светом центральный максимум имеет вид белой полосы; он общий для всех длин волн (при $\varphi=0$ разность хода равна нулю для всех λ). Боковые максимумы радужно окрашены, т.к. условие максимума при любых m различно для разных λ . Таким образом, справа и слева от центрального максимума наблюдаются максимумы первого ($m=1$), второго ($m=2$) и других порядков, обращенные фиолетовым краем к центру дифракционной картины. Однако они настолько расплывчаты, что отчетливого разделения различных длин волн с помощью дифракции на одной щели получить невозможно.

4.4. Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

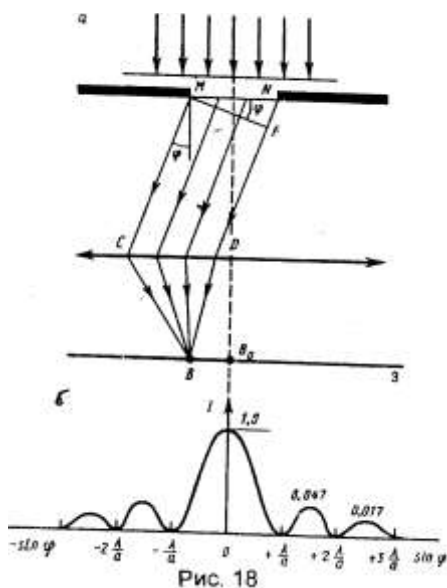


Рис. 18

Большое практическое значение имеет дифракция, наблюдаемая при прохождении света через **одномерную дифракционную решетку** - систему параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками. Рассматривая дифракцию Фраунгофера на щели, видим, что распределение интенсивности на экране определяется направлением дифрагированных лучей. Это означает, что перемещение щели параллельно самой себе влево или вправо не изменит дифракционной картины.

Следовательно, если перейти от одной щели ко многим (к дифракционной решетке), то дифракционные картины, создаваемые каждой щелью в отдельности, будут одинаковыми.

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т.е. в дифракционной решетке

осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей. Рассмотрим дифракционную решетку. На рис. 18 для наглядности показаны только две соседние щели **MN** и **CD**. Если ширина каждой щели равна **a**, а ширина непрозрачных участков между щелями **b**, то величина **d=a+b** называется **постоянной (периодом) дифракционной решетки**.

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости решетки. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = CF = (a + b)\sin \varphi = d \sin \varphi. \quad (4.8)$$

Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т.е. прежние (главные) минимумы интенсивности будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием

$$a \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (m=1, 2, 3, \dots). \quad (4.9)$$

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т.е. возникнут **дополнительные минимумы**. Очевидно, что эти дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \lambda, \dots$, посылаемых, например, от крайних левых точек **M** и **C** обеих щелей. Таким образом, с учетом (4.8) **условие дополнительных минимумов**

$$d \sin \varphi = \pm(2m + 1)\lambda/2 \quad (m=0, 1, 2, 3, \dots).$$

И наоборот: действие одной щели будет усиливать действие другой, если

$$d \sin \varphi = \pm \frac{2m\lambda}{2} = \pm m\lambda \quad (m=0, 1, 2, 3, \dots), \quad (4.10)$$

т.е. выражение (4.10) задает условие **главных максимумов**.

Таким образом, полная дифракционная картина для двух щелей определяется из условия: главные минимумы

$$a \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda,$$

Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, поэтому выражение (5.2) может быть получено из выражения (5.1).

Результаты опытов с кристаллами турмалина объясняются довольно просто, если исходить из предложенных условий пропускания света поляризатором. Первая пластинка турмалина пропускает колебания только определенного направления (на рис.23 это направление показано стрелкой АВ) т.е. преобразует естественный свет в поляризованный. Вторая же пластинка турмалина в зависимости от ее ориентации из поляризованного света пропускает большую или меньшую его часть, которая соответствует компоненту **E**, параллельному оси второго турмалина. На рис.23 обе пластинки расположены так, что направления пропускаемых ими колебаний **AB** и **A'B'** перпендикулярны друг другу. В данном случае **T1** пропускает колебания, направленные по **AB**, а **T2** их полностью гасит, т.е. за пластинку **T2** свет не проходит.

Пластинка **T1**, преобразующая естественный свет в плоско поляризованный, является **поляризатором**. Пластинка **T2**, служащая для анализа степени поляризации света, называется **анализатором**. Обе пластинки совершенно одинаковы. Если пропустить естественный свет через два поляризатора, плоскости которых образуют угол α , то из первого выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого $I_0 = 1/2 I_{\text{ОСТ}}$

$$I = 1/2 I_{\text{ОСТ}} \cos^2 \alpha \quad (5.3)$$

5.2. Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла), то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде. Устанавливая на пути отраженного и преломленного лучей анализатор, убеждаемся в том, что отраженный и преломленный лучи частично поляризованы.

Исследования показали, что в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рис.25 они обозначены точками), в преломленном колебания, параллельные плоскости падения (изображены стрелками). Степень поляризации (степень выделения световых волн с определенной ориентацией электрического вектора зависит от угла падения лучей и показателя преломления. Шотландский физик Д. Брюстер установил закон, согласно которому при угле падения i_B (**угол Брюстера**), определяемого соотношением

$$\text{tg } i_B = n_{21} \quad (5.4)$$

(n_2 - показатель преломления второй среды относительно первой), отраженный луч является плоскополяризованным (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения) (рис.26). Преломленный же луч при угле падения i_B поляризуется максимально, но не полностью. Если свет падает на границу раздела под углом Брюстера, то отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны. Все анизотропные кристаллы обладают способностью **двойного лучепреломления**, т. е. раздваивания каждого падающего на них светового пучка. Это явление, в 1669 г. впервые обнаруженное датским ученым Э. Бартолином для исландского шпата (разновидность кальцита CaCO_3), объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнения Максвелла. Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рис.27). Даже в этом случае, когда первичный пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два, причем один из них является продолжением первичного, а второй отклоняется (рис.28). Второй из этих лучей получил название **необыкновенного (e)**, а первый **обыкновенного (o)**.

В кристалле исландского шпата имеется единственное направление, вдоль которого двойное лучепреломление не наблюдается. Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления, называется **оптической осью кристалла**. В данном случае речь идет именно о направлении, а не о прямой линии, проходящей через какую-то точку кристалла. Кристаллы в зависимости от типа их симметрии бывают **одноосные** и **двухосные**, т.е. имеют одну или две оптические оси.

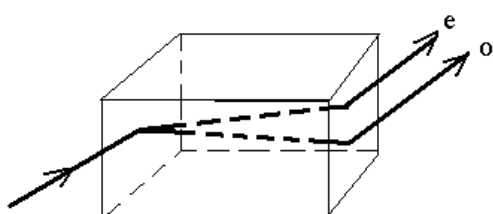


Рис.27

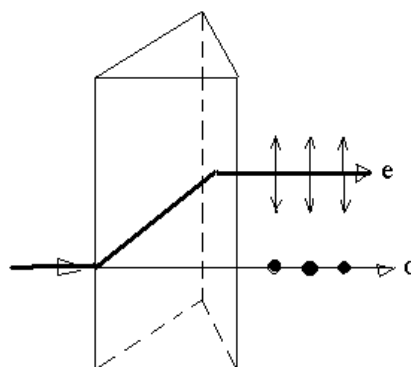


Рис.28

Плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла, называется **главной плоскостью** (или главным сечением криста-

лла). Анализ поляризации света показывает, что вышедшие из кристалла лучи плоско поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях: колебания светового вектора в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном - в главной плоскости (рис.7).

Неодинаковое преломление обыкновенного и необыкновенного лучей указывает на различие для них показателей преломления. Очевидно, что при любом направлении обыкновенного луча колебания светового вектора перпендикулярны оптической оси кристалла, поэтому обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью и, следовательно, показатель преломления n для него есть величина постоянная. Для необыкновенного же луча угол между направлением колебаний светового вектора и оптической осью отличен от прямого и зависит от направления луча, поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями. Следовательно, показатель преломления n_e необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча. Таким образом, обыкновенный луч подчиняется закону преломления (отсюда и название "обыкновенный"), для необыкновенного луча этот закон не выполняется. После выхода из кристалла, если не принимать во внимание поляризацию во взаимно перпендикулярных плоскостях, эти два луча ничем друг от друга не отличаются.

Как уже рассматривалось, обыкновенные лучи распространяются в кристалле по всем направлениям с одинаковой скоростью $v_0 = c/n_0$, а необыкновенные - с равной скоростью $v_e = c/n_e$. Различие в v_e и v_0 для всех направлений, кроме направления оптической оси, и обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах. Если $n_e > n_0$, то одноосный кристалл называется положительным; если $n_e < n_0$, то кристалл называется отрицательным.

5.3. Поляризационные призмы и поляроиды

В основе работы поляризационных приспособлений, служащих для получения поляризованного света, лежит явление двойного лучепреломления. Наиболее часто для этого применяются призмы и поляроиды.

Поляризационные призмы построены по принципу полного отражения одного из лучей (например, обыкновенного) от границы раздела, в то время как другой луч с другим показателем преломления проходит через эту границу. Типичным представлением поляризационных призм является **призма Николя**, называемая часто **Николем**. Призма Николя (рис.29) представляет собой двойную призму из исландского шпата, склеенную вдоль линии АВ канадским бальзамом с $n = 1,55$. Оптическая ось OO' призмы составляет с входной гранью угол 48° . На передней грани призмы естественный луч, параллельный ребру СВ, раз-

дваивается на два луча: обыкновенный ($n_o = 1,66$) и необыкновенный ($n_e = 1,51$). При соответствующем подборе угла падения, равного или больше предельного, обыкновенный луч испытывает полное отражение (канадский бальзам является для него средой оптически менее плотной), а затем поглощается зачерненной боковой поверхностью СВ. Необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно падающему лучу, незначительно смещенному относительно него (ввиду преломления на наклонных гранях АС и ВD).

Двоякопреломляющие призмы используют различие в показателях преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, чтобы развести их возможно дальше друг от друга. Примером двоякопреломляющих призм могут служить призмы из исландского шпата и стекла.

Двоякопреломляющие кристаллы обладают свойством **дихроизма**, т.е. различного поглощения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны, и называются **дихроичными кристаллами**. Примером сильно дихроичного кристалла является турмалин, в котором из-за сильного селективного поглощения обыкновенного луча уже при толщине пластинки 1 мм из нее выходит только необыкновенный луч. Такое различие в поглощении, зависящее, кроме того, от длины волны, приводит к тому, что при освещении дихроичного кристалла белым светом кристалл по разным направлениям окрасывается различно окрашенным.

Дихроичные кристаллы приобрели еще более важное значение в связи с изобретением **поляроидов**, примером которых может служить тонкая пленка из целлулоида, с вкрапленными кристалликами герпатита (сернокислого иод-хирина) - двоякопреломляющего вещества с очень сильно выраженным дихроизмом в области видимого света. Установлено, что такая пленка уже при толщине $\approx 0,1$ мм полностью поглощает обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в таком тонком слое совершенным поляризатором. Преимущество поляроидов перед призмами - возможность изготавливать их с площадями поверхностей до нескольких квадратных метров. Однако степень поляризации в них сильнее зависит от λ , чем в призмах, кроме того, их меньшая по сравнению с призмами прозрачность (приблизительно 30 %) в сочетании с небольшой термостойкостью не позволяет использовать поляроиды в мощных световых потоках. Поляроиды применяются, например, для защиты от ослепляющего действия солнечных лучей и фар встречающегося автотранспорта.

Разные кристаллы создают различное по значению и направлению двойное лучепреломление, поэтому, пропуская через них поляризованный свет и измеряя его изменения после прохождения, можно определять оптические характеристики кристаллов и производить **минералогический анализ**. Для этой цели используются **поляризационные микроскопы**.

5.4. Искусственная оптическая анизотропия

Двойное лучепреломление имеет место в естественных анизотропных средах. Существуют, однако, различные способы получения **искусственной оптической анизотропии**, т.е. сообщения оптической анизотропии естественным изотропным веществам.

Оптически изотропные вещества становятся оптически анизотропными под действием: 1) одностороннего сжатия или растяжения (кристаллы кубической системы, стекла и др.); 2) электрического поля **эффект Керра** (аморфные тела, газы); 3) магнитного поля (жидкости, стекла, коллоиды). В перечисленных случаях вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением деформации, электрического или магнитного полей соответственно указанным выше воздействиям.

Мерой возникающей оптической анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении, перпендикулярном оптической оси.

5.5. Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества (например, из твердых тел - кварц, сахар, киноварь; из жидкостей - водный раствор сахара, винная кислота, скипидар), называемые **оптически активными**, обладают способностью вращать плоскость поляризации.

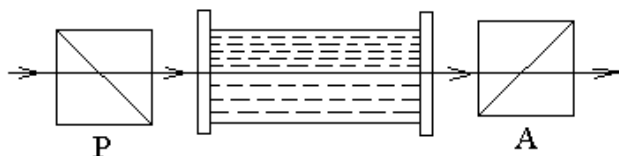


Рис. 30

Вращение плоскости поляризации можно наблюдать на следующем опыте (рис.30). Если между скрещенными поляризатором P и анализатором A, дающими темное поле зрения, поместить оптически активное вещество (например, кювету с раствором сахара), то поле зрения анализатора просветляется. При повороте анализатора на некоторый угол φ можно вновь получить темное поле зрения. Угол φ и есть угол, на который оптически активное вещество поворачивает плоскость поляризации света, прошедшего через поляризатор. Так как поворотом анализатора можно получить темное поле зрения, то свет, прошедший через оптически активное вещество, является плоскополяризованным.

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$$\varphi = a d,$$

для оптически активных растворов

$$\varphi = [\alpha] C d, \quad (5.5)$$

где d – расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе; $[\alpha]$ – так называемое **удельное вращение**, численно равно углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации – для растворов); C – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе; кг/м^3 . Удельное вращение зависит от природы вещества, температуры и света в вакууме.

Оптически активные вещества в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на **право-** и **лево-вращающиеся**. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть на встречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), во втором – влево (против часовой стрелки). Вращение плоскости поляризации объяснено О.Френелем. Согласно теории Френеля, скорость распространения света в оптически активных веществах различна для лучей, поляризованных по кругу вправо и влево.

Явления вращения плоскости поляризации и, в частности, формула (4.5) лежат в основе точного метода определения концентрации растворов оптически активных веществ, называемого **поляриметрией (сахариметрией)**. Для этого используется установка, показанная на рис.30. По найденному углу поворота плоскости поляризации φ и известному значению $[\alpha]$ из (4.5) находят концентрацию растворенного вещества.

Впоследствии М.Фарадеем обнаружено вращение плоскости поляризации в оптически неактивных телах, возникающее под действием магнитного поля. Это явление получило название **эффекта Фарадея (или магнитного вращения плоскости поляризации)** и имело огромное значение для науки, т.к. здесь впервые обнаружилась связь между оптическим и электромагнитным процессами.

6. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

6.1. Тепловое излучение и его характеристики

Тела, нагретые до достаточно высоких температур, светятся. Свечение тел, обусловленное нагреванием, называется **тепловым (температурным) излучением**. Являясь самым распространенным в природе, оно совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (то есть за счет его

внутренней энергии) и свойственно всем телам при температуре выше 0 К. 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 быть **равновесным**. Предположим, что нагретое тело помещено в полость, ограниченную идеально отражающей оболочкой. С течением времени, в результате непрерывного обмена энергией между телом и излучением, наступит равновесие, т.е. тело в единицу времени будет поглощать столько же энергии, сколько и излучать. Допустим, что равновесие между телом и излучением по к.-л. причине нарушено, и тело излучает энергии больше, чем поглощает. Если в единицу времени тело больше излучает, чем поглощает (или наоборот), то температура начнет понижаться (или повышаться). В результате будет ослабляться (или возрастать) количество излучаемой телом энергии, пока, наконец, не установится равновесие. Все другие виды излучения не равновесны.

Количественной характеристикой теплового излучения служит **спектральная плотность энергетической светимости** (излучательности) **тела** - мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины:

$$R_{\nu, T} = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{изл}}{d\nu},$$

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 $\nu + d\nu$.

Единица спектральной плотности энергетической светимости Джоуль на метр в квадрате в секунду ($\text{Дж}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$).

Записанную формулу можно представить в виде функции длины волны:

$$dW_{\nu, \nu+d\nu}^{изл} = R_{\nu, T} d\nu = R_{\lambda, T} d\lambda.$$

Так как $c = \lambda\nu$, то

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}.$$

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

$$R_{\nu, T} = R_{\lambda, T} \frac{\lambda^2}{c} \quad (6.1)$$

С помощью формулы (6.1) можно перейти от $R_{\nu, T}$ к $R_{\lambda, T}$ и наоборот.

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

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu, T} d\nu. \quad (6.2)$$

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

$$A_{\nu, T} = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{\text{погл}}}{dW_{\nu, \nu+d\nu}},$$

показывающей, какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до $\nu + d\nu$, поглощается телом.

Спектральная поглощательная способность - величина безразмерная. $R_{\nu, T}$ и $A_{\lambda, T}$ зависят от природы тела, его термодинамической температуры и при этом отличаются для излучений с различными частотами. Поэтому эти величины относят к определенным T и ν (вернее, к достаточно узкому интервалу частот от ν до $\nu + d\nu$). Тело, способное поглощать полностью при любой температуре все падающее на него излучение любой частоты, называется **черным**. Следовательно, спектральная поглощательная способность черного тела для всех частот и температур тождественно равна единице ($A_{\nu, T}^{\text{ч}} \equiv 1$).

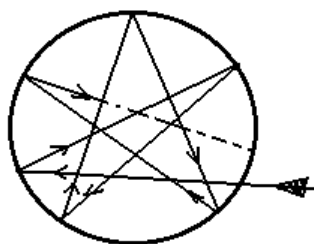


Рис. 31

Абсолютно черных тел в природе нет, однако такие тела, как сажа, платиновая чернь, черный бархат и некоторые другие в определенном интервале частот по своим свойствам близки к ним. Идеальной моделью черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием O , внутренняя поверхность которой зачернена (рис. 31).

Луч света, попавший внутрь такой полости, испытывает многократное отражение от стенок, в результате чего интенсивность вышедшего излучения

оказывается практически равной нулю. Опыт показывает, что при размере отверстия, меньше 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. Наряду с понятием черного тела используется понятие **серого тела**, поглощательная способность которого меньше 1, но одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела. Таким образом, для серого тела

$$A_{\nu,0}^n = A_0 = \text{const} < 1.$$

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

6.2. 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 поглощательной способности не зависит от природы тела; оно является для всех тел универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры (**закон Кирхгофа**):

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = r_{\nu,T}, \quad (6.3)$$

Для черного тела $A_{\nu,0}^c \equiv 1$, поэтому из закона Кирхгофа (см.(6.3)) 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), т.к. $A_{\nu,T} < 1$. Поэтому $R_{\nu,T} < r_{\nu,T}$. Кроме того, если тело не поглощает электромагнитные волны какой-то частоты, то оно их и не излучает, т.к. при $A_{\nu,T} = 0$; $R_{\nu,T} = 0$.

Используя закон Кирхгофа, выражению для энергетической светимости те-

ла (6.2) можно придать вид

$$\mathbf{R}_T = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} r_{\nu,T} d\nu.$$

Для серого тела

$$\mathbf{R}_T^C = A_T \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = A_T \mathbf{R}_e, \quad (6.4)$$

где

$$\mathbf{R}_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu \quad (6.5)$$

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 природы излучения. Излучение, которое не подчиняется законам Кирхгофа, не является тепловым.

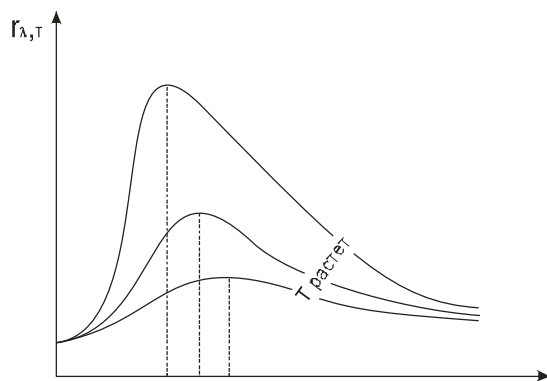
6.3. Закон Стефана-Больцмана и смещение Вина

Из закона Кирхгофа следует, что спектральная плотность энергетической светимости черного тела является универсальной функцией, поэтому нахождение ее явной зависимости от частоты и температуры является важной задачей теории теплового излучения.

Австрийский физик Й. Стефан, анализируя экспериментальные данные, и Л. Больцман, применяя термодинамический метод, решили эту задачу лишь частично, установив зависимость энергетической светимости R от температуры. Согласно **закону Стефана-Больцмана**,

$$\mathbf{R}_e = \sigma T^4, \quad (6.6)$$

т.е. энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры; σ - постоянная Стефана-Больцмана: ее экспериментальное значение равно $5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт (м}^2 \cdot \text{К}^4)$.



Закон Стефана - Больцмана, определяя зависимость R_e от температуры, не дает ответа относительно спектрального состава излучения черного тела. Из экспериментальных кривых зависимости функции $r_{\lambda, T}$ от длины волны λ при различных температурах (рис.32) следует, что распределение энергии в спектре черного тела является неравномерным. Все кривые имеют явно выраженный максимум, который по мере повышения температуры смещается в сторону более коротких волн. Площадь, ограниченная кривой зависимости $r_{\lambda, T}$ и осью абсцисс, пропорциональна энергетической светимости R_e черного тела и, следовательно, по закону Стефана - Больцмана, четвертой степени температуры.

Немецкий физик В.Вин, опираясь на законы термо- и электродинамики, установил зависимость длины волны λ_{max} , соответствующей максимуму функции $r_{\lambda, T}$ от температуры T . Согласно **закону смещения Вина**,

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T}, \quad (6.7)$$

т.е. длина волны λ_{max} , соответствующая максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda, T}$ черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре; b - постоянная Вина: ее экспериментальное значение равно $2,9 \cdot 10^{-3}$ м·к. Выражение (6.7) потому называют **законом смещения Вина**, что оно показывает смещение положения максимума функции $r_{\lambda, T}$ по мере возрастания температуры в области коротких длин волн. Этот закон объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре все сильнее преобладает длинноволновое излучение. Несмотря на то, что законы Стефана-Больцмана и Вина играют в теории теплового излучения важную роль, они являются частными законами, т.к. не дают общей картины распределения энергии по частотам при различных температурах.

6.4. Формула Рэлея-Джинса и Планка

Из законов Стефана - Больцмана и Вина следует, что термодинамический подход к решению задачи о нахождении универсальной функции $r_{\nu,T}$ Кирхгофа не дал желаемых результатов. Следующая строгая попытка теоретического вывода зависимости $r_{\nu,T}$ принадлежит английским ученым Д. Рэлею и Д. Джинсу, которые применили к тепловому излучению методы статистической физики, воспользовавшись классическим законом равномерного распределения энергии по степеням свободы.

Формула Рэлея-Джинса для спектральной плотности энергетической светимости черного тела имеет вид

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \epsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \text{КТ}, \quad (6.8)$$

где $\langle \epsilon \rangle = \text{КТ}$ - средняя энергия осциллятора с собственной частотой. Для осциллятора, совершающего колебания, средние значения кинетической и потенциальной энергии одинаковы, поэтому средняя энергия каждой колебательной степени свободы $\langle \epsilon \rangle = \text{КТ}$.

Как показал опыт, выражение (6.8) согласуется с экспериментальными данными только в области достаточно малых частот и больших температур. В области больших частот формула Рэлея - Джинса приводит к абсурду. Действительно, вычисленная с использованием (6.8) энергетическая светимость черного тела (см.(5.5))

$$R_{\epsilon} = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu,$$

в то время как по закону Стефана-Больцмана R_{ϵ} пропорциональна четвертой степени температуры. Этот результат получил название "ультрафиолетовой катастрофы". Таким образом, в рамках классической физики не удалось объяснить законы распределения энергии в спектре черного тела.

Правильное, согласующееся с опытными данными, выражение для спектральной плотности энергетической светимости черного тела было найдено в 1900 г. немецким физиком М. Планком. Для этого ему пришлось отказаться от установившегося положения классической физики, согласно которому энергия любой системы может изменяться непрерывно, т.е. принимать любые сколь угодно близкие значения. Согласно выдвинутой Планком **квантовой гипотезе**, атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями - **квантами**, причем энергия кванта пропорциональна частоте колебания:

$$\varepsilon_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (6.9)$$

где $h=6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж * с – **постоянная Планка**. Так как излучение испускается порциями, то энергия осциллятора ε может принимать лишь определенные дискретные значения, кратные целому числу элементарных порций энергии ε_0 :

$$\varepsilon = nh\nu \quad (n=0,1,2,\dots).$$

Планк вывел для универсальной функции Кирхгофа формулу

$$r_{\nu,0} = 2\pi \frac{h\nu^3}{c^2} = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (6.10)$$

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 в 1900 г. ставшим датой рождения квантовой физики.

Из формулы Планка, зная универсальные постоянные h , k и c , можно вычислить постоянные σ Стефана-Больцмана и b Вина. А зная экспериментальные значения σ и b , можно вычислить значения h и k .

Таким образом, формула Планка не только хорошо согласуется с экспериментальными данными, но и содержит в себе частные законы теплового излучения. Следовательно, полное решение основной задачи теплового излучения, поставленной Кирхгофом, стало возможным лишь благодаря революционной квантовой гипотезе Планка.

6.5. Оптическая пирометрия и тепловые источники света

Законы теплового излучения используются для измерения температуры раскаленных и самосветящихся тел (например, звезд). Методы измерения высоких температур с зависимостью спектральной плотности энергетической светимости или интегральной энергетической светимости тел от температуры называются **оптической пирометрией**, а приборы предназначенные для этих целей, – **пирометрами**. В зависимости от того, какой закон теплового излучения применяется, различают **радиационную, цветовую и яркостную температуры** тел.

1. Радиационная температура – это такая температура черного тела, при которой его энергетическая светимость Re равна энергетической светимости Rt

исследуемого тела. В данном случае регистрируется энергетическая светимость исследуемого тела, и по закону Стефана-Больцмана (6.6) вычисляется его радиационная температура:

$$T_p = \sqrt[4]{\frac{R_T}{\sigma}}. \quad (6.11)$$

2. Цветовая температура. Для серых тел (или тел близких к ним по свойствам) спектральная плотность энергетической светимости

$$R_{\lambda,T} = A_T r_{\lambda,T},$$

где $A_T = \text{const} < 1$. Следовательно, распределение энергии в спектре излучения серого тела такое же, как и в спектре черного тела, имеющего ту же температуру. Поэтому к серым телам применим закон Вина, т.е., зная длину волны λ_{max} , соответствующую максимальной спектральной плотности энергетической светимости $R_{\lambda,T}$ исследуемого тела, можно определить его температуру

$$T_c = \frac{b}{\lambda_{\text{max}}},$$

которая называется цветовой температурой; для серых тел цветовая температура совпадает с истинной. Для тел, сильно отличающихся от серых, понятие цветовой температуры теряет смысл. Таким способом определяется температура на поверхности Солнца ($T_c \approx 6500 \text{ K}$) и звезд.

3. Яркостная температура. Это температура черного тела, при которой для определенной длины волны его спектральная плотность энергетической светимости равна спектральной плотности энергетической светимости исследуемого тела, т.е.

$$r_{\lambda,T} = R_{\lambda,T}, \quad (6.12)$$

где T - истинная температура тела.

В качестве яркостного пирометра обычно используется **пирометр с исчезающей нитью**, накал которой подбирается таким, чтобы выполнялось условие (6.12). В данном случае изображение становится неразличимым на фоне поверхности раскаленного тела, т.е. нить как бы "исчезает". Используя програддуированный по черному телу миллиамперметр, можно определить яркостную температуру. Зная поглощательную способность $A_{\lambda,T}$ тела при той же длине волны, по яркостной температуре можно определить истинную.

6.6. Виды фотоэлектрического эффекта. Законы внешнего фотоэффекта

Гипотеза Планка, блестяще решившая задачу теплового излучения черного тела, получила подтверждение и дальнейшее развитие при объяснении фотоэффекта - явления, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории.

Различают фотоэффект внешний, внутренний и вентильный. **Внешним** называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а так же газах на отдельных атомах и молекулах. Обнаружен Г. Герцем (1887 г.), наблюдавшим усиление процесса разряда при облучении искрового промежутка ультрафиолетовым излучением. Первые фундаментальные исследования фотоэффекта выполнены русским ученым А.Г. Столетовым (рис. 33). Два электрода (катод К из исследуемого металла и анод А - в схеме металлическая сетка) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что с помощью потенциометра **R** можно измерять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом, измеряется включенным в цепь миллиамперметром. Облучая катод светом волн различной длины, Столетов установил следующие закономерности, не утратившие своего значения до нашего времени: 1) наиболее эффективное действие оказывает ультрафиолетовое излучение; 2) под действием света вещество теряет только отрицательные заряды; 3) сила тока, возникающего под действием света, прямо пропорциональна его интенсивности.

Измерения Дж. Томсоном в 1898 г. удельного заряда показали, что под действием света вырываются электроны.

Внутренний фотоэффект - это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу. В результате концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, что приводит к возникновению **фотопроводимости** (повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении) или э.д.с.

Вентильный фотоэффект - возникновение э.д.с. (фото - э.д.с.) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Он открывает пути для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

На рис.33 приведена экспериментальная установка для исследования **вольт - амперной характеристики фотоэффекта** - зависимости фототока I , образуемого потоком электронов, испускаемых катодом под действием света, от U между электродами. Такая зависимость, соответствующая двум различным освещенностям E_e катода, приведена на рис.34. По мере увеличения U фототок

постепенно возрастает, т.е. все большее число фотоэлектронов достигает анода. Пологий характер кривых показывает, что электроны вылетают из катода с различными скоростями. Максимальное значение $I_{\text{нас}}$ – **фототок насыщения** – определяется таким значением U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода:

$$I_{\text{нас}} = en,$$

где n - число электронов, испускаемых катодом в 1 с.

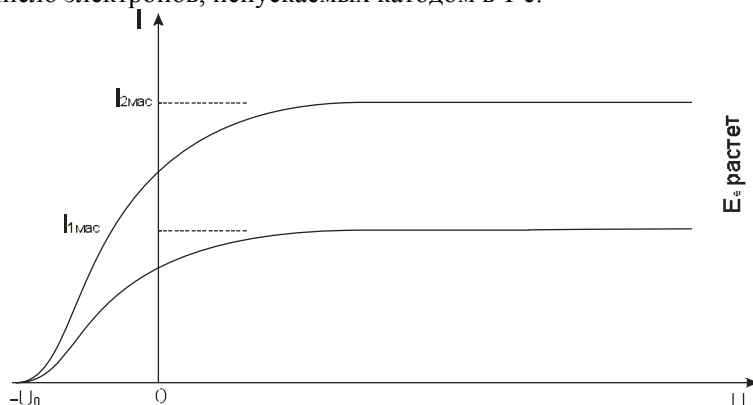


Рис. 34

Из вольт - амперной характеристики следует, что при $U = 0$ фототок не исчезает. Следовательно, электроны, выбитые светом из катода, обладают некоторой начальной скоростью V , а значит, и отличной от нуля кинетической энергией и могут достигнуть анода без внешнего поля. Для того чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить **задерживающее напряжение** U_0 . При $U = U_0$ ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной скоростью V_{max} , не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода, следовательно,

$$\frac{mv_{\text{max}}^2}{2} = eU_0, \quad (6.13)$$

т.е. измерив задерживающее напряжение U_0 , можно определить максимальные значения скорости и кинетической энергии фотоэлектронов.

После изучения вольт - амперных характеристик разнообразных материалов (важна чистота поверхности, поэтому измерения проводятся в вакууме и на свежих поверхностях) при различных частотах падающего на катод излучения и различных энергетических освещенностях катода и обобщения полученных данных были установлены следующие **три закона внешнего фотоэффекта**.

1. **Закон Столетова.** При фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света.
2. Максимальная начальная скорость фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν , а именно: линейно возрастает с увеличением частоты.
3. Для каждого вещества существует "красная граница" фотоэффекта, т.е. минимальная частота ν_0 света, при которой свет любой интенсивности фотоэффекта не вызывает.

Качественное объяснение фотоэффекта с точки зрения волновой теории, на первый взгляд, не должно было бы представлять трудностей. Действительно, под действием поля световой волны в металле возникают вынужденные колебания электронов, амплитуда которых может быть достаточной для того чтобы электроны покинули металл; тогда и наблюдается фотоэффект. Кинетическая энергия, с которой электрон вырывается из металла, должна была бы зависеть от интенсивности падающего света, т.к. с увеличением последней электрону передавалась бы большая энергия. Однако этот вывод противоречит 2-му закону фотоэффекта. Так как, по волновой теории энергия, передаваемая электронам, пропорциональна интенсивности света, то свет любой частоты, но достаточно большой интенсивности должен был бы вырывать электроны из металла; иными словами, "красной" границы фотоэффекта не должно быть, что противоречит 3-му закону фотоэффекта. Кроме того, волновая теория не смогла объяснить **безынерционность фотоэффекта**, установленную опытами. Таким образом, фотоэффект необъясним с точки зрения волновой теории света.

6.7. Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.

Экспериментальное подтверждение квантовых свойств света

Явление фотоэффекта и его закономерности могут быть объяснены на основе предложенной в 1905 г. Эйнштейном квантовой теории, согласно которой свет частотой ν не только испускается, как это предполагал Планк, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом отдельными порциями (квантами), с энергией $E_0 = h\nu$. Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов (фотонов), движущихся со скоростью распространения света в вакууме.

По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных электронов должно быть пропорционально интенсивности света (1-й закон фотоэффекта). Безынерционность фотоэффекта объяс-

няется тем, что передача энергии при столкновении фотона с электроном происходит почти мгновенно.

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода A из металла и на сообщение вылетевшему фото-электрону кинетической энергии $\frac{mv_{\max}^2}{2}$. По закону сохранения энергии

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (6.14)$$

Уравнение (6.14) называется **уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта**.

Оно позволяет объяснить 2-й и 3-й законы фотоэффекта. Из (6.14) непосредственно следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона линейно возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности (числа фотонов), потому что ни A , ни ν от интенсивности света не зависят. Так как с уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается (для данного металла $A = \text{const}$), то при некоторой достаточно малой частоте $\nu = \nu_0$, она станет равной нулю и фотоэффект прекратится. Согласно изложенному, из (6.14) получим, что

$$\nu_0 = \frac{A}{h} \quad (6.15)$$

и есть "красная" граница фотоэффекта для данного металла. Она зависит лишь от работы выхода электрона, т.е. от химической природы вещества и состояния его поверхности.

Выражение (6.14) с учетом (6.13) и (6.15) можно записать в виде

$$eU = h(\nu - \nu_0).$$

Уравнение Эйнштейна было подтверждено опытами Милликена. Все это является доказательством правильности уравнения Эйнштейна, а вместе с тем и его квантовой теории фотоэффекта.

Если интенсивность света очень большая, то возможен **многофотонный (нелинейный) фотоэффект**, при котором электрон, испускаемый металлом, может одновременно получить энергию не от одного, а от N фотонов ($N = 2 \dots 7$). Уравнение Эйнштейна для многофотонного фотоэффекта:

$$Nh\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}.$$

В опытах с фокусируемыми лазерными пучками плотность фотонов очень большая, поэтому электрон может поглотить не один, а несколько фотонов и при этом приобрести энергию, необходимую для выхода из вещества. Даже под действием света с частотой меньше "красной" границы - порога однофотонного фотоэффекта. В результате "красная" граница смещается в сторону более длинных волн. Идея Эйнштейна о распространении света в виде потока отдельных фотонов и квантовом характере взаимодействия электромагнитного излучения с веществом подтверждена в 1922 г. опытами А.Ф. Иоффе и Н.И. Добронравова.

6.8. Применение фотоэффекта

На явлении фотоэффекта основано действие фотоэлектронных приборов, получивших разнообразное применение в различных областях науки и техники. В настоящее время практически невозможно указать отрасли производства, где бы не использовались **фотоэлементы** - приемники излучения, работающие на основе фотоэффекта и преобразующие энергию излучения в электрическую.

Простейшим фотоэлементом с внешним фотоэффектом является **вакуумный фотоэлемент**. Он представляет собой откачанный стеклянный баллон, внутренняя поверхность которого (за исключением окошка для доступа излучения) покрыта фоточувствительным слоем, служащим фотокатодом. В качестве анода обычно используется кольцо или сетка, помещаемая в центре баллона. Фотоэлемент включается в цепь батареи, э.д.с. которой выбирается такой, чтобы обеспечить фототок насыщения. Выбор материала фотокатода определяется рабочей областью спектра: для регистрации видимого света и инфракрасного излучения используется кислородно-цезиевый катод, а ультрафиолетового излучения и коротковолновой части видимого света - сурьмяно-цезиевый. Вакуумные фотоэлементы безынерционны, и для них наблюдается строгая пропорциональность фототока интенсивности излучения. Эти свойства позволяют использовать вакуумные фотоэлементы в качестве фотометрических приборов, например фотоэлектрический экспонометр, люксметр (измеритель освещенности) и т.д.

Для увеличения интегральной чувствительности вакуумных фотоэлементов (фототок насыщения, приходящийся на 1 лм светового потока) баллон заполняется разряженным инертным газом (Ar или Ne при давлении $\approx 1,3 \div 13$ Па).

Для усиления фототока применяются уже рассмотренные **фотоэлектронные умножители**, в которых наряду с фотоэффектом используется явление вторичной электронной эмиссии. Размеры фотоэлектронных умножителей немного превышают размеры обычной радиолампы, общий коэффициент усиления составляет 10^7 (при напряжении питания 1 - 1,5 кВ), а интегральная чувствительность может достигать 10 А/лм. Поэтому фотоэлектронные умножители начинают вытеснять фотоэлементы, правда, их применение связано с ис-

пользованием высоковольтных стабилизированных источников питания, что несколько неудобно. Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом, называемые **полупроводниковыми фотоэлементами или фотосопротивлениями (фоторезисторами)**, обладают гораздо большей интегральной чувствительностью, чем вакуумные. Недостаток фотосопротивлений - их заметная инерционность, поэтому они непригодны для регистрации быстропеременных световых потоков.

Фотоэлементы с вентильным фотоэффектом, называемые **вентильными фотоэлементами** (фотоэлементами с запирающим слоем), обладая, подобно элементам с внешним фотоэффектом, строгой пропорциональностью фототока интенсивности излучения, имеют большую по сравнению с ними интегральную чувствительность (примерно 2 - 30 м А/лм) и не нуждаются во внешнем источнике э.д.с. К числу вентильных фотоэлементов относятся германиевые, кремниевые, селеновые, купроксные, сернисто-серебряные и др.

Кремниевые и другие вентильные фотоэлементы применяются для создания солнечных батарей, непосредственно преобразующих световую энергию в электрическую. Такие батареи уже в течение многих лет работают на советских космических спутниках и кораблях, их КПД приблизительно 10% и, как показывают теоретические расчеты, может быть доведён до 22%, что открывает широкие перспективы использования в качестве источников для бытовых и производственных нужд.

Рассмотренные виды фотоэффекта нашли применение и в производстве для контроля, управления и автоматизации различных процессов, в военной технике сигнализации и локации невидимым излучением, в технике звукового кино в различных системах связи и т.д.

6.9 Масса и импульс фотона.

Согласно гипотезе световых квантов Эйнштейна, свет испускается и поглощается дискретными порциями (квантами), названными **фотонами** с энергией $E_0 = h\nu$. Массу фотона находят из закона взаимосвязи массы и энергии

$$m_\nu = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (6.16)$$

Фотон — элементарная частица, которая всегда (в любой среде) движется со скоростью света c и имеет массу покоя равную нулю. Следовательно, масса фотона отличается от массы таких элементарных частиц, как электрон, протон и нейтрон, которые обладают отличной от нуля массой покоя и могут находиться в состоянии покоя.

Импульс фотона \mathbf{P} получим, если в общей формуле теории относительности положим массу покоя фотона $m_{0\nu} = 0$

$$\mathbf{P}_\nu = \frac{\mathbf{E}_0}{c} = \frac{h\nu}{c} . \quad (6.17)$$

Из этого следует, что фотон, как и любая другая частица, характеризуется энергией, массой и импульсом. Выражения (6.16) и (6.17) связывают корпускулярные характеристики фотона - массу, импульс и энергию - с волновой характеристикой света - его частотой.

6.10. Диэлектрическое единство корпускулярных и волновых свойств электромагнитного излучения

Рассмотренные явления - излучения черного тела, фотоэффект - служат доказательством квантовых (корпускулярных) представлений о свете как о потоке фотонов. А такие явления, как интерференция и поляризация света, убедительно подтверждают волновую (электромагнитную) природу света, объясняются как волновой, так и квантовой теориями.

Таким образом, электромагнитное излучение обнаруживает удивительное единство, казалось бы, взаимоисключающих свойств - непрерывных (волны) и дискретных (фотоны), которые взаимно дополняют друг друга.

Основные уравнения, связывающие корпускулярные свойства электромагнитного излучения (энергия и импульс фотона) с волновыми свойствами (частота или длина волны):

$$E_\nu = h\nu , \quad \mathbf{P}_\nu = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} .$$

Более детальное рассмотрение оптических явлений показывает, что свойства непрерывности, характерные для электромагнитного поля световой волны, не следует противопоставлять свойствам дискретности, характерным для фотонов. Свет, обладая одновременно корпускулярными и волновыми свойствами, обнаруживает определенные закономерности в их проявлении. Так, волновые проявляются в распространении, интерференции, дифракции, поляризации, а корпускулярные - в процессах взаимодействия света с веществом: чем больше длина волны, тем меньше энергия и импульс фотона и тем труднее обнаруживаются квантовые свойства света (с этим связано, например, существование "красной" границы фотоэффекта). И наоборот: чем меньше длина волны, тем больше энергия и импульс фотона и тем труднее обнаруживаются волновые

свойства света (например, дифракция рентгеновского излучения обнаружена лишь после применения в качестве дифракционной решетки кристаллов). Взаимосвязь между двойственными корпускулярно-волновыми свойствами света можно объяснить, если использовать, как это делает квантовая оптика, статистический подход к рассмотрению закономерностей распространения света. Например, дифракция света на щели состоит в том, что при прохождении света через щель происходит перераспределение фотонов в пространстве. Так как вероятность попадания фотонов в различные точки экрана неодинакова, то и возникает дифракционная картина. Освещенность экрана пропорциональна вероятности попадания фотонов на единицу площади экрана. В то же время, по волновой теории, освещенность пропорциональна квадрату амплитуды световой волны в данной точке пространства и является мерой вероятности попадания фотонов в данную точку.

7. ТЕОРИЯ АТОМА ВОДОРОДА ПО БОРУ

7.1. Модели атома Томсона и Резерфорда

Представление об атомах как о неделимых мельчайших частицах вещества возникло еще в античные времена (Демокрит, Эпикур, Лукреций). К началу 18 в. атомистическая теория приобретает все большую популярность, т.к. к этому времени в работах А. Лавуазье (французский химик), М. Ломоносова и Д. Дальтона была доказана реальность существования атомов. Однако в это время вопрос о внутреннем строении атомов даже не возникал, т.к. атомы по-прежнему считались неделимыми.

Первая попытка создания на основе накопленных экспериментальных данных модели атома принадлежит Дж. Дж. Томсону (1903 г.). Согласно этой модели, атом представляет собой непрерывно заряженный положительным зарядом шар радиусом порядка 10^{-10} м, внутри которого около своих положений равновесия колеблются электроны. Их суммарный отрицательный заряд равен положительному заряду шара, поэтому атом в целом нейтрален. Через несколько лет было доказано, что представление о непрерывно распределенном внутри атома положительном заряде ошибочно.

В развитии представлений о строении атома велико значение опытов английского физика Э. Резерфорда по рассеянию α -частиц в веществе. Альфа-частицы возникают при радиоактивных превращениях; они являются положительно заряженными частицами с зарядом $2e$ и массой, примерно в 7300 раз больше массы электрона.

Резерфорд, исследуя прохождение α -частиц в веществе (через золотую фольгу толщиной примерно 1 мкм), показал, что основная их часть испытывает

незначительные отклонения, но некоторые α - частицы (примерно одна из 20 000) резко отклоняются от первоначального направления (углы отклонения достигали даже 180°). Так как электроны не могут существенно изменить движения столь тяжелых и быстрых частиц, как α - частицы, то Резерфордом был сделан вывод, что значительное отклонение α - частиц обусловлено их взаимодействием с положительным зарядом большой массы.

Однако значительное отклонение испытывают лишь немногие α - частицы; следовательно, лишь некоторые из них проходят вблизи данного положительного заряда. Это, в свою очередь, означает, что положительный заряд атома сосредоточен в объеме, очень малом по сравнению с объемом атома.

На основании своих исследований Резерфорд в 1911 г. предложил **ядерную (планетарную) модель атома**, согласно которой вокруг положительного ядра, имеющего заряд Ze (Z — порядковый номер элемента в системе Менделеева, e - элементарный заряд), размер 10^{-15} м, по замкнутым орбитам движутся электроны, образуя электронную оболочку атома. Так как атомы нейтральны, то заряд ядра равен суммарному заряду электронов, т.е. вокруг ядра должно вращаться Z электронов.

Для простоты предположим, что электрон движется вокруг ядра по круговой орбите радиусом r . При этом кулоновская сила взаимодействия между ядром и электроном сообщает электрону центростремительное ускорение. Второй закон Ньютона для электрона, движущегося по окружности под действием кулоновской силы, имеет вид

$$\frac{Z_e \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r}, \quad (7.1)$$

где m_e и v - масса и скорость электрона на орбите радиусом r , ϵ_0 - электрическая постоянная.

Уравнение (7.1) содержит два неизвестных: r и v . Следовательно, существует бесчисленное множество значений радиуса и соответствующих ему значений скорости (а значит, и энергии), удовлетворяющих этому уравнению. Поэтому величины r , v могут меняться непрерывно, т.е. может испускаться любая, а не вполне определенная порция энергии; тогда спектры атомов должны быть сплошными. В действительности же опыт показывает, что атомы имеют линейчатый спектр. Из выражения (7.1) следует, что при $r \approx 10^{-10}$ м скорость движения электронов $v \approx 10^6$ м/с, а ускорение $v^2/r = 10^{22}$ м/с². Согласно электродинамике, ускоренно движущиеся электроны должны излучать электромагнитные волны и вследствие этого непрерывно терять энергию. В результате электроны будут приближаться к ядру и в конце концов упадут на него. Таким образом, атом Резерфорда оказывается неустойчивой системой, что опять-таки противоречит действительности.

Попытки построить модель атома в рамках классической физики не привели к успеху: модель Томсона была отвергнута опытами Резерфорда, ядерная же модель оказалась неустойчивой электродинамически и противоречила опытными данным. Преодоление возникших трудностей потребовало создания качественно новой - квантовой теории атома.

7.2. Линейчатый спектр атома водорода

Исследования спектров излучения разряженных газов (то есть спектров излучения отдельных атомов) показали, что каждому газу присущ вполне определенный линейчатый спектр, состоящий из отдельных спектральных линий или групп близко расположенных линий. Самым изученным является спектр наиболее простого атома - атома водорода.

Швейцарский ученый И. Бальмер подобрал эмпирическую формулу, описывающую все известные в то время спектральные линии атома водорода в видимой области спектра:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3,4,5\dots), \quad (7.2)$$

где $R' = 1,10 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – **постоянная Ридберга**. Так как $v = c/\lambda$, то формула (7.2) может быть переписана для частот:

$$v = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3,4,5\dots), \quad (7.3)$$

где $R = R' \cdot c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – также постоянная Ридберга.

Из выражений (7.2) и (7.3) вытекает, что спектральные линии, отличающиеся различными значениями n , образуют группу или серию линий, называемую **серией Бальмера**. С увеличением n линии серии сближаются; значение $n = \infty$ определяет **границу серии**, к которой со стороны больших частот приближается сплошной спектр.

В дальнейшем в спектре атома водорода было обнаружено еще несколько серий. В ультрафиолетовой области спектра находится **серия Лаймана**:

$$v = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=2,3,4,\dots)$$

В инфракрасной области спектра были обнаружены:

серия Пашена:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=4,5,6,\dots)$$

серия Брэкета:

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=5,6,7,\dots)$$

серия Пфунда:

$$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=6,7,8,\dots)$$

серия Хемфри:

$$\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=7,8,9,\dots)$$

Все приведенные серии в спектре атома водорода могут быть описаны одной формулой, называемой **обобщенной формулой Бальмера**:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7.4)$$

где **m** имеет в каждой данной серии постоянное значение, **m**=1,2,3,4,5,6, (определяет серию); **n** принимает целочисленные значения с **m**+1 (определяет отдельные линии этой серии).

Исследование более сложных спектров – спектров паров щелочных металлов (например, Li, Na, K) – показало, что они представляются набором неупорядоченно расположенных линий. Ридбергу удалось разделить их на три серии, каждая из которых располагается подобно линиям бальмеровской серии. Приведенные сериальные формулы подобраны эмпирически и долгое время не имели теоретического обоснования, хотя и были подтверждены экспериментально с очень большой точностью. Вид этих формул, удивительная повторяемость в них целых чисел, универсальность постоянной Ридберга свидетельствуют о глубоком физическом смысле найденных закономерностей, вскрыть который в рамках классической физики оказалось невозможным.

7.3. Постулаты Бора

Немецкие физики Д. Франк и Г. Герц, изучая методом задерживающего потенциала столкновения электронов с атомами газов (1913 г.), экспериментально доказали дискретность значений энергии атомов. Принципиальная схема установки Д. Франка – Г. Герца приведена на рис. 35.

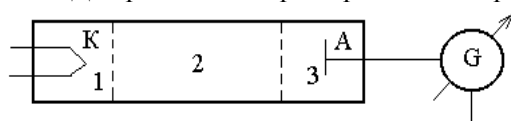


Рис. 35

Вакуумная трубка; заполненная парами ртути (давление 13 Па), содержала катод (К), две сетки (C_1 и C_2) и анод (А): электроны, имитируемые катодом, ускорялись

разностью потенциалов, приложенной между катодом и сеткой C_1 . Между сеткой C_2 и анодом приложен небольшой (примерно 0,5 в) задерживающий потенциал; электроны, ускоренные в области 1, попадают в область 2 между сетками, где испытывают соударения с атомами паров ртути; электроны, которые после соударений имеют достаточную энергию для преодоления задерживающего потенциала в области 3, достигают анода. При неупругих соударениях электронов с атомами ртути последние могут возбуждаться. Каждый из атомов ртути может получить лишь вполне определенную энергию, переходя при этом в одно из возбужденных состояний. Поэтому если в атомах действительно существуют стационарные состояния, то электроны, сталкиваясь с атомами ртути, должны терять энергию дискретно, определенными порциями, равными разности энергий соответствующих стационарных состояний атома. Из опыта следует (рис. 35), что при увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,86В анодный ток возрастает монотонно, его значение проходит через максимум (4,86 В), затем резко уменьшается и возрастает вновь. Дальнейшие максимумы наблюдаются при $2 \cdot 4,86$ и $3 \cdot 4,86$ В. Ближайшим к основному, невозбужденному, состоянию атома ртути является возбужденное состояние, отстоящее от основного по шкале энергии на 4,86 эВ. Пока разность потенциалов между катодом и сеткой меньше 4,86 эВ, электроны, встречая на своем пути атомы ртути, испытывают с ними только упругие соударения. При $e \cdot \varphi = 4,86$ эВ. энергия электрона становится достаточной, чтобы вызвать неупругий удар, при котором электрон отдает атому ртути всю кинетическую энергию, возбуждая переход из одного из электронов атома из нормального энергетического состояния на возбужденный энергетический уровень. Электроны, потерявшие свою кинетическую энергию, уже не смогут преодолеть тормозящего поля и достигнуть анода. Этим и объясняется первое резкое падение анодного тока при $e \cdot \varphi = 4,86$ эВ. Если значения энергии кратны 4,86 эВ, электроны могут испытать с атомами ртути 2, 3,... неупругих соударения, потеряв при этом полностью свою энергию и не достигнув анода, т.е. должно на-

блюдается резкое падение анодного тока. Это действительно наблюдается на опыте (рис. 36).

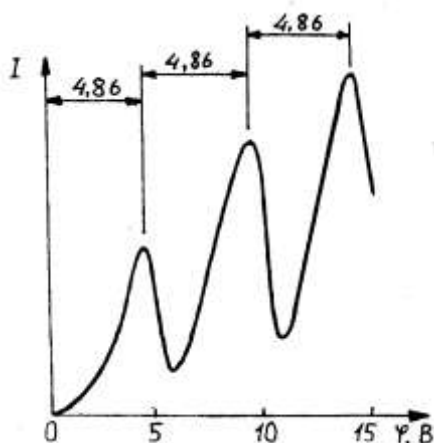


Рис. 36

Таким образом, опыты Франка и Герца показали, что электроны при столкновении с атомами ртути передают только определенные порции энергии, причем 4,86 эВ. - наименьшая возможная (наименьший квант энергии), которая может быть поглощена атомом ртути в основном энергетическом состоянии. Следовательно, идея Бора о существовании в атомах стационарных состояний блестяще выдержала экспериментальную проверку.

Атомы ртути, получившие при соударении с электронами энергию ΔE , переходят в возбужденное состояние. Они должны возвратиться в основное, излучая при этом, согласно второму постулату Бора, световой квант с частотой $\nu = \Delta E/h$ эВ. Можно вычислить длину волны излучения:

$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} \approx 255 \text{ нм}$. Таким образом, если теория верна, то атомы ртути, бомбардируемые электронами с энергией 4,86 эВ, должны являться источником ультрафиолетового излучения с $\lambda \approx 255 \text{ нм}$. Опыт действительно обнаруживает одну ультрафиолетовую линию с $\lambda \approx 254 \text{ нм}$. Таким образом, опыты Франка и Герца экспериментально подтвердили не только 1-й, но и 2-й постулат Бора. Эти опыты сыграли огромное значение в развитии атомной физики.

7.4. Спектр атома водорода по Бору

Постулаты, выдвинутые Бором, позволили рассчитать спектр атома водорода и **водородоподобных систем** - систем, состоящих из ядра с зарядом Ze и одного электрона (например, ионы He^+ , Li^{2+}), а также теоретически вычислить постоянную Ридберга.

Следуя Бору, рассмотрим движение электрона в водородоподобной системе, ограничиваясь круговыми стационарными орбитами. Решая совместно уравне-

ние $\frac{m_e v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$, предложенное Резерфордом, и уравнение

$m_e v r_n = n h$, получим выражение для радиуса n -й стационарной орбиты:

$$r_n = n^2 \frac{\pi^2 4\pi\epsilon_0}{m_e e^2}, \quad (7.5)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$. Из выражения (7.5) следует, что радиусы орбит растут пропорционально квадратам целых чисел.

Для атома водорода ($Z=1$) радиус первой орбиты электрона при $n=1$, называемый **первым боровским радиусом**, равен

$$r_1 = a = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{m_e e^2} = 0.528 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \quad (7.6)$$

что соответствует расчетам на основании кинетической теории газов. Так как радиусы стационарных орбит измерить невозможно, то для проверки теории необходимо обратиться к таким величинам, которые могут быть измерены экспериментально. Такой величиной является энергия, излучаемая и поглощаемая атомами водорода. Полная энергия электрона в водородоподобной системе складывается из его кинетической энергии ($m_e v^2/2$) и потенциальной энергии в электростатическом поле ядра ($-Ze^2/4\pi\epsilon_0 r$):

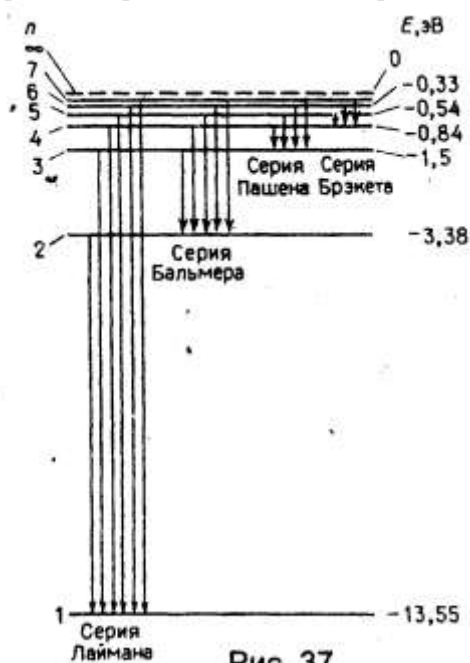
$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{Z \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} \frac{Z \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Учитывая квантованные для радиуса n -й стационарной орбиты значения (7.1), получим: энергия электрона может принимать только следующие допустимые дискретные значения:

$$E_n = -\frac{z^2 m_e c^4}{n^2 8h^2 \epsilon_0} \quad (n=1,2,3,\dots), \quad (7.7)$$

где знак минус означает, что электрон находится в связанном состоянии. Из формулы (7.7) следует, что энергетическое состояние атома образует последовательность энергетических уровней, изменяющихся в зависимости от значений n . Целое число n в выражении (7.7), определяющее энергетические уровни

атома, называется **главным квантовым числом**. Энергетическое состояние с $n=1$ является **основным (нормальным)** состоянием; состояния с $n>1$ являются **возбужденными**. Энергетический уровень, соответствующий основному состоянию атома, называется **основным (нормальным) уровнем**; все остальные являются **возбужденными**. Придавая n различные целочисленные значения, получим для атома водорода ($Z=1$), согласно формуле (7.7), возможные уровни энергии, схематически представленные на рис. 37.



Энергия атома водорода с увеличением n возрастает (уменьшается ее отрицательная величина), и энергетические уровни сближаются у границы, соответствующей значению $n = \infty$. Атом водорода обладает, таким образом, минимальной энергией ($E_1=13.55\text{эВ}$) при $n=1$ и максимальной при $n = \infty$ (при удалении электрона из атома. Следовательно, значение $E=0$ соответствует ионизации атома (отрыву от него электрона).

Согласно второму постулату Бора, при переходе атома водорода ($Z=1$) из стационарного состояния n с большей энергией в стационарное состояние m с меньшей энергией испускается квант

$$h\nu = E_n - E_m = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Откуда частота излучения

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left[\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right], \quad (7.8)$$

где

$$R = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2}.$$

Воспользовавшись при вычислении R современными значениями универсальных постоянных, получим величину, совпадающую с экспериментальным значением постоянной Ридберга в эмпирических формулах для атома водорода. Это совпадение убедительно доказывает правильность получения Бором формулы (7.7) для энергетических уровней водородоподобной системы. Подставляя, например, в формулу (7.8) $m=1$ и $n=2,3,4,\dots$, получим группу линий, образующих серию Лаймана и соответствующих переходам электронов с возбужденных уровней ($n=2,3,4,\dots$) на основной ($m=1$). Аналогично при подстановке $m = 2, 3, 4, 5, 6$ и соответствующих им значений получим серии Бальмера, Пашена и т.д. Следовательно, по теории Бора, количественно объяснившей спектр атома водорода, спектральные серии соответствуют излучению, возникшему в результате перехода атома в данное состояние из возбужденных состояний, расположенных выше данного. Спектр поглощения атома водорода является линейчатым, но содержит только серию Лаймана. Он также объясняется теорией Бора. Так как свободные атомы водорода обычно находятся в основном состоянии (стационарное состояние с наименьшей энергией при $n=1$), то при сообщении им извне определенной энергии могут наблюдаться лишь переходы атомов из основного состояния в возбужденные.

Теория Бора была крупным шагом в развитии атомной физики и являлась важным этапом в создании квантовой механики. Однако эта теория обладает внутренними противоречиями (с одной стороны, применяет законы классической физики, а с другой - основывается на квантовых постулатах). Она рассмотрела спектры атома водорода и водородоподобных систем и вычислила частоты спектральных линий, однако не смогла объяснить их интенсивности, ответить на вопрос, почему совершаются те или иные переходы. Серьезным недостатком теории Бора была невозможность описания с ее помощью спектра атома гелия — одного из простейших атомов, непосредственно следующего за атомом водорода.

8. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

8.1. Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества

Французский ученый Луи де Бройль, осознав существующую в природе симметрию, развил представления о двойственной корпускулярно-волновой природе света и выдвинул в 1923 г. гипотезу об универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Де Бройль утверждал, что не только фотоны, но и электроны и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также волновыми свойствами. Итак, согласно де Бройлю, с каждым микроробъектом связываются, с одной стороны, корпускулярные характеристики —

энергия E и импульс p , а с другой — волновые характеристики - частота ν и длина волны λ . Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые свойства частиц, такие же, как для фотонов:

$$E = h \nu, \quad p = \frac{h}{\lambda}. \quad (8.1)$$

Смелость гипотезы де Бройля заключалась именно в том, что соотношение (8.1) постулировалось не только для фотонов, но и для других микрочастиц, в частности для таких, которые обладают массой покоя. Таким образом, любой частице, обладающей импульсом, сопоставляют волновой процесс с длиной волны, определяемой по **формуле де Бройля**:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (8.2)$$

Это соотношение справедливо для любой частицы с импульсом p .

Вскоре гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально. В 1927 г. американские физики К. Дэвиссон и Л. Джермер обнаружили, что пучок электронов, рассеивающийся от естественной дифракционной решетки кристалла никеля, дает отчетливую дифракционную картину. Дифракционные максимумы соответствовали формуле Вульфа - Бреггов (4.12), а брегговская длина волны оказалась в точности равной длине волны, вычисленной по формуле (8.2). В дальнейшем формула де Бройля была подтверждена опытами П. С. Тартаковского и Г. Томсона, наблюдавших дифракционную картину при прохождении пучка быстрых электронов (энергия ≈ 50 кэВ) через металлическую фольгу (толщина ≈ 1 мкм). Так как дифракционная картина исследовалась для потока электронов, то необходимо было доказать, что волновые свойства присущи не только потоку большой совокупности электронов, но и каждому электрону в отдельности. Это удалось экспериментально подтвердить в 1948г. советскому физика В. А. Фабриканту. Он доказал, что даже в случае столь слабого электронного пучка, когда каждый электрон проходит через прибор независимо от других (промежуток времени между двумя электронами в 10^4 раз больше времени прохождения электроном прибора), возникающая при длительной экспозиции дифракционная картина не отличается от дифракционных картин, получаемых при короткой экспозиции для потоков электронов, в десятки миллионов раз более интенсивных. Следовательно, волновые свойства частиц не являются совокупным их свойством, а присущи каждой частице в отдельности.

Впоследствии дифракционные явления обнаружили также для нейтронов, протонов, атомных и молекулярных пучков. Это окончательно послужило доказательством наличия волновых свойств микрочастиц и позволило описывать движение микрочастиц в виде волнового процесса, характеризующегося определенной длиной волны, рассчитываемой по формуле де Бройля (8.2).

Открытие волновых свойств микрочастиц привело к появлению и развитию новых методов исследования структуры веществ, таких, как электронография и нейтронография, а также к возникновению новой отрасли науки - электронной оптики.

Экспериментальное доказательство наличия волновых свойств микрочастиц показало, что перед нами универсальное явление, общее свойство материи. Но тогда волновые свойства должны быть присущи и макроскопическим телам. Почему же они не обнаружены экспериментально? Например, частице массой 1 г, движущейся со скоростью 1 м/с, соответствует волна де Бройля с $\lambda = 6,62 \cdot 10^{-31}$ м. Такая длина волны лежит за пределами доступной наблюдению области (периодических структур с периодом $d \approx 10^{-31}$ м не существует). Поэтому считается, что макроскопические тела проявляют только одну сторону своих свойств — корпускулярную — и не проявляют волновую.

Представления о двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества углубляются еще тем, что на частицы вещества переносится связь между полной энергией частицы ϵ и частотой ν волн де Бройля.

$$E = h \nu. \quad (8.3)$$

Это свидетельствует о том, что соотношение между энергией и частотой в формуле (8.3) имеет характер универсального, справедливого как для фотонов, так и для любых других микрочастиц, вытекает из согласия с опытом тех теоретических результатов, которые получены с его помощью в квантовой механике, атомной и ядерной физике.

Подтвержденная экспериментально гипотеза де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме свойств вещества коренным образом изменила представления о свойствах микрообъектов: им присущи и корпускулярные, и волновые свойства. В то же время любую из микрочастиц нельзя считать ни частицей, ни волной в классическом понимании. Современная трактовка корпускулярно-волнового дуализма может быть выражена словами советского физика-теоретика В. А. Фока: "Можно сказать, что для атомного объекта существует потенциальная возможность проявить себя, в зависимости от внешних условий, либо как волна, либо как частица, либо промежуточным образом. Именно в этой потенциальной возможности различных проявлений свойств, присущих микрообъекту, и состоит дуализм волна – частица. Всякое иное, более буквальное, понимание этого дуализма в виде какой-нибудь модели неправильно".

8.2. Соотношение неопределенностей

Согласно двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества, для описания микрочастиц используются то волновые, то корпускулярные

представления. Поэтому приписывать им все свойства частиц и все свойства волн нельзя. Естественно, что необходимо внести некоторые ограничения в применении к объектам микромира понятий классической механики.

Микрочастицы из-за наличия у них волновых свойств существенно отличаются от классических: что нельзя говорить о движении их по определенной траектории с точно фиксированными координатой и импульсом в любой момент времени. Это следует из корпускулярно-волнового дуализма. Так, понятие "длина волны в данной точке" лишено физического смысла, а поскольку импульс выражается через длину волны, то отсюда следует, что микрочастица находится в состоянии с точным значением координаты, то ее импульс является полностью неопределенным.

В. Гейзенберг, учитывая волновые свойства микрочастиц и связанные с ними ограничения в их поведении, пришел в 1927 г. к выводу, что объект микромира невозможно одновременно с любой наперед заданной точностью характеризовать и координатой и импульсом.

Согласно **соотношению неопределенностей Гейзенберга**, микрочастица (микрообъект) не может иметь одновременно и определенную координату (x, y, z), и определенную соответствующую проекцию импульса (P_x, P_y, P_z), причем неопределенности этих величин удовлетворяют условиям

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta x \Delta P_x \geq h \\ \Delta y \Delta P_y \geq h \\ \Delta z \Delta P_z \geq h \end{array} \right\}, \quad (8.4)$$

т.е. произведение неопределенностей координаты и соответствующей ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка h .

Из соотношения неопределенностей следует, что если микрочастица находится, например, в состоянии с точным значением координаты ($\Delta x = 0$), то в этом состоянии соответствующая проекция ее импульса оказывается совершенно неопределенной ($\Delta P_x \rightarrow \infty$) и наоборот. Таким образом, для микрочастицы не существует состояния, в котором ее координаты и импульс имели бы одновременно точные значения. Отсюда вытекает и фактическая невозможность одновременно с любой наперед заданной точностью измерить координаты и импульс микрообъекта, что является следствием объективных свойств, а именно: двойственной корпускулярно-волновой природы. Соотношение неопределенностей получено при одновременном использовании классических характеристик движения частицы (координаты, импульса) и наличия у нее волновых свойств.

Это соотношение, отражая специфику физики микрочастицы, позволяет оценить, например, в какой мере можно применять понятие классической механики к микрочастицам. В частности, с какой степенью точности можно говорить

о траекториях микрочастиц. Известно, что движение по траектории характеризуется в любой момент времени определенными значениями координат и скорости. Выразим соотношение неопределенностей (8.4) в виде

$$\Delta x \Delta V_x \geq \frac{h}{m}. \quad (8.5)$$

Из этого выражения следует: чем больше масса частиц, тем меньше неопределенности ее координат и скорости и, следовательно, с тем большей точностью можно применять к этой частице понятие траектории. Так, например, уже для пылинки массой 10^{-12} кг и линейными размерами 10^{-6} м, координата которой определена с точностью до 0,01 ее размеров ($\Delta x = 10^{-8}$ м), неопределенность скорости, по (8.5), $\Delta V_x = 6,62 \cdot 10^{-14}$ м/с, т.е. не будет сказываться при всех скоростях, с которыми пылинка может двигаться. Таким образом, для макроскопических тел их волновые свойства не играют никакой роли; координаты и скорость могут быть одновременно измерены достаточно точно. Это же означает, что для описания движения макротел с абсолютной достоверностью можно пользоваться законами классической механики.

Предположим, пучок электронов движется вдоль оси x со скоростью $v = 10^8$ м/с, определяемой с точностью до 0,01 % ($\Delta V_x \approx 10^4$ м/с). Какова точность определения координаты электрона? По формуле (8.5):

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta V_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

т.е. положение электрона может быть определено с точностью до тысячных долей миллиметра. Такая точность достаточна, чтобы можно было говорить о движении электронов по определенной траектории. Иными словами, описывать их движение законами классической механики.

Применим соотношение неопределенностей к электрону, движущемуся в атоме водорода. Допустим, что неопределенность координаты электрона $\Delta x \approx 10^{-10}$ м (порядка размеров самого атома, т.е. можно считать, что электрон принадлежит данному атому). Тогда, согласно (8.5)

$$\Delta V_x = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} = 7,27 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$

Используя законы классической физики, можно показать, что при движении электрона вокруг ядра по круговой орбите радиусом $\approx 0,5 \cdot 10^{-10}$ м его скорость $v \approx 2,3 \cdot 10^6$ м/с. Таким образом, неопределенность скорости в несколько раз больше самой скорости. Очевидно, что в данном случае нельзя говорить о движении электрона в атоме по определенной траектории. Иными словами, для описания движения электрона в атоме нельзя пользоваться законами классической физики.

Соотношение неопределенностей в течение длительного времени являлось предметом философских дискуссий, приводивших некоторых философов к его идеалистическому истолкованию. Например, по их мнению, соотношение неопределенностей, не давая возможности одновременно точно определить координаты и импульсы (скорости) частиц, устанавливает границу познаваемости мира, с одной стороны, и существование микрообъектов вне пространства и времени - с другой. На самом деле это понятие не ставит к.-л. предела познанию микромира, а только указывает, насколько применимы к нему определения классической механики.

8.3. Волновая функция и её статистический смысл

Экспериментальное подтверждение идеи де Бройля об универсальности корпускулярно-волнового дуализма, ограниченность применения классической механики к микрообъектам, диктуемая соотношением неопределенностей, а также противоречие целого ряда экспериментов с применяемыми в начале 20 в. теориями привели к новому этапу развития квантовой теории - созданию **квантовой механики** (1900 – 1920 г.), описывающей законы движения и взаимодействия микрочастиц с учетом их волновых свойств.

Она связана прежде всего с именами австрийского физика Э. Шредингера, немецкого физика В. Гейзенберга и английского физика П. Дирака.

При развитии теории о двойственности природы волн де Бройля возникли новые принципиальные проблемы, в частности проблема их физической природы.

Для выяснения проблемы сравним дифракцию световых волн и микрочастиц. Дифракционная картина, наблюдаемая для световых волн, характеризуется тем, что в результате наложения дифрагирующих волн друг на друга в различных точках пространства происходит деление или ослабление амплитуды колебаний. Согласно волновым представлениям о природе света, интенсивность дифракционной картины пропорциональна квадрату амплитуды световой волны.

По представлениям фотонной теории, интенсивность определяется числом фотонов, попадающих в данную точку дифракционной картины. Следовательно, число фотонов в данной точке дифракционной картины задается квадратом амплитуды световой волны, в то время как для одного фотона квадрат амплитуды определяет вероятность попадания фотона в ту или иную точку.

Математическая связь между квадратом амплитуды и вероятностью того, что фотон будет обнаружен в пределах объема dV , заключающего в себе рассматриваемую точку пространства:

$$\frac{dP}{dV} = kA^2$$

где $\frac{dP}{dV}$ - плотность вероятности; k – коэффициент пропорциональности; A – амплитуда световой волны.

Дифракционная картина, наблюдаемая для микрочастиц, также характеризуется неодинаковым распределением потоков микрочастиц, рассеянных или отраженных по различным направлениям – в одних направлениях наблюдается большее число частиц, чем в других. Наличие максимумов в дифракционной картине с точки зрения волновой теории означает, что эти направления соответствуют наибольшей интенсивности волн де Бройля. С другой стороны, интенсивность волн де Бройля оказывается больше там, где имеется большее число частиц. Таким образом, дифракционная картина для микрочастиц является проявлением статистической (вероятностной) закономерности, согласно которой частицы попадают в те места, где интенсивность волн де Бройля наибольшая.

Необходимость вероятностного подхода к описанию микрочастиц является важнейшей отличительной особенностью квантовой теории. Немецкий физик М. Борн предположил, что по закону волновой теории меняется не сама вероятность, а величина, названная **амплитудой вероятности** (волновой функцией) и обозначаемая $\Psi(x,y,z)$.

Амплитуда вероятности может быть комплексной, а вероятность W пропорциональна квадрату ее модуля:

$$W \approx |\Psi(x,y,z)|^2. \quad (8.6)$$

($|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$, Ψ^* - функция комплексно сопряженная с Ψ). Таким образом, описание состояния микрообъекта с помощью волновой функции имеет **статистический, вероятностный характер**: квадрат модуля волновой функции (квадрат модуля амплитуды волн де Бройля) определяет вероятность нахождения частицы в момент времени t в области с координатами x и $x+dx$, y и $y+dy$, z и $z+dz$.

Итак, в квантовой механике состояние микрочастиц описывается принципиально по-новому - с помощью волновой функции, которая является основным носителем информации об их корпускулярных и волновых свойствах.

Вероятность нахождения частицы в элементе объема dV равна

$$dW = |\Psi|^2 dV. \quad (8.7)$$

$$\begin{array}{c} \text{Величина} \\ |\Psi|^2 = \frac{dW}{dV}. \end{array}$$

(Квадрат модуля Ψ - функции) имеет смысл **плотности вероятности**, т.е. определяет вероятность нахождения частицы в единичном объеме в окрестности точки с координатами x, y, z . Таким образом, физический смысл имеет не сама Ψ - функция, а квадрат ее модуля $|\Psi|^2$, которым задается интенсивность волны Бройля.

Вероятность найти частицу момент времени t в конечном объеме V , согласно теореме сложения вероятностей, равна

$$W = \int_V dW = \int_V |\Psi|^2 dV.$$

Так как $|\Psi|^2 dV$ определяется как вероятность, необходимо волновую функцию Ψ нормировать так, чтобы вероятность достоверного события обращалась в единицу, если за объем V принять бесконечный объем всего пространства. Это означает, что при данном условии частица должна находиться где-то в пространстве.

Следовательно, **условие нормировки вероятностей:**

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dV = 1, \quad (8.8)$$

где данный интеграл (8.8) вычисляется по всему бесконечному пространству, т.е. по координатам x, y, z от $-\infty$ до $+\infty$. Таким образом, условие (8.8) говорит об объективном существовании частицы во времени и пространстве.

Чтобы волновая функция являлась объективной характеристикой состояния микрочастиц, она должна удовлетворять ряду ограничительных условий. Функция Ψ , характеризующая вероятность обнаружения действия микрочастицы в элементе объема, должна быть конечной (вероятность не может быть больше единицы), однозначной (вероятность не может быть неоднозначной величиной) и непрерывной (вероятность не может изменяться скачком).

8.4. Общее уравнение Шредингера. Уравнение Шредингера для стационарных состояний

Статистическое толкование волн де Бройля и соотношение неопределенностей Гейзенберга привели к выводу что уравнением движения в квантовой механике, описывающем движение микрочастиц в различных силовых полях, должно быть уравнение, из которого бы вытекали наблюдаемые на опыте волновые свойства частиц. Основное уравнение должно было быть уравнением относительно волновой функции $\Psi(x, y, z, t)$, т.к. именно она или, точнее, величина $|\Psi|^2$ определяет вероятность пребывания частицы в момент времени t в объеме dV , т.е. в области с координатами x и $x + dx$, y и $y + dy$, z и $z + dz$.

Так как искомое уравнение должно учитывать волновые свойства частиц, то оно должно быть **волновым уравнением**, подобно уравнению, описывающему электромагнитные волны.

Основное уравнение нерелятивистской квантовой механики сформулировано в 1926 г. Э. Шредингером. Оно, как и все основные уравнения физики (например, уравнения Ньютона в классической механике и уравнения Максвелла для электромагнитного поля), не выводится, а постулируется. Правильность подтверждается согласием с опытом получаемых с его помощью результатов, что, в свою очередь, придает ему

характер закона природы. Уравнение Шредингера имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t) \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (8.9)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; m – масса частицы; Δ – оператор Лапласа

$$\left(\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right);$$

$U(x, y, z, t)$ – потенциальная функция частицы в силовом поле, в котором она движется; $\Psi(x, y, z, t)$ – искомая волновая функция частицы; i – мнимая единица.

Уравнение (8.9) справедливо для любой частицы, движущейся с малой скоростью, т.е. со скоростью $v \ll c$, и дополняется условиями, накладываемыми

на волновую функцию: 1) конечность, однозначность и непрерывность; 2) производные

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

должны быть непрерывны; 3) функция $|\Psi|^2$ должна быть интегрируема (это условие в простейших случаях сводится к условию нормировки вероятностей).

Уравнение (8.9) является **общим уравнением Шредингера** или уравнением, зависящим от времени. Для многих физических явлений, происходящих в микромире, уравнение (8.9) можно упростить, исключив зависимость Ψ от времени. Иными словами, найти уравнение Шредингера для стационарных состояний, т.е. с фиксированными значениями энергии. Это возможно, если силовое поле, в котором частица движется, стационарно, т.е. функция $U = U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В данном случае решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде произведения двух функций, одна из которых есть функция только координат, другая - только времени.

$$\Delta \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0. \quad (8.10)$$

Уравнение (8.10) называется **уравнением Шредингера для стационарных состояний**.

В это уравнение в качестве параметра входит полная энергия E частицы. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что подобные уравнения имеют бесчисленное множество решений, из которых посредством наложения граничных условий отбирают имеющие физический смысл. Для уравнения Шредингера такими являются условия регулярности волновых функций: конечность, однозначность и непрерывность вместе со своими первыми производными. Таким образом, реальный физический смысл имеют только такие решения, которые выражаются регулярными функциями Ψ . Но регулярные решения имеют место не при любых значениях параметра E , а лишь при определенном их наборе, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются **собственными**. Решения же, которые соответствуют **собственным** значениям энергии, называются **собственными функциями**. Собственные значения E могут образовывать как непрерывный, так и дискретный ряд. В первом случае говорят о непрерывном, или **сплошном спектре**, во втором - о **дискретном спектре**.

9. ЭЛЕМЕНТЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

9.1. Атом водорода в квантовой механике

Решение задачи об энергетических уравнениях электрона для атома водорода (а также водородоподобных систем: иона гелия He^+ , двукратно ионизированного лития Li^{++} и др.) сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом Ze (для атома водорода $Z = 1$),

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon r},$$

характер закона природы. Уравнение Шредингера имеет вид

$$-\frac{\hbar}{2m}\Delta\Psi + U(x, y, z, t)\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad (8.9)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; m – масса частицы; Δ – оператор Лапласа

$$\left(\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right);$$

i -мнимая единица; $U(x, y, z, t)$ – потенциальная функция частицы в силовом поле, в котором она движется; $\Psi(x, y, z, t)$ – искомая волновая функция частицы.

Уравнение (8.9) справедливо для любой частицы, движущейся с малой скоростью, т.е. со скоростью $v \ll c$. И дополняется условиями, накладываемыми на волновую функцию: 1) конечность, однозначность и непрерывность; 2) производные

$$\frac{\partial\Psi}{\partial x}, \frac{\partial\Psi}{\partial y}, \frac{\partial\Psi}{\partial z}, \frac{\partial\Psi}{\partial t}$$

должны быть непрерывны; 3) функция $|\Psi|^2$ должна быть интегрируема: (это условие в простейших случаях сводится к условию нормировки вероятностей).

Уравнение (8.9) является **общим уравнением Шредингера** или уравнением, зависящим от времени. Для многих Физических явлений, происходящих в микромире, уравнение (8.9) можно упростить, исключив зависимость Ψ от времени. Иными словами, найти уравнение Шредингера для стационарных со-

стояний, т.е. с фиксированными значениями энергии. Это возможно, если силовое поле, в котором частица движется, стационарно, т.е. функция $U = U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В данном случае решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде произведения двух функций, одна из которых есть функция только координат, другая - только времени.

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0. \quad (8.10)$$

Уравнение (8.10) называется **уравнением Шредингера для стационарных состояний**.

В это уравнение в качестве параметра входит полная энергия E частицы. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что подобные уравнения имеют бесчисленное множество решений, из которых посредством наложения граничных условий отбирают имеющие физический смысл. Для уравнения Шредингера такими являются условия регулярности волновых функций: конечность, однозначность и непрерывность вместе со своими первыми производными. Таким образом, реальный физический смысл имеют только такие решения, которые выражаются регулярными функциями Ψ . Но регулярные решения имеют место не при любых значениях параметра E , а лишь при определенном их наборе, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются **собственными**. Решения же, которые соответствуют **собственным** значениям энергии, называются **собственными функциями**. Собственные значения E могут образовывать как непрерывный, так и дискретный ряд. В первом случае говорят о непрерывном, или **сплошном спектре**, во втором - о **дискретном спектре**.

9. ЭЛЕМЕНТЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

9.1. Атом водорода в квантовой механике

Решение задачи об энергетических уравнениях электрона для атома водорода (а также водородоподобных систем: иона гелия He^+ , двукратно ионизированного лития Li^{++} и др.) сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом Ze (для атома водорода $Z = 1$),

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r},$$

где r - расстояние между электроном и ядром. Графически функция $U(\mathbf{r})$ изображена жирной кривой на рис. 38, неограниченно убывающей (возрастающей) по модулю при уменьшении r , т.е. при приближении электрона к ядру.

Состояние электрона в атоме водорода описывается волновой функцией Ψ , удовлетворяющей стационарному уравнению Шредингера

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Psi = 0 \quad (9.1)$$

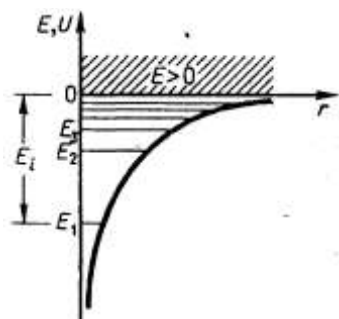
где m - масса электрона, E - полная энергия электрона в атоме. Так как поле, в котором движется электрон, является центрально-симметричным; то для решения уравнения (9.1) обычно используют сферическую систему координат: r, θ, φ . Не вдаваясь в математическое решение этой задачи; ограничимся рассмотрением важнейших результатов; которые из него следуют; пояснив их физический смысл.

1. Энергия. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения типа (9.1) имеют решения; удовлетворяющие требованиям однозначности; конечности и непрерывности волновой функции Ψ только при собственных значениях энергии

$$E_n = -\frac{Z^2 m e^4}{n^2 8 h^2 \epsilon_0^2} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (9.2)$$

т.е. для дискретного набора отрицательных значений энергии.

Таким образом; решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к появлению дискретных энергетических уровней. Возможные значения E_1, E_2, E_3 показаны на рис. 38 в виде горизонтальных прямых.



Самый нижний уровень E_1 , отвечающий минимально возможной энергии, - **основной**. Все остальные (E_n) E_1 , $n = 2, 3, \dots$) - **возбужденные**. При $E < 0$ движение электрона является **связанным** - он находится внутри гиперболической "потенциальной ямы". По мере роста главного квантового числа n энергетические уровни располагаются теснее и при $n = \infty$ $E_\infty = 0$.

Рис. 38

При $E > 0$ движение электрона является **свободным**; область непрерывного спектра $E > 0$ (на рис. 37 заштрихована) соответствует **ионизированному атому**. Энергия ионизации атома водорода равна

$$E_i = -E_1 = \frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} = 13,55 \text{ эВ} \quad (9.3)$$

Выражение (9.3) совпадает с формулой (7.7), полученной Бором для энергии атома водорода. Однако если Бору пришлось вводить дополнительные гипотезы, то в квантовой механике дискретные значения энергии, являясь следствием самой теории, вытекают непосредственно из решения уравнения Шредингера.

2. Квантовые числа. В квантовой механике доказывается, что уравнению Шредингера (9.1) удовлетворяют собственные функции, $\Psi_{n, \ell, m_\ell}(\mathbf{r}, \theta, \varphi)$, определяемые тремя квантовыми числами: главным n , орбитальным ℓ и магнитным m_ℓ .

Главное квантовое число n , согласно (9.2), определяет **энергетические уровни электрона** в атоме и может принимать любые целочисленные значения начиная с единицы: $n=1, 2, 3,$

Из решения уравнения Шредингера вытекает, что момент импульса (механический орбитальный момент) электрона квантуется, т.е. не может быть произвольным, а принимает дискретные значения, определяемые формулой

$$L_e = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}, \quad (9.4)$$

где ℓ - **орбитальное квантовое число**, которое при заданном n принимает значения

$$\ell = 0, 1, \dots, (n-1) \quad (9.5)$$

т.е. всего n значений, и определяет **момент импульса электрона** в атоме.

Из решения уравнений Шредингера следует также, что вектор \mathbf{L}_ℓ момента импульса электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция L_{ez} на направление \mathbf{z} внешнего магнитного поля принимает квантовые значения кратные \hbar

$$L_{ez} = \hbar m_\ell \quad (9.6)$$

где m_ℓ - **магнитное квантовое число**, которое может принимать значения $=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$, m_ℓ - определяет проекцию момента импульса электрона на заданное направление, причем вектор момента импульса электрона в атоме может иметь в пространстве $2\ell + 1$ ориентаций. Наличие квантового числа m_ℓ должно привести в магнитном поле к расщеплению уровня с главным квантовым числом n на $2\ell + 1$ подуровней. Соответственно в спектре атома должно наблюдаться расщепление спектральных линий. Действительно, расщепление энергетических уровней в магнитном поле было обнаружено в 1896 г. голландским физиком П. Зеemanом и получило название **эффекта Зеемана**. Расщепление уровней энергии во внешнем электрическом поле, тоже доказанное экспериментально, называется **эффектом Штарка**.

Хотя энергия электрона (9.2) и зависит только от главного квантового числа n , но каждому собственному значению E_n (кроме E_1) соответствует несколько собственных функций $\Psi_{n\ell m_\ell}$, отличающихся значениями m_ℓ . Следовательно, атом водорода может иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях. Так как при данном n орбитальное квантовое число ℓ может изменяться от 0 до $n-1$, а каждому значению ℓ соответствует $2\ell + 1$ различных значений, то число различных состояний, соответствующих данному n , равно m_ℓ

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2. \quad (9.7)$$

Квантовые числа и их значения являются следствием решений уравнений Шредингера и условий однозначности, непрерывности и конечности, налагаемых на волновую функцию Ψ . Кроме того, поскольку при движении электрона в атоме существенны волновые свойства электрона, квантовая механика вообще отказывается от классического представления об электронных орбитах. Согласно учению, каждому энергетическому состоянию соответствует волновая функция, квадрат модуля которой определяет вероятность обнаружения электрона в единице объема, различную в разных частях атома. Электрон при своем

движении как бы "размазан" по всему объему и образует электронное облако, плотность (густота) которого характеризует вероятность нахождения электрона в различных точках объема атома. Квантовые числа n и ℓ характеризуют размер и форму электронного облака, квантовое число m_ℓ - ориентацию электронного облака в пространстве.

В атомной физике по аналогии со спектроскопией состояние электрона, характеризующееся квантовым числом $\ell = 0$, называют **s** - состоянием (электрон в этом состоянии называют **s** - электроном), $\ell = 1$ - **p** - состоянием, $\ell = 2$ - **d** - состоянием, $\ell = 3$ - **f** - состоянием и т. д. Значение главного квантового числа указывается перед условным обозначением орбитального квантового числа. Например, электроны в состояниях с $n = 2$ и $\ell = 0$ и ℓ обозначаются соответственно символами **2s** и **2p**.

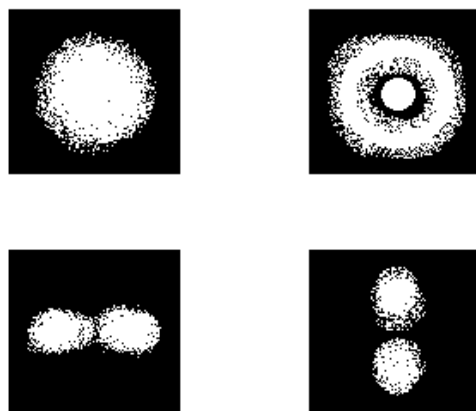


Рис. 39

На рис. 39 для примера приведено распределение электронной плотности (в форме электронного облака) для состояний атома водорода при $n = 1$ и $n = 2$, определяемое $|\Psi_{n\ell m_\ell}|^2$ как видно из рисунка, оно зависит от n , ℓ и m_ℓ . Так при $\ell = 0$ электронная плотность в центре отлична от нуля и не зависит от направления (сферически симметрична), а для остальных состояний в центре она равна нулю зависит от направления.

3. Спектр. Квантовые числа n , ℓ и m_ℓ позволяют более полно описать спектр испускания (поглощения) атома водорода, полученный в теории Бора. В квантовой механике вводятся **правила отбора**, ограничивающее число возможных переходов электронов в атоме, связанных с испусканием и поглощением света.

Теоретически доказано и экспериментально подтверждено, что для дипольного излучения электрона, движущегося в центрально - симметричном поле ядра, могут осуществляться только такие переходы, для которых: 1) изменение орбитального квантового числа $\Delta\ell$ удовлетворяет условию

$$\Delta\ell = \pm 1; \quad (9.7)$$

2) изменение магнитного квантового числа Δm_ℓ удовлетворяет условию

$$\Delta m_\ell = 0, \pm 1.$$



В оптических спектрах указанные правила отбора в основном выполняются. Однако в принципе могут наблюдаться и слабые, "запрещенные" линии, например возникающие при переходах с $\Delta\ell = 2$. Появление этих линий объясняется тем, что строгая теория, запрещающая дипольные переходы, разрешает переходы, соответствующие излучению более сложных систем зарядов. Например, квадруполь. Вероятность же квадрупольных переходов (переходы с $\Delta\ell = 2$) во много раз меньше вероятности дипольных переходов, поэтому "запрещенные" линии и являются слабыми. Учитывая число возможных состояний, соответствующих данному n , и правило отбора (9.8), рассмотрим спектральные линии атома водорода: серии Лаймана соответствуют переходы

$$np \rightarrow 1s \quad (n = 2, 3, \dots);$$

серии Бальмера -

$$np \rightarrow 2s, ns \rightarrow 2p, nd \rightarrow 2p \quad (n = 3, 4, \dots).$$

Переход электрона из основного состояния в возбужденное обусловлен увеличением энергии атома и может происходить только при сообщении атому энергии извне. Например, на счет поглощения атомом фотона. Так как поглощающий атом находится обычно в основном состоянии, то спектр атома водорода должен состоять из линий, соответствующих переходам $1s \rightarrow np$ ($n=2, 3, \dots$), что находится в полном согласии с опытом.

9.2. Спин электрона. Спиновое число

В 1922 г. О. Штерн и В. Герлах, проводя прямые измерения магнитных моментов, обнаружили, что узкий пучок атомов водорода, заведомо находящихся в s – состоянии, в неоднородном магнитном поле расщепляется на два пучка. В этом состоянии момент импульса электрона равен нулю. Магнитный момент атома, связанный с орбитальным движением электрона, пропорционален механическому моменту. Поэтому он равен нулю, и магнитное поле не должно оказывать влияния на движение атомов водорода в основном состоянии, т.е. расщепления быть не должно. Однако в дальнейшем при применении спектральных приборов с большой разрешающей способностью было доказано, что спектральные линии атома водорода обнаруживают тонкую структуру (являются дублетами) даже в отсутствие магнитного поля.

Для объяснения тонкой структуры спектральных линий, а также ряда других явлений в атомной физике американские ученые Д. Уленбек и С. Гаудмист предположили, что электрон обладает **собственным неуничтожимым моментом импульса**, не связанным движением электрона в пространстве, - **спином**.

Спин электрона (и всех других микрочастиц) - квантовая величина, у нее нет классического аналога; это внутреннее неотъемлемое свойство электрона, подобное его заряду и массе.

Если электрону приписывается собственный механический момент импульса (спин) L_S , то ему соответствует собственный магнитный момент P_{MS} .

Согласно общим выводам квантовой механики, спин квантуется по закону

$$L_S = \hbar \sqrt{s(s+1)},$$

где s - **спиновое квантовое число**.

По аналогии с орбитальным моментом импульса проекция S_{Lz} может принимать $2s + 1 = 2$, откуда $s = 1/2$. Проекция спина на направление внешнего магнитного поля, являясь квантовой величиной, определяется выражением

$$L_{SZ} = \hbar m_s$$

где m_s - магнитное спиновое квантовое число; оно может иметь только два значения: $m_s = \pm \frac{1}{2}$

Таким образом, опытные данные привели к необходимости характеризовать электроны (и микрочастицы вообще) добавочной внутренней степенью свободы. Поэтому для полного описания состояния электрона в атоме необходимо наряду с главным, орбитальным и магнитным квантовыми числами, задавать еще магнитное спиновое квантовое число.

9.3. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям

Состояние электрона в атоме однозначно и определяется набором четырех квантовых чисел:

главного n ($n = 1, 2, 3, \dots$);

орбитального ℓ ($\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$);

магнитного m_ℓ ($m_\ell = -1, \dots, -1, 0, +1, \dots, 1$),

магнитного спинового m_s ($m_s = +1/2, -1/2$).

Распределение электронов в атоме подчиняется принципу Паули, который может быть использован в его простейшей формулировке: в одном и том же атоме не может быть более одного электрона с одинаковым набором четырех квантовых чисел n , ℓ , m_ℓ и m_s , т.е.

$$Z(n, \ell, m_s, m_\ell) = 0 \text{ или } 1,$$

где $Z(n, \ell, m_s, m_\ell)$ - число электронов, находящихся в квантовом состоянии, описываемом набором четырех квантовых чисел: n , ℓ , m_ℓ и m_s . Таким образом, принцип Паули утверждает, что два электрона, связанные в одном и том же атоме, различаются значениями, по крайней мере, одного квантового числа.

Согласно формуле $\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2$, данному n соответствует n^2 различ-

ных состояний, отличающихся значениями ℓ и m_ℓ . Квантовое число m_s может принимать лишь два значения ($\pm 1/2$). Поэтому максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых данным квантовым числом, равно

$$Z(n) = \sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell + 1) = 2n^2.$$

Совокупность электронов в многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же главное квантовое число n , называют **электронной оболочкой**. В каждой из оболочек электроны распределяются по **подоболочкам**, соответствующим данному ℓ . Поскольку орбитальное квантовое число принимает значения от 0 до $n-1$, число подоболочек равно порядковому номеру n - оболочки.

Количество электронов в подоболочке определяется магнитным и магнитным спиновым квантовыми числами. Максимальное число электронов в подоболочке с данным l равно $2(2l + 1)$. Обозначения оболочек, а также распределение электронов по оболочкам и подоболочкам представлены в таблице.

Главное квантовое число	1	2	3	4	5
Символы оболочки	K	L	M	N	O
Максимальное число электронов в оболочке	2	8	18	32	50
Орбитальное квантовое число ℓ	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
Символы подоболочки	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f 5g
Максимальное число электронов в подоболочке	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18

Принцип Паули, лежащий в основе систематики заполнения электронных состояний в атомах, позволяет объяснить **периодическую систему Менделеева**, фундаментальный закон природы, являющийся основой современной химии, атомной и ядерной физики.

10. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

10.1. Понятие о зонной теории твердых тел

Используя уравнение Шредингера - основное уравнение динамики в нерелятивистской квантовой механике, - в принципе можно рассмотреть задачу о кристалле, например, найти возможные значения его энергии, а также соответствующие энергетические состояния. Однако как в классической, так и в квантовой механике отсутствуют методы точного решения динамической задачи

для системы многих частиц. Поэтому эта задача решается приближенно сведением задачи многих частиц к одноэлектронной задаче - задаче об одном электро-не, движущемся в заданном внешнем поле. Подобный путь приводит к **зон-ной теории твердого тела**.

Квантово-механическая система разделяется на тяжелые и легкие части-цы – ядра и электроны. Поскольку массы и скорости их частиц значительно различаются, можно считать, что ядра в узлах кристаллической решетки не-подвижны, движение электрона рассматривается в постоянном периодическом поле ядер.

Взаимодействие данного электрона со всеми другими электронами заме-няется действием на него стационарного электрического поля, обладающего периодичностью кристаллической решетки. И создающегося усредненным в пространстве зарядом всех других электронов и всех ядер. Таким образом, в рамках зонной теории многоэлектронная задача сводится к задаче о движении одного электрона во внешнем периодическом поле — усредненном и согласо-ванном поле всех ядер и электронов.

Рассмотрим мысленно процесс образования твердого тела из изолиро-ванных атомов. Пока атомы изолированы, т.е. находятся друг от друга на мак-роскопических расстояниях, они имеют совпадающие схемы энергетических уровней (рис.41). По мере "сжатия" модели до кристаллической решетки, т.е. когда расстояния между атомами станут равными межатомным расстояниям в твердых телах, взаимодействие между атомами приводит к тому, что энергетические уровни атомов смещаются, расщепляются и расширяются в зоны, обра-зуется так называемый **зонный энергетический спектр**.

Заметно расщепляются и расширяются лишь уровни внешних валентных электронов, наиболее слабо связанных с ядром и имеющих наибольшую энер-гию, а также более высокие уровни, которые в основном состоянии атома во-обще электронами не заняты (рис. 11). Уровни же внутренних электронов либо совсем не расщепляются, либо расщепляются слабо. Таким образом, в твердых телах электроны ведут себя так же, как в изолированных системах; валентные же электроны "коллективизированы" - принадлежат всему твердому телу. В кристалле валентные электроны атомов, связанные слабее с ядрами, чем внут-ренние электроны, могут переходить от атома к атому.

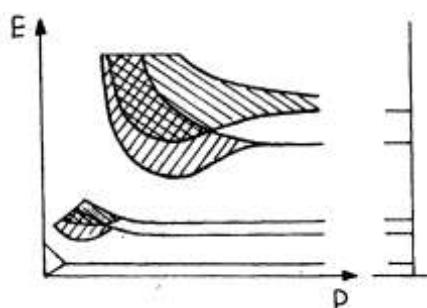


Рис. 41

Энергия внешних электронов может принимать значения в пределах областей, называемых **разрешенными энергетическими зонами** (на рис. 41 заштрихованы). Каждая разрешенная зона "вмещает" в себя столько близлежащих дискретных уровней; сколько атомов содержит кристалл. Чем больше в кристалле атомов, тем теснее расположены уровни в зоне.

Расстояние между соседними энергетическими уровнями в зоне составляют приблизительно 10^{-22} эВ. оно столь ничтожно, что зоны можно считать практически непрерывными. Однако факт конечного числа уровней в зоне играет важную роль для распределения электронов по состояниям.

Разрешенные энергетические зоны разделены **запрещенными энергетическими зонами**. В них электроны находиться не могут. Ширина зон (разрешенных и запрещенных) не зависит от размера кристалла. Разрешенные зоны тем шире, чем слабее связь валентных электронов с ядрами.

10.2. Металлы, диэлектрики и полупроводники по зонной теории

Зонная теория твёрдых тел позволила с единой точки зрения истолковать существование металлов, диэлектриков и полупроводников, объяснив различие в их электрических свойствах, во-первых, неодинаковым заполнением электронами разрешенных зон и, во-вторых, шириной запрещенных зон. Степень заполнения электронами энергетических уровней в зоне определяется заполнением соответствующего атомного уровня. Если, например, какой-то уровень атома заполнен электронами в соответствии с принципом Паули, то образующаяся из него зона также полностью заполнена.

В общем случае можно говорить о **валентной зоне**, которая полностью заполнена электронами и образована из энергетических уровней внутренних электронов свободных атомов, и о **зоне проводимости** (свободной зоне), которая либо частично заполнена электронами, либо свободна и образована из энергетических уровней внешних "коллективизированных" электронов изолированных атомов. В зависимости от степени заполнения зон электронами и ширины запрещенной зоны возможны четыре случая (рис. 42). Самая верхняя зона, содержащая электроны, заполнена лишь частично, т.е. в ней имеются вакантные уровни (рис. 42,а). В данном случае электрон, получив сколь угодно малую энергетическую "добавку" (например, за счёт теплового движения или электрического поля), может перейти на более высокий энергетический уро-

вень той же зоны, т.е. стать свободным и участвовать в проводимости. Внутризонный переход вполне возможен, т.к., например, при 1 К энергия теплового движения $kT \approx 10^{-4}$ эВ, т.е. гораздо больше разности энергии между соседними уровнями зоны (примерно 10^{-22} эВ). Таким образом, если в твердом теле имеется зона, лишь частично заполненная электронами, то это тело всегда будет проводником электрического тока.

Твердое тело является проводником электрического тока и в том случае, когда валентная зона перекрывается свободной, что в конечном счете приводит к не полностью заполненной (рис.42, б). Это имеет место для щелочноземельных элементов, образующих группу 2 таблицы Менделеева (Be, Mg, Ca, Zn, ...). В данном случае образуется так называемая гибридная зона, которая заполняется валентными электронами лишь частично; следовательно, механические свойства щелочноземельных элементов обусловлены перекрытием валентной и свободной зон.

Помимо рассмотренного перекрытия зон, возможно также перераспределение электронов между зонами, возникающими из уровней различных атомов. Это может привести к тому, что вместо двух частично заполненных зон в кристалле окажется одна целиком заполненная (валентная) зона и одна свободная (зона проводимости). Твердые тела, у которых энергетический спектр электронных состояний состоит только из валентной зоны и зоны проводимости, являются диэлектриками или полупроводниками: в зависимости от ширины запрещенной зоны ΔE .

Если ширина запрещенной зоны кристалла порядка нескольких электрон-вольт, то тепловое движение не может перебросить электроны из валентной зоны в зону проводимости, такой кристалл является диэлектриком, оставаясь им при всех реальных температурах (рис.42, в). Если запрещенная зона достаточно узка (ΔE порядка 1 эВ), то переброс электронов из валентной зоны в зону проводимости может быть осуществлен сравнительно легко: либо путем теплового возбуждения, либо за счёт внешнего источника, способного передать электронам энергию ΔE . Такой кристалл является полупроводником (рис.42, г).

Различие между металлами и диэлектриками, по зонной теории, состоит в том, что при 0 К в зоне проводимости металлов имеются электроны, а в зоне проводимости диэлектриков они отсутствуют. Различие же между диэлектриками и полупроводниками определяется шириной запрещенных зон: для диэлектрика она довольно широка (например, для NaCl $\Delta E = 6$ эВ), для полупроводников достаточно узка (например, для германия $\Delta E = 0,72$ эВ). При температурах близких к 0 К полупроводники ведут себя как диэлектрики, т.к. перебросов в зону проводимости не происходит. С повышением температуры у полупроводников растет число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в

зону проводимости, т.е. электрическая проводимость проводников в этом случае увеличивается.

10.3. Собственная проводимость полупроводников

Полупроводниками являются твердые тела, которые при $T=0$ характеризуются полностью занятой электронами валентной зоной, отделенной от зоны проводимости сравнительно узкой (ΔE порядка 1 эВ) запрещенной зоной. Своим названием они обязаны тому, что их электропроводимость меньше электропроводимости металлов и больше электропроводимости диэлектриков. В природе полупроводники существуют в виде элементов, например, Si, Ge, As, Se, а также химических соединений, например, оксидов, сульфидов, селенидов, сплавов элементов различных групп. Различают **собственные и примесные полупроводники**. Собственными являются химически чистые полупроводники, а их проводимость называется собственной. Примером могут служить химически чистые Ge, Se, а также многие химические соединения: InSb, GaAs, CdS и др.

При 0 К и отсутствии других внешних факторов собственные полупроводники ведут себя как диэлектрики. При повышении же температуры электроны с верхних уровней валентной зоны 1 могут быть переброшены на нижние уровни зоны проводимости 2 (рис.43). При наложении на кристалл электрического поля они перемещаются против поля и создают электрический ток. Таким образом, зона 2 из-за ее частичного «укомплектования» электронами становится зоной проводимости. Проводимость собственных

Рис. 43 полупроводников, обусловленная электронами, называется **электронной проводимостью** или **проводимостью n-типа**.

В результате тепловых забросов электронов из зоны 1 в зону 2 в валентной зоне возникают валентные состояния, получившие названия **дырок**. Во внешнем электрическом поле на освободившееся от электрона место (дырку) может переместиться электрон с соседнего уровня, а дырка появится в том месте, откуда ушел электрон, и т.д. Такой процесс заполнения дырок электронами равносителен перемещению дырки в направлении, противоположном движению электронов, т.к. если бы дырка обладала положительным зарядом, равным по величине заряду электрона. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная дырками, называется **дырочной проводимостью** или **проводимостью Р-типа**.

Таким образом, в собственных полупроводниках наблюдаются два механизма проводимости: электронный и дырочный. Число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне, т.к. последние соответствуют электронам, возбужденным в зону проводимости.

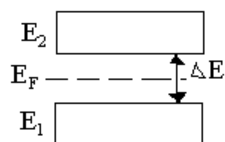


Рис. 44

Действительно, для переброса электрона с верхнего уровня валентной зоны на нижний затрачивается **энергия активации**, равная ширине запрещенной зоны ΔE . При появлении же электрона в зоне проводимости в валентной зоне обязательно возникает дырка. Следовательно, энергия, затраченная на образование пары носителей тока, должна делиться на две равные части. Так как энергия, соответствующая половине ширины запрещенной зоны, идет на переброс электрона и такая же энергия затрачивается на образование дырки, то начало отсчета для каждого из этих процессов должно находиться в середине запрещенной зоны.

Увеличение проводимости полупроводников с повышением температуры является их характерной особенностью (у металлов с повышением температуры проводимость уменьшается). По зонной теории это обстоятельство объяснить довольно просто: с повышением температуры растет число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в зону проводимости и участвуют в процессе.

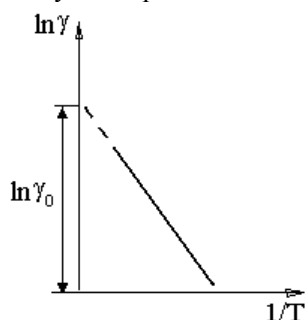


Рис. 45

Если представить зависимость $\ln \gamma$ от $1/T$, то для собственных полупроводников это прямая (рис. 45), по наклону которой можно определить ширину запрещенной зоны ΔE , а по ее продолжению - γ_0 (прямая отсекает на оси ординат отрезок равный $\ln \gamma_0$). Одним из наиболее широко распространенных полупроводниковых элементов является германий, имеющий решетку, в которой каждый атом связан ковалентными связями с четырьмя ближайшими соседями.

Упрощенная плоская схема расположения атомов в кристалле Ge дана на рис.46, где каждая черточка, обозначает связь, осуществляемую одним электроном. В идеальном кристалле при 0 К такая структура представляет собой диэлектрик, т.к. все валентные электроны участвуют в образовании связей и, следовательно, не участвуют в проводимости. При повышении температуры (или влиянии других внешних факторов) тепловые колебания решетки могут

Примечание [AK1]:

привести к разрыву некоторых валентных связей. В результате, часть электронов отщепляется и они становятся свободными. В покинутом электроном месте возникает дырка (она изображена белым кружком), заполнить которую могут электроны из соседней пары. В результате дырка, так же как и освободившийся электрон, будет двигаться по кристаллу. Движение электронов проводимости и дырок в отсутствие электрического поля является хаотическим. Если же на кристалл наложить электрическое поле, то электроны начнут двигаться против поля, дырки - по полю, что приведет к возникновению собственной проводимости германия, обусловленной как электронами, так и дырками в полупроводниках. Наряду с процессом генераций электронов и дырок идет процесс рекомбинации: электроны переходят из зоны проводимости в валентную, отдавая энергию решетке и испуская кванты электромагнитного излучения. В результате для каждой температуры устанавливается определенная равновесная концентрация электронов и дырок, изменяющаяся с температурой.

10.4. Примесная проводимость полупроводников

Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется **примесной проводимостью**, а сами полупроводники – **примесными полупроводниками**.

Примесная проводимость обусловлена примесями, а также дефектами типа избыточных атомов, тепловыми (пустые узлы или атомы в междоузлиях) и механическими (трещины, дислокации и т. д.) дефектами. Наличие в полупроводнике примеси существенно изменяет его проводимость. Примесную проводимость полупроводников рассмотрим на примере Ge и Si, в которые вводится атом с валентностью, отличной от валентности основных атомов на единицу. Например, при замещении атома германия пятивалентным атомом мышьяка (рис.47,а) один электрон не может образовать ковалентной связи; он оказывается лишним и может быть легко при тепловых колебаниях решетки отщеплен от атома, т.е. стать свободным. Образование свободного электрона не сопровождается нарушением ковалентной связи. Избыточный положительный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и поэтому перемещаться по решетке не может.

По зонной теории рассмотренный процесс можно представить следующим образом (рис. 47). Введение примеси искажает поле решетки, что приводит к возникновению в запрещенной зоне энергетического уровня **D** валентных электронов мышьяка, называемого **примесным уровнем**.

В случае германия с примесью мышьяка этот уровень располагается от дна зоны проводимости на расстоянии $\Delta E_D = 0.013 \text{ эВ}$. Так как $\Delta E_D \ll kT$, то уже при обычных температурах энергия теплового движения достаточна для

того, чтобы перебросить электроны примесного уровня в зону проводимости; образующиеся при этом положительные заряды локализуются на неподвижных атомах мышьяка и в проводимости не участвуют.

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу больше валентности основных атомов, носителями тока являются электроны; возникает **электронная примесная проводимость** (проводимость **n**-типа). Полупроводники с такой проводимостью называются **электронными**. Примеси, являющиеся источником электронов, называются **донорами**, а энергетические уровни этих примесей – **донорными уровнями**,

Предположим, что в решетку кремния введен примесный атом с тремя валентными электронами, например бор (рис.48, а). Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома бора не хватает одного электрона, одна из связей остается неупакованной, и четвертый электрон может быть захвачен от соседнего атома основного вещества, где соответственно образуется дырка. Последовательное заполнение образующихся дырок электронами эквивалентно движению дырок в полупроводнике, т.е. дырки не остаются локализованными, а перемещаются в решетке кремния как свободные положительные заряды.

Избыточный же отрицательный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и по решетке перемещаться не может.

По зонной теории введение квантовой примеси в решетку кремния приводит к возникновению в запрещенной зоне примесного энергетического уровня **A**, не занятого электронами. В случае кремния с примесью бора этот уровень располагается выше верхнего края валентной зоны на расстоянии $\Delta A = 0,08 \text{ эВ}$ (рис.48,б). Близость этих уровней к ковалентной зоне приводит к тому, что уже при сравнительно низких температурах электроны из валентной зоны переходят на примесные уровни и, связываясь с атомами бора, теряют способность перемещаться по решетке кремния, т.е. в проводимости не участвуют. Носителями тока являются лишь дырки, возникающие в валентной зоне.

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу меньше валентности основных атомов, носителями тока являются дырки; возникает **дырочная проводимость** (проводимость **p**-типа). **Полупроводники** с такой проводимостью называются **дырочными**, или полупроводниками **p**-типа. Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются **акцепторами**, а энергетические уровни этих примесей – **акцепторными уровнями**.

В отличие от собственной проводимости, осуществляющейся одновременно электронами и дырками, примесная проводимость полупроводников обусловлена в основном носителями одного знака: электронами - в случае донорной примеси, дырками — в случае акцепторной. Эти носители тока называются **основными**. Кроме основных носителей, в полупроводнике имеются и

неосновные: в полупроводниках **n**-типа - дырки, в полупроводниках **p** - типа – электроны.

10.5. Контакт электронного и дырочного полупроводников

Граница соприкосновения двух полупроводников, один из которых имеет электронную, а другой дырочную проводимость, называется **электронно-дырочным переходом** или **P-n - переходом**. Он имеет большое практическое значение, являясь основой работы многих полупроводниковых приборов. **P-n** - переход нельзя осуществить просто механическим соединением двух полупроводников. Обычно области различной проводимости создают либо при выращивании кристаллов, либо при соответствующей их обработке.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в **p-n**-переходе (рис. 49). Пусть донорный полупроводник приводится в контакт (рис.49, а) с акцепторным полупроводником. Электроны из **n**- полупроводника, где их концентрация выше, будут диффундировать в **p**- полупроводник, где их концентрация ниже. Диффузия же дырок происходит в обратном направлении - **pn**.

В n- полупроводнике из-за ухода электронов вблизи границы остается нескомпенсированный положительный объемный заряд неподвижных ионизированных донорных атомов, а в p- полупроводнике из-за ухода дырок вблизи границы образуется отрицательный объемный заряд неподвижных ионизированных акцепторов с двойным электрическим слоем, поле которого направленно от области n к p, препятствует дальнейшему переходу электронов в n-p и дырок в p-n. Если концентрация доноров и акцепторов в полупроводниках n- и p- типа одинакова, то толщины слоев d_1 и d_2 , в которых локализируются неподвижные заряды, равны.

Толщина **d** слоя **p-n** - перехода в полупроводниках составляет примерно $10^{-6} - 10^{-7}$ м, а контактная разность потенциалов – десятые доли вольт. Носители тока способны преодолевать такую разность потенциалов лишь при температуре в несколько тысяч градусов, т.е. при обычных температурах равновесный контактный слой является **запирающим** (характеризуется повышенным сопротивлением).

Сопротивление запирающего слоя можно изменить с помощью внешнего электрического поля. Если приложенное к **p-n**- переходу внешнее электрическое поле направлено от **n**-полупроводника к **p**- полупроводнику (рис.50,а), т.е. совпадает с полем контактного слоя, то оно вызывает движение электронов в **n**-полупроводнике и дырок в **p**-полупроводнике от границы **p-n**- перехода в противоположные стороны. В результате запирающий слой расширится и его сопротивление возрастет. Направление внешнего поля, расширяющего запирающий слой; называется **запирающим (обратным)**. В нем электрический ток через **p-n**- переход практически не проходит, а образуется лишь за счет неосновных носителей тока (электронов в **p**- полупроводнике и дырок в **n**—

полупроводнике). Если приложенное к **p-n** - переходам внешнее электрическое поле направлено противоположно полю контактного слоя (рис.50,б), то оно вызывает движение электронов в **n**- полупроводнике и дырок в **p**- полупроводнике к границе **p-n**- перехода навстречу друг другу. В этой области они рекомбинируют, толщина контактного слоя и его сопротивление уменьшаются. Следовательно, здесь электрический ток проходит сквозь **p-n**- переход в направлении от **p**-полупроводника к **n**-полупроводнику, называемому **пропускным (прямым)**.

Таким образом, **p-n**-переход (подобно контакту металла с полупроводником) обладает **односторонней (вентильной) проводимостью**. На рис.51 представлена вольт - амперная характеристика **p-n**-перехода. При пропускном напряжении внешнее электрическое поле способствует движению основных носителей тока к границе **p-n**- перехода. В результате толщина контактного слоя уменьшается. Соответственно умень-

шается и сопротивление перехода, а сила тока становится большой (правая ветвь, рис. 51). Это направление тока называется **прямым**. При запирающем (обратном) напряжении внешнее электрическое поле препятствует движению основных носителей тока к границе **p-n**- перехода и способствует движению основных носителей тока, концентрация которых в полупроводниках невелика. Это приводит к увеличению толщины контактного слоя, обедненного основными носителями тока. Соответственно увеличивается и сопротивление перехода. Поэтому в данном случае через **p-n**- переход протекает только небольшой ток, называемый **обратным**, полностью обусловленный неосновными носителями тока (левая ветвь, рис. 51). Быстрое возрастание такого тока означает пробой контактного слоя и его нарушение. При включении в сеть переменного тока **p-n**-переходы действуют как выпрямители.

10.6. Полупроводниковые диоды и триоды

Односторонняя проводимость контактов двух полупроводников (или металла с полупроводником) используется для выпрямления и преобразования переменных токов. Если имеется один электронно-дырочный переход, то его действие аналогично действию двухэлектронной лампы - диода. Поэтому полупроводниковое устройство, содержащее один **p-n**- переход, называется **полупроводниковым (кристаллическим) диодом**.

Диоды обладают целым рядом преимуществ по сравнению с электронными лампами: малые габаритные размеры, высокий КПД и срок службы, постоянная готовность к работе и т.д. Однако они очень чувствительны к температуре, поэтому интервал их рабочих температур ограничен (от -70 до +120 С). **P-**

n - переходы обладают не только прекрасными выпрямляющими свойствами, но могут быть использованы также для усиления, а если в схему ввести обратную связь, то и для генерирования электрических колебаний. Приборы, предназначенные для этих целей, получили название **полупроводниковых триодов и транзисторов**.

11. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА

11.1. Размер, состав и заряд атомного ядра.

Массовое и зарядовое число

По Э. Резерфорду, атом состоит из положительно заряженного ядра и окружающего его электронов, причем ядра имеют размеры примерно 10^{-14} - 10^{-15} м (линейные размеры атома примерно 10^{-10} м). Атомное ядро состоит из элементарных частиц - **протонов и нейтронов**. Протон (**p**) имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836m_e$, где m_e - масса электрона. Нейтрон (**n**) - нейтральная частица с массой покоя $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1838m_e$. Протоны и нейтроны называются **нуклонами**. Общее число нуклонов в атомном ядре называется **массовым числом A**.

Атомное ядро характеризуется **зарядом Ze**, где **Z** - **зарядовое число** ядра, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в периодической системе Менделеева, **e** - заряд протона. Известные в настоящее время 107 элементов таблицы Менделеева имеют зарядовые числа ядер от **Z=1** до **Z=107**.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом: ${}^A_Z X$, где **A** - массовое число (число нуклонов в ядре); **Z** - атомный номер (число протонов в ядре), **X** - символ химического элемента,

Так как атом нейтрален, то заряд ядра определяет и число электронов в атоме. От числа электронов зависит их распределение по состояниям в атоме, от которого, в свою очередь, зависят химические свойства атома. Следовательно, заряд ядра определяет специфику данного химического элемента, т.е. определяет число электронов в атоме, конфигурацию их электронных оболочек, величину и характер внутриатомного электрического поля. Ядра с одинаковыми **Z**, но разными **A** (то есть с разными числами нейтронов $N=A-Z$) называются **изотопами**, а ядра с одинаковыми **A**, но разными **Z** - **изобарами**. Например, водород (**Z=1**) имеет три изотопа: ${}^1_1\text{H}$ - протий (**Z=1**, **N=0**), ${}^2_1\text{H}$ - дейтерий (**Z=1**, **N=1**), ${}^3_1\text{H}$ - тритий (**Z=1**, **N=2**). В подавляющем большинстве случаев изотопы

одного и того же химического элемента обладают одинаковыми химическими и почти одинаковыми физическими свойствами (исключение составляют, например, изотопы водорода), определяющимися в основном структурой электронных оболочек, которая является одинаковой для изотопов данного элемента.

11.2. Дефект массы и энергия связи ядра

Исследования показывают, что атомные ядра являются устойчивыми образованиями. Это означает, что в ядре между нуклонами существует определенная связь.

Массу ядер очень точно можно определить с помощью **масс-спектрометров** - измерительных приборов, разделяющих с помощью электрических и магнитных полей пучки заряженных частиц с различными удельными зарядами Q/m . Масс-спектрометрические измерения показали, что масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов. Но так как всякому изменению массы должно соответствовать изменение энергии, то, следовательно, при образовании ядра должна выделяться определенная энергия. Из закона сохранения энергии вытекает и обратное: для разделения ядра на основные части необходимо затратить такое же количество энергии, которое выделяется при его образовании. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется **энергией связи ядра**.

Энергия связи нуклонов в ядре

$$E_{\text{СВ}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}]c^2, \quad (11.1)$$

где m_p , m_n , $m_{\text{я}}$ - соответственно массы протона, нейтрона и ядра. В таблицах обычно приводятся не массы $m_{\text{я}}$ ядер, а массы m атомов. Поэтому для энергии связи ядра пользуются формулой

$$E_{\text{СВ}} = [Zm_{\text{H}} + (A - Z)m_n - m]c^2, \quad (11.2)$$

где m_{H} - масса атома водорода. Так как m_{H} больше m_p на величину m_e , то первый член в квадратных скобках включает в себя массу Z электронов. Но так как масса атома m отличается от массы ядра $m_{\text{я}}$ как раз на массу Z электронов, то вычисления по формулам (11.1) и (11.2) приводят к одинаковым результатам. Величина

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\text{я}}$$

называется **дефектом массы** ядра. На эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них атомного ядра.

Часто вместо энергии связи рассматривают **удельную энергию связи** $\delta E_{\text{св}}$ - энергию связи, отнесенную к одному нуклону. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер, т.е. чем больше $\delta E_{\text{св}}$, тем устойчивее ядро. Удельная энергия связи зависит от массового числа A элемента (рис.52). Для легких ядер ($A \leq 12$) удельная энергия связи круто возрастает до **6÷7 МэВ**, претерпевая целый ряд скачков, затем медленнее возрастает до максимальной величины **8,7 МэВ** у элементов с $A=50\div 60$, а потом постепенно уменьшается у тяжелых элементов (например, для ${}^{238}_{92}\text{U}$ она составляет **7,6 МэВ**).

Отметим для сравнения: энергия связи валентных электронов в атомах составляет примерно **10эВ**. Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется тем, что с возрастанием числа протонов в ядре увеличивается и энергия их нуклоновского отталкивания. Поэтому связь между нуклонами становится менее сильной, а сами ядра менее прочными. Наиболее устойчивыми оказываются так называемые **магические ядра**, у которых число протонов или нейтронов равно одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Особенно стабильны **дважды магические ядра**, у которых магическими являются и число протонов, и число нейтронов (этих ядер насчитывается всего пять: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$).

Наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра средней части таблицы Менделеева (рис. 52).

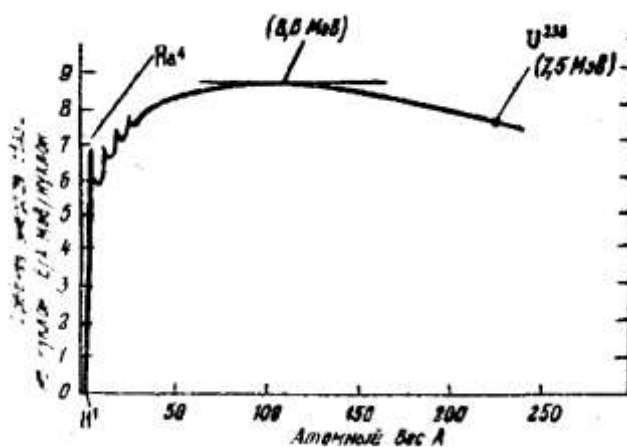


Рис. 52

Тяжелые и легкие ядра менее устойчивы. Это означает, что энергетически выгодны следующие процедуры: **1)** деление тяжелых ядер на более легкие; **2)** слияние легких ядер друг с другом в более тяжелые. При обоих процессах вы-

деляется огромное количество энергии; эти процессы в настоящее время осуществлены практически (реакции деления и термоядерные реакции).

11.3. Ядерные силы. Модели ядра

Между составляющими ядро нуклонами действуют особые, специфические для ядра силы, значительно превышающие нуклоновские: силы отталкивания между протонами, **ядерные**.

С помощью экспериментальных данных доказано, что ядерные силы намного превышают гравитационные, электрические и магнитные взаимодействия и не сводятся к ним. Ядерные силы относятся к классу так называемых **сильных взаимодействий**.

Перечислим их основные свойства:

- 1) являются силами притяжения;
- 2) их действие проявляется только на расстоянии примерно 10^{-15} м. При увеличении расстояния между нуклонами ядерные силы быстро уменьшаются до нуля;
- 3) присуща зарядовая независимость: ядерные силы, действующие между протонами или между протонами и нейтронами одинаковы по величине. Отсюда следует, что ядерные силы имеют незлектрическую природу;
- 4) имеют насыщение, т.е. каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Это проявляется в том, что удельная энергия связи в ядре при увеличении числа нуклонов не растет, а остается приблизительно постоянной;
- 5) зависят от взаимной ориентации спинов взаимодействующих нуклонов.
- 6) не являются центральными, т.е. действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов.

Сложный характер ядерных сил и трудность точного решения уравнений движения всех нуклонов ядра не позволили до настоящего времени разработать единую последовательную теорию атомного ядра. Поэтому на данной стадии прибегают к рассмотрению приближенных ядерных моделей, в которых ядро заменяется некоторой модельной системой, довольно хорошо описывающей только определенные свойства ядра и допускающей более или менее простую математическую трактовку. Из большого числа моделей, каждая из которых обязательно использует подобранные произвольные параметры, согласующиеся с экспериментом, рассмотрим две: **капельную и оболочную**.

1. Капельная модель ядра (1936 г.; Н. Бор и Я. Френкель). Является первой моделью. Она основана на аналогии между поведением нуклонов в ядре и поведением молекул в капле жидкости. В обоих случаях силы, действующие между составными частицами – молекулами в жидкости и нуклонами в ядре, -

являются короткодействующими, и им свойственно насыщение. Для капли жидкости при данных внешних условиях характерна постоянная плотность вещества. Ядра же характеризуются практически постоянной удельной энергией связи и постоянной плотностью, не зависящей от числа нуклонов в ядре. Наконец, объем капли, так же как и объем ядра, пропорционален числу частиц. Существенное отличие ядра от капли жидкости в этой модели заключается в том, что она трактует ядро как каплю электрически заряженной несжимаемой жидкости, подчиняющуюся законам квантовой механики. Капельная модель ядра позволила получить полуэмпирическую формулу для энергии связи нуклонов в ядре, объяснила механизм ядерных реакций и особенно реакции деления ядер. Однако эта модель не смогла, например, объяснить повышенную устойчивость ядер, содержащих магические числа протонов и нейтронов.

2. **Оболочная модель ядра** (американский физик М. Гепперт-Майер и немецкий физик Ч.Иенсен). Предполагает распределение нуклонов в ядре по дискретным энергетическим уровням (оболочкам), заполняемым нуклонами согласно принципу Паули, и связывает устойчивость ядер с заполнением этих уровней. Считается, что ядра с полностью заполненными оболочками являются наиболее устойчивыми. Такие особо устойчивые (магические) ядра действительно существуют.

Оболочная модель ядра позволила объяснить спины и магнитные моменты ядер, различную устойчивость атомных ядер, а также периодичность изменений их свойств. Эта модель особенно хорошо применима для описания легких и средних ядер, а также для ядер, находящихся в основном (невозбужденном) состоянии.

По мере дальнейшего накопления экспериментальных данных о свойствах атомных ядер появились новые факты, не укладывающиеся в рамки описанных моделей. Так возникли **обобщенная модель ядра** (синтез капельной и оболочной моделей), **оптическая модель ядра** и т.д.

11.4. Радиоактивное излучение и его виды

В 1896 г. французский физик А. Беккерель при изучении люминесценции солей урана случайно обнаружил самопроизвольное испускание ими излучения неизвестной природы, которое действовало на фотопластину, ионизировало воздух, проникало сквозь тонкие металлические пластинки, вызывало люминесценцию заряда веществ. Продолжая исследование этого явления, супруги Кюри - Мария и Пьер обнаружили, что беккерелевское излучение свойственно не только урану, но и многим другим тяжелым элементам, таким, как торий и актиний. Они показали также, что урановая смоляная обманка (руда, из которой добывается металлический уран) испускает излучение, интенсивность ко-

того во много раз превышает интенсивность излучения урана. Таким образом удалось выделить два новых элемента - носителя беккерелевского излучения: полоний Po_{84}^{210} и радий Ra_{88}^{226} .

Обнаруженное излучение было названо **радиоактивным излучением**, а само явление - испускание радиоактивного излучения - **радиоактивностью**.

Дальнейшие опыты показали, что на характер радиоактивного излучения элемента не оказывают влияние вид химического соединения, агрегатное состояние, механическое давление, температура, электрические и магнитные поля, т.е. все те воздействия, которые могли бы привести к изменению состояния электронной оболочки атома. Следовательно, радиоактивные свойства элемента обусловлены лишь структурой его ядра.

В настоящее время под **радиоактивностью** понимают способность некоторых атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра с испусканием различных видов радиоактивных излучений и элементарных частиц. Радиоактивность подразделяется на **естественную** (наблюдается у неустойчивых изотопов, существующих в природе) и **искусственную** (наблюдается у изотопов, полученных посредством ядерных реакций). Принципиального различия между этими двумя типами радиоактивности нет, т.к. законы радиоактивного превращения в обоих случаях одинаковы.

Радиоактивное излучение бывает трех типов: α , β и γ - излучение. Подробное исследование позволило выяснить природу и основные свойства.

α - излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью (например, поглощается слоем алюминия толщиной примерно 0,05 мм). Представляет собой поток ядер гелия; заряд α - частицы равен $+2e$, а масса совпадает с массой изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$. По отклонению α - частиц в электрическом и магнитном полях был определен их удельный заряд Q/m_α , значение которого подтвердило правильность представлений об их природе.

β - излучение отклоняется электрическим и магнитным полями; его ионизирующая способность значительно меньше, а проникающая способность гораздо больше (поглощение слоем алюминия толщиной примерно 2 мм), чем у α - частиц. Представляет собой поток быстрых электронов. Сильно рассеивается в веществе.

γ - излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает относительно слабой ионизирующей способностью и очень большой проникающей способностью (например, проходит через слой толщиной 5 см), при прохождении через кристаллы обнаруживает дифракцию. Представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой

длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м и вследствие этого - ярко выраженными корпускулярными свойствами, т.е. является потоком частиц - γ -квантов (фотонов).

11.5. Закон радиоактивного распада. Правила смещения

Под **радиоактивным распадом** или просто **распадом** понимают естественное радиоактивное превращение ядер, происходящее самопроизвольно. Атомное ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется **материнским**, возникающее ядро - **дочерним**.

Теория радиоактивного распада строится на предположении о том, что радиоактивный распад является спонтанным процессом, подчиняющимся законам статистики. Поскольку отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, можно считать, что число ядер dN , распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t+dt$, пропорционально промежутку времени dt и числу N нераспавшихся ядер к моменту времени t :

$$dN = -\lambda N dt, \quad (11.3)$$

где λ - постоянная для данного радиоактивного вещества величина, называемая **постоянной радиоактивного распада**; знак минус указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается.

Разделив переменные и интегрируя, т.е

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt, \quad \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t, \quad \text{получим}$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (11.4)$$

где N - число нераспавшихся ядер в момент времени t , N_0 - начальное число нераспавшихся ядер (в момент времени $t=0$). Формула (11.4) выражает **закон радиоактивного распада**, согласно которому число нераспавшихся ядер убывает по времени по экспоненте.

Интенсивность процесса радиоактивного распада характеризуют две величины: период полураспада $T_{1/2}$ и среднее время, за которое исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается вдвое.

Тогда

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}},$$

откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}.$$

Периоды полураспада для естественно-радиоактивных элементов колеблются от десятиминутных долей секунды до многих миллиардов лет.

Суммарная продолжительность жизни dN ядер равна

$$t[dN] = \lambda N t dt.$$

Проинтегрировав это выражение по всем возможным t и разделив на начальное число ядер N_0 , получим **среднее время жизни** радиоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N t dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.$$

Таким образом, среднее число жизни радиоактивного ядра есть величина, обратная постоянной радиоактивного распада λ .

Активностью A нуклида (общее название атомных ядер, отличающихся числом протонов Z и нейтронов N) в радиоактивном источнике называется число распадов, происходящих с ядрами образца в 1с:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (11.5)$$

Единица активности в СИ - **Беккерель** (Бк): 1Бк - активность нуклида, при которой за 1 с происходит один акт распада. До сих пор в ядерной физике применяется и внесистемная единица активности нуклида в радиоактивном источнике - **Кюри** (Ки): 1 Ки = $3 \cdot 10^{10}$ Бк.

Радиоактивный распад происходит в соответствии с так называемыми **правилами смещения**, позволяющими установить, какое ядро возникает в результате распада данного материнского ядра. Правила смещения:

для α - распада



для β - распада



${}^A_Z\text{X}$ - материнское ядро; Y - символ дочернего ядра; ${}^4_2\text{He}$ - ядро гелия, частица; ${}^0_{-1}\text{e}$ - символическое обозначение электрона (заряд его равен -1, а массовое число 0). Правила смещения являются ничем иным, как следствием двух законов, выполняющихся при радиоактивных распадах: сохранения электрического заряда и сохранения массового числа – сумма зарядов (массовых чисел) возникающих ядер и частиц равна заряду (массовому числу) исходного ядра. Возникающие в результате радиоактивного распада ядра могут быть, в свою очередь, радиоактивными. Это приводит к возникновению цепочки, или ряда, **радиоактивного превращения**, заканчивающегося стабильным элементом. Совокупность элементов, образующих такую цепочку, называется **радиоактивным семейством**.

11.6. Элементарные частицы и типы взаимодействий

Согласно современным представлениям, в природе существует четыре типа фундаментальных взаимодействий: **сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное**. **Сильное** или **ядерное взаимодействие** обуславливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов и обеспечивает исключительную прочность этих образований, лежащую в основе стабильности вещества в земных условиях.

Электромагнитное взаимодействие. В его основе лежит связь с электромагнитным полем. Характерно для всех элементарных частиц, за исключением нейтрона, антинейтрона и фотона. Ответственно за существование атомов и молекул и обуславливает взаимодействие в них положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов.

Слабое взаимодействие. Наиболее медленное из всех, протекающих в микромире. Ответственно за взаимодействие частиц с участием нейтрона и антинейтрона (например, β - распад, μ - распад), а также за безнейтронные процессы распада, характеризующиеся довольно большим временем жизни распадающейся частицы ($\tau \geq 10^{-10}\text{с}$).

Гравитационное взаимодействие. Присуще всем без исключения частицам. Однако из-за малости масс элементарных частиц оно пренебрежимо мало и, по-видимому, в процессах микромира несущественно.

Сильное взаимодействие примерно в 100 раз превосходит электромагнитное и в 10^{14} раз - слабое. Чем сильнее взаимодействие, тем с меньшей интенсивностью протекают процессы. Так, время жизни частиц, называемых **резонансами**, распад которых описывается сильным взаимодействием, составляет

примерно 10^{-23} с; время жизни π^0 - мезона, за распад которого ответственно электромагнитное взаимодействие, составляет 10^{-16} с; для распадов, за которые ответственно слабое взаимодействие, характерны времена жизни 10^{-10} - 10^{-8} с. Как сильное, так и слабое взаимодействия - короткодействующие. Радиус действия сильного взаимодействия составляет примерно 10^{-15} м, слабого - не превышает 10^{-19} м. Радиус действия электромагнитного взаимодействия практически не ограничен.

Элементарные частицы принято делить на три группы:

- 1) **Фотоны**. Состоит всего лишь из одной частицы - фотона - кванта электромагнитного излучения;
- 2) **Лептоны**. Участвуют только в электромагнитном и слабом взаимодействии. К ним относятся электронное и мюонное нейтрино, мюон и открытый в 1975г. тяжелый лептон - τ -лептон, или таон, с массой примерно $3487 m_e$, а также соответствующие им античастицы. Название лептонов связано с тем, что массы первых известных лептонов были меньше масс всех других частиц;
- 3) **Адроны**. Обладают сильным взаимодействием наряду с электромагнитным и слабым. К ним относятся протон, нейтрон, пионы и каоны.

Для всех типов взаимодействия элементарных частиц выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда.

Характерным признаком сильных взаимодействий является зарядовая независимость ядерных сил. Поэтому если бы в ядре осуществлялось сильное взаимодействие, то зарядовая независимость ядерных сил привела бы к одинаковым значениям масс нуклонов (протонов и нейтронов) и всех π - мезонов. Различие в массах нуклонов и соответственно π - мезонов обусловлено электромагнитным взаимодействием: энергии взаимодействующих заряженных и нейтральных частиц различны, поэтому и массы заряженных частиц и нейтральных частиц оказываются неодинаковыми.

11.7. Частицы и античастицы

Впервые гипотеза об античастицах возникла в 1928г., когда П. Дирак на основе релятивистского волнового уравнения предсказал существование позитрона, обнаруженного спустя четыре года К. Андерсоном в составе космического излучения. Электрон и позитрон не являются единственной парой частица-античастица. Выводы релятивистской квантовой теории привели к заключению, что для каждой элементарной частицы должна существовать античастица (**принцип зарядового сопряжения**). Эксперименты показывают, что, за немногим исключением, действительно каждой частице соответствует античастица.

Из общих принципов квантовой теории следует, что частицы и античастицы должны иметь одинаковые массы, одинаковые времена жизни в вакууме

по модулю, но противоположные по знаку электрические заряды (и магнитные моменты), одинаковые спины и изотопические спины, а также одинаковые остальные квантовые числа, приписываемые элементарным частицам для описания закономерностей их взаимодействия. До 1956г. считалось, что имеется полная симметрия между частицами и античастицами, т.е. если какой-то процесс идет между частицами и античастицами, то должен существовать точно такой же процесс между античастицами. Однако в 1956г. доказано, что подобная симметрия характерна только для сильного и электромагнитного взаимодействия и нарушается для слабого.

Согласно теории Дирака, столкновение частицы и античастицы должно приводить к их взаимной аннигиляции, в результате которой возникают другие элементарные частицы или фотоны, например, пара электрон – позитрон (${}_{-1}^0\text{e} + {}_{+1}^0\text{e} \rightarrow 2\gamma$).

Однако следует отметить, что возможность аннигиляции при встрече с частицами не позволяет античастицам длительное время существовать среди частиц. Поэтому для устойчивого состояния антивещества оно должно быть от вещества изолировано. Если бы вблизи известной нам части **вселенной** существовало скопление антивещества, то наблюдалось бы мощное аннигиляционное излучение (колоссальные взрывы с выделением огромных количеств энергии). Однако пока астрофизика ничего подобного не зарегистрировала. Исследования, проводимые для поиска антиядер (в конечном счете антиматерии), и достигнутые в этом направлении первые успехи имеют фундаментальное значение для дальнейшего познания строения вещества.

11.8. Классификация элементарных частиц. Кварки

Все многообразие элементарных частиц, известных к настоящему времени, сводится к более или менее стройной системе классификации, в которой приводятся их основные характеристики, характеристики же античастиц не приводятся, поскольку модули зарядов и странности, массы, спины, изотопические спины в жизни частиц и их античастиц одинаковы и различаются лишь знаками зарядов, а также знаками других величин, характеризующих их электрические (а следовательно, и магнитные) свойства.

В последние годы увеличение числа элементарных частиц происходит в основном за счет расширения группы адронов. Поэтому развитие работ по их классификации все время сопровождалось поисками новых, более фундаментальных частиц, которые могли бы служить базисом для построения всех адронов. Гипотеза о существовании таких частиц, названных кварками, была высказана независимо друг от друга (1964 г.) австралийским физиком Дж. Цвейгом (1937 г.) и Гелл-Манном.

Согласно модели Гелл-Манна-Цвейга, все известные в то время адроны можно было построить, постулировав существование трех типов кварков (u , d , s) и соответствующих антикварков (\bar{u} , \bar{d} , \bar{s}). Самое удивительное свойство кварков связано с их электрическим зарядом, поскольку еще никто не находил частицы с дробным значением элементарного электрического заряда. Спин кварка равен $1/2$.

Во избежание трудностей со статистикой (некоторые барионы, например Ω^- - гиперон, состоят из трех одинаковых кварков (sss), что запрещено принципом Паули) на данном этапе предполагают, что каждый кварк (антикварк) обладает специфической квантовой характеристикой - **цветом**: “желтым”, “синим” и “красным”. Тогда, если кварки имеют неодинаковую “окраску”, принцип Паули не нарушается.

Кварковая модель оказалась весьма плодотворной, она позволила определить все основные квантовые числа адронов. Кроме того, позволила предсказать также и новые частицы, например, Ω^- - гиперон. Однако при использовании этой модели возникают и трудности. Кварковая модель не позволяет, например, определить массу адронов, поскольку для этого необходимо знание динамики взаимодействия кварков и их масс, которые пока не известны.

Является ли схема из шести лептонов и шести кварков окончательной или же число лептонов (кварков) будет расти, покажут дальнейшие исследования.