

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНСТИТУТ
РАДИОТЕХНИКИ, ЭЛЕКТРОНИКИ И АВТОМАТИКИ
(ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

ИЗЛУЧЕНИЕ, АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

МОСКВА 2005

ББК 22.34+22.38

Ф 48

УДК 539.1+535

Рецензенты: д.ф.м.н., проф. В.Г. Бочаров

к.ф.м.н., доцент С.А. Хартов

Ф 48 Бугрова А.И., Горбаренко В.А., Мишина Е.Д., Туснов Ю.И.
Излучение, атомная и ядерная физика. Учеб.пособие
/Моск.гос.ин-т радиотехники, электроники и автоматики
(технический университет).-М.,2005 – 104 с.

Учебное пособие предназначено для студентов всех специальностей дневной, вечерней и заочной формы обучения.

Табл. 1. Ил. . Библиогр.:

Печатается по решению редакционно-издательского совета Московского государственного института радиотехники, электроники и автоматики (технический университет).

ISBN 5-7339-0035-5

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемое учебное пособие посвящено основам квантовой оптики, атомной и ядерной физики и является естественным продолжением предыдущей работы авторов [1], в которой излагались вопросы волновой оптики и их связь с фундаментальными проблемами физики.

Понимание явлений физики излучения, атомной и ядерной физики, как и всех явлений микромира, невозможно без квантовых представлений. Классическая физика оказалась недостаточной для истолкования явлений атомного масштаба и, тем более, физики элементарных частиц. Потребовалось введение совершенно новых квантовых понятий. Необходимость и плодотворность их впервые обнаружилась при изучении проблемы распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела. Квантовая гипотеза, представление о фотонах и процессе излучения, как о квантовом переходе атомной системы из одного энергетического состояния в другое, позволили также объяснить закономерности фотоэффекта, эффекта Комптона и ряд других эффектов, непонятных с точки зрения классической волновой теории света. Особенно отчетливо квантовые свойства проявились в области рентгеновского и γ -излучения. Квантовый характер излучения и поглощения был использован Н.Бором для объяснения закономерностей, наблюдаемых в спектрах разреженных газов. Эти же представления необходимы для введения понятия индуцированного излучения и объяснения принципов работы лазеров.

В то же время открытие явления дифракции электронов подтвердило гипотезу де Бройля о наличии у частиц вещества волновых свойств, и в настоящее время принято говорить о дуализме волн и частиц. Наличие у частиц волновых свойств привело к необходимости создания волновой или квантовой механики, основным уравнением которой является уравнение Шредингера. Используя аппарат квантовой механики, удалось достоверно описать строение атома и атомных ядер, процессы, происходящие в мире микрочастиц.

Разумеется, в курсе общей физики, частью которого является это пособие, большинство вопросов атомной и ядерной физи-

ки рассматриваются авторами качественно, на основе общих принципов, избегая сложного математического аппарата квантовой механики. Излагаются основные идеи, их физический смысл, методы исследования и результаты, полученные современной физикой. При этом обращено внимание на преемственность современной и классической физики, непреходящую ценность результатов классической физики, без усвоения которых трудно проникнуться идеями современной квантовой физики. Вопросы истории, экспериментального обоснования физических законов, применения их в технике и других науках затронуты в пособии лишь постольку, поскольку это необходимо для понимания изучаемых разделов курса.

Таково в кратких чертах содержание данного пособия. Для более полного понимания и усвоения предлагаемого материала рекомендуется сочетать его изучение с разбором решений задач, подобранных этим же коллективом авторов в [2].

1. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Под тепловым излучением понимают свечение нагретых тел, при котором электромагнитное излучение, испускаемое веществом, возникает за счет внутренней энергии тела (излучающие атомы оказываются в возбужденном состоянии за счет энергии теплового движения).

Объяснение особенностей теплового излучения сыграло громадную роль в истории физики. Дело в том, что к концу XIX века считалось, что развитие физики практически завершено. Действительно, законы классической физики (механики, молекулярной физики, электромагнетизма, теории волн и т.д.) объясняли почти все наблюдаемые на опыте явления. Существовало только несколько опытных фактов, теоретического обоснования которых не было найдено. Но многие исследователи работали над решением этих проблем и думали, что в ближайшее время, как только будут объяснены эти, казалось бы, незначительные моменты, строительство стройного здания физики будет завершено.

Тепловое излучение являлось одним из таких, не нашедших своего объяснения, явлений.

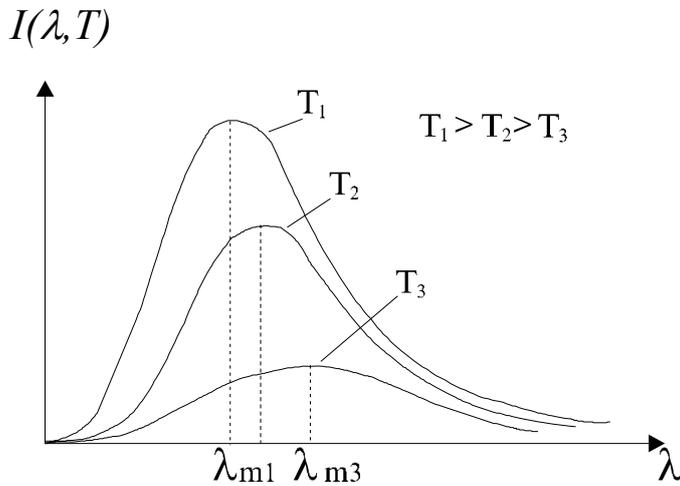


Рис.1.1

Опыты показывали, что тепловое излучение имеет сплошной спектр, положение максимума которого зависит от температуры вещества. Примерный график зависимости интенсивности излучения I от длины волны λ для несколь-

ких температур излучающего тела T представлен на рис.1.1.

На протяжении многих лет ученые пытались теоретически обосновать особенности спектра теплового излучения, но, в лучшем случае, им удавалось решить только некоторые частные задачи, а иногда их, безупречные с точки зрения классической физики выкладки, приводили к абсурдным результатам. И только в 1900 г. Макс Планку удалось найти окончательное теоретическое решение задачи теплового излучения. Необходимо отметить, что решение это было найдено путем принципиального изменения основных положений физики – путем создания теории квантов. Эта новая теория оказалась столь важной и плодотворной, что дальнейшее развитие ее составило главное содержание теоретической физики XX века. И в настоящее время квантовая теория является неотъемлемой частью почти всех областей современной физики.

1.1. Основные понятия и характеристики излучения

Если за единицу времени вещество излучает и поглощает одинаковое количество лучистой энергии в любом спектральном диапазоне и в любом направлении, то говорят, что излучение находится в равновесии с веществом и называется такое излучение равновесным. Для равновесного излучения можно ввести поня-

тие температуры излучения, которая принимается равной температуре излучающего вещества.

Поток и интенсивность излучения. Пусть за время dt какая-либо поверхность dS излучает энергию dW . *Потоком излучения* Φ с поверхности dS называется

$$\Phi = \frac{dW}{dt}. \quad (1.1)$$

Энергия излучения, проходящая через единичную площадку за единицу времени при условии, что площадка ориентирована перпендикулярно направлению распространения энергии, называется *интенсивностью излучения* I . Очевидно,

$$I = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (1.2)$$

Если интенсивность разложить в спектр, т.е. представить интегралом

$$I = \int_0^{\infty} I_{\omega} d\omega.$$

Величину I_{ω} называют *интенсивностью излучения частоты* ω .

Объемная плотность энергии. Обозначим через w *объемную плотность энергии излучения*, т.е. количество энергии излучения в единице объема пространства. Если в объеме dV содержится излучение с энергией dW , то, очевидно,

$$w = \frac{dW}{dV}. \quad (1.3)$$

Объемную плотность энергии можно разложить по частотам или длинам волн, т.е. представить в виде

$$w = \int_0^{\infty} w_{\omega} d\omega = \int_0^{\infty} w_{\lambda} d\lambda.$$

Величины $w_{\omega} d\omega$ и $w_{\lambda} d\lambda$ имеют смысл объемной плотности лучистой энергии, приходящейся на интервал частот $\omega \div \omega + d\omega$ или интервал длин волн $\lambda \div \lambda + d\lambda$. Величины w_{ω} и w_{λ} называются спектральными плотностями лучистой энергии. Если речь идет об одном и том же спектральном интервале, но представленном в

различных формах, то $w_\omega d\omega = w_\lambda d\lambda$. Но $\lambda = 2\pi c/\omega$ и, дифференцируя это выражение, получим $d\lambda = -2\pi c d\omega/\omega^2$, откуда $d\lambda/\lambda = -d\omega/\omega$. Знак минус мы опускаем, он означает только, что с возрастанием частоты длина волны убывает. Таким образом, считая величины $d\omega$ и $d\lambda$ положительными, можно написать

$$w_\lambda = \frac{\omega}{\lambda} w_\omega, \quad w_\omega = \frac{\lambda}{\omega} w_\lambda. \quad (1.4)$$

Можно показать, что

$$w = \frac{4\pi}{c} I \quad \text{и} \quad w_\omega = \frac{4\pi}{c} I_\omega, \quad (1.5)$$

где c – скорость света.

Испускательная способность. Тепловое излучение любого тела характеризуется его спектральной испускательной способностью (или просто *испускательной способностью*), под которой понимают поток излучения с единицы поверхности тела в единичном интервале частот. Если $dW(\omega, T)$ – энергия, излучаемая единицей поверхности тела, имеющего температуру T , в единицу времени в диапазоне частот от ω до $\omega + d\omega$ по всем направлениям, то испускательная способность есть

$$r(\omega, T) = \frac{dW(\omega, T)}{d\omega}. \quad (1.6)$$

Испускательная способность в сильной степени зависит от температуры излучающего тела. Ее можно также представить как функцию не частоты ω , а длины волны λ . Аналогично (1.4) легко получить, что

$$r(\omega, T) = \frac{\lambda}{\omega} r(\lambda, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} r(\lambda, T). \quad (1.7)$$

Можно показать, что

$$r(\omega, T) = \frac{c}{4} w_\omega(\omega, T). \quad (1.8)$$

Энергетическая светимость. Поток энергии, испускаемый единицей поверхности излучающего тела по всем направлениям

(в пределах телесного угла 2π) во всем спектральном диапазоне называется *энергетической светимостью*. Мы будем обозначать эту величину $R(T)$. Энергетическая светимость является функцией температуры. Очевидно, что

$$R(T) = \frac{d\Phi}{dS} = \int dW(\omega, T) = \int_0^{\infty} r(\omega, T) d\omega. \quad (1.9)$$

Поглощательная способность. Любое тело может не только излучать энергию, но и поглощать падающий на него поток излучения. Однако, как правило, тело поглощает лишь часть излучения, падающего на него, т.к. часть энергии может отражаться или рассеиваться. Если на единицу поверхности тела в единицу времени в диапазоне частот от ω до $\omega+d\omega$ падает поток энергии $d\Phi(\omega, T)$, и часть $d\Phi'(\omega, T)$ этого потока поглощается, то *поглощательной способностью* тела называется величина

$$a(\omega, T) = \frac{d\Phi'(\omega, T)}{d\Phi(\omega, T)}. \quad (1.10)$$

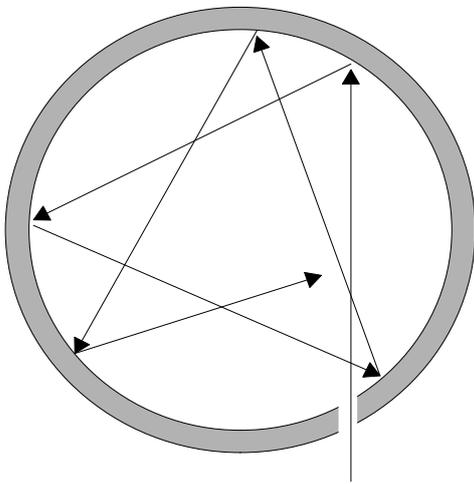


Рис.1.2

Абсолютно черное тело.

Тела, для которых поглощательная способность равна единице для всех частот и температур, называют *абсолютно черными*.

В природе абсолютно черных тел нет, но есть тела, достаточно близкие к абсолютно черным в определенном диапазоне частот. Для видимого света такими объектами являются, например, сажа и черный бархат. Высокие поглощающие

свойства этих материалов отчасти объясняются их пористостью, благодаря чему свет, попавший на них, испытывает несколько отражений, прежде чем получает возможность выйти из толщи материала.

На принципе многократного отражения основано устройство тела, наиболее приближающегося по своим свойствам к абсолютно черному. Оно изготавливается в виде почти замкнутой полости, снабженной небольшим отверстием (рис.1.2). Излучение, проникающее через отверстие, падает на стенки полости, частично поглощается ими, частично рассеивается или отражается и вновь попадает на стенки. Благодаря малым размерам отверстия, луч должен претерпеть много отражений, прежде чем он сможет выйти наружу. Повторные поглощения на стенках приводят к тому, что практически все излучение любой частоты поглощается такой полостью.

1.2. Законы теплового излучения

1.2.1. Закон Кирхгофа

Легко наблюдать, что при одинаковой температуре тела со слабой поглощательной способностью гораздо хуже излучают свет, чем тела с большой поглощательной способностью. Действительно, нагревая на пламени газовой горелки черный грифель карандаша и кварцевый или стеклянный стержень, можно заметить, что грифель начинает светиться ярко-белым светом, в то время как слабое красноватое свечение стеклянного стержня едва заметно.

Закон Кирхгофа дает соотношение между испускательной и поглощательной способностью тел и гласит: отношение испускательной и поглощательной способностей тела не зависит от природы тела, т.е. $r(\omega, T)/a(\omega, T) = f(\omega, T)$ есть универсальная для всех тел функция частоты и температуры.

Применим этот закон к абсолютно черному телу. Обозначим для него испускательную способность через $r_0(\omega, T)$, а поглощательная способность абсолютно черного тела $a_0(\omega, T) = 1$, тогда

$$\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} = \frac{r_0(\omega, T)}{a_0(\omega, T)} = \frac{r(\omega, T)}{1} = f(\omega, T). \quad (1.11)$$

Отсюда виден смысл универсальной функции Кирхгофа: $f(\omega, T)$ – это испускательная способность абсолютно черного тела $r_0(\omega, T)$.

Закон Кирхгофа несложно вывести исходя из термодинамических соображений. Покажем это.

Пусть внутри полости с идеально отражающими стенками, непрозрачными для электромагнитных волн, находятся два тела: М – абсолютно черное и N – серое (т.е. поглощательная способность его поверхности <1) (см. рис.1.3).

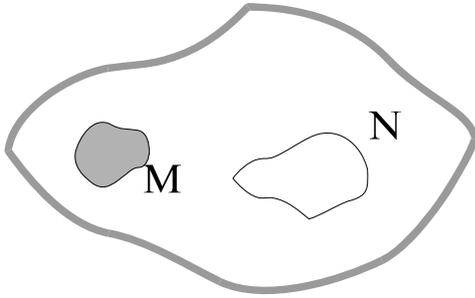


Рис.1.3

Очевидно, с течением времени в полости установится термодинамическое равновесие, т.е. тела М и N будут иметь одну температуру T . Так как тела находятся в состоянии теплового равновесия, то количество энергии, излучаемой и поглощаемой телом М одинаково. Это же утверждение справедливо и для тела N. Пусть $r(\omega, T)$ и $a(\omega, T)$ – испускательная и поглощательная способность тела N, $r_0(\omega, T)$ – испускательная способность тела М. По определению

$$a(\omega, T) = d\Phi'_{IN} / d\Phi_{IN} \quad \text{и} \quad r(\omega, T) = d\Phi_{0N} / d\omega,$$

где $d\Phi_{0N}$ – поток энергии, излучаемый единицей поверхности тела N в диапазоне частот от ω до $\omega+d\omega$; $d\Phi_{IN}$ и $d\Phi'_{IN}$ – поток энергии, падающей на единицу поверхности тела N, и поглощаемый ею в единицу времени в диапазоне частот от ω до $\omega+d\omega$.

Но, исходя из условия теплового равновесия, должно выполняться условие

$$d\Phi'_{IN} = d\Phi_{0N} \quad \text{и} \quad d\Phi_{IN} = d\Phi_{0M}. \quad (1.12)$$

где $d\Phi_{0M}$ – поток энергии, излучаемый единицей площади поверхности тела М в диапазоне частот от ω до $\omega+d\omega$.

Тогда

$$\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} = \frac{d\Phi_{ON}}{d\omega} \frac{d\Phi_{1N}}{d\Phi'_{1N}}, \quad (1.13)$$

воспользуемся (1.12) и преобразуем (1.13) к следующему виду

$$\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} = \frac{d\Phi_{ON}}{d\omega} \frac{d\Phi_{1N}}{d\Phi_{0N}} = \frac{d\Phi_{0M}}{d\omega} = r_0(\omega, T),$$

т.е. получили закон Кирхгофа (1.11).

Опыты показывают, что зависимость испускательной способности абсолютно черного тела от длины волны для разных температур имеют вид, показанный на рис. 1.1.

1.2.2. Законы излучения абсолютно черного тела

Закон Кирхгофа ставит в центре внимания теории теплового излучения функцию $r_0(\omega, T) = f(\omega, T)$ – универсальную функцию Кирхгофа или испускательную способность абсолютно черного тела. Определение вида этой функции явилось основной задачей учения о тепловом излучении. Решение задачи было получено не сразу. Сначала был установлен теоретически и экспериментально закон, определяющий энергетическую светимость абсолютно черного тела (закон Стефана-Больцмана); затем были определены некоторые основные характеристики искомой функции в зависимости от ω для разных T , и, наконец, после ряда неудачных попыток (Рэлей, Джинс, Вин и др.) удалось найти окончательное теоретическое решение задачи (Макс Планк, 1900 г.). Напоминаем, что решение это было найдено только путем принципиального изменения основных положений физики – путем создания теории квантов.

Закон Стефана-Больцмана. Закон Стефана-Больцмана устанавливает зависимость энергетической светимости от температуры.

В 1879 г. на основании собственных измерений, а также анализируя данные других исследователей, Стефан пришел к заключению, что суммарная энергия, испускаемая в единицу времени с единицы площади поверхности тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры излучателя. Стефан сформулировал свой закон для произвольного тела, однако по-

следующие измерения показали неправильность его выводов. В 1884 г. Больцман теоретически на основе термодинамических рассуждений показал, что энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна T^4 , т.е.

$$R(T) = \int_0^{\infty} r_0(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (1.14)$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² · К⁴) – постоянная Стефана-Больцмана.

Закон Вина. Закон Стефана-Больцмана определяет вид зависимости энергетической светимости от температуры, но не дает сведений о частотной зависимости энергии излучения, т.е. вид функции $r_0(\omega, T)$ остается неизвестным.

В 1893 г. Вин, опираясь на законы термодинамики и электродинамики, определил характер зависимости испускательной способности абсолютно черного тела от частоты и температуры

$$r_0(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (1.15)$$

здесь F – некоторая функция одного аргумента ω/T , вид которой Вину определить не удалось.

Хотя функция F неизвестна, но из закона Вина (1.15) получается ряд важных следствий, наиболее известное из которых – *правило смещения Вина*. Оказывается, что длина волны, соответствующая максимуму испускательной способности (λ_m на рис.1.1), обратно пропорциональна температуре. Докажем это.

Воспользовавшись соотношением (1.7), закон Вина (1.15) можно переписать в виде

$$r_0(\lambda, T) = \frac{(2\pi c)^4}{\lambda^5} F\left(\frac{2\pi c}{\lambda T}\right) \quad (1.16)$$

Пусть функция $r_0(\lambda, T)$ достигает для данной температуры мак-

симум при $\lambda = \lambda_m$, тогда должно быть $\left. \frac{d}{d\lambda} r_0(\lambda, T) \right|_{\lambda = \lambda_m} = 0$.

Продифференцировав выражение (1.16), получим уравнение

$$5F\left(\frac{2\pi c}{\lambda_m T}\right) + \frac{c}{\lambda_m T} F'\left(\frac{2\pi c}{\lambda_m T}\right) = 0.$$

Это дифференциальное уравнение первого порядка вида $af(x) + xf'(x) = 0$. В теории дифференциальных уравнений показывается, что уравнения такого типа имеют решения только при $x = \text{const}$. Таким образом получается соотношение

$$\lambda_m T = \text{const} = b, \quad (1.17)$$

которое называют *правилом смещения Вина*, b - постоянная Вина. Экспериментальное значение постоянной Вина b , равно $b = 2,90 \cdot 10^{-3}$ м·К.

Формула Рэля-Джинса. Используя классические представления о равномерном распределении энергии по степеням свободы и методы статистической физики, Рэлей в 1900 г. нашел аналитическое выражение для объемной плотности энергии равновесного излучения $w_\omega(\omega, T)$ и получил, что

$$w_\omega(\omega, T) \sim \omega^2 kT,$$

где k – постоянная Больцмана.

Спустя пять лет Джинс более подробно развил метод, предложенный Рэлеем, и получил уточненное выражение для объемной плотности энергии излучения абсолютно черного тела

$$w_\omega(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT. \quad (1.18)$$

Выражение (1.18) получило название формулы Рэля-Джинса для теплового излучения. Воспользовавшись (1.8), формулу Рэля-Джинса можно записать для испускательной способности абсолютно черного тела

$$r_0(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT. \quad (1.19)$$

Эта формула хорошо согласуется с экспериментальными данными при больших длинах волн, поэтому она с успехом используется в длинноволновой инфракрасной области спектра и в радио-

диапазоне. При коротких длинах волн (больших частотах), соответствующих ультрафиолетовой части спектра, наблюдается резкое расхождение опытных данных с формулой Рэля-Джинса. Кроме того, интегрирование выражения (1.19) по всему частотному диапазону дает бесконечно большое значение, т.е. энергетическая светимость абсолютно черного тела должна равняться бесконечности при любой температуре. Получалось, что безупречная с точки зрения классической физики формула (1.19) приводила к абсурдному результату. Эту ситуацию П.Эренфест назвал “ультрафиолетовой катастрофой”.

1.3. Формула Планка для теплового излучения

Многочисленные попытки установить единый закон теплового излучения не дали общего решения задачи и приводили к заключениям, согласующимся с опытом только в ограниченном интервале частот. Причина этих неудач оказалась лежащей чрезвычайно глубоко. Дело в том, что законы классической физики имеют ограниченную область применения.

Окончательное решение задачи теплового излучения, – определения явного вида функции Кирхгофа, было найдено Максом Планком в 1900 г.

Изучая опытные данные о зависимости испускательной способности абсолютно черного тела от частоты (рис.1.1), Планк пришел к выводу, что функция $r_0(\omega, T)$ должна иметь вид

$$r_0(\omega, T) = \frac{a\omega^b}{e^{c\omega} - 1}, \quad (1.20)$$

где a , b и c – некоторые постоянные при данной температуре величины.

Чтобы найти теоретическое решение поставленной задачи, Планк предложил представить каждый атом абсолютно черного тела как гармонический осциллятор частоты ω , который может заключать в себе любое количество энергии, и, следовательно, способный излучать за единицу времени любое количество энергии. Тогда моделью абсолютно черного тела будет бесконечная совокупность таких осцилляторов, каждый из которых излучает

монохроматическую волну какой-то частоты и энергии, а все вместе они дают излучение абсолютно черного тела. Пользуясь законами электродинамики и статистической физики, описывающие поведение отдельного осциллятора и всей системы в целом, можно получить закон излучения абсолютно черного тела.

Проделав такие вычисления, Планк нашел, что функция Кирхгофа определяется выражением (1.19). Таким образом, совершенно разные по своей методике подходы Рэля и Планка к решению задачи теплового излучения приводили к одинаковому результату, который соответствовал опытным данным в ограниченной области частот.

Анализируя сложившиеся положение, Планк заметил, что для испускательной способности абсолютно черного тела получается выражение типа (1.20), если считать, что энергия гармонического осциллятора может принимать не произвольные, а только избранные значения, образующие дискретный ряд: $E_0, 2E_0, 3E_0, \dots$, где E_0 – определенная величина, зависящая только от собственной частоты ω осциллятора.

Сделав такое допущение и оставив прежней методику вычислений, Планк получил следующее выражение для испускательной способности

$$r_0(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \frac{E_0}{e^{\frac{E_0}{kT}} - 1}. \quad (1.21)$$

Выражение для E_0 Планк определил из требования, чтобы его формула удовлетворяла закону Вина (1.14). Это возможно только в том случае, если

$$E_0 = \hbar\omega, \quad (1.22)$$

где \hbar – постоянная. Ее численное значение $\hbar \cong 1.05 \cdot 10^{-34}$ Дж.с. Часто пользуются постоянной $h = 2\pi\hbar$.

Используя соотношения (1.22) и (1.21) запишем формулу Планка

$$r_0(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}. \quad (1.23)$$

Часто формулу Планка записывают в переменных ν , T

$$r_0(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (1.24)$$

а также в переменных λ , T

$$r_0(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (1.25)$$

Формула Планка дает превосходное согласие с результатами самых тщательных экспериментальных исследований зависимости испускательной способности абсолютно черного тела от частоты и температуры, и является, таким образом, полным решением задачи об излучении абсолютно черного тела.

Как уже было упомянуто выше, свою знаменитую формулу Планк вывел предположив, что излучение отдельными атомами испускается порциями (“квантами”), и энергия такого кванта пропорциональна частоте излучения.

1.4. Следствия формулы Планка

Легко убедиться, что упоминавшиеся ранее законы теплового излучения – Стефана-Больцмана (1.13), Вина (1.14) (включая правило смещения Вина (1.16)), формула Рэлея-Джинса (1.18), получаются как следствия формулы Планка. При этом из формулы Планка получаются не только внешняя форма этих законов, но и значения входящих в них констант – постоянная Стефана-Больцмана σ и постоянная Вина b . Все это является убедительным доказательством того, что формула Планка верна.

Закон Стефана-Больцмана. Согласно формуле Планка (1.24) энергетическая светимость абсолютно черного тела равна

$$R(T) = \int_0^{\infty} r_0(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{kT} - 1} = \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}. \quad (1.26)$$

Здесь введена безразмерная переменная интегрирования $x = h\nu/kT$. Интеграл в выражении (1.26) – табличный, его значение равно $4\pi/15$, тогда $R(T) = \sigma T^4$, где $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$, т.е. постоянная σ выражена только через фундаментальные постоянные.

Закон Вина. Сравнивая закон Вина (1.14) и формулу Планка (1.23), можно видеть, что они совпадают, если в качестве значения функции $F(\omega/T)$ выбрать

$$F\left(\frac{\omega}{T}\right) = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{\frac{\hbar\omega}{e^{kT} - 1}}.$$

Правило смещения Вина. Если испускательная способность абсолютно черного тела достигает максимального значения при $\lambda = \lambda_m$, то производная по λ от испускательной способности в выражении (1.25) должна обращаться в ноль при $\lambda = \lambda_m$. Взяв производную по λ и введя обозначение $\frac{hc}{kT\lambda_m} = x$, получаем уравнение

$$xe^x - 5e^x + 5 = 0.$$

Единственное решение этого трансцендентного уравнения $x \cong 4.965$, тогда

$$\lambda_m T = \frac{hc}{4.965k} = b \text{ - постоянная Вина.}$$

Формула Рэлея-Джинса. Как упоминалось выше, формула Рэлея-Джинса хорошо согласуется с экспериментальными данными для случая больших температур и малых частот, т.е. $\hbar\omega \ll kT$. Тогда в выражении (1.33) можно записать $\frac{\hbar\omega}{e^{kT}} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$, и значение испускательной способности абсолют-

но черного тела будет равно $r_0(\omega, T) \approx \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT$, что совпадает с формулой Рэлея-Джинса (1.19).

2. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА СВЕТА

2.1. Понятие о квантах

При изучении теплового излучения была рассмотрена гипотеза Планка, согласно которой излучение света происходит порциями – квантами. Эта гипотеза легла в основу квантовой теории. Правда, при выводе своей знаменитой формулы для спектральной плотности теплового излучения, Планк приписывал свойства дискретности только процессу испускания излучения, а не самому излучению как таковому. Развивая гипотезу Планка, А.Эйнштейн сделал предположение о том, что дискретность света сохраняется также при его распространении и взаимодействии с веществом, т.е. само электромагнитное излучение состоит из отдельных квантов. Так представление о квантах излучения приобрело законченный вид. В рамках квантовой теории свет представляет собой поток дискретных частиц, позднее названных фотонами.

Так же как и у Планка, согласно гипотезе Эйнштейна, энергия фотона зависит от его частоты и равна

$$E = h\nu = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.1)$$

Но, следуя одному из основных выводов специальной теории относительности, с энергией E неразрывно связана масса m , причем соотношение между E и m дается выражением $E=mc^2$. На этом основании фотону можно приписать некоторую массу, величина которой определяется из соотношения

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (2.2)$$

Фотон является релятивистской частицей, если бы масса покоя фотона m_0 была отлична от нуля, то его релятивистская масса

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

была бы бесконечно большой. Поэтому надо допустить, что для фотона $m_0=0$.

Если фотон обладает энергией, то он должен обладать и импульсом. Фотон движется в вакууме со скоростью света c , следовательно, импульс фотона

$$p = mc = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (2.3)$$

По направлению импульс фотона совпадает с направлением распространения света.

Гипотеза Эйнштейна была подтверждена многочисленными фактами (опыт Боте, эффект Комптона, наличие коротковолновой границы у тормозного рентгеновского излучения, фотоэффект и др.) и легла в основу объяснения ряда оптических явлений, с которыми не могла справиться волновая теория света.

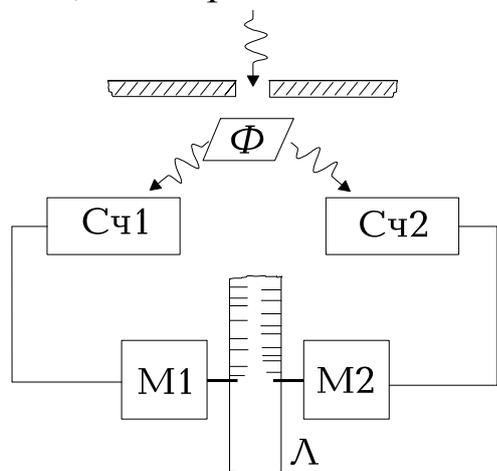


Рис.2.1.

Одним из наиболее убедительных опытов, показывающих, что энергия электромагнитного излучения не распространяется равномерно во все стороны, как это следует из волновой теории, а излучается то в одном, то в другом направлении в виде дискретных квантов, является опыт Боте (1924 г.).

В этом опыте (рис. 2.1) тонкая металлическая фольга Φ освещалась рентгеновскими лучами малой интенсивности, вызывающими в фольге слабую рентгеновскую флюоресценцию (послесвечение). Рентгеновское излучение от фольги попадало на два счетчика ионизирующего излучения Сч1 и Сч2 (счетчики Гейгера). Чувствительность таких счетчиков настолько велика, что они могут регистрировать отдельные рентгеновские кванты. Срабатывая, счетчики приводили в действие механизмы самописцев М1 и М2 , делающие отметки на движущей-

ся ленте Л. В результате получено, что отметки на ленте от двух самописцев, связанные с моментами попадания в счетчики рентгеновских квантов, абсолютно случайны. Этот факт можно было объяснить лишь беспорядочным попаданием рентгеновских квантов, рассеиваемых фольгой то в одном, то в другом направлении, тогда как согласно волновым представлениям излучение от источника должно распространяться равномерно во все стороны.

2.2. Фотоэлектрический эффект

Среди разнообразных явлений, в которых проявляются квантовые свойства света, одно из самых важных мест занимает фотоэлектрический эффект. Различают два вида фотоэлектрического эффекта – внешний и внутренний. Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом при облучении его электромагнитным излучением. При внутреннем фотоэффекте оптически возбужденные электроны остаются внутри освещаемого вещества, не нарушая его электрическую нейтральность.

Внешний фотоэффект. Явление внешнего фотоэффекта впервые обнаружил Генрих Герц в 1887 г. при изучении свойств электромагнитных волн. Он заметил, что освещение ультрафиолетовым светом одного из электродов искрового разрядника, находящегося под напряжением, облегчает образование искры между электродами. Схема опыта показана на рис.2.2. Величина искрового промежутка между электродами подбирается так, чтобы искра между ними проскакивала с трудом (1-2 раза в минуту). Если же осветить электрод светом от ртутной лампы, то частота разрядов существенно повышается.

Вообще говоря, фотоэффект можно качественно попытаться объяснить с волновой точки зрения. Действительно, амплитуду

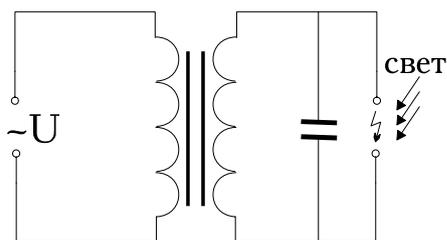


Рис.2.2.

вынужденных колебаний свободного электрона (масса m и заряд e) в переменном электрическом поле с амплитудой E_0 и частотой ω можно записать в виде $\frac{eE_0}{m\omega^2}$. Если амплитуда ко-

лебаний электрона будет достаточно большой, он может преодолеть задерживающее поле вблизи поверхности металла и уйти за его пределы. Исходя из волновой теории, можно было ожидать наличие у фотоэффекта следующих свойств:

- электроны не должны покидать металл до тех пор, пока амплитуда их колебаний не превысит некоторого порогового значения;
- энергия выбитых электронов должна возрасти пропорционально E_0^2 (энергия колебаний пропорциональна квадрату их амплитуды);
- если $E_0 = \text{const}$, а увеличивается частота электромагнитной волны ω , то число испускаемых электронов должно уменьшаться.

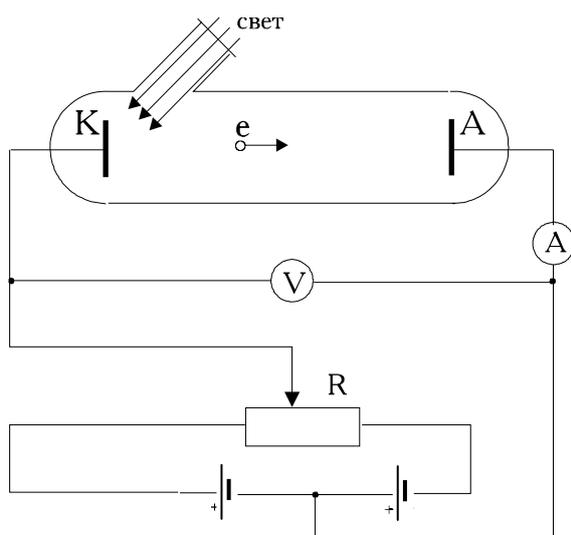


Рис.2.3.

Большой вклад в экспериментальное изучение фотоэффекта внес А.Г. Столетов. Принципиальная схема для исследования фотоэффекта представлена на рис.2.3. Два электрода в вакуумной трубке (катод К из исследуемого металла и анод А) подсоединены к батарее так, что с помощью потенциометра R можно изменять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Вольт-амперная ха-

рактеристика фотоэффекта для двух разных значений интенсивности света I (частота света в обоих случаях одинакова), приведена на рис.2.4. Максимальное значение фототока (фототок насыщения $I_{\text{нас}}$) определяется таким напряжением U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода: $I_{\text{нас}} = en$, где n – число электронов, испускаемых катодом в единицу времени. При отрицательном значении напряжения $U = -U_0$ ни один из электронов, даже обладающий максимальной кинетиче-

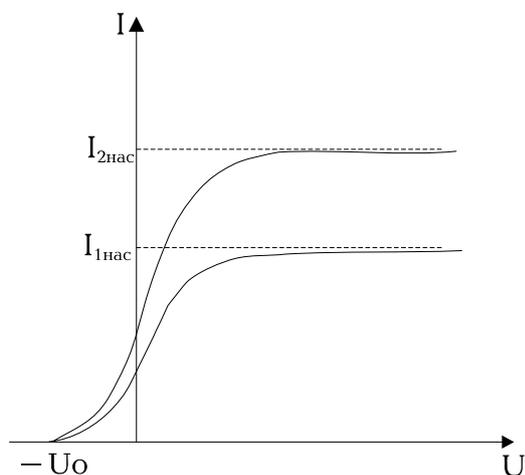


Рис.2.4.

ской энергией W_{\max} , не может преодолеть задерживающей разности потенциалов и достигнуть анода. Следовательно, $W_{\max} = eU_0$.

Облучая катод монохроматическим светом различных частот, Столетов установил следующие закономерности:

- фототок насыщения прямо пропорционален интенсивности света;
- максимальная кинетическая энергия электронов, покинувших металл в результате фотоэффекта, определяется частотой света и не зависит от его интенсивности;
- для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта – наименьшая частота падающего света ν_0 , при которой еще возможен фотоэффект (см.рис.2.5).

Легко видеть, что закономерности фотоэффекта, полученные из опыта, явно противоречат предсказаниям волновой теории.

В 1905 г. А.Эйнштейн показал, что явление фотоэффекта и его закономерности могут быть объяснены на основе предложенной им квантовой теории фотоэффекта (за эту работу в 1921 г. Эйнштейну была присуждена Нобелевская премия). Согласно Эйнштейну, свет частотой ν не только испускается отдельными квантами, как это предполагал Планк, но также в виде квантов (фотонов) распространяется в пространстве и поглощается веществом. Фотоэффект же возникает в результате неупругого столкновения фотона с электроном в материале катода. При таком столкновении фотон поглощается, а его энергия передается электрону.

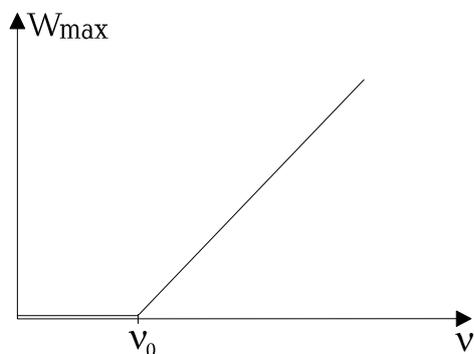


Рис.2.5.

фотоэффекта

Аналитическую запись закона сохранения энергии при одном акте взаимодействия фотона с электроном в материале катода называют уравнением Эйнштейна для внешнего

$$h\nu = A + W_{max} \quad (2.4)$$

Здесь $h\nu$ – энергия падающего фотона, A – работа выхода электрона из материала катода, W_{max} – максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов. Если максимальная скорость фотоэлектронов $V_{max} \ll c$ (c – скорость света), то $W_{max} = \frac{mV_{max}^2}{2}$. В случае релятивистских электронов ($V_{max} \sim c$) следует использовать релятивистское выражение для кинетической энергии

$$W_{max} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - V_{max}^2 / c^2}} - 1 \right).$$

Очевидно, что уравнение Эйнштейна полностью объясняет все закономерности фотоэффекта, наблюдаемые ранее в экспериментах.

Используя явление фотоэффекта, была измерена постоянная Планка. Полученный результат совпал с численным значением h , найденным другими методами (по излучению черного тела и по коротковолновой границе сплошного рентгеновского спектра). Таким образом была доказана фундаментальность квантового подхода к явлениям излучения света и взаимодействия излучения с веществом.

Внутренний фотоэффект. Внутренний фотоэффект может происходить в полупроводниках и в диэлектриках. Под действием света часть электронов из валентной энергетической зоны переходит в область проводимости. Концентрация носителей тока внутри вещества увеличивается, – возникает фотопроводимость, т.е. повышение электропроводности тела под воздействием света. При освещении границы двух полупроводников с разным типом

проводимости (р-п перехода) в области р-п перехода возможно возникновение фото-эдс.

Применение фотоэффекта. Фотоэффект (как внешний, так и внутренний) используется в фотоэлектронных приборах, получивших разнообразное применение в науке и технике. Основная область применения внешнего фотоэффекта в настоящее время – фотоэлектронные умножители. Фотоэлектронные умножители – приемники светового излучения, усиливающие первоначальный фототок во много раз и позволяющие регистрировать очень слабое излучение, вплоть до отдельных квантов.

Явление внутреннего фотоэффекта очень широко используется как в различных полупроводниковых приемниках света (фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, телевизионные видеоконны, ПЗС-матрицы и т.д.), так и для непосредственного преобразования световой энергии в электрическую (солнечные батареи).

2.3. Эффект Комптона

Эффект Комптона состоит в увеличении длины волны коротковолнового (рентгеновского и гамма-) излучения, происходящем при его рассеянии легкими атомами (вернее, электронами, входящими в состав легких атомов).

Впервые это явление наблюдалось американским физиком А.Комптоном в 1922 г. Схема его установки показана на рис.2.6. Источником рентгеновских лучей служила рентгеновская трубка, работающая в режиме излучения характеристического спектра. Узкий пучок монохроматического рентгеновского излучения выделялся диафрагмами D_1 , D_2 и рассеивался на исследуемом веществе ИВ. Для исследования спектрального состава рассеянного излучения оно после прохождения ряда диафрагм попадало на кристалл К рентгеновского спектрографа Сп, а затем на фотопластинку ФП. Комpton исследовал рассеяние на веществах, состоящих из легких атомов (парафин, графит, бор и др.).

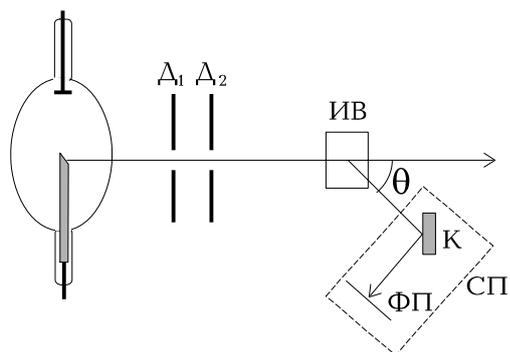


Рис. 2.6.

Оказалось, что в рассеянном излучении, наряду с исходной длиной волны λ , появляется излучение с длиной волны $\lambda' > \lambda$. При этом изменение длины волны $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ для исследованных веществ не зависит от вида рассеивающего вещества и длины падающей волны λ . Оно пропорционально квадрату синуса

половины угла рассеяния θ т.е.

$$\Delta\lambda = 2\lambda_K \sin^2(\theta/2), \quad (2.5)$$

где $\lambda_K \cong 2,43 \cdot 10^{-12}$ м – постоянная, называемая комptonовской длиной волны электрона.

Теория эффекта Комптона. Эффект Комптона можно объяснить, рассматривая его как процесс упругого столкновения рентгеновских фотонов с веществом. При этом необходимо использовать тот факт, что в опытах Комптона все легкие атомы (водород, бор, углерод, алюминий и т.д.) ведут себя одинаково. Это позволяет сделать предположение, что процесс рассеяния сводится к упругому столкновению фотона с электронами атома. Поскольку в легких атомах связь электрона с ядром слаба, то в первом приближении можно рассматривать рассеяние фотонов на практически свободных электронах. При взаимодействии фотона и электрона должны выполняться законы сохранения импульса и энергии.

Пусть на покоящийся свободный электрон налетает фотон с энергией $h\nu$ и импульсом $p = h\nu/c$. Кинетическая энергия электрона T после взаимодействия (с учетом релятивистских эффектов) может быть записана как $T = mc^2 - m_0c^2$, где m_0 – масса покоя электрона и $m = m_0 / \sqrt{1 - V^2/c^2}$. Закон сохранения энергии имеет вид

$$h\nu = h\nu' + T = h\nu' + mc^2 - m_0c^2$$

или

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2, \quad (2.6)$$

где $h\nu'$ – энергия рассеянного фотона.

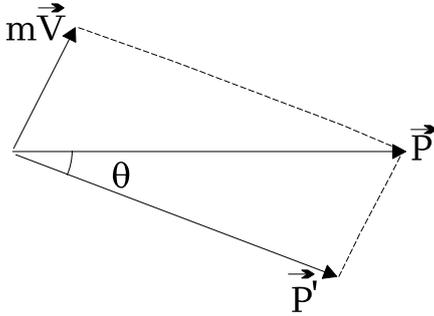


Рис.2.7

Импульсы фотона до и после рассеяния равны соответственно: $p=h\nu/c$ и $p'=h\nu'/c$; импульс электрона после столкновения mV . Согласно закону сохранения импульса $\vec{p} = m\vec{V} + \vec{p}'$ (см. рис.2.7). Воспользовавшись для импульсов теоремой косинусов, получим

$$(mV)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - \frac{2h^2}{c^2} \nu\nu' \cos\theta$$

или

$$m^2V^2c^2 = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' \cos\theta. \quad (2.7)$$

Выделим в (2.6) слагаемое mc^2 , возведем его в квадрат и перепишем его в виде

$$m^2c^4 = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' + m_0^2c^4 + 2hm_0c^2(\nu - \nu').$$

Вычитая из него (2.7), получаем

$$m^2c^2(c^2 - V^2) = m_0^2c^4 - 2h^2\nu\nu'(1 - \cos\theta) + 2hm_0c^2(\nu - \nu'). \quad (2.8)$$

Из связи массы покоя m_0 и массы m электрона имеем

$$m_0^2c^4 = m^2c^2(c^2 - V^2),$$

с учетом этого выражение (2.8) преобразуется к следующему виду

$$h\nu\nu'(1 - \cos\theta) = m_0c^2(\nu - \nu'). \quad (2.9)$$

Введем в (2.9) вместо частоты ν длину волны λ , воспользовавшись соотношениями $\nu=c/\lambda$, $\nu'=c/\lambda'$, и $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$, тогда

$$\frac{hc^2}{\lambda\lambda'}(1 - \cos\theta) = m_0c^3 \frac{\Delta\lambda}{\lambda\lambda'}.$$

И окончательно

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2.10)$$

Полученное выражение совпадает с экспериментальной формулой, причем с большой точностью выполняется условие

$$\lambda_K = \frac{h}{m_0 c}.$$

2.4. Давление света

Явление давления света теоретически предсказал еще Максвелл, при этом он исходил из электромагнитной теории света. Так как свет есть поперечная электромагнитная волна, то при падении ее на плоскую поверхность, перпендикулярную направлению распространения волны, электрическая компонента электромагнитной волны (световой вектор) вызывает в веществе колебания электронов (переменный ток) в направлении светового вектора. Магнитное поле световой волны действует на этот ток согласно закону Ампера так, что направление действующей на поверхность силы совпадает с направлением распространения света.

Максвелл получил, что в случае нормального падения света на поверхность с коэффициентом отражения ρ световое давление будет равно

$$P = \frac{I}{c}(1 + \rho) \quad \text{или} \quad P = w(1 + \rho), \quad (2.11)$$

где I – интенсивность света, c – его скорость, w – объемная плотность энергии падающего излучения.

С точки зрения квантовой природы света его давление следует интерпретировать как результат передачи импульса фотонов поглощающей или отражающей поверхности.

Пусть интенсивность монохроматического света частоты ν , падающего нормально на поверхность, равна I . Обозначим через N число фотонов, падающих на единицу площади поверхности в единицу времени. Очевидно, что $N = I / h\nu$. Так как импульс каждого фотона $h\nu/c$, то он передает поверхности импульс, равный $h\nu/c$ при поглощении и $2h\nu/c$ при отражении.

В общем случае если коэффициент отражения поверхности ρ , то из полного числа N фотонов $(1-\rho)N$ фотонов поглощается

и ρN –отражается. Сообщенный ими единице площади поверхности в единицу времени импульс (а это есть давление P) равен

$$P = (1 - \rho) N \frac{h\nu}{c} + \rho N \frac{2h\nu}{c} = N \frac{h\nu}{c} (1 + \rho) = \frac{I}{c} (1 + \rho). \quad (2.12)$$

Таким образом, давление света одинаково успешно объясняется как волновой, так и квантовой теорией.

Экспериментально давление света было измерено в 1900 г. П.Н.Лебедевым. Измерения П.Н.Лебедева согласовывались с теорией Максвелла с точностью не хуже 20%.

2.5. Коротковолновая граница тормозного рентгеновского излучения

К рентгеновскому относится электромагнитное излучение, занимающее спектральную область между γ - и УФ-излучением в диапазоне длин волн λ от 10^{-12} до 10^{-7} м. Это излучение впервые было обнаружено Рентгеном в 1895 году.

Наиболее распространенный источник такого излучения – рентгеновская трубка (рис.2.8), в которой электроны, вырывающиеся в результате термоэлектронной эмиссии из катода К, уско-

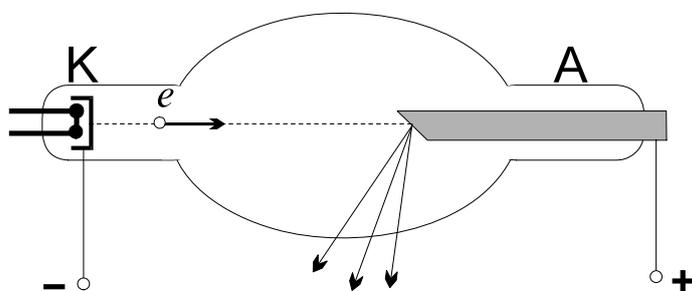


Рис.2.8.

ряются электрическим полем и бомбардируют металлический анод А. Атомы анода, возбуждаемые электронным ударом, и электроны, теряющие кинетическую энергию при торможении в веществе,

испускают рентгеновское излучение. Спектр излучения электронов (тормозное излучение) сплошной. Рентгеновский спектр излучения атомов состоит из отдельных узких спектральных линий, такое излучение называется характеристическим. Характеристическое излучение на фоне тормозного появляется только при достаточно больших значениях ускоряющего напряжения. Особенности его будут рассмотрены позже.

Итак, тормозное рентгеновское излучение испускают электроны при их торможении в электрическом поле или при взаимодействии с атомами вещества анода рентгеновской трубки. Его свойства совершенно не зависят от вещества анода. Согласно законам классической электродинамики, тормозное излучение, как и видимый белый свет, должно иметь сплошной спектр, поэтому его иногда называют “белым излучением”. В спектре этого излучения должны присутствовать все длины волн от нуля до бесконечности.

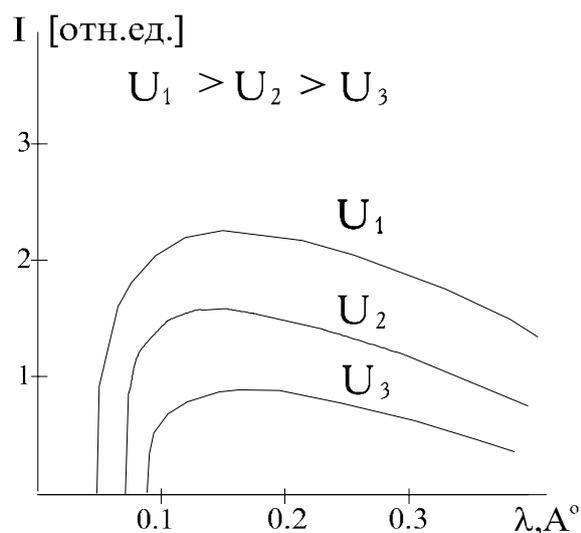


Рис.2.9.

Полученные в опытах спектральные интенсивности тормозного излучения при различных напряжениях на рентгеновской трубке U представлены кривыми на рис.2.9. В сторону длинных волн кривые интенсивности спадают полого, асимптотически приближаясь к нулю с увеличением длины волны. Со стороны коротких волн кривые интенсивности резко обрываются при некоторых значении длин волн λ_{min} , называемых коротковолновой границей сплошного рентгеновского излучения. Опыты показали, что $\lambda_{min} \sim 1/U$. Наличие коротковолновой границы сплошного рентгеновского спектра никак не может быть объяснено с точки зрения классической электродинамики, но легко объясняется с точки зрения квантовых свойств излучения.

При фиксированном напряжении U на рентгеновской трубке электрон непосредственно перед анодом обладает кинетической энергией $E_{кин}$, полученной за счет ускорения в поле трубки, то есть $E_{кин} = eU$.

При столкновении с атомами анода часть энергии электрона передается излучаемому фотону, а часть идет на нагрев анода, а также на ионизацию его атомов. Если же вся энергия, полученная

электроном, передается фотону, то эта энергия рентгеновского фотона является максимально возможной, т.е.

$$h\nu_{max} = eU,$$

и ей соответствует минимальная длина волны

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{eU}, \quad (2.13)$$

что совпадает с опытными данными.

Тормозное рентгеновское излучение возникает при напряжении на трубке порядка $\sim 10^4$ В. При меньших напряжениях преобладающими процессами при столкновении электрона с атомами являются процессы теплового возбуждения и ионизации, и рентгеновское излучение отсутствует. Если увеличивать напряжение выше определенного предела, зависящего от материала анода, то на сплошное рентгеновское излучение накладываются узкие спектральные линии, составляющие так называемое характеристическое излучение анода.

Таким образом, из изложенных материалов видно, что представление о свете как об электромагнитной волне позволяло решить проблемы, связанные, в основном, с распространением света. Явления же, относящиеся к взаимодействию излучения с веществом, получили должное объяснение лишь на основе квантовых представлений. Как волновые, так и корпускулярные свойства излучения проверены на большом экспериментальном материале для всей доступной изучению области частот электромагнитных волн.

Проявление светом как волновых, так и корпускулярных свойств, как уже отмечалось, называется корпускулярно-волновым дуализмом свойств электромагнитного излучения. Смысл этого понятия заключается в том, что свет одновременно обладает как волновыми, так и корпускулярными свойствами.

3. СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМОВ. ТЕОРИЯ АТОМА ВОДОРОДА

3.1. Серийные формулы. Модели строения атома

Несмотря на то, что к середине XIX века и в химии и в физике существовало представление об атоме (были четко разгра-

ничены понятия атома и молекулы, открыт периодический закон Менделеева, развита молекулярная физика, начало развиваться учение о внутреннем строении кристаллов), общей теоретической основы строения вещества на атомарном уровне не существовало.

До конца XIX века атомы считали не только пределом делимости вещества, но также и принципиально неразрушимыми объектами. В физике даже не поднимался вопрос о строении атома. Считалось, что все явления окружающего мира объясняются соударениями и взаимодействиями атомов и молекул, и что не существует явлений, которые могли бы раскрыть строение атома.

Возникновение современной атомной физики связано с открытием электрона (1897 г.) и явления радиоактивности (1896 г.). Эти открытия создали основу для построения моделей атома как системы взаимодействующих электрически заряженных частиц. На основе этих данных к началу XX века считалось доказанным:

- внутри атома заключены электроны;
- силы взаимодействия атомов и молекул имеют электрическое происхождение;
- существует сходство в строении атомов, т.к. можно атом одного элемента превращать в атом другого элемента.

Но неразрешимые трудности возникли при попытке объяснить с позиций классической физики линейчатые спектры излучения разреженных газов.

Еще в начале XIX века было замечено, что спектры излучения разреженных газов имеют линейчатый характер, причем для каждого газа эти линии строго индивидуальны. Это открытие, даже без понимания физической сути наблюдаемого явления, привело к созданию спектрального анализа.

Изучая линейчатый спектр излучения атомарного водорода, швейцарский физик Бальмер в 1885 г. установил, что длины волн известных в то время девяти линий спектра удовлетворяют формуле

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (n=3,4,5,\dots)$$

или для частот

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (3.1)$$

Константа $R=3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ была определена Ридбергом и называется постоянной Ридберга.

Все спектральные линии, отличающиеся разным значением n , образуют группу линий или серию (серия Бальмера).

В дальнейшем в спектре атома водорода были открыты другие серии, для которых эмпирическим путем была найдена формула, аналогичная (3.1)

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n > m. \quad (3.2)$$

Эта формула была названа обобщенной формулой Бальмера.

Спектральная линия, имеющая максимальную длину волны в каждой серии, называется головной линией серии. Она обозначается индексом α . Частота, ей соответствующая, вычисляется по формуле (3.2) при $n=m+1$. При возрастании n длина волны каждой линии стремится к минимальному значению λ_{min} , называемому границей серии. Частота, соответствующая границе серии, вычисляется по формуле (3.2) при $n \rightarrow \infty$.

Основные параметры и названия серий спектральных линий атома водорода приведены в Таблице 1.

Исследования показали, что для водородоподобных атомов, т.е. атомов, лишенных всех своих электронов кроме одного (например, He^* , Li^{**} и т.д.), также справедлива формула (3.2), только постоянная Ридберга имеет другое значение $R^* = 4R, 9R, 16R$ и т.д.

Таблица 1

Название серии	m	n	λ_{min} , [нм]	λ_α , [нм]	Область спектра
Лаймана	1	2,3,...	91	121	УФ

Бальмера	2	3,4,...	364	644	Видимый свет, УФ
Пашена	3	4,5,...	818	1870	ИК
Брэкета	4	5,6,...	2273	4040	ИК
Пфунда	5	6,7,...	3272	7438	ИК

Модель атома Томсона. Вообще говоря, наличие у атомов линейчатых спектров можно объяснить в рамках классической теории. В 1903 г. Дж. Томсоном была предложена одна из первых моделей атома. Атом, согласно Томсону, представляет собой равномерно заполненную положительным зарядом сферу, внутри которой находятся электроны. Электроны совершают гармонические колебания и излучают свет. Частоту колебаний электрона ω , а, следовательно, и частоту излучаемого света в зависимости от радиуса атома R можно найти из следующих соотношений.

Напряженность электрического поля внутри однородно заряженного шара радиуса R

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{R^3} r.$$

На электрон действует сила

$$F = (-e)E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R^3} r = -kr.$$

Закон движения электрона в атоме

$$mr'' + kr = 0,$$

- это уравнение гармонических колебаний с частотой

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m R^3}}. \quad (3.3)$$

Отсюда следует, что спектр атома должен содержать некоторую минимальную частоту ω и ее гармоники 2ω , 3ω , и т.д. Но в реальности наблюдается совсем другая картина, хотя следует отметить, что значение радиуса атома водорода, рассчитанное по формуле (3.3), совпадают с данными, полученными из молекулярно-кинетической теории.

Модель атома Резерфорда. В 1911 г. Резерфорд исследовал

рассеяние α -частиц веществом. Цель опытов – выяснение строения атомов. Схема опыта Резерфорда изображена на рис.3.1.

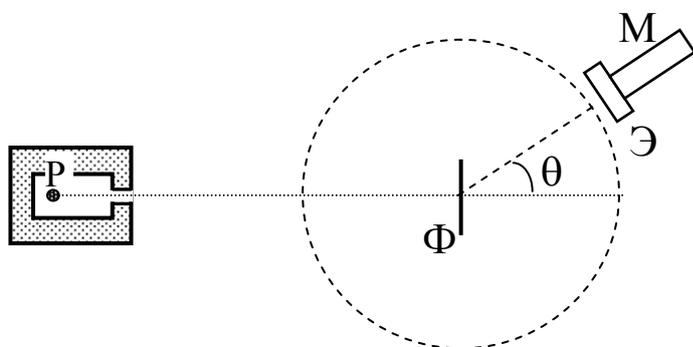


Рис.3.1

В этом опыте тонкая золотая фольга Φ облучалась пучком α -частиц, испускаемых радиоактивным препаратом P . В ходе опыта регистрировались α -частицы, рассеиваемые атомами золота под раз-

личными углами. Регистрация α -частиц осуществлялась по вспышкам света, возникающим при ударе α -частиц об экран \mathcal{E} , покрытый сернистым цинком. Эти вспышки (сцинтилляции) наблюдались в микроскоп M .

В результате опытов оказалось, что почти все α -частицы проходили через фольгу практически свободно, т.е. почти не отклонялись и не теряли энергии. Но небольшая часть α -частиц (примерно 0,1%) рассеивалась на углы, большие 90° (в том числе близкие к 180°), т.е. отскакивали от фольги назад.

На основании полученных результатов Резерфорд сделал вывод о том, что атом практически “пустой”, т.е. почти вся его масса и весь положительный заряд сосредоточены в ядре, размеры которого пренебрежимо малы по сравнению с размерами всего атома. Положительный заряд экранируется отрицательно заряженными электронами, расположенными вокруг него.

Очевидно, что если заряды неподвижны, то такая система не может находиться в устойчивом равновесии, поскольку между электроном и ядром действуют кулоновские силы притяжения. Поэтому Резерфорд предположил, что электроны движутся вокруг ядра, наподобие планет солнечной системы (ядерная или планетарная модель атома).

Однако, если электрон вращается вокруг ядра, то он, двигаясь с центростремительным ускорением, должен излучать электромагнитные волны. Теряя энергию на излучение, электрон должен, в конце концов, упасть на ядро, причем расчеты, выпол-

ненные согласно законам классической физики, показывают, что частота вращения электрона вокруг ядра при этом должна изменяться, при этом спектр излучаемых электромагнитных волн должен быть сплошным. Опыт же показывает, что большинство атомов исключительно стабильны, и спектры излучения атомов – линейчатые. По этому поводу Н.Бор сказал: “Устойчивость атомов нельзя объяснить на основе классической физики, и квантовый постулат – это единственный выход из этой дилеммы”.

В результате опытов Резерфорда был определен заряд ядра $Q=Ze$. Оказалось, что число Z равно порядковому номеру элемента в таблице Менделеева. Также были произведены оценки радиуса ядра $R_{\text{я}} \sim 10^{-13}-10^{-14}$ м.

3.2. Теория атома водорода и водородоподобных ионов. Постулаты Бора

В 1913 г. Нильс Бор создал первую неклассическую теорию атома. В её основе лежит идея связать в единое целое три известных тогда результата:

- эмпирические закономерности линейчатого спектра атома водорода, выраженные в формуле Бальмера (3.2);
- ядерная модель атома Резерфорда;
- квантовый характер испускания и поглощения света.

В своей теории Бор использовал законы классической физики для описания поведения электронов, однако, для достижения поставленной цели ему пришлось классическое описание дополнить некоторыми ограничениями, накладываемыми на возможные состояния электрона в атоме.

Эти ограничения сформулированы в виде двух постулатов.

1. Существуют стационарные состояния атома, находясь в которых он не излучает энергию. Для таких состояний электрон в атоме, двигаясь по круговой орбите, должен иметь квантованные значения момента импульса, удовлетворяющие условию

$$L_n = m_0 V r = n \hbar, \quad (3.4)$$

где m_0 – масса электрона, V – скорость его движения на орбите радиуса r , \hbar – постоянная Планка.

2. При переходе атома из стационарного состояния с номером n в стационарное состояние с номером m испускается или поглощается один фотон с энергией

$$\hbar\omega = E_n - E_m \quad \text{или} \quad h\nu = E_n - E_m, \quad (3.5)$$

где E_n и E_m – энергия электрона на соответствующих орбитах.

Рассмотрим электрон, движущийся в кулоновском поле атомного ядра с зарядом Ze . При $Z=1$ такая система соответствует атому водорода, при иных значениях Z – водородоподобному иону. Уравнение движения электрона имеет вид

$$\frac{m_0 V^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (3.6)$$

Совместное решение уравнений (3.6) и (3.4) позволяет определить скорости электронов на допустимых орбитах

$$V_n = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} \cdot \frac{1}{n} \quad (3.7)$$

и радиусы допустимых орбит

$$r_n = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{m_0 e^2 Z} \cdot n^2. \quad (3.8)$$

Радиус первой орбиты называется боровским радиусом и его значение равно

$$r_0 = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{m_0 e^2} \approx 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Внутренняя энергия атома складывается из кинетической энергии электрона (при неподвижном ядре) и потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром

$$E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} = \frac{m_0 V^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (3.9)$$

Подставляя в (3.9) значения скорости электрона и радиуса орбиты из (3.7) и (3.8), получим

$$E_n = -\frac{m_0 e^4 Z^2}{8(2\pi\hbar)^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{m_0 e^4 Z^2}{8h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (3.10)$$

Воспользуемся вторым постулатом Бора (3.5). Тогда энергия фотона, излучаемого при переходе электрона в атоме с уровня n на уровень m , будет

$$h\nu = \frac{m_0 e^4 Z^2}{8h^2 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Частота испущенного света

$$\nu = \frac{m_0 e^4 Z^2}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (3.11)$$

Сравнивая (3.11) с (3.2), видим, что мы получили обобщенную формулу Бальмера, причем в (3.11) имеем аналитическое выражение для постоянной Ридберга.

Целое число n в (3.10) определяет квантовое значение энергии атома и называется главным квантовым числом. Энергетическое состояние с наименьшей энергией, соответствующее $n=1$, называется основным или невозбужденным состоянием. Все состояния с $n>1$ являются возбужденными. Абсолютное значение E_n – энергия связи электрона в атоме, находящемся в состоянии n . При $n \rightarrow \infty$ уровни энергии сгущаются и стремятся к предельному значению $E_\infty = 0$. Переход из состояния с номером n в состояние с $n \rightarrow \infty$ соответствует ионизации атома, т.е. отрыву электрона. Очевидно, что энергия ионизации из основного состояния $E_{\text{ион}} = |E_1| = e\varphi_{\text{ион}}$, где $\varphi_{\text{ион}}$ – потенциал ионизации. Откуда $\varphi_{\text{ион}} = \frac{|E_1|}{e} = \frac{Rh}{e}$. Здесь R – постоянная Ридберга.



Рис.3.2

Зависимость энергии электрона от номера орбиты принято изображать в виде схемы, в которой по вертикальной оси отложены значения энергии. Схема энергетических уровней атома водорода и переходов электрона с уровня на уровень, соответствующих нескольким его спектральным линиям изображена на рис.3.2.

Таким образом, теория Бора объясняла как спектры излучения, так и спектры поглощения атомов. Она точно предсказывала размеры атома водорода и энергию ионизации.

В то же время успех теории Бора был достигнут за счет нарушения логической цельности теории. С одной стороны, использовалась механика Ньютона, с другой – привлекались не укладывающиеся в рамки классической физики правила квантования. Полуклассическая теория Бора не могла объяснить, как движется электрон при переходе с одного энергетического уровня на другой. Детальные исследования спектров излучения показали, что спектральные линии имеют различную яркость и состоят из двух или большего числа очень близких линий (тонкая структура). Эти явления теория Бора также не объясняла. Кроме того, теория Бора оказалась не в состоянии описать движение электронов в сложных атомах (даже в атоме гелия) и спектры излучения сложных атомов.

Тем не менее, теория Бора явилась крупным шагом в развитии теории атома. И одним из доказательств ее справедливости стал опыт Франка и Герца (1914 г.).

3.3. Опыт Франка-Герца

Первоначальная цель опытов Джеймса Франка и Густава Герца состояла в измерении потенциала ионизации атомов. Но эти опыты принесли экспериментальное подтверждение теории

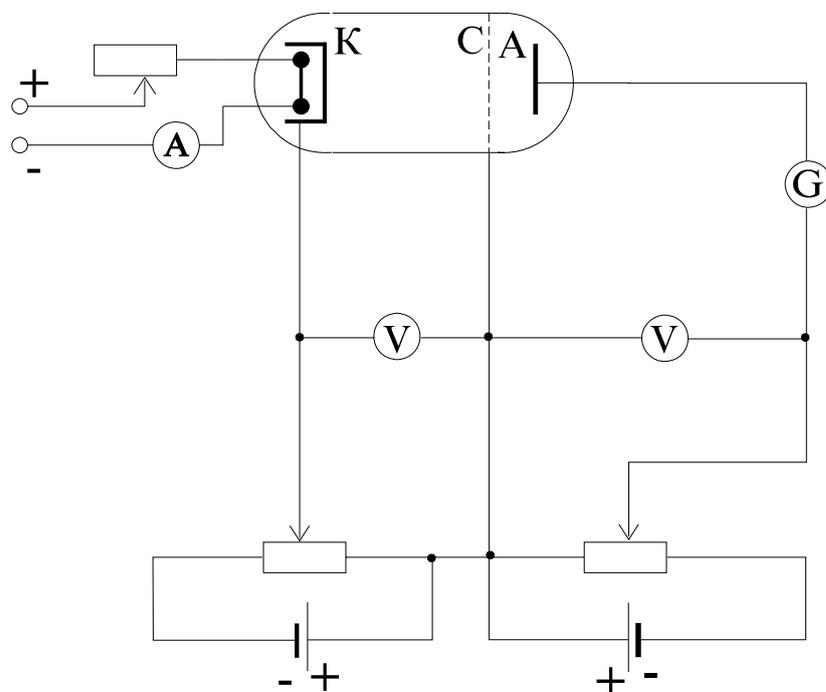


Рис.3.3

Бора, т.е. решили гораздо более важную задачу.

Схема опыта изображена на рис.3.3.

Электронная

лампа с тремя

электродами –

катодом К, сет-

кой С и анодом

А, заполнялась

парами ртути.

Ускоряющая

разность потен-

циалов U при-

кладывалась

между накали-

ваемым катодом К и сеткой С. Эту разность потенциалов можно плавно менять с помощью потенциометра. Между сеткой и анодом прикладывается небольшой задерживающий потенциал U_3 .

Вылетевшие из катода вследствие термоэлектронной эмиссии электроны ускоряются и перемещаются к сетке. Если их кинетическая энергия достаточно велика, то после прохождения через сетку они могут преодолеть задерживающий потенциал $U_3 \sim 0.5$ В и попасть на анод. В противном случае электроны на анод не попадают. Анодный ток измеряется гальванометром G.

Если бы в лампе поддерживался вакуум, то примерная зависимость анодного тока I от ускоряющего напряжения U представлялась бы кривой, приведенной на рис.3.4а. При малых напряжениях эта кривая должна следовать закону трех вторых, при больших напряжениях получался бы ток насыщения, не зависящий от U . Опыт показал, что при наличии в лампе паров ртути

кривая $I=I(U)$ имеет качественно совсем другой вид. На ней появляются отчетливые максимумы и минимумы с периодом в 4,9 В (рис.3.4б). Наличие таких максимумов и минимумов свидетельствует о дискретном характере энергетических уровней атома, причем для атома ртути разность между двумя нижними уровнями должна равняться 4,9 эВ.

При $U \sim 4,9$ В энергии электронов, находящихся вблизи сетки, оказывается достаточно для возбуждения атомов ртути, столкновения при этом становятся неупругими. Это приводит к

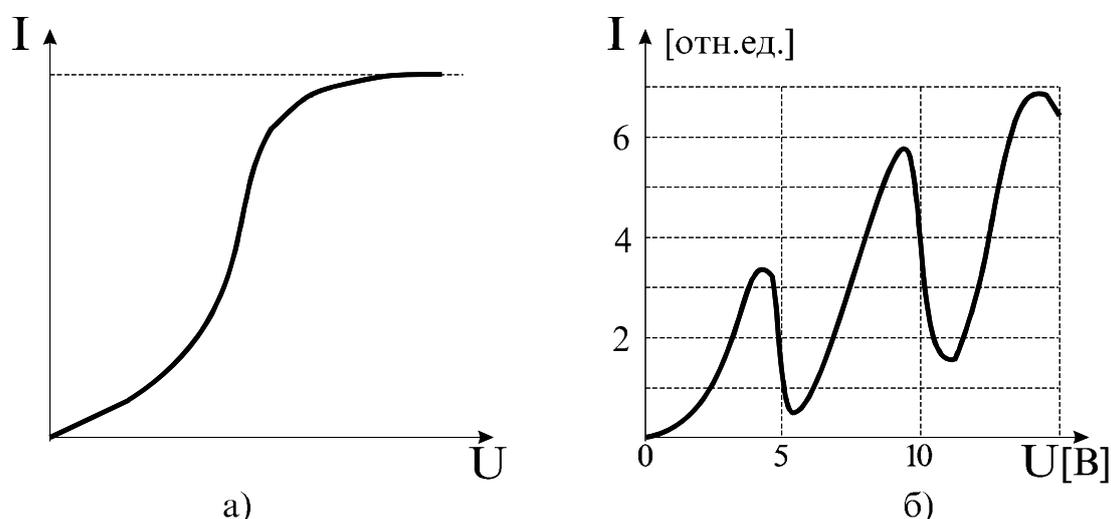


Рис.3.4

почти полной потере энергии электронами, вследствие чего они уже не могут преодолеть задерживающий потенциал между сеткой и анодом, и анодный ток уменьшается почти до нуля. Дальнейшее увеличение потенциала U вновь приводит к увеличению анодного тока, до тех пор, пока при $U \sim 9,8$ В электроны, оставшиеся в ускоряющем поле после упругого столкновения, не наберут энергию, достаточную для возбуждения первого энергетического уровня атома ртути. При этом снова наблюдается уменьшение анодного тока. Таким образом, опыт Франка-Герца показал, что атомы могут поглощать энергию только определёнными порциями. Для атомов ртути эта порция равна 4,9 эВ и соответствует первому потенциалу возбуждения ртути.

Опыт Франка-Герца подтвердил также и второй постулат Бора (правило частот). Оказывается, что при ускоряющем напряжении меньше 4,9 В пары ртути не светятся, т.к. в этом слу-

чае нет возбужденных атомов ртути, а следовательно, и их переходов в невозбужденное состояние. При $U=4,9$ В появляются первые возбужденные атомы и при их переходе в основное состояние должно появиться свечение. И действительно, в этом случае, а также при U кратных $4,9$ В, наблюдается свечение, состоящее из одной резонансной линии ртути $\lambda=253,7$ нм.

3.4. Характеристическое рентгеновское излучение. Закон Мозли

Характеристическое излучение имеет линейчатый спектр, т.е. состоит из закономерно расположенных достаточно узких спектральных линий. Их длины волн зависят исключительно от материала анода. Характеристическое излучение напоминает линейчатый спектр газов в оптической области.

Прежде чем перейти к рассмотрению характеристического рентгеновского излучения, вспомним строение сложных атомов. Для этого необходимо обратиться к периодической системе элементов Менделеева, которая была объяснена Бором в 1922 году на основе созданной им теории строения атома. Оказалось, что в основе систематики химических элементов лежит заряд ядра атома Z (в единицах элементарного заряда e). Число Z определяет номер химического элемента в периодической системе. Заряд ядра численно равен числу электронов в электронной оболочке, окружающей ядро нейтрального атома.

Согласно существующей ныне теории электронная оболочка сложного атома состоит из ряда электронных слоев, которые обозначаются прописными буквами латинского алфавита K, L, M, N, O и т.д. Энергии электронов, принадлежащих одному слою, отличаются незначительно, поэтому при простейшем рассмотрении этим отличием пренебрегают и считают, что каждому слою соответствует определенное значение энергии электрона. Химические свойства элемента определяются тем, сколько электронов находится на внешнем электронном слое данного атома. При увеличении порядкового номера элемента в таблице Менделеева происходит постепенное заполнение электронных слоев, начиная со слоя K.

В квантовой механике показывается, что число электронов, находящихся на данном слое, не может превышать определенной величины. Так на К-слое может находиться не более 2 электронов, на L- и М-слоях – не более 8 электронов, на N- и O-слоях – не более 18 электронов. Этим и объясняется то, что в первом периоде таблицы Менделеева находится два элемента, во втором и третьем периодах – по 8 элементов, в четвертом и пятом периодах – по 18 элементов и т.д.

Характеристическое излучение возникает при переходе электрона с одного внутреннего слоя на другой. Однако все внутренние слои сложных атомов полностью заполнены. Следовательно, для возникновения характеристического излучения необходимо, чтобы на каком-либо внутреннем слое отсутствовал электрон. Такая вакансия может образоваться за счет выбивания электрона с какого-либо внутреннего слоя (например, К-) электроном, ускоренным в рентгеновской трубке. Доказывается, что состояние атома с вакансией на внутреннем слое неустойчиво. Электрон одного из внешних слоев (например, L-) может заполнить эту вакансию, и атом при этом перейдет в конечное состояние с меньшей энергией, испуская избыток энергии в виде фотона характеристического излучения. Но в этом случае вакантным для электрона окажется состояние на L-слое. Следовательно, в это состояние перейдет электрон со слоя М и т.д. Поэтому характеристическое излучение всегда содержит набор спектральных линий. Все возможные переходы электрона с вышележащих слоев на К-слой образуют К-серию, на L-слой – L-серию и т.д. Спектральные линии в каждой серии, имеющие минимальную длину волны, обозначаются индексом α , следующие за ними – индексом β и т.д.

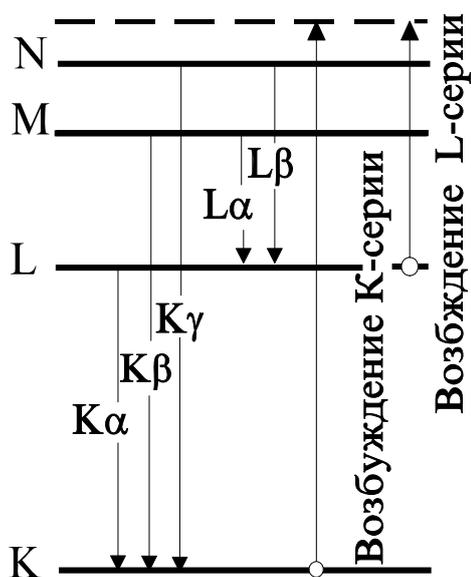


Рис.3.5

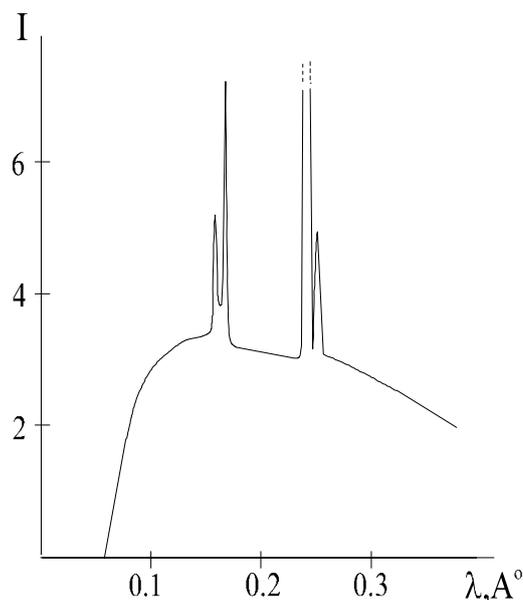


Рис.3.6

На рис.3.5 представлена упрощенная схема энергетических уровней сложного атома и показаны некоторые переходы электронов, соответствующие К- и L-сериям. На рис. 3.6 представлен спектр рентгеновского излучения для вольфрамового анода, в котором на фоне сплошного спектра тормозного излучения видны линии характеристического излучения.

Частота рентгеновского фотона определяется по формуле, аналогичной обобщенной формуле Бальмера для видимого света, в которую включены некоторые поправки

$$\omega = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (3.12)$$

где σ – постоянная, учитывающая влияние на отдельный электрон всех остальных электронов атома. Для каждой серии значение σ имеет определенное значение, так для К-серии $\sigma=1$, для L-серии $\sigma=7,5$.

Очевидно, что при фиксированных значениях квантовых чисел m и n для разных химических элементов, из которых изготовлен анод рентгеновской трубки, частота рентгеновского фотона пропорциональна $(Z-\sigma)^2$. Такая зависимость носит название

закона Мозли (по имени ученого, экспериментально установившего этот закон в 1913 г.).

Закон Мозли принято записывать в виде

$$\sqrt{\omega} = a(Z - \sigma), \quad (3.13)$$

где коэффициент a постоянен для данной линии ($\alpha, \beta, \gamma, \dots$) данной серии (K, L, M, ...). Закон Мозли позволяет идентифицировать химические элементы, входящие в состав того или иного вещества.

4. ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

4.1. Волны де Бройля

В 1923 г. французский физик Луи де Бройль высказал гипотезу о том, что поскольку свет ведет себя в одних случаях как волна, в других – как частица, то и объекты природы, которые мы считаем частицами (элементарные частицы, атомы, молекулы и т.д.), могли бы обладать волновыми свойствами. Де Бройль предположил, что длина волны, отвечающая материальной частице, связана с ее импульсом так же, как в случае фотона, т.е. соотношением (2.3): $p = h/\lambda$. Иначе говоря, любой частице с массой m , которая движется со скоростью V , соответствует волна, для которой длина волны

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{h}{mV}. \quad (4.1)$$

Величину λ называют дебройлевской длиной волны частицы. Дебройлевская длина волны обычных тел слишком мала, чтобы ее можно было обнаружить. Так длина волны шарика массой $m=10^{-3}$ кг, движущегося со скоростью $V=10^2$ м/с составляет всего $6,62 \cdot 10^{-33}$ м. Очевидно, что такая величина не поддается измерению.

Другое дело, если речь идет об элементарных частицах. Так как масса частицы входит в знаменатель формулы (4.1), то частице с очень малой массой соответствует достаточно большая длина волны. Легко посчитать, что электронам, ускоренным разностью потенциалов 100 В, соответствует длина волны 0,12 нм. Хотя это очень короткие волны, но их можно обнаружить экспериментально: межатомные расстояния в кристалле того же по-

рядка (0,1 нм), и регулярно расположенные атомы кристалла можно использовать в качестве дифракционной решетки, как и в случае рентгеновского излучения.

Дифракция электронов при их рассеянии на кристаллах была

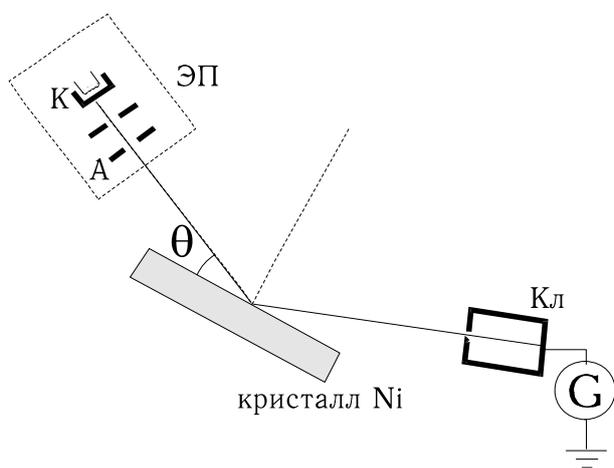


Рис.4.1

обнаружена еще до появления гипотезы де Бройля (в 1921-1923 гг.), но это явление долго оставалось непонятным, пока не было истолковано как результат интерференции волн де Бройля, рассеянных различными атомами.

Наличие волновых свойств у частиц (электронов) экспериментально было убедительно подтверждено в 1927 г.

в опытах американских физиков Дэвиссона и Джермера. В этих опытах (схема опыта на рис.4.1) наблюдалось рассеяние параллельного пучка моноэнергетических электронов, создаваемого электронной пушкой ЭП, на монокристалле никеля. Рассеянные электроны улавливались коллектором Кл, соединенным с гальванометром G. По показаниям гальванометра можно было судить

об интенсивности пучка электронов, рассеянных в различных направлениях. Оказалось, что при постоянном угле скольжения $\theta = const$ при изменении ускоряющего напряжения U между катодом К и анодом А электронной пушки ток через гальванометр I периодически зависел от \sqrt{U} (рис.4.2). Исходя из гипотезы де Бройля, это соотношение легко получается аналитически.

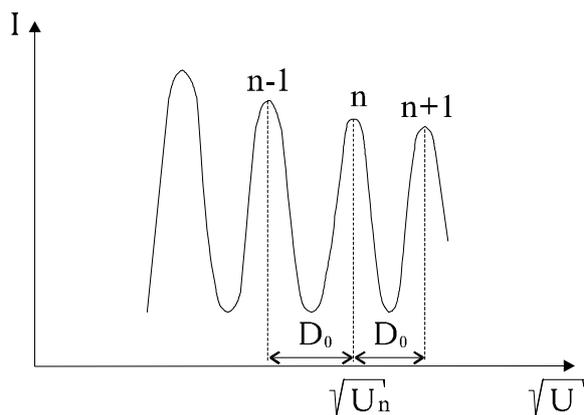


Рис.4.2

Действительно,

$$\frac{mV^2}{2} = eU,$$

откуда $V = \sqrt{2(e/m)U}$, где V – скорость электронов. Из (4.1) следует, что таким электронам соответствует длина волны

$$\lambda = \frac{h}{mV} = \frac{h}{\sqrt{2emU}}.$$

Если электрон обладает волновыми свойствами, то дифракционный максимум (максимум тока коллектора) должен наблюдаться при выполнении условия Брэгга-Вульфа

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (n=0,1,2,\dots).$$

Учитывая это, получим

$$\frac{nh}{\sqrt{2emU_n}} = 2d \sin \theta, \quad \text{откуда} \quad \sqrt{U_n} = \frac{h}{\sqrt{2em} 2d \sin \theta} n = D_0 n,$$

т.е. соответствует опытным фактам.

Позднее дифракция электронов наблюдалась также при их прохождении сквозь тонкую поликристаллическую металлическую фольгу. При этом наблюдаемая дифракционная картина была аналогична случаю дифракции рентгеновских волн. Более того, вычисления постоянной кристаллической решетки из рентгенограммы и электронограммы приводили к одинаковым значениям.

Волновые свойства наблюдались не только у электронов, но и у более тяжелых частиц – протонов, нейтронов, легких атомов. Таким образом, экспериментально было доказано, что волновые явления свойственны всем частицам независимо от их природы и строения.

В настоящее время волновые свойства частиц получили обширные научно-технические применения: в электронной микроскопии, электронографии, нейтронографии т.д.

4.2. Волновая функция и ее статистический смысл

Рассмотрим, какой физический смысл имеют волны де Бройля. Для этого воспользуемся аналогией со световыми волнами. Как показано в теории волн, интенсивность I любой волны (в том числе и световой) пропорциональна квадрату ее амплитуды

E (т.е. $I \sim E^2$). С другой стороны, интенсивность световой волны (энергия волны, проходящая в единицу времени через единичную площадку, ориентированную перпендикулярно направлению распространения волны) пропорциональна числу фотонов N , проходящих через такую площадку ежесекундно. Отсюда $N \sim E^2$. Если мы имеем дело со светом очень слабой интенсивности, когда видно действие каждого отдельного фотона, или вообще с единственным фотоном, то соотношение $N \sim E^2$ можно интерпретировать несколько иначе. В любой точке пространства квадрат амплитуды световой волны характеризует вероятность того, что фотон находится в данный момент времени в окрестности данной точки. Там, где значение E^2 велико, фотон находится с большей вероятностью, где E^2 имеет малую величину, вероятность обнаружить фотон невелика.

Аналогичную интерпретацию можно использовать и в случае волн де Бройля. В квантовой механике волну де Бройля называют *волновой функцией* и обозначают греческой буквой Ψ (“пси”). Для свободной частицы $\Psi = Ae^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$. В случае, когда частица находится в потенциальном поле, волновая функция Ψ может быть очень сложной функцией координат и времени. Если Ψ -функция описывает ансамбль, состоящий из большого числа частиц, то величина $|\Psi|^2$ в любой точке пропорциональна числу частиц, которые будут обнаружены в малой окрестности данной точки. Но если число частиц мало, то очень точных предсказаний сделать нельзя и $|\Psi|^2$ приобретает вероятностный характер. Если волновая функция Ψ описывает отдельную частицу (например, электрон в атоме), то $|\Psi|^2$ интерпретируется следующим образом: *вероятность $dw(x,y,z,t)$ того, что частица в момент времени t находится в элементе объема $dV=dx \cdot dy \cdot dz$, выбранном вблизи точки с координатами x, y, z , пропорциональна $|\Psi(x,y,z,t)|^2$ и объему*, т.е.

$$dw = |\Psi|^2 dV . \quad (4.2)$$

Отношение dw к dV называется плотностью вероятности.

Отсюда видно, что физический смысл имеет не сама волно-

вая функция Ψ , а квадрат модуля ее амплитуды $|\Psi|^2 = \Psi \Psi^*$ – интенсивность волны де Бройля^{*)}, равная плотности вероятности, т.е. вероятности пребывания частицы в окрестности данной точки в данный момент времени.

Волновая функция Ψ – основная характеристика состояния микрообъектов (элементарных частиц, атомов, молекул). С ее помощью могут быть вычислены средние значения различных величин, характеризующих данный объект (средние расстояния, средние квадраты расстояний, средние скорости и т.д.).

Свойства волновой функции будут рассмотрены далее.

4.3. Соотношение неопределенностей Гейзенберга

В классической механике состояние материальной частицы однозначно определяется заданием значений координат, импульса, энергии и т.д. Однако при рассмотрении микрочастиц необходимо учитывать их волновые свойства, и мгновенные состояния таких объектов уже нельзя характеризовать точным заданием их координат и импульсов. Причина этого заключается в том, что о волне нельзя сказать, что в определенной точке пространства ее длина равна λ , если об этой волне в остальных точках пространства ничего не известно. Длина волны есть характеристика синусоиды, а синусоида – бесконечная периодическая кривая. Если из нее вырезать малый кусочек и удалить все остальные части, то это уже будет не периодическая кривая. Для кусочка синусоиды, малого по сравнению с λ , понятие длины волны вообще неприменимо.

В теории волн показывается, что если какое-нибудь волновое образование (*волновой пакет*) занимает ограниченную область пространства, то его всегда можно представить в виде суперпозиции бесконечного числа синусоид с близкими длинами волн. Причем если длина волнового пакета Δx , то волновые числа

⁾ В общем случае функция Ψ – комплексная, поэтому квадрат ее модуля находится как произведение самой функции на ее комплексно сопряженную величину Ψ^*

$k=2\pi/\lambda$ волн, его составляющих, лежат в диапазоне от $k-\Delta k/2$ до $k+\Delta k/2$, где Δk удовлетворяет соотношению

$$\Delta x \cdot \Delta k \geq 2\pi. \quad (4.3)$$

Для случая радиоволн это означает, что короткий радиоимпульс (Δx мало) разлагается на множество синусоид с разными длинами волн, и его будут принимать приемники, настроенные на разные частоты. Если же требуется монохроматический сигнал (мало $\Delta\lambda$), то он должен быть достаточно длинным (велико Δx).

Рассмотрим теперь волновой пакет из волн де Бройля, размеры которого Δx (рассматриваем одномерный случай) и соответствующий диапазон волновых чисел Δk , естественно, должен удовлетворять условию (4.3). Согласно статистической интерпретации волновой функции (4.2), вероятность обнаружения частицы будет отлична от нуля только в пределах пакета, т.е. координата частицы может изменяться в пределах Δx . Очевидно, что в соответствии с (4.1), диапазону изменения волнового числа Δk волны де Бройля соответствует диапазон изменения импульса частицы $\Delta p = \hbar \Delta k / 2\pi$. Поэтому выражение (4.3) для волны де Бройля можно переписать в виде

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h = 2\pi \hbar. \quad (4.4)$$

Строгое доказательство соотношения между Δp и Δx $\left(\langle (\Delta p_x)^2 \rangle \langle \Delta x^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4} \right)$ в 1927 г. привел немецкий физик Гейзенберг, поэтому оно называется *соотношением* или *принципом неопределенности Гейзенберга для координаты и импульса частицы*. Оно отражает тот факт, что в природе в принципе не существует состояний частиц с точно определенными значениями обеих переменных x и p .

В трехмерном случае частица характеризуется тремя координатами x , y и z , и значения составляющих ее импульса равны p_x , p_y и p_z . В этом случае соотношения неопределенностей Гейзенберга выражаются тремя неравенствами

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar, \quad \Delta y \cdot \Delta p_y \geq \hbar, \quad \Delta z \cdot \Delta p_z \geq \hbar. \quad (4.5)$$

Наряду с соотношением (4.5) в теории волн также выводится соотношение

$$\Delta t \cdot \Delta \omega \geq 2 \pi . \quad (4.6)$$

Смысл его состоит в том, что ограниченный во времени волновой процесс не может быть монохроматическим. Если процесс длится в течение времени Δt , то его можно представить как суперпозицию периодических процессов с частотами, лежащими в диапазоне от $\omega - \Delta\omega / 2$ до $\omega + \Delta\omega / 2$, где $\Delta\omega$ в лучшем случае удовлетворяет соотношению (4.6). Поэтому, если имеется даже идеально монохроматический процесс, но время его наблюдения конечно и равно Δt , то частота процесса принципиально будет найдена в лучшем случае с погрешностью, удовлетворяющей соотношению (4.6).

Если частоте ω поставить в соответствие энергию по формуле $E = \hbar\omega$, то формула (4.6) преобразуется в

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq 2 \pi \hbar = h . \quad (4.7)$$

Формула (4.7) называется *соотношением неопределенностей Гейзенберга для времени и энергии*.

Соотношение (4.7) означает, что, чем короче время существования какого-то состояния или время, отведенное для его наблюдения, тем с меньшей определённостью можно говорить об энергии этого состояния.

4.3. Уравнение Шредингера

Состояние частицы в различных условиях в квантовой механике описывается волновой функцией. Следовательно, основной задачей квантовой механики является нахождение вида этих функций для различных объектов. Для ее решения служит уравнение, найденное Шредингером в 1926 г. Это – основное уравнение нерелятивистской квантовой механики, т.е. оно справедливо только в случае движения частиц со скоростями, много меньшими скорости света в вакууме.

Шредингер на основании соображений соблюдения размерности и выполнения общих физических требований к основному уравнению квантовой механики предложил в качестве такого уравнение вида:

$$i \hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t) \Psi, \quad (4.9)$$

где m – масса микрочастицы, Δ – оператор Лапласа (в декартовых координатах оператор Лапласа имеет вид $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$), $U(x, y, z, t)$ – функция координат и времени, описывающая воздействие на частицу силовых полей (в стационарном случае $U(x, y, z)$ – потенциальная энергия частицы).

Уравнение (4.9) называется *общим (временным) уравнением Шредингера*. Оно дополняется условиями, накладываемыми на функцию Ψ :

- 1) Ψ – конечная, непрерывная и однозначная;
- 2) производные от Ψ по x, y, z, t непрерывны (в отсутствии бесконечного скачка функции $U(x, y, z, t)$);
- 3) функция $|\Psi|^2$ должна быть интегрируема, т.е. интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dx dy dz \text{ должен быть конечным.}$$

Уравнение Шредингера постулируется, его нельзя вывести из старых принципов. Единственным подтверждением истинности уравнения Шредингера является только опыт – опытная проверка всех выводимых из него следствий. Такую проверку уравнение Шредингера выдержало.

Для большого числа физических явлений, происходящих в микромире, важно уметь находить стационарное решение уравнения (4.9), в котором исключается зависимость от времени. Оно имеет смысл для тех задач, в которых все наблюдаемые физические параметры стационарны, в частности $U=U(x, y, z)$. Оказывается, что в стационарных состояниях решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-i\omega t}, \quad (4.10)$$

где частота ω постоянна, а функция $\psi(x, y, z)$ не зависит от времени.

Для определения функции $\psi(x, y, z)$ подставим выражение (4.10) в уравнение (4.9) и найдем

$$\hbar\omega \psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi + U(x, y, z) \psi.$$

По аналогии со световыми волнами будем считать, что величина $\hbar\omega$ представляет собой полную энергию частицы E в стационарном состоянии. Таким образом, для стационарных состояний мы имеем следующее уравнение

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi + [E - U(x, y, z)] \psi = 0. \quad (4.11)$$

Это уравнение не содержит времени и называется *стационарным уравнением Шредингера*.

Функции ψ , удовлетворяющие стационарному уравнению Шредингера при данном значении потенциальной энергии частицы $U(x, y, z)$, называются *собственными функциями*.

Полная энергия частицы E входит в уравнение (4.11) в качестве параметра. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения вида (4.11) имеют решения, удовлетворяющие указанным выше ограничениям на ψ -функцию, не при любых значениях E , а лишь при некоторых, избранных, зависящих от условий конкретной задачи. Значения E , при которых существуют такие решения уравнения (4.11), называются *собственными значениями*.

Совокупность собственных значений называется их спектром. Если эта совокупность образует дискретную последовательность, то говорят, что спектр энергии *дискретный*. Если собственные значения образуют непрерывную последовательность, то спектр *сплошной*. Таким образом, квантование энергии частицы получается из основных положений квантовой механики без каких либо дополнительных предположений, в отличие, например, от полуклассической теории атома водорода, предложенной Н. Бором, где пришлось постулировать квантование энергии атома.

Непосредственно в физическом эксперименте могут быть измерены только собственные значения исследуемой квантовой системы, и, следовательно, их измерение позволяет проверить состоятельность предлагаемой модели.

4.4. Примеры решения простейших кванто-механических задач

4.4.1. Движение свободной частицы

Рассмотрим свободную частицу, движущуюся вдоль оси x . Свободная – это значит, что частица движется с постоянной скоростью V в отсутствии силовых полей, т.е. $U(x, y, z) \equiv 0$. Тогда полная энергия частицы есть её кинетическая энергия, а уравнение Шредингера имеет вид

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0. \quad (4.12)$$

Введем обозначение $\frac{2m}{\hbar^2} E = k^2$. Тогда уравнение (4.12) принимает вид

$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0$. Его частное решение $\psi(x) = A_0 \cos kx$ – знакомо нам из курса “Теории колебаний”, а общее решение может быть записано в комплексной форме $\psi(x) = A_0 e^{ikx} + B_0 e^{-ikx}$. Учитывая соотношение (4.10), получим выражение для нестационарной (полной) волновой функции

$$\begin{aligned} \Psi(x, t) = A_0 e^{-i(\omega t - kx)} + B_0 e^{-i(\omega t + kx)} = \\ A_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)} + B_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et + px)} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Это есть суперпозиция двух волн де Бройля, распространяющихся одна в положительном, а другая в отрицательном направлениях, что соответствует движению частицы вдоль ($B_0 = 0$) или против ($A_0 = 0$) оси x . Плотность вероятности обнаружения частицы не зависит от времени и в любой точке пространства одинакова.

4.4.2. Частица в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме

Для случая одномерной бесконечно глубокой “потенциальной ямы” потенциальная функция частицы $U(x)$ принимает значение, равное нулю на интервале $0 \leq x \leq l$ и равна бесконечности вне этого интервала. Подобная модель потенциального поля для случая “ямы” конечной глубины позволяет получать не только

качественные, но даже и количественные результаты в некоторых задачах ядерной физики.

Потенциальная энергия частицы принимает значения:

$$U(x) = \begin{cases} 0 & (0 \leq x \leq l) \\ \infty & (x < 0, x > l) \end{cases} .$$

Очевидно, что частица, находящаяся в “яме”, за пределы ямы попасть не может, следовательно, за ее пределами $\psi(x) \equiv 0$. Из условия непрерывности волновой функции следует, что на границах “ямы”

$$\psi(0) = \psi(l) = 0 . \quad (4.14)$$

Для частицы в “яме” уравнение (4.11) имеет вид

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 ,$$

$$\text{или} \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0 , \quad \text{где} \quad k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E . \quad (4.15)$$

Решение уравнения (4.15)

$$\psi(x) = A \sin(kx + \alpha) . \quad (4.16)$$

Из граничных условий (4.14) имеем $\alpha = 0$ и $\sin(kl) = 0$, откуда

$kl = \pm n\pi$ ($n=1,2,3,\dots$) или $\frac{2m}{\hbar^2} E = \frac{n^2 \pi^2}{l^2}$. Т.е. получаем, что энергия частицы в яме может принимать только дискретные значения

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2 , \quad (4.17)$$

причем расстояние между соседними уровнями энергии

$$\Delta E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1) \cong \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n \quad (\text{для больших } n).$$

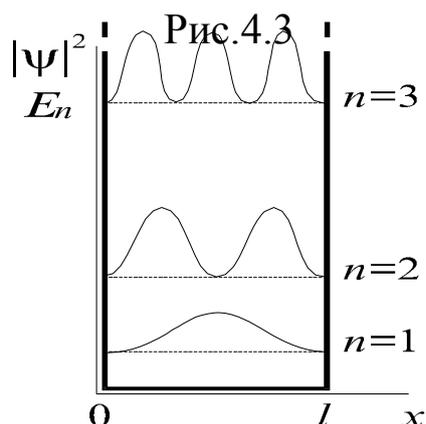
Для массивных частиц и для больших l (например, молекулы в сосуде) уровни энергии будут практически сливаться, однако при малых n и l (электроны в атоме) ΔE_n сравнимо с величиной E_n .

Коэффициент A в (4.16) находится из условия нормировки (частица обязательно должна находиться внутри потенциальной ямы, следовательно, вероятность нахождения её в “яме” равна единице)

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^2(x) dx = 1 \quad \text{или} \quad A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = 1, \quad \text{откуда} \quad A = \sqrt{\frac{2}{l}}.$$

Таким образом,
$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right).$$

Заметим еще, что на ширине “ямы” l должно укладываться целое число полувольт де Бройля свободной частицы с энергией $E = E_n$.



На рис.4.3 представлена зависимость плотности вероятности обнаружения частицы в окрестности определенной точки “ямы” от координаты точки x (т.е. $|\psi_n(x)|^2$), а также спектр значений энергии частицы. Из рисунка видно, что, например, при $n=2$ частица не может находиться в центре ямы, но одинаково часто бывает как в левой,

так и в правой её половинах.

4.4.3. Прохождение частицы сквозь потенциальный барьер

Пусть частица, движущаяся слева направо, встречает на своем пути потенциальный барьер высоты U_0 и ширины l .

Согласно законам классической физики, поведение частицы будет следующим. Если энергия частицы больше высоты барьера ($E > U_0$), то частица беспрепятственно проходит “над барьером”, на участке $0 \leq x \leq l$ лишь уменьшается её кинетическая энергия. Если энергия частицы меньше высоты барьера ($E < U_0$), то частица “отражается” от барьера и летит в обратную сторону.

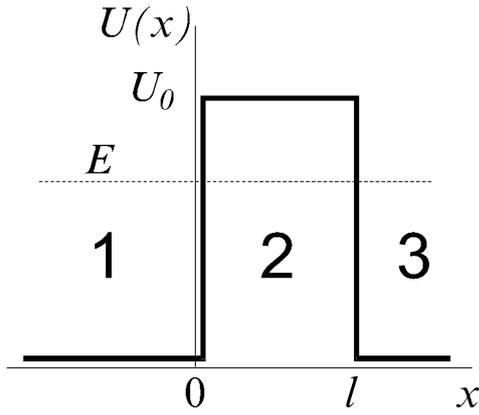


Рис.4.4.

Согласно квантовой механике при $E > U_0$ существует отличная от нуля вероятность того, что частица “отразится” от барьера, а при $E < U_0$ существует отличная от нуля вероятность того, что частица проникнет “сквозь” барьер и окажется в области $x > l$.

Ограничимся случаем $E < U_0$. Уравнения для $\psi(x)$ имеют вид

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad \text{для } x < 0 \text{ и } x > l \text{ (области 1 и 3 на рис.4.4),} \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0) \psi = 0 \quad \text{для } 0 \leq x \leq l \text{ (область 2 на рис.4.4)} \quad (4.18a)$$

Используя условие непрерывности функции ψ и ее первой производной, стандартными методами теории дифференциальных уравнений можно найти решения уравнений (4.18) и (4.18a).

При этом оказывается, что амплитуда волны де Бройля в области 3 отлична от нуля. Это означает, что существует отличная от нуля вероятность того, что частица проникает сквозь барьер. Вводя обозначение $D = \frac{A_3}{A_1}$ – коэффициент прозрачности

(здесь A_1 и A_3 – амплитуды волн де Бройля, распространяющихся вдоль оси x в областях 1 и 3), можно получить, что

$$D \approx D_0 \exp\left[-\frac{2l}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}\right], \quad (4.19)$$

где D_0 – функция, плавно зависящая от E и параметров потенциального барьера.

Если потенциальный барьер непрямоугольный и функция $U(x)$ имеет произвольную форму (см. рис.4.5), то можно показать, что коэффициент прозрачности такого барьера будет равен

$$D \approx D_0 \exp\left[-\int_{x_1}^{x_2} \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} dx\right]. \quad (4.20)$$

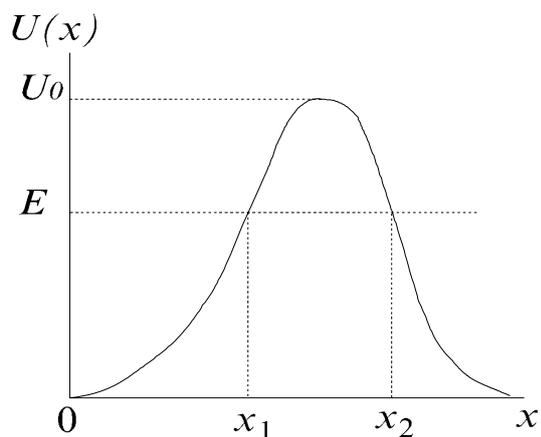


Рис.4.5.

Явление проникновения частиц сквозь потенциальный барьер получило название *туннельного эффекта* (частица как бы проходит по туннелю через классически запрещенную область).

Туннельным эффектом объясняются многие физические явления – контактная разность потенциалов и холодная эмиссия

электронов из металлов, многие явления ядерной физики. Туннельный эффект используется в некоторых приборах радиоэлектроники (туннельный диод) и в измерительной технике (туннельный микроскоп).

4.5. Квантовая механика – новая теория

Квантовая механика – это созданная на основе корпускулярно-волнового дуализма единая последовательная теория. Успехи ее весьма впечатляющи. Квантовая механика до мельчайших деталей описала наблюдаемые спектры сложных атомов. Она объяснила относительную яркость спектральных линий и механизм образования молекул из атомов. Квантовая механика представляет собой общую теорию, которая охватывает всю совокупность квантовых явлений от излучения черного тела до структуры атомов, молекул и твердых тел. Предсказания квантовой механики позволили создать много новых приборов, нашедших самое широкое применение. Хотя квантовая механика занимается проблемами микромира, из нее следуют и старые, хорошо проверенные, результаты классической физики.

Несмотря на то, что порой выводы квантовой механики кажутся парадоксальными, надо относиться к ним как к объективной реальности. В этой связи уместно будет привести высказывание о квантовой механике известного физика Ричарда Фейнмана.

“...Раз поведение атомов так непохоже на наш обыденный

опыт, то к нему очень трудно привыкнуть. И новичку в науке и опытному физику – всем оно кажется своеобразным и туманным. Даже большие ученые не понимают его настолько, как им хотелось бы, и это совершенно естественно, потому что весь непосредственный опыт человека, вся его интуиция – всё прилагается к крупным телам. Мы знаем, что будет с крупным предметом, но именно так микрочастицы себя не ведут. Поэтому, изучая их, приходится прибегать к различного рода абстракциям, напрягать воображение и не пытаться связывать их с нашим непосредственным опытом...”

5. ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Квантовая электроника – это раздел физики, изучающий методы усиления и генерации электромагнитных волн, основанные на использовании вынужденного излучения. Квантовая электроника занимается изучением свойств и созданием новых квантовых усилителей и генераторов, а также их применением.

Упомянутые усилители и генераторы называются квантовыми потому, что в них используются электроны, входящие в состав атомов и молекул вещества (в отличие от свободных электронов в приборах обычной электроники). Движение таких электронов подчиняется законам квантовой механики.

Основные приборы квантовой электроники – оптические квантовые генераторы или лазеры (аббревиатура от *light amplification by stimulated emission of radiation*). Для излучения лазеров характерны высокая монохроматичность и когерентность, возможно также получение лазерного излучения очень большой мощности. Все это обуславливает его уникальные свойства и чрезвычайно широкие области применения.

5.1. Спонтанное и вынужденное излучение

Процесс излучения электромагнитной волны атомом может быть двух типов: спонтанным и вынужденным. При спонтанном излучении атом переходит с верхнего энергетического уровня на нижний самопроизвольно, без внешних воздействий на атом. Спонтанное излучение атома обусловлено только неустойчиво-

стью его верхнего (возбужденного) состояния, вследствие которой атом рано или поздно освобождается от энергии возбуждения путем излучения фотона. Различные атомы излучают спонтанно, т.е. независимо друг от друга, и генерируют фотоны, которые распространяются в различных направлениях, имеют различные фазы и направления поляризации. Следовательно, спонтанное излучение является некогерентным. Схематическое изображение спонтанного перехода представлено на рис. 5.1а.

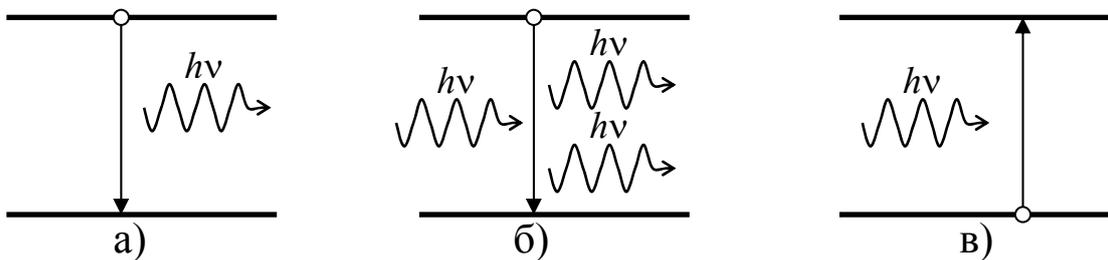


Рис. 5.1

Излучение может возникать также и в том случае, если на возбужденный атом действует электромагнитная волна с частотой ν , удовлетворяющей соотношению $h\nu = E_m - E_n$, где E_m и E_n — энергии квантовых состояний атома (частота ν при этом называется резонансной). Возникающее при этом излучение является вынужденным. В каждом акте вынужденного излучения участвуют два фотона. Один из них, распространяясь от внешнего источника (внешним источником для рассматриваемого атома может являться и соседний атом), воздействует на атом, в результате чего испускается фотон. Оба фотона имеют одинаковое направление распространения и поляризации, а также одинаковые частоты и фазы. То есть вынужденное излучение всегда когерентно с вынуждающим. Схематическое изображение процесса вынужденного излучения приведено на рис. 5.1б.

Атомы не только испускают, но и поглощают фотоны с резонансными частотами. При поглощении фотона атомы возбуждаются. Поглощение фотона всегда является вынужденным процессом, происходящим под действием внешней электромагнитной волны. В каждом акте поглощается один фотон, а участвующий в этом процессе атом переходит в состояние с большей

энергией. Схематическое изображение процесса поглощения приведено на рис 5.1в.

5.2. Коэффициенты Эйнштейна

В процессах испускания и поглощения фотонов, как правило, участвует огромное число атомов, поэтому эти процессы описываются статистически с помощью теории вероятностей.

Вероятностью испускания (поглощения) называется среднее число фотонов, испускаемых (поглощаемых) одним атомом в единицу времени.

Вероятность перехода атома с уровня m на уровень n будем обозначать через W_{mn} . Вероятность спонтанного перехода постоянна для данной пары уровней и равна $W_{mn}^c = A_{mn}$. Вероятность вынужденного перехода пропорциональна спектральной объемной плотности энергии (см. (1.1)) w_ν вынуждающего излучения с частотой $\nu = (E_m - E_n)/h$: $W_{mn}^e = B_{mn}w_\nu$. Коэффициенты A_{mn} и B_{mn} называются коэффициентами Эйнштейна. Они не зависят от направления процесса, и определяются только начальным и конечным состояниями атома: $A_{mn} = A_{nm}$ и $B_{mn} = B_{nm}$.

5.3. Прохождение света через среду

При прохождении света через среду осуществляется обмен квантами между пучком света и атомами среды посредством поглощения и испускания фотонов, как спонтанно, так и вынужденно.

Пусть свет частоты ν распространяется вдоль оси Z через среду, в которой концентрации атомов на верхнем и нижнем уровнях равны соответственно N_1 и N_0 . Тогда интенсивность пучка определяется законом Бугера: $I(z) = I_0 e^{\alpha z}$, где $\alpha = h\nu B_{10}(N_1 - N_0)/V$, B_{10} - коэффициент Эйнштейна, V - скорость света в среде, $I_0 = I(0)$. В состоянии термодинамического равновесия концентрации атомов, обладающих энергией E_i , описываются распределением Больцмана. Поэтому населенность уровня с более высокой энергией должна быть меньше, чем с низкой. Поскольку $E_1 > E_0$, то в этом случае $N_1 < N_0$, т.е. $\alpha < 0$ и плотность по-

тока по мере прохождения света уменьшается. Случай $\alpha < 0$ соответствует поглощению света средой.

Если привести систему атомов в неравновесное состояние, когда $N_1 > N_0$, то выполнится условие $\alpha > 0$, и среда будет не поглощать, а усиливать излучение. Состояние среды, при котором $N_1 > N_0$, называется *состоянием с инверсной населенностью*.

Привести систему в неравновесное состояние можно при помощи внешних воздействий, например светового пучка, вызывающего вынужденные переходы. Однако, если среда имеет только два уровня, то возможно только выравнивание населенностей, поскольку чем больше становится населенность верхнего уровня (за счет поглощения), тем больше совершается переходов на нижний уровень (с излучением). Инверсная населенность таким образом достигнута быть не может.

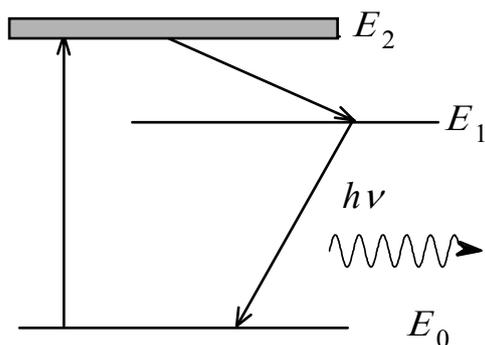


Рис. 5.3

Рассмотрим среду, имеющую три энергетических уровня (трехуровневая схема – рис.5.3): E_0 , E_1 , E_2 . При воздействии на систему излучения большой мощности с частотой $\nu_{02} = (E_2 - E_0)/h$ населенности уровней E_2 и E_0 могут выровняться.

Пусть время жизни атомов на уровне E_2 гораздо меньше времени жизни на уровне E_1 (согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга ширина уровня E_2 должна быть гораздо больше ширины уровня E_1). Тогда в процессе спонтанных переходов атомов с уровня E_2 на E_1 будет происходить накопление атомов на уровне E_1 , а при вынужденных переходах атомов с уровня E_0 на уровень E_2 происходит уменьшение населенности уровня E_0 . В результате этого между уровнями E_0 и E_1 создастся инверсия населенности, которая может использоваться для усиления света.

5.4. Принцип работы лазера

Первый лазер был создан в 1960 году Ч. Таунсом с использованием разработок по квантовому усилению Н.Г.Басова и А.М. Прохорова, за что им в 1964 г. была вручена Нобелевская премия.

Лазеры имеют целый ряд преимуществ по сравнению с не-лазерными источниками света. Излучение лазера когерентно, то есть фотоны, излучаемые лазером, идентичны по фазе, амплитуде, направлению распространения. Поэтому оно монохроматично, может иметь очень высокую интенсивность и узкую направленность.

Для создания лазера необходимо наличие трех элементов:

1. активной среды;
2. источника энергии, создающего инверсную населенность;
3. оптического резонатора.

Активной называется среда, способная усиливать проходящий через нее свет, то есть среда с инверсной населенностью.

Источник энергии может иметь различную природу: вспомогательное оптическое излучение, электрический разряд, энергия химической реакции и др.

Оптический резонатор. Оптический резонатор образуется двумя параллельными зеркалами (Z_1 и Z_2 на рис. 5.4) и представляет собой многолучевой интерферометр (интерферометр Фабри-Перо). Атомы активной среды могут спонтанно излучать фотоны в произвольном направлении. Часть этих фотонов распространяется параллельно оси резонатора. Эти фотоны по мере распространения могут вновь взаимодействовать с атомами активной среды. В процессе индуцированного излучения каждый фотон вызывает излучение еще одного фотона, поэтому число фотонов по мере распространения света, все время удваивается, образуя лавину, до тех пор, пока не будет достигнуто равновесие между излучением и поглощением.

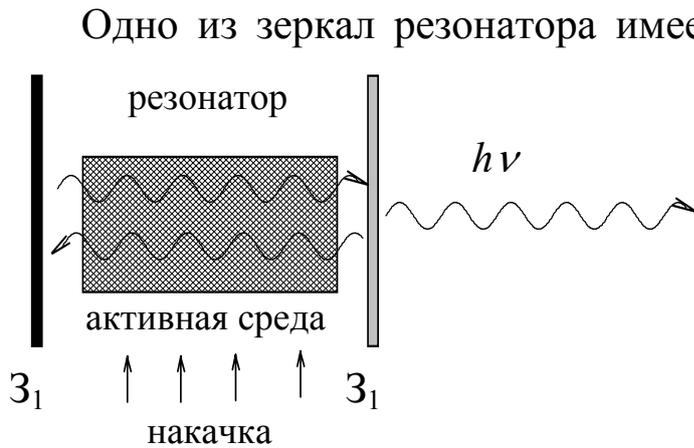


Рис.5.4

Одно из зеркал резонатора имеет коэффициент отражения близкий к единице, второе является частично прозрачным. Наличие частично прозрачного зеркала позволяет определенной доли излучения (*лазерное излучение*) выходить из резонатора. Другая часть излучения вновь отражается и про-

ходит через активную среду. Этот процесс повторяется многократно. При этом приобретаемая световым потоком в активной среде за цикл энергия должна превышать полную потерю энергии в резонаторе. Потери энергии в резонаторе складываются из энергии, поглощаемой активной средой, энергии, выходящей из резонатора (лазерного излучения) и энергии, теряемой за счет дифракционной расходимости при многократных проходах световой волны вдоль резонатора. Потерю энергии в резонаторе принято характеризовать добротностью Q , определяемую как отношение запасенной в системе энергии к потерям энергии за одно колебание. Как следует из теории колебаний, добротность определяет ширину резонансной кривой (для лазера это спектральная ширина его излучения $\Delta\nu_{\text{спек}}$).

Для возникновения устойчивой генерации в оптическом резонаторе лазера должны образовываться стоячие волны, которые называются *модами резонатора*. Условие возникновения стоячих волн в резонаторе по сути является условием максимумов интерференции в многолучевом интерферометре Фабри-Перо и может быть записано в виде: $\Delta = 2nL = m\lambda = mc/\nu$, где m - целое число (разность хода Δ двух волн, возникшая между ними после n проходов резонатора длиной L , равна целому числу длин волн). Волны, не удовлетворяющие этому условию, гасятся из-за ослабляющей интерференции. Поэтому спектральное расстояние между модами равно

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL}.$$

Полный спектр лазерного излучения представляет собой набор равноотстоящих друг от друга спектральных линий (рис. 5.5.), огибающей которых служит спектральная линия исходного

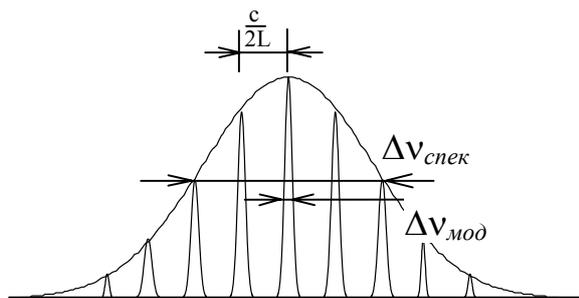


Рис. 5.5

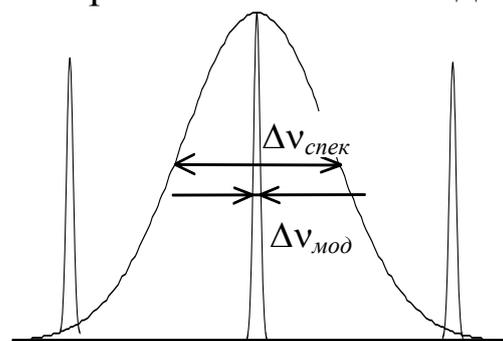


Рис. 5.6

излучателя (атома активной среды) ширины $\Delta\nu_{спек}$. Спектральная ширина моды $\Delta\nu_{мод}$ связана с добротностью резонатора соотношением $\Delta\nu_{мод} = \nu/Q$. В зависимости от особенностей активной среды и конструкции резонатора параметры излучения могут быть самыми различными. В частности, если $\Delta\nu_{спек} < c/2L$, излучение будет иметь очень узкий спектр, приближаясь к идеально монохроматическому (см. рис.5.6).

5.5. Основные типы лазеров

Существует несколько классификаций лазеров. По типу активной среды они делятся на газовые, твердотельные, жидкостные и полупроводниковые; по временным характеристикам излучения – на непрерывные и импульсные. Можно классифицировать лазеры также по типу накачки, по типу резонатора и т.д.

В качестве примеров рассмотрим далее твердотельные лазеры на кристалле рубина и алюмо-иттриевом гранате (YAG-лазер), полупроводниковый лазер, а также газовый гелий-неоновый лазер. Рубиновый лазер интересен тем, что именно на рубине был в 1960 году создан первый лазер. YAG-лазер – наиболее широко используемый в настоящее время твердотельный лазер. Гелий-неоновый лазер был первым газовым лазером (1961 г.) и в настоящее время он вместе с полупроводниковым является одним из самых распространенных типов лазеров.

Рубиновый лазер. Рубиновый лазер работает в импульсном режиме, в качестве источника накачки используется мощная лампа-вспышка с широким спектром излучения. Активная среда – рубин, представляет собой окись алюминия Al_2O_3 (корунд) с небольшой добавкой ионов хрома Cr^{3+} , замещающих в решетке корунда ионы алюминия. Ионы хрома находятся в сильном внутрикристаллическом электрическом поле, которое, вследствие так называемого эффекта Штарка приводит к существенному уширению их энергетических уровней (рис.5.7). Некоторые уровни оказываются при этом настолько уширенными,

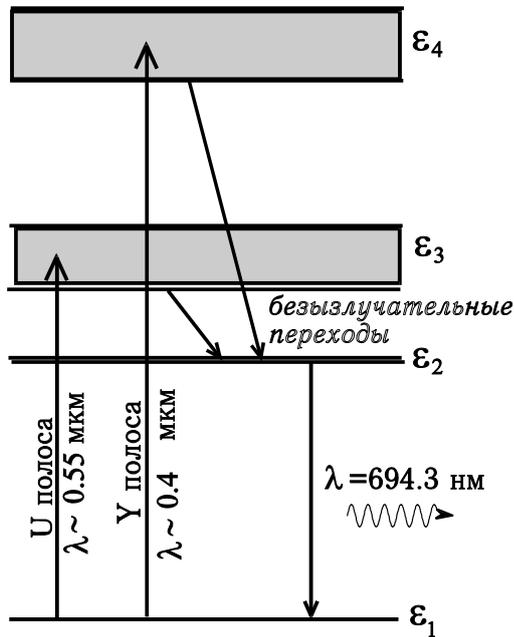


Рис.5.7

что их называют полосами (например, полосы E_3 и E_4). Эти полосы соответствуют зеленой и голубой полосам в спектре поглощения рубина, поэтому их иногда называют зеленой и голубой полосами.

Кроме этого в энергетическом спектре имеется узкий энергетический уровень E_2 , при переходе с которого в основное состояние атомы излучают свет с длиной волны 694,3 нм. Время жизни атомов на этом уровне порядка 10^{-3} с, что соответствует ширине спектральной линии 0,4 нм.

Излучение лампы-вспышки поглощается ионами хрома, переходящими в результате этого на энергетические уровни E_3 и E_4 в области полос поглощения. Однако с этих уровней они очень быстро безызлучательно переходят на уровни E_2 . При этом излишек энергии передается кристаллической решетке. Поскольку время жизни уровня E_2 достаточно велико, на нем накапливаются возбужденные атомы, создавая значительную инверсную населенность относительно уровня E_1 .

Лазер на алюмо-иттриевом гранате. Очень часто в YAG-лазере используется режим модуляции добротности. Модуляция

лампа-вспышка с широким спектром излучения. Активная среда – рубин, представляет собой окись алюминия Al_2O_3 (корунд) с небольшой добавкой ионов хрома Cr^{3+} , замещающих в решетке корунда ионы алюминия. Ионы хрома находятся в сильном внутрикристаллическом электрическом поле, которое, вследствие так называемого эффекта Штарка приводит к существенному уширению их энергетических уровней (рис.5.7). Некоторые уровни оказываются при этом настолько уширенными,

добротности используется для задержки начала генерации светового импульса с целью увеличения числа атомов, участвующих почти одновременно в усилении светового потока. Для этого увеличивается порог генерации лазера и уменьшается его добротность. Этого можно добиться, помещая ячейку Керра [1] совместно с поляризатором в резонатор лазера. Поляризатор обеспечивает генерацию излучения лишь определенной поляризации, а ячейка Керра ориентирована так, что при поданном на нее напряжении она не пропускает свет с этой поляризацией. При этом второе зеркало резонатора как бы отсутствует и его добротность равна нулю. В этом случае даже если накачка создает инверсию населенности, генерация начаться не может.

Если в момент работы накачки отключить напряжение с ячейки Керра, зеркало откроется, добротность резонатора резко возрастет и все ионы, накопившиеся в возбужденном состоянии, одновременно перейдут в основное с излучением гигантского светового импульса.

Такой режим работы лазера называется режимом модулированной добротности. Он позволяет получать короткие световые импульсы с большой энергией в одном импульсе.

Существуют и другие способы модуляции добротности резонатора.

Лазеры на алюмо-иттриевом гранате являются самыми популярными из твердотельных лазеров. Активной средой этих лазеров является кристалл $Y_3Al_5O_{12}$, в котором часть ионов Y_3^+ замещена ионами Nd_3^+ . Такой лазер работает по четырехуровневой схеме (рис.5.8). Наиболее широко используемой является лазерная линия с длиной волны 1,06 мкм. Две основные полосы накачки расположены на длинах волн 0,73 и 0,8 мкм. С этих полос ионы безизлучательно релаксируют на верхний долгоживущий лазерный уровень (уровень E_2 на рис.5.8, время жизни атома на этом уровне $\tau \sim 0,23$ мс), а нижний короткоживущий лазерный уровень (уровень E_1 на рис.5.8) релаксирует также безизлучательно в основное состояние.

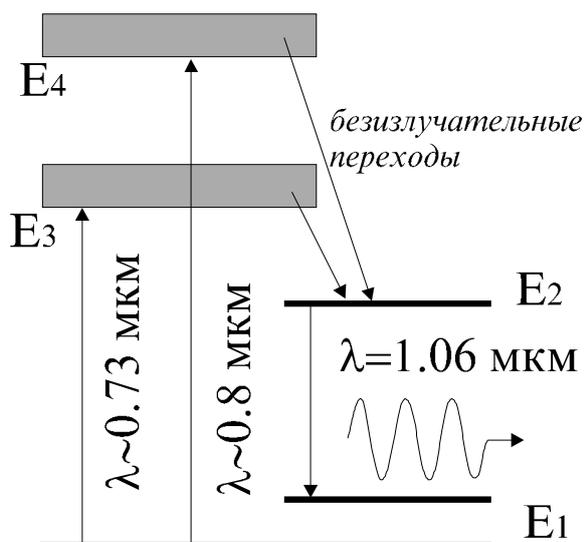


Рис.5.8

В качестве накачки в лазере на алюмо-иттриевом гранате используется излучение газоразрядных ламп (например, ксеноновая), работающих также в импульсном режиме, а в последние годы – излучение полупроводниковых лазеров, что позволяет существенным образом увеличить коэффициент полезного действия YAG-лазеров.

Типичные параметры лазера на алюмо-иттриевом гранате: длительность импульса – $0,1 \div 40$ нс, средняя мощность $10 \div 1000$ Вт, импульсная мощность 10 кВт \div 10 МВт.

Гелий-неоновый лазер. Инверсия населенности в гелий-неоновом лазере достигается при помощи газового разряда. В газовом разряде электроны ускоряются электрическим полем, сталкиваются с атомами и ионизируют их, вызывая появление вторичных электронов, которые в свою очередь также ускоряются, и т. д. Часть атомов при столкновениях не ионизируется, а возбуждается. При определенных условиях (давлении газа, напряжении на трубке) доля возбужденных атомов может оказаться столь велика, что возникнет инверсия населенности.

В гелий-неоновом лазере рабочим веществом являются нейтральные атомы Ne. Они могут быть возбуждены непосредственно в газовом разряде. Однако времена жизни уровней неона таково, что инверсная населенность, создаваемая таким образом, невелика. Поэтому дополнительно используется резонансная передача возбуждения атомами гелия, которые присутствуют в разряде в качестве примеси. При этом используется тот факт, что энергии уровней E_2 и E_3 гелия весьма близки к энергиям уровней E_4 и E_5 неона. Для того, чтобы процесс передачи энергии эффективно шел от He к Ne, а не наоборот, отношение парциальных давлений He и Ne должно быть приблизительно 3:1.

Рабочими переходами Ne являются переходы $E_5 \rightarrow E_3$ и $E_4 \rightarrow E_3$, при этом длины волн лазерного излучения равны $\lambda_{53}=0,63$ мкм и $\lambda_{43}=1,15$ мкм. Вы-

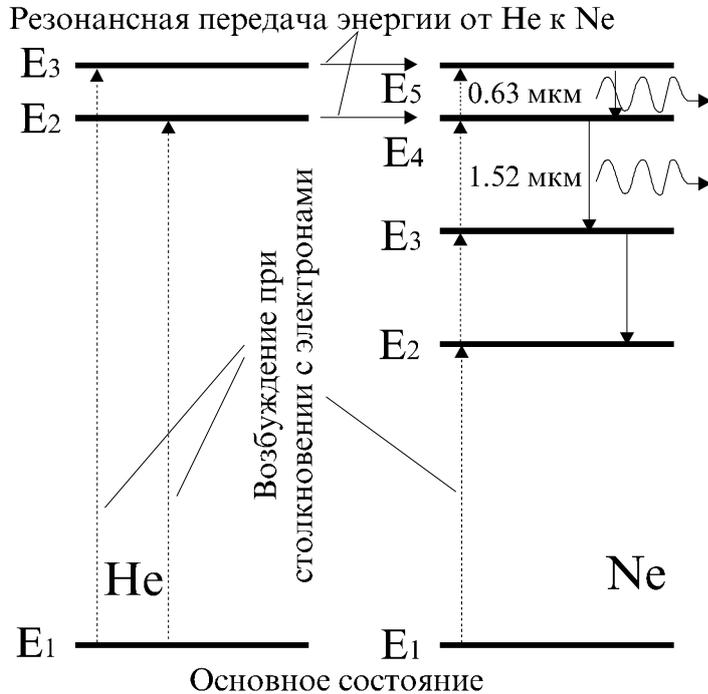


Рис.5.9.

бор длины волны излучения He-Ne лазера осуществляется выбором типа интерференционных зеркал. Энергетический уровень E_3 опустошается за счет безизлучательных переходов на уровень E_2 .

Схема энергетических уровней и электронные переходы гелия и неона изображены на рис.5.9. Опустошение энергетического уровня E_2 атомов неона происходит, в основном, в про-

цессе столкновения атомов со стенками газоразрядной трубки. Это накладывает ограничения на диаметр газоразрядной трубки, а следовательно, и на объем рабочей среды, что является принципиальным ограничением мощности гелий-неоновых лазеров.

Полупроводниковые лазеры. Для создания инверсной населенности в полупроводниковых лазерах используется p-n переход – контакт полупроводников двух типов, один из которых обладает электронной проводимостью, другой – дырочной, при этом инверсия населенности создается именно в области p-n перехода при подаче на переход прямого напряжения. В лазере может использоваться один переход, например, переход, возникающий при контакте n-GaAs/p-GaAs (фактически это обыкновенный полупроводниковый диод), или несколько переходов, например n-GaAs/p-GaAs/p-AlGaAs (лазер на гетероструктуре).

В качестве зеркал в полупроводниковых лазерах часто используются просто полированные торцевые поверхности самого диода (гетероструктуры). В качестве накачки

используется поданное на диод напряжение. Эти два фактора делают полупроводниковый лазер крайне простым при изготовлении и экономичным при использовании. Коэффициент полезного действия полупроводникового лазера, то есть доля поданной энергии, которая переходит в энергию лазерного излучения, может составлять 50%. В то же время расходимость излучения довольно велика и может достигать до 45° . Полупроводниковые лазеры могут быть очень миниатюрными (типичный размер $0,1 \times 0,1 \times 0,3$ мм), а типичная выходная мощность составляет 50 мВт.

Применение лазеров. Лазеры широко применяются в различных областях науки и техники. Рассмотрим некоторые применения лазеров.

В физике используются высокая спектральная мощность лазеров (для генерации излучения на смещенной по сравнению с основной частоте), высокая степень монохроматичности (для диагностических целей – спектроскопии вещества). Благодаря особенностям лазерного излучения был создан новый раздел химии – фотохимия, которая занимается изучением химических реакций, стимулированных лазерным излучением; наиболее интересными являются реакции по разделению изотопов. Благодаря высокой интенсивности, достигаемой в фокальном пятне лазерного пучка, лазеры нашли многочисленные применения в технологии, например при сварке, резке, сверлении, поверхностной обработке и легировании. Все шире используется лазерное излучение для связи, при этом оно заменяет излучение радиодиапазона, а в качестве носителей излучения используются оптические волноводы; для обработки и записи информации. Лазеры используются в медицине (акупунктура, хирургия, диагностика) и биологии (для создания необратимых изменений на клеточном уровне).

6. ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Историю физики атомного ядра принято отсчитывать с 1896 г. В этом году Анри Беккерель сделал важное открытие: занимаясь изучением явления фосфоресценции, он обнаружил, что один

из минералов, содержащих уран, обладает способностью засвечивать фотопластинки, даже если они завернуты в светонепроницаемую бумагу. Было ясно, что минерал испускает какое-то новое излучение, причем испускает самопроизвольно, в отличие, например, от рентгеновского излучения. Новое явление получило название радиоактивности. Через два года Пьер Кюри и Мария Склодовская-Кюри открыли радиоактивность тория и выделили два новых радиоактивных элемента – полоний и радий. Детальное экспериментальное изучение радиоактивного излучения было произведено Резерфордом. Он исследовал физические свойства лучей нового типа и показал, что радиоактивное излучение состоит из лучей трех типов, названных в дальнейшем α -, β - и γ -лучами.

То, что явление радиоактивности связано с процессами, происходящими в ядре атома, Резерфордом было понято после того, как он предложил ядерную модель атома в 1911 г. Но внутренняя структура атомного ядра долгие годы для физиков оставалась непознанной.

6.1. Состав и характеристики атомного ядра

В 1932 г. (после открытия неизвестной ранее частицы – нейтрона) была предложена модель строения атомного ядра, которая предполагала, что ядро состоит из протонов и нейтронов. Протон (p) представляет собой ядро атома водорода. Он обладает положительным зарядом, равным по величине заряду электрона $e=1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл, и его масса $m_p=1,672 \cdot 10^{-27}$ кг = $1836,15m_e$, где m_e - масса электрона.

Нейтрон (n) электрически нейтрален, его масса равна $m_n=1,675 \cdot 10^{-27}$ кг = $1838,68m_e$. Поскольку масса частицы связана с ее полной энергией соотношением Эйнштейна $E=mc^2$, то в ядерной физике массу частиц принято выражать в единицах энергии, причем за единицу энергии принимается мегаэлектронвольт (МэВ). Применяется также единица массы, называемая атомной единицей массы (а.е.м.), равная 1/12 массы атома углерода, в состав ядра которого входят 6 протонов и 6 нейтронов. В этих еди-

ницах $m_p=938,2$ МэВ = 1,00728 а.е.м. и $m_n=939,5$ МэВ = 1,00867 а.е.м. (1 а.е.м.=931 МэВ).

Свободный протон – стабильная частица, тогда как нейтрон в свободном состоянии распадается на протон, электрон и электронное антинейтрино (см. далее): $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$. Среднее время жизни свободного нейтрона порядка 15 минут. Внутри ядра протон не свободен и может вести себя тоже как составная частица, распадающаяся на нейтрон, позитрон и электронное нейтрино: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$. Внутри ядра возможны оба процесса, и какая из частиц распадается – зависит от энергетических соотношений внутри ядра. Это обстоятельство и дает возможность рассматривать обе частицы – протон и нейтрон – как элементарные, взаимно превращающиеся друг в друга.

Оба вида частиц, составляющих ядро, часто объединяют общим названием – *нуклоны*.

Число протонов в ядре принято обозначать через Z , это число определяет заряд ядра ($+Ze$) и называется *зарядовым числом*. Оно равно порядковому номеру химического элемента в таблице Менделеева. Число нейтронов в ядре обозначают через N . Их сумма $A = Z + N$ называется *массовым числом* ядра. Такое название это число получило потому, что произведение A на массу отдельного нуклона близко к массе ядра.

Ядра атомов принято обозначать символом ${}^A_Z X$, где X – символ химического элемента в таблице Менделеева, например, ${}^2_1 H$, ${}^{15}_7 N$, ${}^{235}_{92} U$.

Атомы с одинаковыми Z (т.е. атомы одного химического элемента), но различными N называются *изотопами*. Большинство химических элементов имеет несколько изотопов. Например, у водорода три изотопа: ${}^1_1 H$ – обычный водород или протий; ${}^2_1 H$ – тяжелый водород или дейтерий; ${}^3_1 H$ – сверхтяжелый водород или тритий, углерод имеет четыре изотопа – ${}^{11}_6 C$, ${}^{12}_6 C$, ${}^{13}_6 C$, ${}^{14}_6 C$. Многие изотопы в природе не встречаются, но могут быть получены искусственным путем.

Атомы с одинаковым массовым числом называются *изобарами*, например, ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$.

Атомы с одинаковым числом нейтронов, но разным числом протонов, называют *изотонами*, например, ${}^{13}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$.

В настоящее время известно около 1500 различных ядер. Около четверти этих ядер устойчивы, остальные радиоактивны. В природе встречаются элементы с Z от 1 до 92, исключая технеций (Tc , $Z=43$) и прометий (Pm , $Z=61$). Плутоний (Pu , $Z=94$) после получения его искусственным путем был обнаружен в ничтожных количествах в природных минералах. Остальные трансурановые (следующие за ураном) элементы с $Z=93\dots 104$ получены только искусственным путем.

Размеры атомных ядер можно оценить из опытов Резерфорда, изучая рассеяние на ядрах нейтронов или электронов, а также из ряда других экспериментов. Если ядро считать сферическим, то все методы определения его радиуса R приводят к формуле

$$R = r_0 A^{1/3}. \quad (6.1)$$

Для постоянной r_0 для тяжелых ядер различными методами получаются несколько отличающиеся результаты, но все они лежат в пределах $r_0 = (1.2 \div 1.5) \cdot 10^{-13}$ см. Из формулы (6.1) видно, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре A .

6.2. Дефект массы, энергия связи ядра, ядерные силы

Как показывает опыт, общая масса ядра всегда меньше суммы масс составляющих его нуклонов (имеется в виду масса покоя). Это обусловлено тем, что при объединении нуклонов в ядро выделяется определенное количество энергии – энергия образования ядра. Эта энергия численно равна *энергии связи ядра* $E_{\text{св}}$, которая измеряется минимальной работой, необходимой для того, чтобы полностью расщепить ядро на составляющие его нуклоны. Таким образом, энергия ядра меньше энергии системы невзаимодействующих нуклонов на величину, равную $E_{\text{св}}$. Согласно соотношению Эйнштейна, уменьшений энергии тела на

ΔE сопровождается эквивалентным уменьшением массы тела на

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}, \text{ где}$$

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - m_{\text{я}} \quad (m_{\text{я}} - \text{масса ядра}).$$

Величину Δm называют *дефектом массы ядра*.

Очевидно, что энергия связи ядра

$$E_{\text{св}} = (Zm_p + Nm_n - m_{\text{я}})c^2. \quad (6.2)$$

Следует заметить, что в таблицах приводятся не массы ядер, а массы нейтральных атомов. Поэтому для удобства вычислений формулу (6.2) целесообразно преобразовать так, чтобы в нее вошли массы атомов. Для этого в правой части формулы (6.2) к выражению в скобках прибавим и вычтем массу Z электронов. Далее пренебрежем энергией связи этих электронов в Z атомах водорода и в атоме с номером Z . Тогда формула (6.2) перейдет в

$$E_{\text{св}} = (Zm_{\text{H}} + Nm_n - m_{\text{ат}})c^2, \quad (6.3)$$

где m_{H} - масса атома водорода, $m_{\text{ат}}$ - масса атома с порядковым номером Z . Если все массы в (6.3) выражены в атомных единицах массы, то умножая правую часть (6.3) на 931 МэВ/а.е.м., получим энергию связи, выраженную в МэВ.

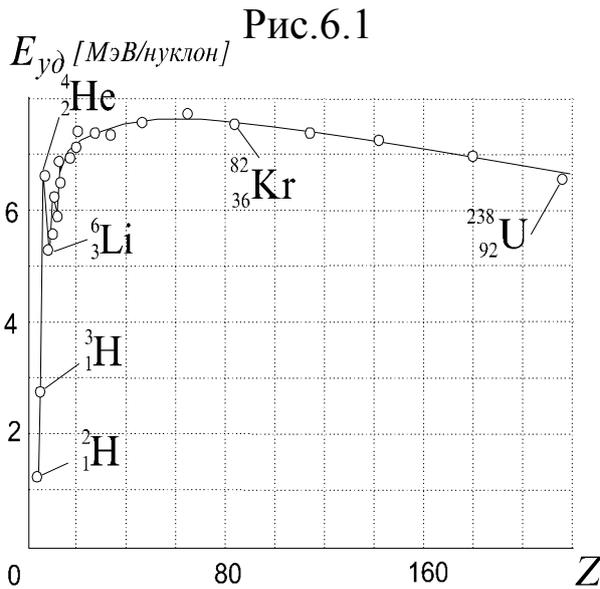
Энергию связи, приходящуюся на один нуклон, называют *удельной энергией связи* $E_{\text{уд}}$ ($E_{\text{уд}} = E_{\text{св}}/A$).

Найдем, например, энергию связи нуклонов в ядре гелия ${}^4_2\text{He}$. Из таблиц находим, что масса атома гелия $m_{\text{ат}} = 4.00388 \text{ а.е.м.} = 3728.0 \text{ МэВ}$, $m_{\text{H}} = 1.00815 \text{ а.е.м.} = 938.7 \text{ МэВ}$, $m_n = 1.00867 \text{ а.е.м.} = 939.5 \text{ МэВ}$. Тогда

$$E_{\text{св}} = (2 \cdot 938.7 + 2 \cdot 939.5 - 3728.0) \text{ МэВ} = 28.4 \text{ МэВ}.$$

Удельная энергия связи для ядра гелия $E_{\text{уд}} = E_{\text{св}}/A = 7.1 \text{ МэВ}$.

Зависимость удельной энергии связи от массового числа A приведена на рис. 6.1. Видно, что удельная энергия связи для легких ядер ($A \leq 12$) быстро возрастает с 1.1 МэВ для ${}^2_1\text{H}$ до 6-7 МэВ, претерпевая при этом ряд скачков, затем наблюдается более медленный рост до максимального значения 8.8 МэВ при $A=56$ (железо). С дальнейшим ростом массового числа A удельная энергия связи плавно уменьшается, для урана она составляет 7.5 МэВ.



Уменьшение удельной энергии связи при переходе к более тяжелым ядрам объясняется тем, что с возрастанием числа протонов в ядре увеличивается их кулоновское отталкивание. А уменьшение значения удельной энергии связи для легких ядер может быть объяснено тем, что в легких ядрах относительно большое число нуклонов находится на поверхности ядра. Для поверхност-

ных нуклонов уменьшается число возможных связей с соседями, что ведет к уменьшению общей энергии связи.

Из рис. 6.1 следует, что наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра средней части таблицы Менделеева. Тяжелые и легкие ядра менее устойчивы. Это означает, что энергетически выгодны два процесса: 1) деление тяжелых ядер на несколько более легких; 2) слияние (синтез) легких ядер в одно более тяжелое. Оба процесса сопровождаются выделением большого количества энергии. Так деление одного ядра с $A=240$ ($E_{уд}=7.5$ МэВ) на два ядра с $A=120$ ($E_{уд}=8.5$ МэВ) приводит к высвобождению энергии в 240 МэВ. Слияние двух ядер тяжелого водорода в ядро гелия приводит к выделению энергии, равной 24 МэВ. В то же время при соединении одного атома углерода с двумя атомами кислорода (сгорание угля до CO_2) выделяется энергия, равная 5 эВ.

Рассмотрим вопрос о силах, удерживающих нуклоны в составе ядра. Несмотря на то, что между протонами существуют силы кулоновского отталкивания, которые на малых расстояниях становятся весьма значительными, в природе известно очень большое количество стабильных ядер. Это указывает на то, что внутри ядра действуют мощные ядерные силы, по сравнению с которыми электромагнитные силы в сотни раз слабее. Многочис-

ленные опыты показывают, что ядерные силы действуют между любыми нуклонами, т.е. ядерные силы, действующие между двумя протонами, равны ядерным силам, действующим между двумя нейтронами, а также между протоном и нейтроном.

Точного математического описания ядерных сил к настоящему времени не существует. Считается, что основное взаимодействие между нуклонами сводится к взаимодействию кварков (см. далее). Взаимодействие же между кварками осуществляется путем обмена безмассовыми частицами – глюонами.

Одной из важных особенностей ядерных сил является их короткодействие – радиус их действия порядка размеров самих нуклонов, т.е. $\sim 10^{-15}$ м. Эта особенность проявляется в насыщении ядерных сил. Насыщение означает, что нуклон в ядре взаимодействует лишь с несколькими соседними нуклонами. Насыщением ядерных сил объясняется линейная зависимость энергии связи ядер от массового числа A для не слишком легких ядер. Действительно, если бы каждый нуклон взаимодействовал одновременно со всеми $(A-1)$ нуклонами ядра, то энергия связи ядра была бы пропорциональна числу взаимодействующих пар нуклонов, т.е. $A(A-1)/2$. Следовательно, при больших A должна наблюдаться квадратичная зависимость, а это не соответствует опытным фактам.

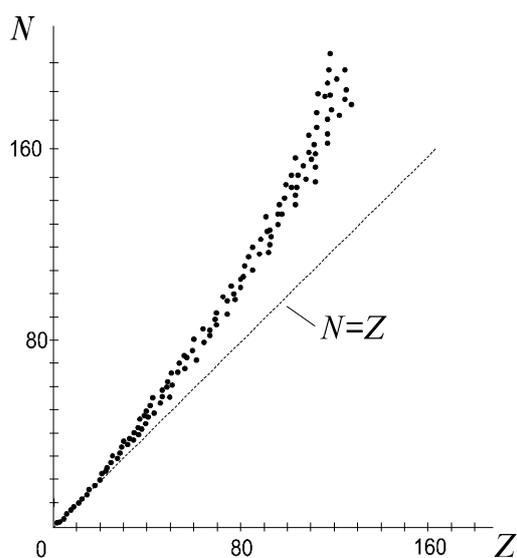


Рис.6.2

Это же свойство ядерных сил объясняет тот факт, что ядра с большим атомным номером нестабильны. За областью $A=20$ стабильные ядра содержат больше нейтронов, чем протонов. Это видно из графика, показывающего зависимость числа нейтронов N от номера химического элемента (числа протонов Z), приведенного на рис.6.2. При увеличении Z увеличиваются кулоновские силы отталкива-

ния, действующие на протоны, т.к. на каждый протон действуют силы отталкивания со стороны всех остальных протонов ядра. Но силы притяжения действуют только со стороны ближайших нуклонов. Поэтому для поддержания стабильности ядра требуется большее количество нейтронов, которые обладают лишь ядерными силами притяжения. При очень больших Z избыток нейтронов уже не в состоянии скомпенсировать сильно возросшее кулоновское отталкивание и при $Z > 83$ ($Z=82$ – свинец, $Z=83$ – висмут) стабильных ядер не существует. Ядра, стоящие в таблице Менделеева за висмутом, рано или поздно распадаются в результате радиоактивного распада.

6.3. Радиоактивность

Радиоактивностью называют самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотопы другого элемента, сопровождающееся испусканием элементарных частиц или ядер.

К числу основных таких превращений относятся: 1) α -распад, 2) β -распад, 3) спонтанное деление ядер, 4) протонный распад и др.

Радиоактивность, наблюдающаяся у изотопов, существующих в природных условиях, называется естественной. Радиоактивность изотопов, полученных посредством ядерных реакций, называется искусственной. Между искусственной и естественной радиоактивностью нет принципиального различия.

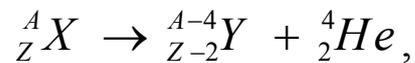
Состав радиоактивного излучения (α -, β - и γ -лучей) был определен по их отклонению в магнитном поле. Было установлено, что α -излучение представляют собой поток ядер гелия, β -излучение – поток электронов. α - и β -лучи отклоняются в поперечном магнитном поле в разные стороны, а γ -излучение – электромагнитное излучение весьма малой длины волны $10^{-13} \div 10^{-10}$ м.

При радиоактивных α - и β -распадах выполняются правила смещения ядер. При α -распаде массовое число распадающегося (*материнского*) ядра уменьшается на 4, а зарядовое число – на 2, т.е. получившееся ядро продукта распада (*дочернее ядро*) смещено на две клетки влево в таблице Менделеева. При β -распаде

массовое число дочернего ядра не изменяется, а зарядовое число уменьшается или увеличивается на единицу в зависимости от типа β -распада (см. далее), т.е. дочернее ядро в таблице Менделеева перемещается на одну клетку вправо или влево. Правила смещения являются следствием законов сохранения электрического заряда и числа нуклонов в ядерных превращениях.

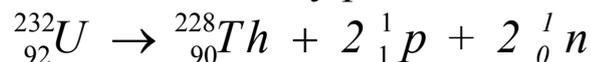
6.3.1. Альфа-распад

Альфа-распад обусловлен тем, что ядерные силы не в состоянии обеспечить стабильность тяжелых ядер. Он протекает по следующей схеме:



где X – химический символ материнского ядра, Y – химический символ дочернего ядра.

Очевидно, что в случае α -распада масса материнского ядра должна быть больше суммарной массы дочернего ядра и α -частицы. Разность масс выделяется в виде кинетической энергии, уносимой в основном α -частицей. Но почему ядро испускает именно α -частицу, а не отдельные нуклоны? Происходит это потому, что масса α -частицы существенно меньше суммы масс 4-х нуклонов, ее составляющих, поэтому распад типа



в принципе невозможен, т.к. сумма масс продуктов этой предполагаемой реакции больше массы материнского ядра.

При изучении α -распада в первую очередь возникает вопрос, – почему нестабильное ядро распадается не сразу, а живет какое-то время (иногда очень большое)? Ответ на этот вопрос был получен только после того, как к теории α -распада была применена квантовая механика.

Предположим, что α -частица уже существует внутри атомных ядер. При такой идеализации материнское ядро уже состоит из дочернего ядра и α -частицы. Рассмотрим потенциальную энергию взаимодействия системы дочернее ядро– α -частица (потенциальную функцию $U(r)$, входящую в уравнение Шредингера (4.11)). На расстоянии $r_0 > 10^{-15}$ м от поверхности ядра, где прак-

тически перестают действовать ядерные силы, остается только кулоновское отталкивание $U(r) = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r}$. Но на малых расстоя-

ниях над кулоновским отталкиванием преобладает притяжение ядерных сил. Точный закон изменения ядерных сил неизвестен, но с достаточной степенью точности можно считать, что при $r < R$ (R – радиус ядра) ядерные силы постоянны. Тогда для $U(r)$ принимаем следующую модель:

$$U(r) = \begin{cases} U_0 = \text{const} & (r < R) \\ \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r^2} & (r > R) \end{cases}.$$

Кривая $U(r)$ (см. рис.6.3) есть потенциальный барьер, который должна преодолеть α -частица, чтобы покинуть ядро. Высота барьера H может быть оценена из соотношения

$$H \approx \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 R}.$$

Например, для $Z=90$ (торий) и $R \sim 10^{-14}$ м (несколько завышенное значение) получим $H \sim 26$ МэВ. По классическим представлениям это означает, что для преодоления барьера начальная энергия α -частицы E должна быть по крайней мере такой же. При удалении α -частицы на бесконечное от ядра расстояние вся эта энергия должна перейти в кинетическую. Кинетическая энергия α -частиц достаточно легко измеряется. Но эксперименты показали, что практически для всех α -активных ядер кинетическая энергия испущенных ядром α -частиц в 6-8 раз меньше высоты потенциального барьера материнского ядра.

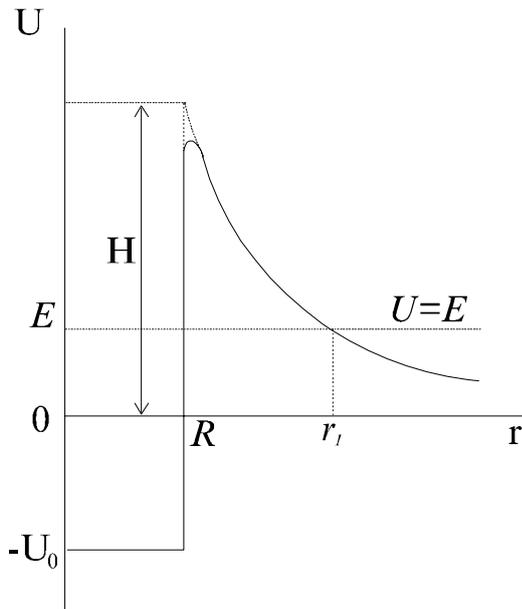


Рис.6.3

Наблюдающийся парадокс возникает из-за того, что к движению α -частицы внутри ядра и вблизи его границы были применены понятия классической физики, а в этом случае так поступать нельзя. Атомное ядро сугубо квантовый объект, и теория α -распада должна строиться на основе квантовой механики.

Задача о проникновении микрочастицы сквозь потенциальный барьер была рассмотрена в четвертой главе. Там было получено, что даже если кинетическая энергия частицы E меньше высоты барьера, то все равно существует отличная от нуля вероятность D того, что частица проникнет сквозь барьер. Путем теоретических оценок было показано, что вероятность распада λ пропорциональна D . Тогда, с учетом формулы (4.20), получим

Поскольку энергия частицы E стоит в показателе экспоненты, то небольшие изменения энергии приводят к сильному изменению вероятности распада ядра, а следовательно, и времени его жизни.

$$\lambda \sim \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_1} \sqrt{2m(U(r)-E)} dr \right]. \quad (6.4)$$

6.3.2. Бета-распад

Бета-распад есть самопроизвольный процесс, в котором нестабильное ядро ${}^A_Z X$ превращается в ядро-изобар ${}^A_{Z+1} X$ или ${}^A_{Z-1} X$. Объясняется β -распад превращением в радиоактивном ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон.

Различают три вида β -распада:

- 1) *электронный β^- - распад*, в котором ядро испускает электрон, а поэтому зарядовое число дочернего ядра Z увеличивается на единицу;
- 2) *позитронный β^+ - распад*, в котором ядро испускает позитрон^{*)} и его зарядовое число Z уменьшается на единицу;
- 3) *электронный захват (К-захват)*, в котором ядро поглощает один из электронов электронной оболочки атома (обычно электрон поглощается из К-слоя), зарядовое число Z при этом уменьшается на единицу.

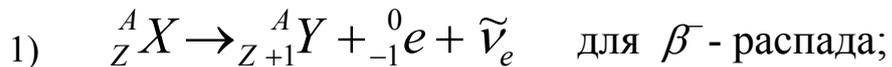
Очевидно, что для того, чтобы β -распад был возможен, необходимо, чтобы масса материнского атома была больше суммы масс дочернего атома и β -частицы. Разность масс этих атомов должна определять кинетическую энергию W_0 β -частиц, образующихся при распаде. Т.е. β -частицы должны иметь вполне определенное для каждого β -радиоактивного элемента значение кинетической энергии. Эксперименты же показали, что лишь отдельные частицы обладают энергией, близкой к W_0 , энергия большинства β -частиц существенно меньше W_0 . Кроме того, тщательные измерения импульса и момента импульса материнского и дочернего ядер и β -частицы показали, что эти величины при β -распаде также не сохраняются. Казалось бы, нарушаются фундаментальные законы физики – законы сохранения энергии, импульса и момента импульса.

Чтобы объяснить наблюдающийся парадокс, В.Паули в 1932 г. выдвинул гипотезу, позднее доказанную экспериментально, согласно которой при β -распаде наряду с электроном вылетает еще какая-то неизвестная нейтральная частица, которая уносит с собой часть энергии, импульса и момента импульса. Эта частица выдающимся физиком Энрико Ферми, разработавшим в 1933 г. на основе гипотезы Паули теорию β -распада, была названа нейтрино (т.е. маленькая, нейтральная). В своей теории Ферми потребовалось ввести гипотезу о существовании особого типа короткодействующих сил, которые и вызывают в ядре процессы

^{*)} Позитрон – античастица по отношению к электрону, которая отличается от электрона только знаком заряда.

превращения нейтрона в протон или протона в нейтрон с испусканием β -частиц и нейтрино в обоих случаях. Соответствующие силы называются *слабыми силами*, а взаимодействие, осуществляемое под их действием – *слабым взаимодействием*. Позднее частица, появляющаяся в β^- -распаде вместе с электроном стала называться *электронным антинейтрино* ($\tilde{\nu}_e$), а частица, появляющаяся при β^+ -распаде вместе с позитроном, – *электронным нейтрино* (ν_e). В дальнейшем были открыты другие типы нейтрино и антинейтрино – таонные и мюонные.

В соответствии с вышеизложенным, схемы различных видов β -распада выглядят следующим образом:



К-захват всегда сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения, поскольку вакантное место в К-оболочке заполняется электронами с L-, M- и т.д. оболочек.

6.3.3. Гамма-излучение ядер

Гамма-излучение – это электромагнитное излучение. Его также можно представить как поток фотонов (квантов), обладающих очень большой энергией. Испускание ядром γ -излучения во многом напоминает испускание фотонов возбужденными атомами. Подобно атому, ядро может находиться в возбужденном состоянии. При переходе в состояние с более низкой энергией или основное состояние, ядро испускает фотон. Разрешенные энергетические уровни ядра разнесены по энергиям значительно сильнее, чем энергетические уровни атома: расстояние между соседними уровнями в ядре имеет порядок $10^3 \div 10^6$ эВ, по сравнению с ~ 10 эВ в атоме. Следовательно, энергии испускаемых γ -квантов могут меняться от единиц кэВ до МэВ. Спектр γ -излучения всегда дискретный, т.к. дискретны энергетические уровни самого ядра. Гамма-излучение не несет заряда, поэтому в

процессе излучения γ -квантов не происходит превращения одного химического элемента в другой.

Переход ядра в возбужденное состояние может произойти, например, при неупругом столкновении с частицей, обладающей высокой кинетической энергией. Часто также дочернее ядро, возникающее в результате радиоактивного распада, оказывается в возбужденном состоянии. Так что чаще всего α - и β -распады сопровождаются γ -излучением.

6.4. Закон радиоактивного распада

Макроскопический образец любого радиоактивного изотопа содержит огромное число радиоактивных ядер. Эти ядра распадаются не одновременно. Процесс распада является случайным процессом, мы не можем точно предсказать, когда произойдет распад данного ядра. Но, используя теорию вероятностей, можно приближенно предсказать, сколько ядер образца распадется за данный промежуток времени.

Для каждого радиоактивного ядра имеется определенная вероятность λ того, что оно испытает превращение в единицу времени. Эта величина называется *постоянной распада*. Если радиоактивное вещество содержит N ядер, то количество ядер dN , которое испытает превращение за время dt , будет равно:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (6.5)$$

знак “минус” в (6.5) свидетельствует о том, что с увеличением времени число N уменьшается. Интегрирование выражения (6.5) дает

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (6.6)$$

где N_0 – число нераспавшихся ядер в начальный момент времени, N – число нераспавшихся ядер в момент времени t .

Выражение (6.6), констатирующее, что число радиоактивных ядер данного изотопа убывает со временем по экспоненциальному закону, носит название *закона радиоактивного распада*. Для числа уже распавшихся ядер N' этот закон будет иметь вид

$$N' = N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}). \quad (6.7)$$

Время, за которое распадается половина первоначального числа ядер называется *периодом полураспада* $T_{1/2}$. Величина $T_{1/2}$ определяется условием

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

откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (6.8)$$

Различные атомные ядра, испытывающие распад, имеют разную продолжительность (время) жизни. Пусть число ядер, распадающихся за время dt , равно dN . Суммарная продолжительность жизни dN ядер Δt , очевидно, будет равна $\Delta t = t \cdot dN$ (каждое из dN дожило до времени t), или, используя (6.5),

$$\Delta t = \lambda t N dt.$$

Отсюда *средняя продолжительность жизни* всех первоначально существовавших N_0 ядер выразится следующим образом:

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

т.е. среднее время жизни ядер обратно пропорционально постоянной распада. Учитывая это, закон радиоактивного распада (6.6) можно записать в виде

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (6.9)$$

Для характеристики скорости радиоактивного распада ядер вводится понятие *активности* радиоактивного препарата, равное числу распадов в единицу времени:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right|. \quad (6.10)$$

Воспользовавшись (6.6) и дифференцируя (6.10), получим

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t}. \quad (6.11)$$

Полагая в (6.11) $t=0$ для активности в начальный момент времени A_0 получим

$$A_0 = \lambda N_0,$$

следовательно, изменение активности со временем будет иметь вид

$$A = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (6.12)$$

В системе СИ активность измеряется числом распадов в секунду. Единицей активности в этой системе является беккерель [Бк], равный одному распаду в секунду. Внесистемная единица активности 1 кюри = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

6.5. Ядерные реакции

Ядерными реакциями называются превращения атомных ядер, вызванные их взаимодействием с различными частицами или друг с другом. Как правило, взаимодействие реагирующих частиц или ядер возникает благодаря действию ядерных сил при сближении частиц до расстояний $\sim 10^{-15}$ м.

К ядерным реакциям относятся реакции деления, синтеза, взаимодействия ядер с легкими частицами и др. Все виды радиоактивности также можно рассматривать как ядерные реакции. При протекании любой ядерной реакции выполняются все фундаментальные законы сохранения (энергии, импульса, заряда и др.), кроме того выполняется ряд законов сохранения, специфических только для ядерных реакций, к ним относятся законы сохранения *барионного* (числа нуклонов) и *лептонного* (числа лептонов^{*)} зарядов.

Ядерные реакции могут сопровождаться как поглощением, так и выделением энергии. Энергия Q , выделяющаяся в результате реакции (*тепловой эффект реакции*), определяется разностью масс покоя исходных M_i и конечных M_k ядер и частиц:

$$Q = \left(\sum_i M_i - \sum_k M_k \right) c^2.$$

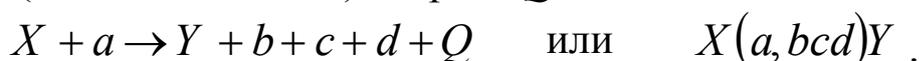
^{*)} Лептонами называют класс элементарных частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях, т.е. участвующих в электромагнитном, слабом и гравитационном взаимодействиях. К лептонам относятся электрон, мюон, τ -частица, электронное, мюонное и τ -нейтрино и соответствующие им античастицы (см. далее).

Реакция называется *экзотермической*, если $Q > 0$, т.е. если она идет с выделением энергии. Если же $Q < 0$, то реакция идет с поглощением энергии и называется *эндотермической*. Экзотермическая реакция может идти при сколь угодно малой энергии сталкивающихся частиц. Напротив, эндотермическая реакция может идти только тогда, когда энергия сталкивающихся частиц превосходит некоторое минимальное значение (*порог реакции*).

Ядерные реакции могут происходить в естественных условиях – в звездах и при взаимодействии космических лучей с земной атмосферой. Но изучение их обычно идет в лабораторных условиях на ускорителях элементарных частиц.

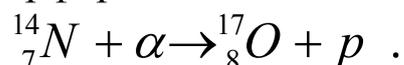
6.5.1. Реакции взаимодействия ядра и легкой частицы

Наиболее распространенным видом ядерной реакции является взаимодействие легкой частицы a с ядром X , в результате которого образуются легкие частицы, b , c , d и ядро Y , а также выделяется (или поглощается) энергия Q :

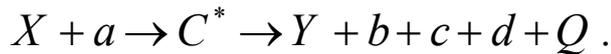


В качестве частиц a , b , c и d могут фигурировать нейтрон (n), протон (p), дейтрон – ядро дейтерия (d), α -частица и γ -квант.

Приведем для примера символическую запись первой искусственной ядерной реакции по облучению азота α -частицами, которая наблюдалась Резерфордом в 1919 г.



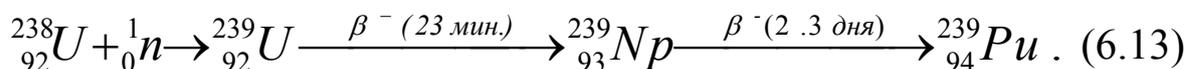
Многие ядерные реакции проходят через стадию образования так называемого составного (промежуточного) ядра. Частица, проникающая внутрь ядра, как правило, сильно взаимодействует с его нуклонами и захватывается ядром. Образуется система связанных нуклонов – составное ядро S . Составное ядро возникает в возбужденном состоянии, и время жизни его составляет $10^{-14} \div 10^{-15}$ с. По сравнению с характерным ядерным временем (временем пролета частицы через ядро $\sim 10^{-22}$ с) эта величина очень большая. Возбуждение составного ядра “снимается” путем испускания какой-либо частицы, т.е. ядерная реакция может выглядеть следующим образом:



Наибольшее значение имеют реакции, вызываемые нейтронами. Отсутствие у нейтронов электрического заряда способствует более легкому, чем у заряженных частиц, проникновению нейтрона в атомное ядро. Характер взаимодействия нейтронов с ядрами различен для быстрых и медленных нейтронов. Нейтроны называются быстрыми, если их скорость V так велика, что соответствующая длина волны де Бройля нейтронов $\lambda = h/mV$ много меньше радиуса R ядра, т.е. $h/mV \ll R$ или $V \gg h/mR$. Энергии быстрых нейтронов заключены в пределах от 0,1 МэВ до 50 МэВ. Если $\lambda \geq R$, то нейтроны называются медленными. Энергии медленных нейтронов не превышают 100 кэВ. Медленные нейтроны с энергиями от 0,0025 эВ до 0,5 эВ называются тепловыми нейтронами. Наиболее эффективно взаимодействуют с ядрами медленные нейтроны, т.к. для них увеличивается время пролета нейтрона вблизи ядра и, следовательно, вероятность взаимодействия.

Взаимодействие нейтронов с ядрами состоит, главным образом, либо в упругом рассеянии нейтронов на ядрах, либо в захвате нейтронов ядрами. В веществах, называемых замедлителями (графит, тяжелая вода D_2O , HDO , соединения бериллия), быстрые нейтроны рассеиваются на ядрах, и их энергия переходит в энергию теплового движения атомов вещества-замедлителя. В результате нейтроны становятся тепловыми.

Если энергия тепловых нейтронов совпадает с энергией составного (промежуточного) ядра, то может произойти захват нейтрона материнским ядром. Захват нейтрона приводит к искусственной радиоактивности или делению ядер. Именно таким способом в период с 1934 по 1936 гг. в Риме Энрико Ферми получил ряд ранее неизвестных изотопов. Кроме того, при бомбардировке нейтронами самого тяжелого из тогда известных элементов — урана, Ферми получил два новых элемента: нептуний ${}_{93}^{239}Np$ и плутоний ${}_{94}^{239}Pu$, при этом наблюдалась следующая цепочка ядерных превращений:



Плутоний ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ благодаря эффективному делению под действием тепловых нейтронов играет важнейшую роль в получении ядерной энергии. Плутоний ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ является α -радиоактивным с периодом полураспада 24 000 лет и превращается в устойчивый изотоп урана ${}_{92}^{235}\text{U}$.

6.5.2. Деление тяжелых ядер. Цепная реакция

Исследования Ферми продолжили немецкие ученые Отто Ган и Фриц Штрассман, а также Лизе Мейтнер (Австрия). Ган и Штрассман (оба радиохимики) в 1938 г. обнаружили, что при облучении нейтронами урана и тория возникают изотопы химических элементов, лежащих где-то в середине таблицы Менделеева. Природа этих явлений была понята Л. Мейтнер и О.Фришем в 1939 г. Они предположили, что ядро урана, захватившее нейтрон, делится на две части приблизительно одинаковой массы. Эти осколки оказываются сильно перегруженными нейтронами (см. зависимость, приведенную на рис.6.2). Чтобы уменьшить эту перегруженность, в ядрах осколков происходит процесс превращения нейтронов в протоны (β^- -распад). Из зависимости, приведенной на рис.6.1, следует, что при делении одного ядра урана (удельная энергия связи ~ 7.6 МэВ/нуклон) на два осколка в середине таблицы Менделеева (удельная энергия связи ~ 8.5 МэВ/нуклон) выделяется энергия ~ 200 МэВ. В ядерном масштабе это – очень большая энергия!

Простейшая теория деления ядра была разработана в 1939 г. Н.Бором и независимо от него Я.Френкелем. В основу этой теории была положена капельная модель ядра, т.е. ядро представляли как каплю заряженной жидкости. Согласно этой модели

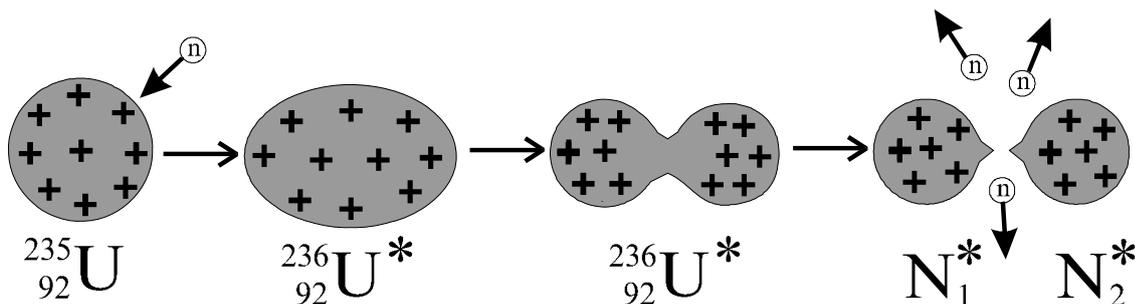


Рис.6.4.

(см. рис.6.4), нейтрон при поглощении его ядром ${}^{235}_{92}\text{U}$ передает ему дополнительную внутреннюю энергию. Образуется составное (промежуточное) ядро ${}^{236}_{92}\text{U}$, находящееся в сильно возбужденном состоянии. Это приводит к более интенсивному движению нуклонов в ядре, в результате чего ядро принимает форму эллипсоида. При этом короткодействующее ядерное взаимодействие нуклонов ослабевает из-за возросшего расстояния между ними, а электростатическое отталкивание ослабевает лишь незначительно и становится доминирующим; в результате в ядре получается перетяжка, в области которой находятся, в основном, нейтральные нейтроны. В дальнейшем ядро расщепляется на два осколка N_1 и N_2 , а два-три нейтрона, находившиеся в области перетяжки, оказываются свободными. Осколки N_1 и N_2 получаются в возбужденном состоянии, и их внутренняя энергия идет на испускание γ -лучей. Ядра-осколки, как правило, оказываются β^- -радиоактивными и распадаются с самыми разными периодами полураспадов. Типичной является реакция деления



хотя существует немало и других реакций.

Нейтроны, испускаемые в каждом акте деления, можно использовать для осуществления цепной ядерной реакции: один нейтрон первоначально вызывает деление одного ядра урана; два или три образовавшихся нейтрона вызовут дополнительные акты деления и т.д., так что процесс лавинообразно нарастает. Ферми и его сотрудники доказали возможность такой реакции, построив в 1942 г. первое устройство, в котором была осуществлена управляемая ядерная реакция (*ядерный реактор*).

При создании любого ядерного реактора приходится решать ряд проблем:

1. Вероятность поглощения нейтрона ядром ${}^{235}_{92}\text{U}$ велика только для медленных нейтронов, нейтроны же испускаемые при делении – быстрые нейтроны, следовательно, необходимо уменьшить их энергию.

2. Возникающие при делении нейтроны могут поглощаться другими ядрами и вызывать иные ядерные реакции, а не реакции деления. Например, ${}^{238}_{92}\text{U}$ поглощает нейтроны и превращается в изотоп ${}^{239}_{92}\text{U}$, а природный уран содержит 99,3% изотопа ${}^{238}_{92}\text{U}$ и только около 0,7% делящегося изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$.
3. Часть нейтронов вылетает из зоны реакции, не успев вызвать дальнейшее деление.

Для решения первой проблемы в ядерных реакторах используется замедлитель – тяжелая вода, графит, соединения бериллия.

Вторая проблема решается путем обогащения природного урана с целью повышения содержания изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$ до 2÷5%. Обогащение естественного урана производится путем разделения изотопов. Это очень длительный и дорогой процесс. Его практически невозможно осуществить химическими методами, т.к. химические свойства изотопов одинаковы. Приходится применять различные физические методы, использующие небольшое различие масс их атомов.

Третья из отмеченных проблем означает, что масса делящегося вещества должна быть больше некоторой минимальной величины (*критической массы*). Для уменьшения критической массы делящееся вещество окружают отражателями нейтронов – слоями неделящегося вещества, которое не захватывает, а возвращает в активную область большую часть вылетающих из нее нейтронов.

Основными элементами ядерного реактора являются: ядерное горючее, замедлитель и отражатель нейтронов, теплоноситель для отвода тепла, образующегося в реакторе, регуляторы скорости развития цепной реакции. Различают реакторы на медленных и на быстрых нейтронах. Для работы первых обязательно наличие замедлителя, вторые могут работать без него.

Схема устройства ядерного реактора на медленных нейтронах изображена на рис.6.5. Ядерным горючим являются изотоп

урана ${}^{235}_{92}\text{U}$, плутоний ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, торий ${}^{232}_{90}\text{Th}$. В качестве отражателей нейтронов используются те же вещества, которые служат замедлителями. Быстрое развитие цепной реакции сопровождается выделением большого количества тепла и перегревом реактора. Для поддержания стационарного режима работы в активную зону реактора вводятся управляющие стержни из материалов, сильно поглощающих тепловые нейтроны, например, из бора или кадмия. Теплоносителем в реакторе служит вода, жидкий натрий и другие вещества. Энергия, выделяющаяся в реакции, теплоносителем передается воде, которая, превращаясь в пар, вращает связанную с генератором турбину.

В ядерных реакторах, работающих на быстрых нейтронах, осуществляется процесс воспроизводства ядерного горючего.

Как следует из реакции (6.13), захват нейтронов атомами

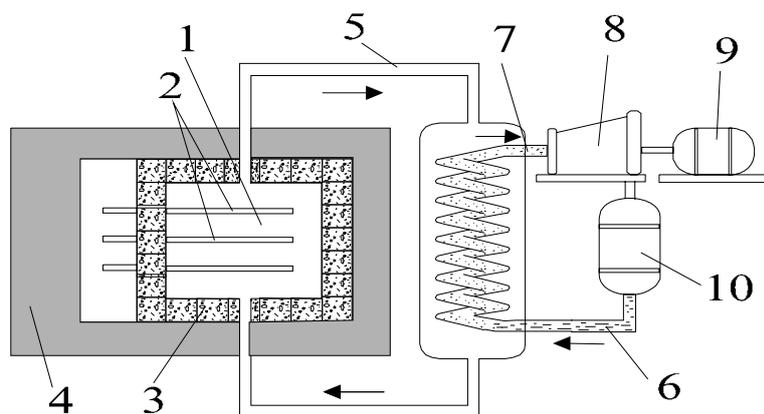


Рис.6.5

1 – ядерное горючее и замедлитель, 2 – управляющие стержни, 3 – отражатель, 4 – защита от радиации, 5 – теплоноситель, 6 – вода, 7 – пар, 8 – турбина, 9 – генератор, 10 – холодильник

урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ приводит к созданию плутония ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, который можно достаточно легко химическим путем отделить от ${}^{238}_{92}\text{U}$. Для поддержания цепной реакции необходимо, чтобы только один нейтрон из числа образовавшихся, вызвал деление ядер ${}^{235}_{92}\text{U}$. Остальные 1 или 2 нейтрона могут быть захвачены яд-

рами ${}^{238}_{92}\text{U}$ и создать одно или два ядра ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. В специальных воспроизводящих реакторах коэффициент воспроизводства ядерного горючего превышает единицу. В активную зону такого реактора помещается сплав урана, обогащенного изотопом ${}^{235}_{92}\text{U}$, с тяже-

лым металлом (висмут, свинец) мало поглощающим нейтроны. Замедлитель в таких реакторах отсутствует.

6.5.3. Ядерный синтез (термоядерные реакции)

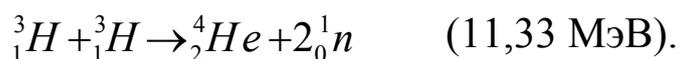
Как упоминалось выше, слияние легких ядер в одно ядро сопровождается выделением огромного количества энергии. Образование ядер в процессе слияния отдельных нуклонов или легких ядер называется *ядерным синтезом*.

Для слияния легких ядер или нуклонов в одно ядро, они должны сблизиться на расстояние, равное радиусу действия ядерных сил $\sim 10^{-15}$ м. Такому сближению препятствует кулоновское отталкивание. Расчеты показывают, что для того, чтобы преодолеть это отталкивание, ядра должны обладать кинетической энергией, соответствующей температурам $\sim 10^7$ К. По этой причине реакции ядерного синтеза часто называют термоядерными реакциями. Термоядерные реакции происходят в недрах Солнца и звезд и являются источником энергии, обеспечивающим их излучение.

В земных условиях термоядерная реакция осуществлена пока только в военных целях в термоядерной (водородной) бомбе. В ней происходит самоподдерживающаяся термоядерная реакция. Взрывчатым веществом служит смесь изотопов водорода – дейтерия 2_1D и трития 3_1T . Высокая температура, необходимая для протекания реакции, получается при взрыве обычной атомной бомбы.

Возможность использования энергии ядерного синтеза в мирных целях и создания термоядерного реактора весьма заманчива, но до сих пор проблема построения термоядерного реактора до конца не решена. Наиболее вероятно создание термоядерного реактора на следующих реакциях синтеза с участием дейтерия и трития (в скобках указано энерговыделение):





Энергия, выделяющаяся в реакциях ядерного синтеза в расчете на единицу массы горючего, гораздо больше, чем при делении ядра. Кроме того, при ядерном синтезе не столь остра проблема захоронения радиоактивных отходов. В качестве горючего термоядерного реактора можно использовать дейтерий, в изобилии встречающийся в воде океанов (распространенность дейтерия составляет 0,015%, или около 1 г дейтерия на 60 л воды).

К сожалению, на пути создания надежно действующего термоядерного реактора все еще стоят значительные трудности. Они обусловлены тем, что для начала термоядерной реакции необходимы очень высокие температуры. Все вещества при таких температурах находятся в состоянии плазмы, а проблема удержания высокотемпературной плазмы достаточной плотности в состоянии равновесия в течении времени, необходимого для начала реакции синтеза до сих пор не решена.

Альтернативный метод состоит в использовании твердых гранул горючего, быстро разогреваемых интенсивным лазерным или электронным пучком. Этот метод весьма перспективен, но осуществить управляемую термоядерную реакцию с его помощью также пока не удалось.

6.6. Элементарные частицы и виды взаимодействий в природе

Физика элементарных частиц – это, пожалуй, один из наиболее динамичных разделов физики; теоретические представления об элементарных частицах с появлением новых экспериментальных данных на протяжении последних нескольких десятков лет менялись очень сильно. И до сих пор нельзя с уверенностью сказать, что современный взгляд на элементарные частицы окончателен и не будет коренным образом меняться в будущем. Поэтому наше изложение носит исключительно описательный, информационный характер.

В процессе установления сложной структуры атома и его ядра возродилась ранее чисто умозрительная идея о существовании небольшого числа первичных, неделимых далее микрообъек-

тов. На первых порах к ним были отнесены электроны, протоны, нейтроны и, после некоторых колебаний, фотоны. Господствовать стала точка зрения, согласно которой цепочка составных элементов материи завершается дискретными бесструктурным объектами, которые и были названы "элементарными частицами".

Однако время показало, что подобная трактовка концепции элементарности оказывается слишком примитивной. Во-первых, постепенно открывались все новые и новые объекты, которые с полным правом могли претендовать на роль элементарных частиц (мюоны, пионы, нейтрино и др.). И к настоящему времени общее их число существенно превышает число известных химических элементов. Далее, обнаружилось, что элементарные частицы не являются какими-то неизменными образованиями – все они при определенных условиях способны превращаться друг в друга, хотя, конечно, вновь образующиеся частицы не содержатся в начальных (вспомним, хотя бы элементарные β -превращения). Наконец, в последние десятилетия с достоверностью установлено, что большинство частиц, в том числе протон и нейтрон, не элементарны в самом обычном смысле этого слова.

В подобной ситуации трудно сформулировать точное определение элементарной частицы. Ныне этот термин употребляется не в своем истинном первоначальном значении, а менее строго, повторив историю слова "атом" – "неделимый". Элементарными частицами сейчас именуют большую группу мельчайших микрообъектов, не являющихся атомами или атомными ядрами (за исключением протона – ядра атома водорода). В этом смысле их называют иногда субъядерными частицами.

Кардинальный вопрос о существовании в природе истинно элементарных частиц не снят с повестки дня и сегодня. В принципе ответ на этот вопрос может быть и отрицательным, т.е. не исключено, что материя устроена подобно "бесконечной матрешке".

Пока считается, что истинно элементарные или фундаментальные частицы (субчастицы) все же имеются. Термин же "элементарные частицы" сохраняется скорее по традиции.

6.6.1. История открытия частиц.

Новые частицы открывают в реакциях неупругого рассеяния уже известных частиц, иногда в процессах их распада, как это было в случае с нейтрино. Для этого сталкивают частицы с как можно большими энергиями, а затем с помощью подходящих детекторов исследуют продукты соответствующей реакции и те фрагменты, на которые распались образовавшиеся частицы. Основным источников первичных частиц до 50-х годов были космические лучи, а в настоящее время источниками служат в основном ускорители, создающие контролируемые интенсивные пучки частиц с высокими энергиями.

Всего в настоящее время известно более 400 элементарных частиц, причем их количество увеличивается с каждым месяцем. Рассмотрим наиболее интересные частицы и основные этапы развития физики элементарных частиц.

1. Электрон e^- – элементарная частица, открытая на рубеже 19 и 20 веков.

2. Протон p – ядро атома водорода, возведено в ранг элементарных частиц в 1919 г. Резерфордом.

3. Фотон γ – появился в физике благодаря работам Планка и Эйнштейна и утвердился в качестве элементарной частицы после опытов Комптона (фотоны также являются переносчиками электромагнитного взаимодействия).

4. Гравитон G – выполняет функции, аналогичные фотону по отношению к гравитации. Экспериментально к настоящему времени не зарегистрирован ввиду слабости гравитационного взаимодействия.

5. Нейтрон n – теоретически предсказан в 1920 г. Резерфордом и открыт в 1932 г. Чэдвиком.

6. Античастицы – предсказаны в 1930 г. Дираком. Первая античастица – позитрон (античастица электрона) открыта в 1932 г.

7. Пионы (π -мезоны "+", "-" и "0") – впервые ввел это понятие Юкава в 1935 г. для объяснения природы ядерных сил. Заряженные пионы открыли в 1947 г., а нейтральный пион – в 1950 г.

8. Мюон μ^- – открыт в 1937, первоначально ошибочно отождествлялся с переносчиком ядерных сил, но затем выяснилось, что он является тяжелым двойником электрона. В 1975 г. открыт еще более тяжелый "собрат" электрона – тяжелый лептон или таон τ^- .

9. Нейтрино ν - введено в 1930 г. Паули, зарегистрировано в середине 50-х годов. В настоящее время известно три сорта нейтрино: электронное, мюонное и таонное.

Таким образом, к концу 40-х годов было известно около 15 элементарных частиц, которые позволили создать довольно стройную картину строения материи. Вещество состоит из атомов разных сортов. Каждый атом с порядковым номером Z представляет собой массивное положительно заряженное ядро с зарядом Ze , окруженное оболочкой из Z электронов. Электронная оболочка определяет химические свойства элементов. Фотоны играют двойную роль: они являются квантами свободного электромагнитного поля, а также обуславливают за счет обменных процессов электромагнитное взаимодействие. В частности переходы атомных электронов между различными энергетическими уровнями атомов сопровождаются испусканием и поглощением фотонов, что объясняет оптические свойства веществ. Ядро атома с порядковым номером Z и массовым числом A содержит Z протонов и $A-Z$ нейтронов. Нуклоны удерживаются в ядре за счет обмена пионами, а нейтрино обеспечивает выполнение законов сохранения импульса, энергии и момента импульса в процессах β -распада. Античастицы выполняют аналогичные функции в "антимирах". Невыясненной оставалась только роль мюона.

10. Полной неожиданностью для физиков оказалось открытие в 50-е годы еще около 15 частиц. Все они нестабильны, для большинства их среднее время жизни было $\tau \sim 10^{-10}$ с. Они были названы K -мезоны (каоны) и гипероны. Все каоны и гипероны стали называть "странными" частицами, т.к. они показались совсем уж лишними и обладали рядом интересных свойств. В дальнейшем для описания поведения каонов и гиперонов пришлось ввести новый закон сохранения и ввести новое квантовое число – "странность".

11. В 60-е годы было открыто около 100 новых частиц с чрезвычайно малыми временами жизни порядка ядерных времен $\tau \sim 10^{-23} \div 10^{-22}$ с. В настоящее время таких частиц насчитывается более 300 и все они носят название резонансы.

12. В ноябре 1974 г. независимо друг от друга двумя группами американских ученых была открыта новая частица J/ψ йот-пси-частица. Открытие этой частицы было названо ноябрьской революцией в физике элементарных частиц, поскольку оно экспериментально подтвердило гипотезу кварков. До 1974 г. кварки многими физиками принимались в качестве некоторых вспомогательных объектов. Теперь кварки обрели физическую реальность.

13. В 1983 г. открыты промежуточные бозоны – переносчики слабого взаимодействия.

6.6.2. Классификация элементарных частиц

Общими характеристиками всех элементарных частиц являются: масса (в физике элементарных частиц массу принято выражать в энергетических единицах в соответствии с соотношением Эйнштейна); время жизни (стабильность), измеряемое в секундах; электрический заряд, который выражается в единицах элементарного заряда $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; величина собственного момента количества движения (спин). Кроме того, для характеристики элементарных частиц были введены специфические квантовые числа – лептонные и барионные заряды. Насколько известно в настоящее время, эти заряды (в отличие от электрического) не являются источниками каких либо силовых полей. Это просто квантовые числа, характеризующие внутренние свойства элементарных частиц, но во всех процессах рождения и взаимного превращения элементарных частиц выполняются, наряду с известными законами сохранения, законы сохранения лептонного и барионного зарядов. Также в физике элементарных частиц вводится ряд понятий с весьма экзотическими названиями: странность, очарование, красота, цвет и пр. Все эти термины не имеют никакого отношения к тому, в каком смысле они употребляются в обыденной жизни, это просто квантовые числа.

Каждой элементарной частице соответствует античастица. У частицы и античастицы массы, спины, времена жизни одинаковые, а прочие характеристики (электрический заряд, магнитный момент, лептонные и барионные заряды, странность, очарование, красота) одинаковы по абсолютной величине, но противоположны по знаку.

Частицы, которые, как считают в настоящее время, не имеют внутренней структуры, называются истинно элементарными или фундаментальными. К ним принято относить следующие частицы (и их античастицы): лептоны, кварки, фотоны и промежуточные бозоны W^\pm , Z^0 . Рассмотрим их.

1. Лептоны. К лептонам относятся: электроны, мюоны, τ -лептоны и три сорта нейтрино – электронное ν_e , мюонное ν_μ и τ -нейтрино ν_τ . Лептоны группируются в пары:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}.$$

Это объединение обусловлено тем, что каждый сорт нейтрино участвует в реакциях только вместе со своим партнером по паре (частицы в верхней строке таблицы имеют электрический заряд, равный заряду электрона, частицы в нижней строке нейтральны). Следует отметить, что лептоны не содержатся внутри распадающегося ядра или частицы, а рождаются в самом процессе распада, например при распаде нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$

2. Кварки. Кварки – это частицы, из которых, по современным представлениям, построены крупные частицы (адроны). К настоящему времени достоверно установлено существование пяти разновидностей кварков u , c , d , s и b . И совсем недавно поступали сообщения об открытии t -кварка. Все кварки имеют спин $1/2$, барионный заряд $1/3$ и обладают дробным электрическим зарядом $+2/3$ или $-1/3$. Частицы, расположенные в верхней части таблицы имеют заряд $+2/3$, а в нижней – $-1/3$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

Протон состоит из двух u -кварков и одного d -кварка ($p \rightarrow uud$), нейтрон состоит из одного u -кварка и двух d -кварков ($n \rightarrow ddu$). Согласно современной теории каждый кварк может быть в трех состояниях, характеризуемых значением квантового числа, названного цветом (значения этого квантового числа - красный R, зеленый G, голубой B). Сейчас принято считать, что в свободном состоянии кварки существовать не могут.

3. Фотоны, промежуточные (или векторные) бозоны, гравитоны и глюоны. Все эти частицы являются переносчиками одного из четырех фундаментальных взаимодействий, поэтому одновременно с рассмотрением каждой из частиц, будем рассматривать и соответствующее взаимодействие.

В настоящее время в природе известно четыре вида фундаментальных взаимодействий: электромагнитное, гравитационное, слабое^{*)} и сильное.

а). Электромагнитное взаимодействие. Оно сводится к взаимодействию электрических зарядов (и магнитных моментов) частиц с электромагнитным полем. Электромагнитное взаимодействие (ЭВ) обеспечивает связь электронов в атомах, ионов в кристаллах, атомов в молекулах. Электромагнитное взаимодействие (наряду с тяготением) играет основную роль в окружающем нас макроскопическом мире. Им объясняются непосредственно воспринимаемые нами силы природы: упругие, вязкие, молекулярные, химические и пр. ЭВ обладает бесконечным радиусом и сравнительно большой интенсивностью, благодаря чему активно проявляется на всех масштабных уровнях: в мегамире, макромире и микромире. С квантовой точки зрения носителем электромагнитного взаимодействия являются кванты электромагнитного поля (фотоны), а процесс электромагнитного взаимодействия сводится к испусканию и поглощению виртуального фотона.

^{*)} Существует теория, в которой электромагнитное и слабое взаимодействие объединены в единый тип. На расстояниях от силового центра, меньших радиуса действия слабых сил (10^{-16} см), различие между электромагнитным и слабым взаимодействием исчезает.

б). Гравитационное взаимодействие. Оно доминирует в случае макроскопических масс (планет, звезд). Но в мире элементарных частиц, ввиду малости их масс, это взаимодействие ничтожно. Предполагается, что носителями гравитационного взаимодействия являются кванты поля тяготения – гравитоны. В настоящее время их существование не обнаружено. Радиус действия электромагнитного и гравитационного взаимодействий не ограничен.

в). Слабое взаимодействие. Слабое взаимодействие вызывает, например, β -распад радиоактивных ядер и, наряду с электромагнитными силами, объясняет поведение лептонов. Оно является короткодействующим, радиус действия порядка 10^{-16} см. Интенсивность слабого взаимодействия гораздо меньше интенсивности электромагнитного взаимодействия. Носителем слабого взаимодействия являются векторные бозоны W^+ , W^- и Z^0 . Частицы W^+ и W^- обладают единичным положительным и отрицательным зарядом соответственно, частица Z^0 – нейтральная. Это тяжелые частицы. В слабом взаимодействии участвуют все элементарные частицы (кроме фотона и гравитона).

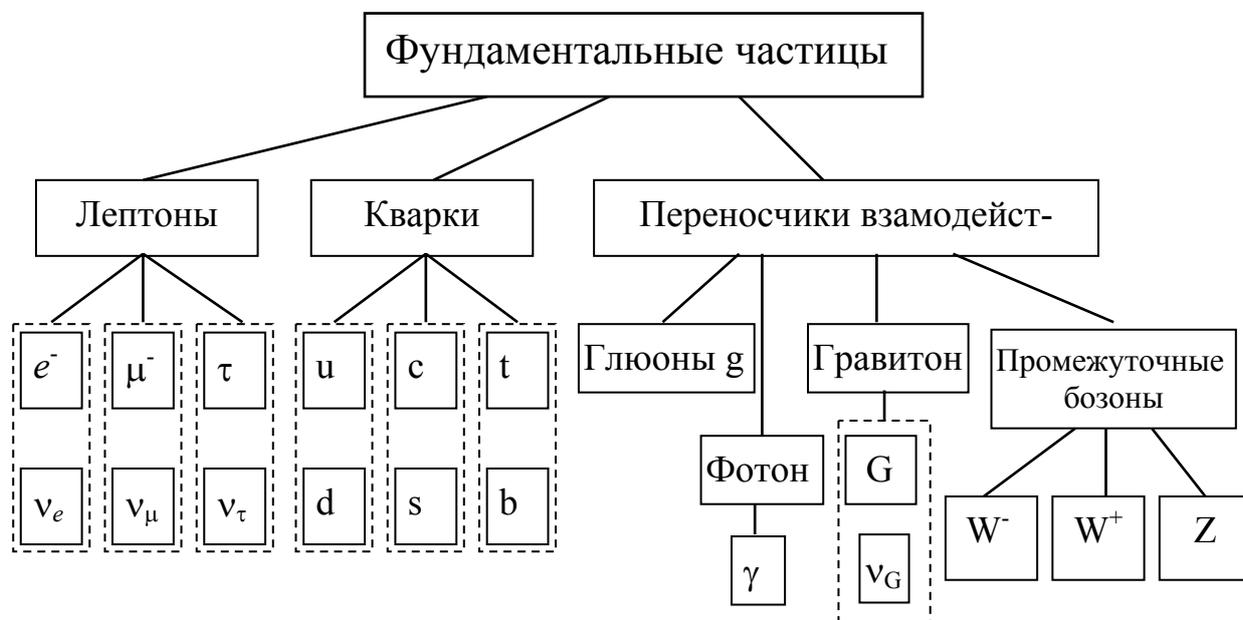


Рис.6.5

г) Сильное (ядерное) взаимодействие. Сильное взаимодействие обеспечивает самую сильную связь элементарных час-

тиц, в частности, связь между нуклонами в атомных ядрах. Оно присуще большинству элементарных частиц, так называемых адронов (протон, нейтрон, гипероны, мезоны и т.д.). Сильное взаимодействие - короткодействующее, радиус его действия порядка 10^{-13} см. Сильное взаимодействие не зависит от знака электрического заряда взаимодействующих частиц, т.е. обладает зарядовой независимостью. Оно также обладает свойством насыщения, т.е. в атомном ядре каждый нуклон взаимодействует с ограниченным числом нуклонов. По современным представлениям сильное взаимодействие осуществляется путем обмена между кварками, из которых состоят адроны, частицами с нулевой массой покоя и спином 1 – глюонами. Предполагается существование восьми глюонов.

На рис.6.5. приведены частицы, которые на сегодняшний день считаются фундаментальными.

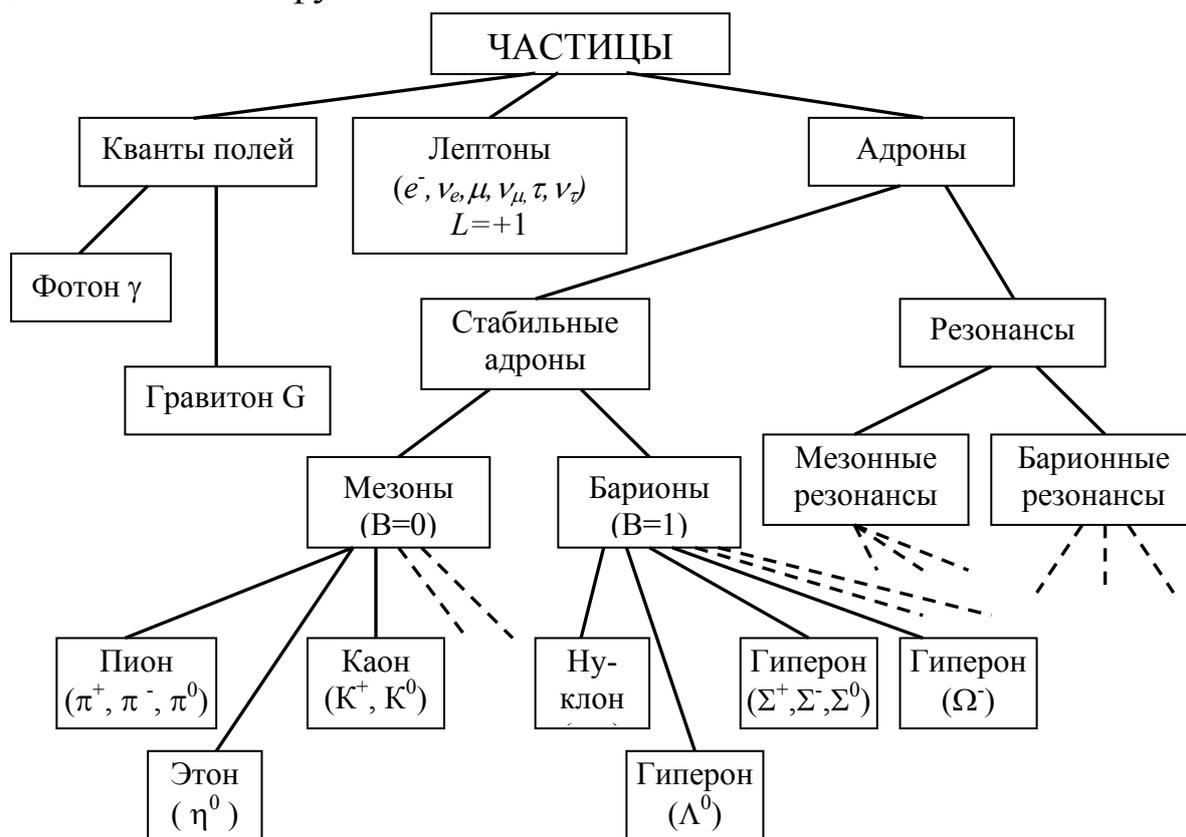


Рис.6.6

В зависимости от участия в тех или иных видах взаимодействия, элементарные частицы, за исключением фотона и гравито-

на, разбивают на две группы – адроны и лептоны (см.рис.6.6). Адроны участвуют в сильном взаимодействии, наряду с электромагнитным и слабым; лептоны участвуют только в электромагнитном и слабом взаимодействиях. Остановимся несколько подробнее на адронах.

Адроны обладают сложной внутренней структурой. Они разделяются на две подгруппы: барионы и мезоны (включая барионные и мезонные резонансы. Резонансами называли частицы, распадающиеся за счет сильного взаимодействия, с временем жизни порядка 0 с.

Барионами называют адроны с полуцелым спином и массой, не меньшими массы протона. К ним относятся нуклоны (протоны и нейтроны) и гипероны (Λ^0 , Σ^+ , Σ^0 , Ω^- и др.). Нуклоны – самые легкие барионы. Протон – единственный стабильный барион, все остальные барионы нестабильны и путем последовательного распада превращаются в нуклоны и легкие частицы: π -мезоны, электроны, нейтрино, γ -кванты. Все барионы обладают отличным от нуля барионным зарядом, суммарная величина которого сохраняется во всех взаимных превращениях элементарных частиц.

Мезонами называют нестабильные адроны, обладающие нулевым или целочисленным спином. Сюда относятся π -мезоны, K -мезоны и др. Свое название они получили потому, что массы первых открытых мезонов имеют промежуточное значение между массами протона и электрона (от греческого "промежуточный"). В дальнейшем было открыто много мезонов, масса которых превосходит массу протона.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Тепловое излучение	4
2. Квантовые свойства света	18
3. Спектры излучения атомов. Теория атома водорода	31
4. Основы квантовой механики	44
5. Основы квантовой электроники	58
6. Основы ядерной физики и физики элементарных частиц	70

Антонина Ивановна Бугрова
Валентин Александрович Горбаренко
Елена Дмитриевна Мишина
Юрий Иванович Туснов

ИЗЛУЧЕНИЕ, АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА

Учебное пособие

Редактор В.А. Горбаренко
Литературный редактор Л.В. Омелянович

Подписано в печать . Формат 60x84 1/16
Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. . Усл. кр.-отт. . Уч.-изд.л. .
Тираж 1000 экз. С 339

Московский государственный институт радиотехники
Электроники и автоматики (технический университет)
119454 москва, просп. Вернадского, 78