

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
1. ОПТИКА	6
1.1. Геометрическая оптика. Корпускулярно-волновая теория света.....	6
1.1.1. Оптика и ее виды	6
1.1.2. Геометрическая оптика	7
1.1.3. Развитие взглядов на природу света	12
1.2. Волновая оптика. Интерференция света	16
1.2.1. Интерференция световых волн	16
1.2.2. Опыт Юнга	19
1.2.3. Когерентность и монохроматичность	21
1.2.4. Методы наблюдения интерференции	24
1.2.5. Интерференция в тонких пленках	27
1.2.6. Применение интерференции света	32
1.3. Дифракция света.....	34
1.3.1. Принцип Гюйгенса – Френеля	34
1.3.2. Метод зон Френеля.....	36
1.3.3. Дифракция Френеля от простейших преград	38
1.3.4. Дифракция в параллельных лучах (дифракция Фраунгофера).....	40
1.3.5. Дифракция на пространственных решетках. Дифракция рентгеновских лучей	43
1.4. Взаимодействие света с веществом.....	46
1.4.1. Дисперсия света.....	46
1.4.2. Нормальная и аномальная дисперсия.....	48
1.4.3. Поглощение (абсорбция) света	50
1.5. Поляризация света. Элементы кристаллооптики	53
1.5.1. Естественный и поляризованный свет	53
1.5.2. Поляризация при отражении и преломлении	57
1.5.3. Двойное преломление света	58
1.5.4. Закон Малюса	61
1.5.5. Искусственная анизотропия	63

2. КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА	66
2.1. Квантовая природа излучения.....	66
2.1.1 Люминесценция и тепловое излучение.....	66
2.1.2. Закон Кирхгофа	67
2.1.3. Закон Стефана – Больцмана	70
2.1.4. Закон смещения Вина	70
2.1.5. Формула Рэля – Джинса.....	71
2.1.6. Формула Планка. Гипотеза о квантах	72
2.2. Квантовые явления в оптике	73
2.2.1. Фотоэффект и его виды	73
2.2.2. Законы внешнего фотоэффекта.....	76
2.2.3. Фотонная теория света. Масса, энергия и импульс фотона	76
2.2.4. Эффект Комптона.....	81
2.2.5. Тормозное рентгеновское излучение	81
2.2.6. Давление света	83
2.2.7. Двойственная природа света	85
2.3. Волновые свойства микрочастиц вещества.....	86
2.3.1. Гипотеза де Бройля	86
2.3.2. Дифракция частиц	88
2.3.3. Корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц вещества	92
2.4. Элементы квантовой механики.....	93
2.4.1. Физический смысл волн де Бройля	93
2.4.2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга	94
2.4.3. Понятие о волновой функции	97
2.4.4. Уравнение Шредингера	100
2.5. Движение частицы в потенциальной яме.....	101
2.5.1. Движение свободной частицы	101
2.5.2. Частица в одномерной прямоугольной яме	102
2.5.3. Гармонический осциллятор в квантовой механике	106
2.5.4. Прохождение частиц сквозь потенциальный барьер. Туннельный эффект	108

3. АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.	
ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ	111
3.1. Модели атомов. Атом водорода по теории бора	111
3.1.1. Закономерности в атомных спектрах	111
3.1.2. Ядерная модель атома (модель Резерфорда)	113
3.1.3. Элементарная теория Бора	114
3.1.4. Опыт Франка и Герца.....	118
3.2. Водородоподобные системы в квантовой механике	119
3.2.1. Квантово-механическая картина строения атома	119
3.2.2. Квантовые числа.....	122
3.2.3. Пространственное квантование	126
3.2.4. Спин электрона. Опыт Штерна и Герлаха	128
3.3. Многоэлектронные атомы.....	131
3.3.1. Принципы неразличимости тождественных частиц. Фермионы и бозоны.....	131
3.3.2. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям	133
3.3.3. Периодическая система химических элементов Д.И. Менделеева	136
3.4. Физика атомного ядра	139
3.4.1. Заряд, масса, размер и состав атомного ядра.....	139
3.4.2. Энергия связи ядер. Дефект массы	141
3.4.3. Ядерные силы	144
3.4.4. Радиоактивность	145
3.4.5. Ядерные реакции и их основные типы.....	149
3.4.6. Деление ядер	150
3.4.7. Синтез ядер	156
3.4.8. Управляемый синтез	157
3.4.9. Радиационная безопасность	160
3.5. Физика элементарных частиц.....	163
3.5.1. Общие сведения об элементарных частицах	163
3.5.2. Виды взаимодействий	165
3.5.3. Краткая классификация и свойства частиц.....	166
3.5.4. Странные частицы.....	169
3.5.5. Кварки и глюоны	170
3.5.6. Виды взаимодействий и их великое объединение	175

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	179
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	180
Приложение I. ОТ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ К КВАНТОВОМУ КОМПЬЮТЕРУ	181
Копенгагенская интерпретация волновой функции	181
Интерпретация Шредингера	182
Наблюдатель	185
Нелокальность нашего Мира	187
Наблюдатель и декогеренция	187
Запутанные состояния и квантовые корреляции	188
На пороге эры квантовых компьютеров	193
Приложение II. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ И ФОРМУЛЫ.....	197
1. Геометрическая и волновая оптика.....	197
Геометрическая оптика	197
2. Волновая оптика. Интерференция света	198
Дифракция света.....	199
Взаимодействие света с веществом	199
Поляризация света.....	199
3. Квантовая механика. Атомная и ядерная физика.	
Физика элементарных частиц.....	200
Квантовая природа излучения.....	200
Квантовые явления в оптике	200
Волновые свойства микрочастиц вещества	201
Элементы квантовой механики.....	201
Движение частицы в одномерной потенциальной яме.....	202
Модели атомов. Атом водорода по теории Бора.....	203
Водородоподобные системы в квантовой механике.....	204
Физика атомного ядра и элементарных частиц.....	205
Приложение III. СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ	207

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшая задача курса физики – формирование у студентов представлений о современной физической картине мира. В классической физике, описывающей макромир, материя представлена в виде вещества и поля. Вещество состоит из атомов и молекул. Атомы и молекулы хотя и малы, но принадлежат к числу наиболее крупных по размеру представителей микромира, объекты которого имеют характерные размеры – меньше 10^{-9} м.

Следующие, более мелкие по размерам, объекты микромира – составные части атомов: электроны и атомные ядра. Электроны и нуклоны (протоны и нейтроны, входящие в состав ядра) считаются по традиции элементарными частицами. Причем электроны относятся к так называемым фундаментальным элементарным частицам (неделимым), а протоны и нейтроны – составные частицы, они образованы из более мелких частиц, называемых кварками.

Какие мощные силы заставляют одноименно заряженные протоны притягиваться друг к другу в ядре, почему отрицательный электрон не падает на положительное ядро? Почему ядра атомов, состоящие из протонов (период полураспада которых $\sim 10^{20}$ лет) и нейтронов (период полураспада которых всего ~ 11 минут), остаются стабильными на протяжении, по крайней мере для Земли, $\sim 4,5$ млрд лет? Какие сильные и слабые взаимодействия осуществляются между элементарными частицами? Как связать их с гравитационным взаимодействием, присущим всем телам и частицам? Эти и другие вопросы мы будем обсуждать в данном разделе общего курса физики. От решения этих вопросов во многом зависит ускорение развития науки и техники.

Для удобства работы с данным пособием в приложении приведены фундаментальные физические константы, таблицы физических величин и некоторые справочные данные.

Материал пособия основан на содержании учебных пособий «Курс лекций по физике», электронные версии которых размещены на сайте научно-технической библиотеки ТПУ <http://www.lib.tpu.ru>.

Авторы с благодарностью примут все замечания и пожелания читателей, способствующие улучшению курса, по адресу krogozi@mail.ru, smit@tpu.ru.

1. ОПТИКА

1.1. Геометрическая оптика. Корпускулярно-волновая теория света

1.1.1. Оптика и ее виды

Оптика (от греч. *optike* – наука о зрительных восприятиях) – *раздел физики, в котором изучаются оптическое излучение (свет), его распространение и явления, наблюдаемые при взаимодействии света и вещества.*

Оптическое излучение представляет собой электромагнитные волны, и поэтому оптика – часть общего учения об электромагнитном поле.

Оптический диапазон длин волн λ ограничен, с одной стороны, рентгеновскими лучами, а с другой – микроволновым диапазоном радиоизлучения.

Оптику принято подразделять на геометрическую, физическую и физиологическую.

Геометрическая оптика, не рассматривая вопрос о природе света, исходит из эмпирических законов его распространения и использует представление о световых лучах, отражающихся и преломляющихся на границах сред с разными оптическими свойствами и прямолинейных в оптически однородной среде.

Наибольшее значение геометрическая оптика имеет для расчета и конструирования оптических приборов – от очковых линз до сложных объективов и огромных астрономических инструментов.

Физическая оптика рассматривает проблемы, связанные с процессами испускания света, природой света и световых явлений.

Простейшие оптические явления, например возникновение теней и получение изображений в оптических приборах, могут быть поняты в рамках геометрической оптики. Для понимания более сложных явлений нужна *физическая оптика*. Физическая оптика позволяет установить границы применимости законов геометрической оптики. Без знания этих границ формальное применение законов геометрической оптики может привести к результатам, противоречащим опыту.

Физиологическая оптика изучает строение и функционирование всего аппарата зрения – от глаза до коры мозга; разрабатывается теория зрения, восприятия света и цвета.

Результаты физиологической оптики используются в медицине, физиологии, технике при разработке разнообразных устройств – от осветительных приборов и очков до цветного кино и телевидения.

1.1.2. Геометрическая оптика

Основные законы геометрической оптики известны ещё с древних времен. Платон (430 г. до н.э.) установил закон прямолинейного распространения света. В трактатах Евклида формулируется закон прямолинейного распространения света и закон равенства углов падения и отражения. Аристотель и Птолемей изучали преломление света. Но точных формулировок этих **законов геометрической оптики** греческим философам найти не удалось.

Геометрическая оптика является предельным случаем волновой оптики, когда **длина световой волны стремится к нулю**.

В основу формального построения геометрической оптики положено понятие **светового луча** и **четыре закона**, установленных опытным путем:

- закон прямолинейного распространения света;
- закон независимости световых лучей;
- закон отражения;
- закон преломления света.

Для анализа этих законов нидерландский ученый Х. Гюйгенс предложил простой и наглядный метод, названный впоследствии **принципом Гюйгенса**.

*Каждая точка, до которой доходит световое возбуждение, является, в свою очередь, **центром вторичных волн**; поверхность, огибающая в некоторый момент времени эти вторичные волны, указывает положение к этому моменту фронта действительно распространяющейся волны.*

Основываясь на своем методе, Гюйгенс объяснил **прямолинейность распространения света** и вывел **законы отражения** и **преломления**.

Закон прямолинейного распространения света: свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Доказательством этого закона является наличие тени с резкими границами от непрозрачных предметов при освещении их источниками малых размеров.

Тщательные эксперименты показали, однако, что этот закон нарушается, если свет проходит через очень малые отверстия, причем от-

клонение от прямолинейности распространения тем больше, чем меньше отверстия.

Тень, отбрасываемая предметом, обусловлена **прямолинейностью распространения световых лучей** в оптически однородных средах.

Астрономической иллюстрацией **прямолинейного распространения света** и, в частности, образования тени и полутени может служить затмение одних планет другими, например **затмение Луны**, когда Луна попадает в тень Земли (рис. 1.1.1). Вследствие взаимного движения Луны и Земли тень Земли перемещается по поверхности Луны, и лунное затмение проходит через несколько частных фаз (рис. 1.1.2).

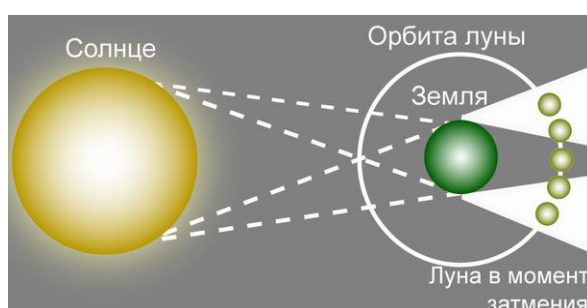


Рис. 1.1.1

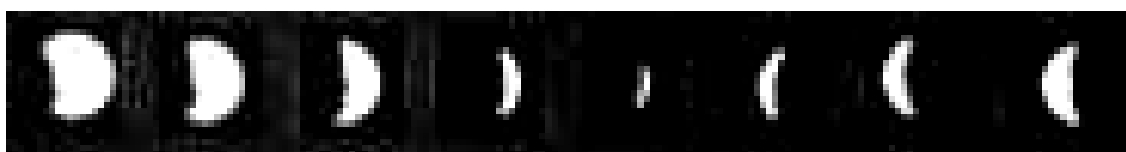


Рис. 1.1.2

Закон независимости световых пучков:

- эффект, производимый отдельным пучком, не зависит от того, действуют ли одновременно остальные пучки или они устраниены.

Разбивая световой поток на отдельные световые пучки (например, с помощью диафрагм), можно показать, что действие выделенных световых пучков независимо.

Закон отражения (рис. 1.1.3):

- отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе раздела двух сред в точке падения;

- угол падения α равен углу отражения γ : $\alpha = \gamma$.

Закон преломления (закон Снелиуса), рис. 1.1.4:

- луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела в точке падения, лежат в одной плоскости;

- отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c}{v} = n.$$

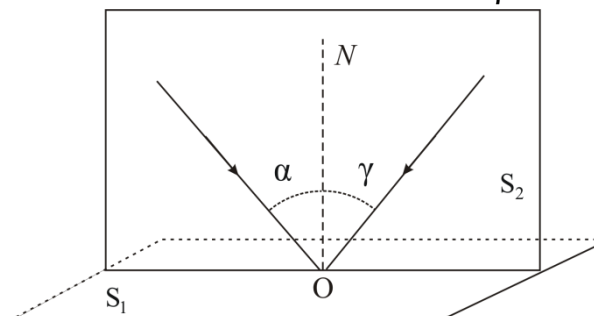


Рис. 1.1.3

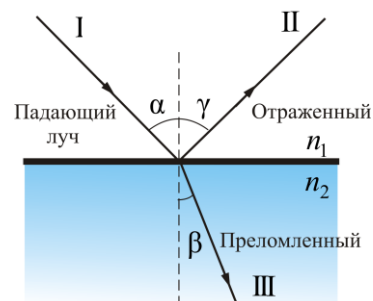


Рис. 1.1.4

Несколько иная формулировка закона распространения света была дана французским математиком и физиком П. Ферма.

Согласно **принципу Ферма**, свет распространяется между двумя точками по пути, для прохождения которого необходимо **наименьшее время**.

Принцип Ферма сохранил свое значение до наших дней и послужил основой для общей формулировки законов механики (в т.ч. теории относительности и квантовой механики).

Из принципа Ферма вытекают несколько следствий.

Обратимость световых лучей: если обратить луч III (рис. 1.1.4), заставив его падать на границу раздела под углом β , то преломленный луч в первой среде будет распространяться под углом α , т.е. пойдет в обратном направлении вдоль луча I.

Другой пример – мираж, который часто наблюдают путешественники на раскаленных солнцем дорогах (рис. 1.1.5). Они видят впереди оазис, но когда приходят туда, кругом оказывается песок. Сущность в том, что мы видим в этом случае свет, прошедший над песком. Воздух сильно раскален над самой дорогой, а в верхних слоях холоднее. Горячий воздух, расширяясь, становится более разреженным и скорость света в нем больше, чем в холодном. Поэтому свет проходит не по прямой, а по траектории с наименьшим временем, заворачивая в теплые слои воздуха. На рис. 1.1.6 изображен так называемый «верхний мираж».

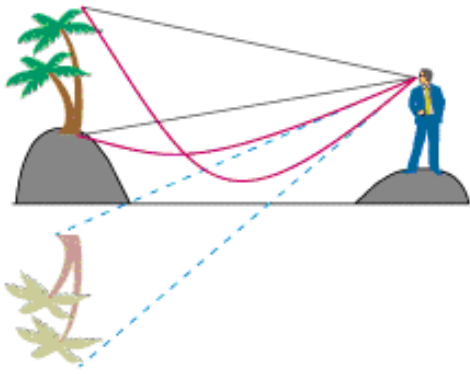


Рис. 1.1.5

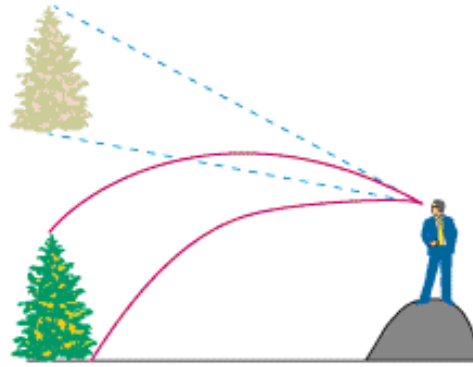


Рис. 1.1.6

Если свет распространяется из **среды с большим показателем преломления n_1** (оптически более плотной) **в среду с меньшим показателем преломления n_2** (оптически менее плотной, $n_1 > n_2$), например из стекла в воздух, то, согласно закону преломления, **преломленный луч удаляется от нормали** и угол преломления β больше, чем угол падения α (рис. 1.1.7, а).

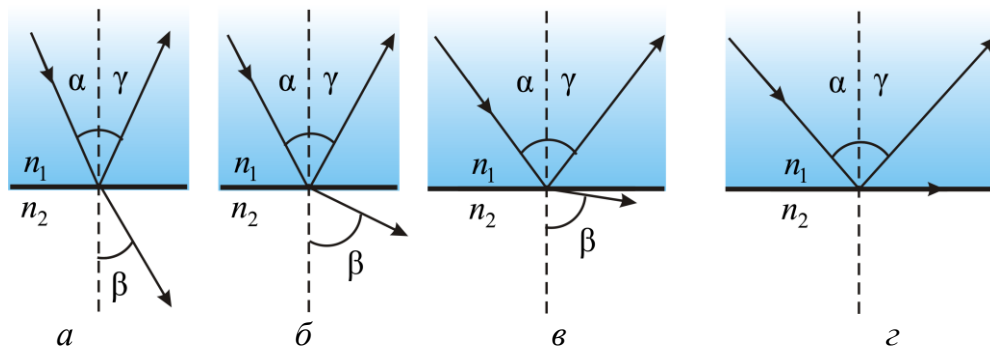


Рис. 1.1.7

С увеличением угла падения увеличивается угол преломления (рис. 1.1.7, б, в) до тех пор, пока при некотором угле падения ($\alpha = \alpha_{\text{пр}}$) угол преломления не окажется равным $\pi/2$.

Угол $\alpha_{\text{пр}}$ называется **предельным углом**. При углах падения $\alpha > \alpha_{\text{пр}}$ весь падающий свет полностью отражается (рис. 1.1.7, г):

- По мере приближения угла падения к предельному интенсивность преломленного луча уменьшается, а отраженного – растет.
- Если $\alpha = \alpha_{\text{пр}}$, то интенсивность преломленного луча обращается в нуль, а интенсивность отраженного равна интенсивности падающего (рис. 1.1.7, г).

- Таким образом, при углах падения в пределах от $\alpha_{\text{пр}}$ до $\pi/2$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы. Это явление называется **полным отражением**.

Предельный угол $\alpha_{\text{пр}}$ определяется из формулы

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \pi/2;$$

$$\alpha_{\text{пр}} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}.$$

Явление полного отражения используется в призмах полного отражения (рис. 1.1.8).

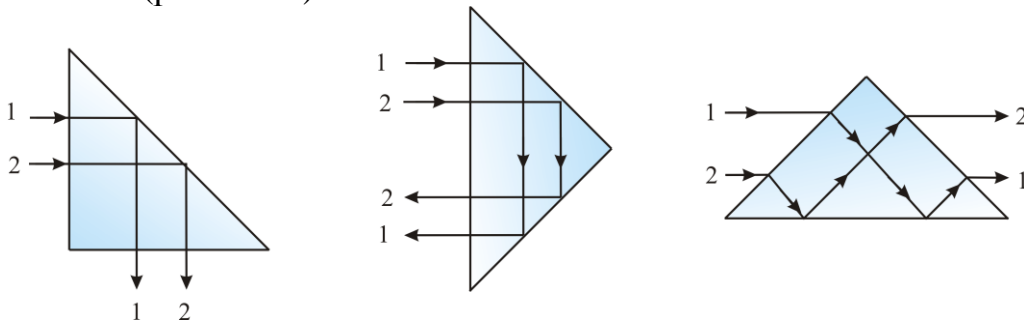


Рис. 1.1.8

Показатель преломления стекла равен $n \approx 1,5$, поэтому предельный угол для границы *стекло – воздух* $\alpha_{\text{пр}} = \arcsin (1/1,5) = 42^\circ$.

При падении света на границу *стекло – воздух* при $\alpha > 42^\circ$ всегда будет иметь место полное отражение.

На рис. 1.1.8 показаны призмы полного отражения, позволяющие:

- а) повернуть луч на 90° ;
- б) повернуть изображение;
- в) обернуть лучи.

Призмы полного отражения применяются в оптических приборах (например: в биноклях, перископах), а также в рефрактометрах, позволяющих определять показатели преломления тел (по закону преломления, измеряя $\alpha_{\text{пр}}$, определяем относительный показатель преломления двух сред, а также абсолютный показатель преломления одной из сред, если показатель преломления второй среды известен).

Явление полного отражения используется также в **световодах**, представляющих собой тонкие, произвольным образом изогнутые нити (волокна) из оптически прозрачного материала.

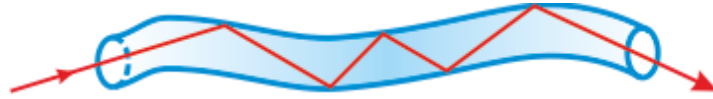


Рис. 1.1.9

В волоконных деталях применяют стеклянное волокно, световедущая жила (сердцевина) которого окружается стеклом – оболочкой из другого стекла с меньшим показателем преломления. Свет, падающий на торец световода *под углом больше предельного*, претерпевает на поверхности раздела сердцевин и оболочки *полное отражение* и распространяется только по световедущей жиле.

Современные оптические волокна имеют разные модификации и бывают одномодовыми и многомодовыми (рис. 1.1.10).

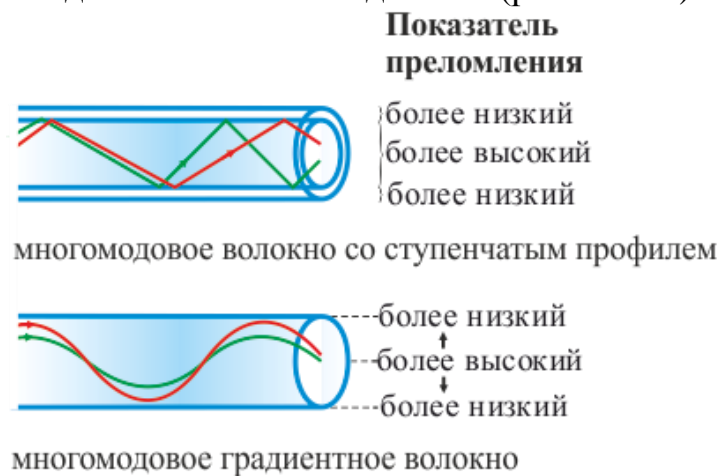


Рис. 1.1.10

Световоды используются при создании *телеграфно-телефонных кабелей большой емкости*. Кабель состоит из сотен и тысяч оптических волокон, тонких, как человеческий волос. По такому кабелю, толщиной в обычный карандаш, можно одновременно передавать до восьмидесяти тысяч телефонных разговоров.

Кроме того, световоды используются в оптоволоконных электронно-лучевых трубках, в электронно-счетных машинах, для кодирования информации, в медицине (например, диагностика желудка), для целей интегральной оптики.

1.1.3. Развитие взглядов на природу света

Первые представления *о природе света*, возникшие у древних греков и египтян, в дальнейшем, по мере изобретения и усовершенствования различных оптических приборов, развивались и трансформировались.

В средние века стали известны эмпирические правила построения изображений, даваемых линзами. В 1590 г. З. Янсен построил первый микроскоп, в 1609 г. Г. Галилей изобрел телескоп. Количественный закон преломления света при прохождении границы раздела двух сред установил в 1620 г. В. Снеллиус. Математическая запись этого закона в виде $\sin \alpha / \sin \beta = \text{const}$ принадлежит Р. Декарту (1637 г.). Он же попытался объяснить этот закон, исходя из *корпускулярной теории*. Впоследствии формулировкой принципа Ферма (1660 г.) был завершен фундамент построения геометрической оптики.

Дальнейшее развитие оптики связано с открытиями *дифракции* и *интерференции* света (Ф. Гримальди, 1665 г.), *двойного лучепреломления* (Э. Бартолин, 1669 г.) и с работами И. Ньютона, Р. Гука, Х. Гюйгенса.

В конце XVII в. на основе многовекового опыта и развития представлений о свете возникли две мощные теории света – *корпускулярная* (Ньютон – Декарт) и *волновая* (Гук – Гюйгенс).

Корпускулярные воззрения на природу света И. Ньютон развил в стройную теорию истечения. *Свет – корпускулы*, испускаемые телами и летящие с огромной скоростью. К анализу движения световых корпускул Ньютон, естественно, применил сформулированные им законы механики. Из этих представлений он легко вывел законы отражения и преломления света (рис. 1.1.11).

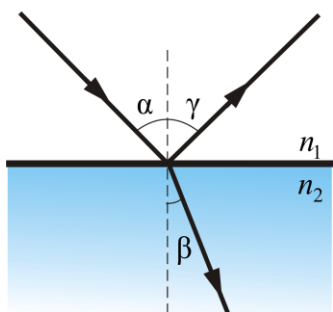


Рис. 1.1.11

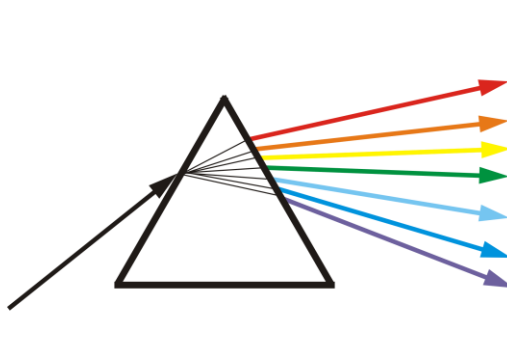


Рис. 1.1.12

Однако из рассуждений Ньютона следовало, что *скорость света в веществе больше скорости света в вакууме*: $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v}{c} = n$.

Кроме того, в 1666 г. Ньютон показал, что белый свет является составным и содержит «чистые цвета», каждый из которых характеризуется своей преломляемостью (рис. 1.1.12), т.е. дал понятие дисперсии света. Эта особенность была объяснена различием масс корпускул.

В то же время, в XVII в. (наряду с концепцией Декарта – Ньютона) развивалась противоположная, **волновая, теория** Гука – Гюйгенса о том, что *свет есть процесс распространения продольных деформаций в некоторой среде, пронизывающей все тело, – в мировом эфире.*

К концу XVII в. в оптике сложилось весьма своеобразное положение. И та и другая теории объясняли основные оптические закономерности: прямолинейность распространения, законы отражения и преломления. Дальнейшие попытки более полного объяснения наблюдаемых фактов приводили к затруднению в обеих теориях.

Гюйгенс не смог объяснить физической причины наличия различных цветов и механизм изменения скорости распространения света в эфире, пронизывающем различные среды.

Ньютону трудно было объяснить, почему при падении на границу двух сред происходит частичное и отражение, и преломление, а также интерференцию и дисперсию света. Однако огромный авторитет Ньютона и незавершенность волновой теории привели к тому, что весь XVIII в. прошел под знаком корпускулярной теории.

Начало XIX в. характеризуется интенсивным развитием математической *теории колебаний и волн* и ее приложением к объяснению ряда оптических явлений. В связи с работами Т. Юнга и О. Френеля победа временно перешла к *волновой оптике*:

- 1801 г. – Т. Юнг формулирует принцип интерференции и объясняет цвета тонких пленок.
- 1818 г. – О. Френель объясняет явление дифракции.
- 1840 г. – О. Френель и Д. Арго исследуют интерференцию поляризованного света и доказывают поперечность световых колебаний.
- 1841 г. – О. Френель строит теорию кристаллооптических колебаний.
- 1849 г. – А. Физо измерил скорость света и рассчитал по волновой теории коэффициент преломления воды $n = 1,33$, что совпало с экспериментом.
- 1848 г. – М. Фарадей открыл вращение плоскости поляризации света в магнитном поле (эффект Фарадея).
- 1860 г. – Дж. Максвелл, основываясь на открытии Фарадея, пришел к выводу, что свет есть электромагнитные волны, а не упругие.
- 1888 г. – Г. Герц экспериментально подтвердил, что электромагнитное поле распространяется со скоростью света c .
- 1899 г. – П.Н. Лебедев измерил давление света.

Казалось, что спор полностью решен в пользу волновой теории света, т.к. в середине XIX в. были обнаружены факты, указывающие на связь и аналогию оптических и электрических явлений. Фарадеем, Мак-

светом и другими учеными было показано, что свет – частный случай электромагнитной волны с $\lambda = 400 - 760$ нм. Только этот интервал длин волн оказывает воздействие на наш глаз и является собственно светом. Но и более длинные, и более короткие волны имеют одну и ту же природу, что и свет.

Однако, несмотря на огромные успехи в электромагнитной теории света, к концу XIX в. начали накапливаться новые факты, противоречащие волновой теории света. Волновая теория не смогла объяснить распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела и явление фотоэффекта, которое в 1890 г. исследовал А.Г. Столетов.

В 1900 г. Макс Планк показал, что излучение абсолютно черного тела можно объяснить, если предположить, что свет излучается не непрерывно, а порциями, **квантами** с энергией $E_0 = h\nu$, где ν – частота, h – постоянная Планка.

В 1905 г. Альберт Эйнштейн объяснил закономерности фотоэффекта на основе представления о световых частицах – **квантах** света, **фотонах**, масса которых

$$m_{\text{ф}} = \frac{E_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}.$$

Это соотношение связывает *корпускулярные характеристики излучения, массу и энергию кванта, с волновыми – частотой и длиной волны.*

Работы Планка и Эйнштейна явились началом развития **квантовой физики**.

Итак, обе теории – и волновая, и квантовая – одновременно развивались, имея свои несомненные достоинства и недостатки, и как бы дополняли друг друга. Ученые уже начали приходить к мнению, что свет является одновременно и волнами, и корпускулами. И вот в 1922 г. А. Комптон окончательно доказал, что рентгеновские электромагнитные волны – одновременно и корпускулы (фотоны, кванты), и волны.

Таким образом, длительный путь исследований привел к современным представлениям о **двойственной корпускулярно-волновой природе света**.

Интерес к оптическим явлениям понятен. Около 80 % информации об окружающем мире человек получает через зрение. Оптические явления всегда наглядны и поддаются количественному анализу. Очень многие основополагающие понятия, такие как интерференция, дифракция, поляризация и др., в настоящее время широко используются в областях, далеких от оптики, благодаря их предметной наглядности и точности теоретических представлений.

Примерно до середины XX столетия казалось, что оптика как наука закончила развитие. Однако в последние десятилетия в этой области физики произошли революционные изменения, связанные как с открытием новых закономерностей (принципы квантового усиления, лазеры), так и с развитием идей, основанных на классических и хорошо проверенных представлениях.

Наиболее важное событие в современной оптике – экспериментальное обнаружение методов генерации вынужденного излучения атомов и молекул – создание оптического квантового генератора (лазера) (А.М. Прохоров, Н.Г. Басов и Ч. Таунс, 1954 г.).

В современной физической оптике квантовые представления не противоречат волновым, а сочетаются на основе квантовой механики и квантовой электродинамики.

1.2. Волновая оптика. Интерференция света

1.2.1. Интерференция световых волн

Волновые свойства света наиболее отчетливо обнаруживают себя в *интерференции* и *дифракции*. Эти явления характерны для волн любой природы и сравнительно просто наблюдаются на опыте для волн на поверхности воды или для звуковых волн. Наблюдать же интерференцию и дифракцию световых волн можно лишь при определенных условиях. Свет, испускаемый обычными (нелазерными) источниками, не бывает строго монохроматическим. Поэтому для наблюдения интерференции свет от одного источника нужно разделить на два пучка и затем наложить их друг на друга. Существующие экспериментальные методы получения когерентных пучков из одного светового пучка можно разделить на *два класса*.

В *методе деления волнового фронта* пучок пропускается, например, через два близко расположенных отверстия в непрозрачном экране (опыт Юнга). Такой метод пригоден лишь при достаточно малых размерах источника.

В другом методе пучок делится на одной (или нескольких) частично отражающей, частично пропускающей поверхности. Этот метод *деления амплитуды* может применяться и при протяженных источниках. Он обеспечивает большую интенсивность и лежит в основе действия разнообразных интерферометров. В зависимости от числа интерферирующих пучков различают двулучевые и многолучевые интерферо-

метры. Они имеют важные практические применения в технике, метрологии и спектроскопии.

Пусть две волны одинаковой частоты, накладываясь друг на друга, возбуждают в некоторой точке пространства колебания одинакового направления:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1);$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2),$$

где под x подразумевается напряженность электрического E и магнитного H полей волны, которые подчиняются принципу суперпозиции.

Амплитуда результирующего колебания при сложении колебаний, направленных вдоль одной прямой, находится по формуле

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Если разность фаз колебаний, возбужденных волнами в некоторой точке пространства, остается постоянной во времени, то такие волны называются когерентными.

В случае некогерентных волн разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ непрерывно изменяется, принимая с равной вероятностью любые значения, вследствие чего среднее по времени значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ равно нулю (изменяется от -1 до $+1$). Поэтому $A^2 = A_1^2 + A_2^2$.

Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды: $J = A^2$. Отсюда можно сделать вывод, что для некогерентных источников интенсивность результирующей волны всюду одинакова и равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн в отдельности:

$$J = J_1 + J_2 = 2J_1. \quad (1.2.1)$$

В случае когерентных волн $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \text{const}$ (для каждой точки пространства), так что

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1J_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1.2.2)$$

Последнее слагаемое в этом выражении $2\sqrt{J_1J_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ называется **интерференционным членом**.

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, $J > J_1 + J_2$ (в максимуме $J = 4J_1$), где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $J < J_1 + J_2$ (в минимуме $J = 0$). Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают

максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется **интерференцией света**.

Устойчивая интерференционная картина получается лишь при сложении когерентных волн. Некогерентность естественных источников света обусловлена тем, что излучение тела складывается из волн, испускаемых многими атомами. Фазы каждого **цуга волны** никак не связаны друг с другом. Атомы излучают хаотически.

*Периодическая последовательность горбов и впадин волн, образующихся в процессе акта излучения одного атома, называется **цугом волн**, или **волновым цугом**.*

Процесс излучения одного атома длится примерно 10^{-8} с. При этом длина цуга $l = ct = 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-8} = 3$ м.

В одном цуге укладывается примерно 10^7 длин волн.

Условие максимума и минимума интерференции

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в точке O (рис. 1.2.1).

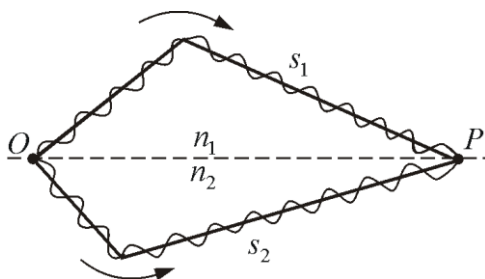


Рис. 1.2.1

До точки P первая волна проходит в среде с показателем n_1 расстояние s_1 , а вторая – в среде с показателем преломления n_2 – расстояние s_2 . Если в точке O фаза колебаний ωt ($\varphi = 0$), то первая волна возбуждает в точке P колебание

$$x_1 = A_1 \cos \omega \left(t - \frac{s_1}{v_1} \right),$$

а вторая –

$$x_2 = A_2 \cos \omega \left(t - \frac{s_2}{v_2} \right),$$

где $v_1 = \frac{c}{n_1}$, $v_2 = \frac{c}{n_2}$ – фазовые скорости первой и второй волн. Следовательно, разность фаз возбуждаемых волнами колебаний в точке P равна

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

Учитывая, что $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, получим выражение для разности фаз

двух когерентных волн

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta,$$

где $\Delta = n_2 s_2 - n_1 s_1 = L_2 - L_1$ – оптическая разность хода; L – оптическая длина пути; s – геометрическая длина пути; λ_0 – длина волны в вакууме.

Если разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.2.3)$$

то $\delta = \pm 2m\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке P обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, (1.2.3) является *условием интерференционного максимума*.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.2.4)$$

то $\delta = \pm (2m + 1)\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке P обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (1.2.4) является *условием интерференционного минимума*.

1.2.2. Опыт Юнга

Как было уже показано, для наблюдения интерференции света необходимо иметь когерентные световые пучки, для чего применяются различные приёмы. В опыте Юнга когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника (*метод деления волнового фронта*).

Рассмотрим интерференционную картину, полученную методом Юнга (рис. 1.2.2).

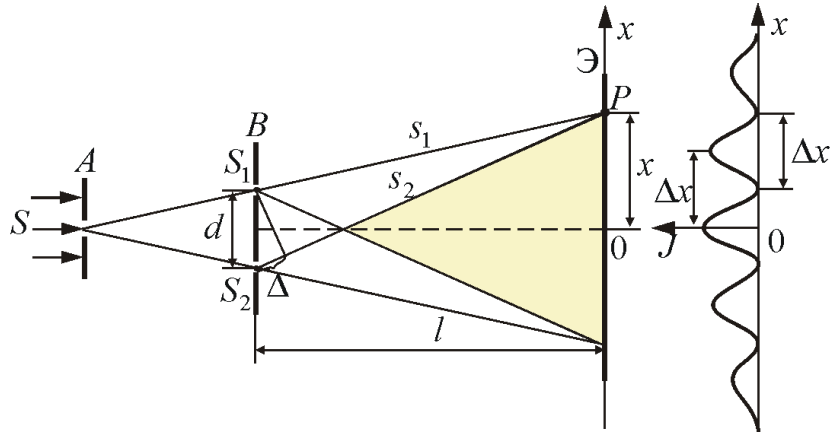


Рис. 1.2.2

Свет от источника S , прошедший через узкую щель в экране A , падает на экран B с двумя щелями S_1 и S_2 , расположенными достаточно близко друг к другу на расстоянии d . Эти щели являются когерентными источниками света. Интерференция наблюдается в области, в которой *перекрываются волны от этих источников (поле интерференции)*. На экране \mathcal{E} мы видим чередование полос с максимумом и минимумом интенсивности света.

Экран расположен на расстоянии l от щелей, причем $l \gg d$.

Рассмотрим две световые волны, исходящие из точечных источников S_1 и S_2 . Показатель преломления среды равен n .

Вычислим ширину полос интерференции (темных и светлых).

Интенсивность в произвольной точке P экрана, лежащей на расстоянии x от O , определяется (для вакуума, когда $n = 1$) оптической разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$.

Из рис. 1.2.1 имеем

$$s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2; \quad s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2,$$

отсюда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$, или

$$\Delta = s_2 - s_1 = \frac{2xd}{s_1 + s_2}.$$

Из условия $l \gg d$ следует, что $s_1 + s_2 \approx 2l$, поэтому

$$\Delta = \frac{xd}{l}. \tag{1.2.5}$$

Отсюда получим, что **максимумы интенсивности** будут наблюдаться в случае, если

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.2.6)$$

а **минимумы** – в случае, если

$$x_{\min} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda_0. \quad (1.2.7)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) равно

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0, \quad (1.2.8)$$

не зависит от порядка интерференции (величины m) и является постоянной величиной для данных l, d .

*Расстояние между двумя соседними максимумами называется **расстоянием между интерференционными полосами**, а расстояние между соседними минимумами – **шириной интерференционной полосы**.*

Так как Δx обратно пропорционально d , то при большом расстоянии между источниками, например при $d \approx l$, отдельные полосы становятся неразличимыми, сравнимыми с длиной волны $\lambda_0 \approx 10^{-7}$ м. Поэтому необходимо выполнять условие $l \gg d$.

Этот опыт показывает, что интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос. *Главный максимум*, соответствующий $m=0$, проходит через точку O . Вверх и вниз от него располагаются *максимумы (минимумы) первого ($m=1$), второго ($m=2$) порядков* и т.д.

Из перечисленных формул видно, что ширина интерференционной полосы и расстояние между ними зависят от длины волны λ_0 . Только в центре картины, при $x=0$, совпадут максимумы всех волн. По мере удаления от центра максимумы разных цветов смещаются друг относительно друга все больше и больше. Это приводит, при наблюдении в *белом свете*, ко все большему размытию интерференционных полос. Интерференционная картина будет окрашенной, но нечеткой (смазанной).

Измерив Δx , зная l и d , можно вычислить длину волны λ_0 . Именно так вычисляют длины волн разных цветов в спектроскопии.

1.2.3. Когерентность и монохроматичность

Итак, необходимым условием интерференции волн является их **когерентность**, т.е. согласованное протекание во времени и простран-

стве нескольких колебательных (или волновых) процессов. Этому условию удовлетворяют **монохроматические волны** – неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты. Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда некогерентны. Спектр частот реальной волны имеет конечную ширину $\Delta\omega$. Если в какой-то момент времени волны были в фазе, через некоторое время $\tau_{\text{ког}}$ разность фаз будет уже равна π (волны в противофазе). Такую волну можно приближенно считать монохроматической только в течение времени

$$\Delta t \ll \tau_{\text{ког}} = \frac{\pi}{\Delta\omega},$$

где $\tau_{\text{ког}}$ – **время когерентности** некогерентной волны.

За промежуток времени $\tau_{\text{ког}}$ разность фаз колебаний изменится на π .

Время когерентности – время, по истечении которого разность фаз волны в некоторой, но одной и той же точке пространства, изменится на π .

Волна с циклической частотой ω и фазовой скоростью v распространяется за это время на расстояние

$$l_{\text{ког}} = v\tau_{\text{ког}} = \frac{\pi v}{\Delta\omega},$$

где $l_{\text{ког}}$ – **длина когерентности**, т.е. **длина гармонического цуга**, образующегося в процессе излучения одного атома, – **расстояние между точками, разность фаз в которых равна π** .

Таким образом, длина когерентности есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, которые меньше длины когерентности для используемого источника света.

Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина $\Delta\omega$ и тем больше длина когерентности $l_{\text{ког}}$, а следовательно и время когерентности $\tau_{\text{ког}}$.

Например, для видимого света $\nu_1 = 4 \cdot 10^{14}$ Гц; $\nu_2 = 7 \cdot 10^{14}$ Гц,

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{\pi}{2\pi\Delta\nu} = \frac{1}{2 \cdot 3 \cdot 10^{14}} = 1,7 \cdot 10^{-15} \text{ с};$$

$$l_{\text{ког}} = c\tau = 3 \cdot 10^8 \cdot 1,7 \cdot 10^{-15} \approx 0,5 \text{ мкм}.$$

*Когерентность колебаний, определяемая степенью монохроматичности волн, которая совершается в одной и той же точке пространства, называется **временной когерентностью**.*

Интерференционная картина не будет наблюдаться, если максимум m -порядка для $\lambda + \Delta\lambda$ будет совпадать с минимумом $(m+1)$ -порядка для λ . Условие неразличимости интерференционной картины –

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (2m + 1) \frac{\lambda}{2},$$

отсюда найдем *критический максимум*:

$$m_{\text{кр}} = \frac{\lambda}{2\Delta\lambda}.$$

Мы можем четко наблюдать интерференционные максимумы при $m \ll m_{\text{кр}}$.

Для критического максимума оптическая разность хода $\Delta = m\lambda$, следовательно

$$\Delta_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda},$$

где $\Delta_{\text{ког}}$ – *такая оптическая разность хода, при которой исчезает интерференционная картина.*

Чтобы наблюдать интерференционную картину, необходимо, чтобы оптическая разность хода была много меньше длины когерентности для данного источника света:

$$\Delta_{\text{ког}} \ll l_{\text{ког}}, \text{ или } \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} \ll \frac{\pi\omega}{\Delta\omega}.$$

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

Таким образом, пространственная когерентность определится радиусом когерентности:

$$r_{\text{ког}} \sim \frac{\lambda}{\varphi},$$

где λ – длина волны света; φ – угловой размер источника.

Для того чтобы увеличить радиус когерентности или длину пространственной когерентности, необходимо световые лучи пропускать через очень малое отверстие в непрозрачном экране A (рис. 1.2.2).

1.2.4. Методы наблюдения интерференции

Свет, испускаемый обычными источниками, можно рассматривать как хаотическую последовательность отдельных цугов синусоидальных волн. Длительность отдельного цуга не превышает 10^{-8} с даже в тех случаях, когда атомы источника не взаимодействуют (газоразрядные лампы низкого давления). Любой регистрирующий прибор имеет значительно большее время разрешения, поэтому наблюдение интерференции невозможно.

Опыт Юнга

Образование интерференционной картины можно наблюдать в опыте Юнга, использующем метод деления волнового фронта (рис. 1.2.3).

Прошедший через узкую длинную щель S свет вследствие дифракции образует расходящийся пучок, который падает на второй экран B с двумя параллельными между собой узкими щелями S_1 и S_2 , расположенными близко друг к другу на равных расстояниях от S . Эти щели действуют как вторичные синфазные источники, и исходящие от них волны, перекрываясь, создают интерференционную картину, наблюдаемую на удаленном экране C . Расстояние между соседними полосами равно

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{d}.$$

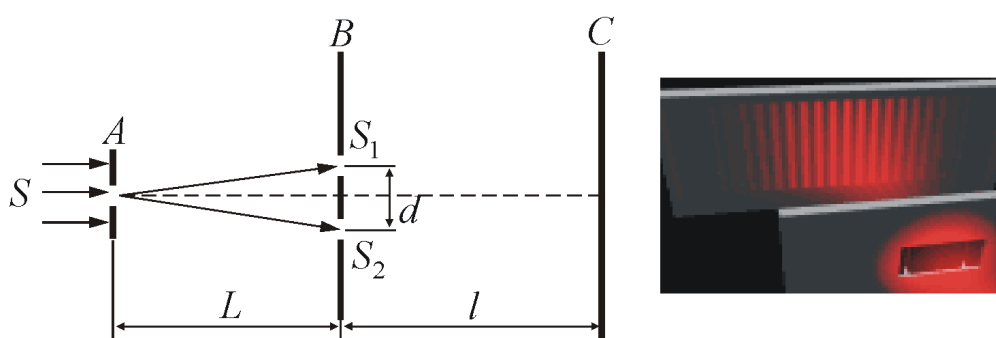


Рис. 1.2.3

Измеряя ширину интерференционных полос, Юнг в 1802 г. впервые определил длины световых волн для разных цветов, хотя эти измерения и не были точными.

Зеркала Френеля

Другой интерференционный опыт, аналогичный опыту Юнга, но более светосильный, был осуществлен О. Френелем в 1816 г. Две когерентные световые волны получаются в результате отражения от двух зеркал (M и N), плоскости которых наклонены под небольшим углом φ друг к другу (рис. 1.2.4).

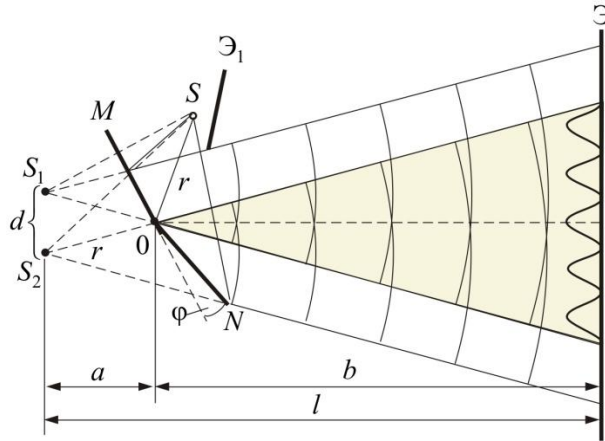


Рис. 1.2.4

Источником служит узкая, ярко освещенная щель S , параллельная ребру между зеркалами. Отраженные от зеркал пучки падают на экран, и в той области, где они перекрываются (*поле интерференции*), возникает интерференционная картина. От прямого попадания лучей от источника S экран защищен ширмой \mathcal{E}_1 . Для расчета освещенности J экрана можно считать, что интерферирующие волны испускаются вторичными источниками – S_1 и S_2 , представляющими собой мнимые изображения щели S в зеркалах. Поэтому J будет определяться формулой двулучевой интерференции, в которой расстояние l от источников до экрана следует заменить на $a + b$, где $a \approx r$ – расстояние от S до ребра зеркал, b – расстояние от ребра до экрана (рис. 1.2.4). Расстояние d между вторичными источниками равно $d \approx 2a\varphi$. Поэтому ширина интерференционной полосы на экране равна

$$\Delta x \approx \frac{\lambda l}{d} = \frac{\lambda(a+b)}{2a\varphi}.$$

Бипризма Френеля

В данном интерференционном опыте, также предложенном Френелем, для разделения исходной световой волны на две используют призму с углом при вершине, близким к 180° .

Источником света служит ярко освещенная узкая щель S , параллельная преломляющему ребру бипризмы (рис. 1.2.5).

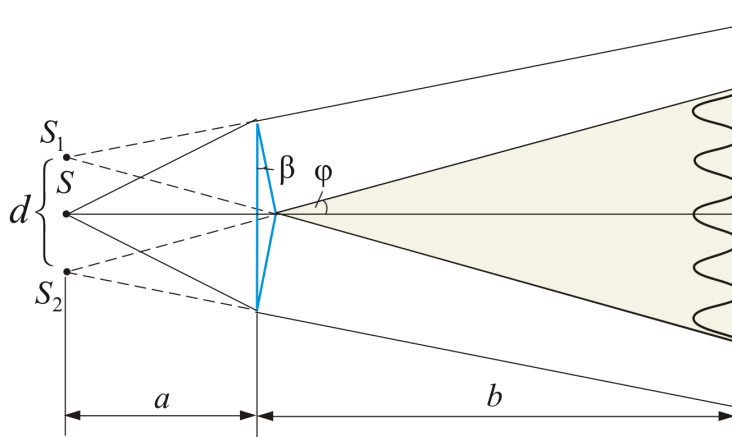


Рис. 1.2.5

Можно считать, что здесь образуются два близких мнимых изображения – S_1 и S_2 – источника S , т.к. каждая половина бипризмы отклоняет лучи на небольшой угол $\varphi = (n - 1)\beta$.

Билинза Бийе

Аналогичное бипризме Френеля устройство, в котором роль когерентных источников играют действительные изображения ярко освещенной щели, получается, если собирающую линзу разрезать по диаметру и половинки немного раздвинуть (рис. 1.2.6).

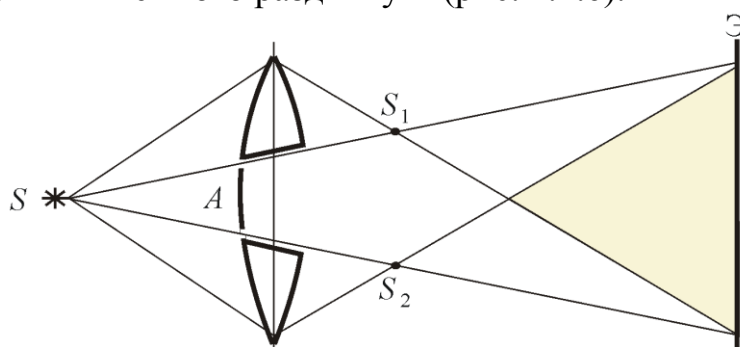


Рис. 1.2.6

Прорезь закрывается непрозрачным экраном A , а падающие на линзу лучи проходят через действительные изображения щели S_1 и S_2 и дальше перекрываются, образуя интерференционное поле.

1.2.5. Интерференция в тонких пленках

Интерференцию света по *методу деления амплитуды* во многих отношениях наблюдать проще, чем в опытах с *делением волнового фронта*. Один из способов, использующих такой метод, – *опыт Поля*.

В опыте Поля свет от источника S отражается двумя поверхностями тонкой прозрачной плоскопараллельной пластинки (рис. 1.2.7).

В любую точку P , находящуюся с той же стороны от пластинки, что и источник, приходят два луча. Эти лучи образуют интерференционную картину.

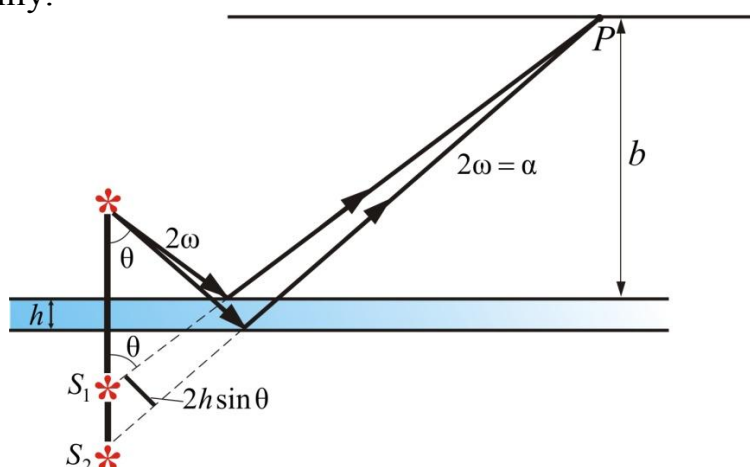


Рис. 1.2.7

Для определения вида полос можно представить себе, что лучи выходят из мнимых изображений S_1 и S_2 источника S , создаваемых поверхностями пластинки. На удаленном экране, расположенном параллельно пластинке, интерференционные полосы имеют вид концентрических колец. Этот опыт предъявляет менее жесткие требования к размерам источника S , чем рассмотренные выше опыты. Поэтому можно в качестве S применить ртутную лампу без вспомогательного экрана с малым отверстием, что обеспечивает значительный световой поток. С помощью листочка слюды (толщиной 0,03–0,05 мм) можно получить яркую интерференционную картину прямо на потолке и на стенах аудитории. Чем тоньше пластинка, тем крупнее масштаб интерференционной картины, т.е. больше расстояние между полосами.

Полосы равного наклона

Особенно важен частный случай интерференции света, отраженного двумя поверхностями плоскопараллельной пластинки, когда точка наблюдения P находится в бесконечности, т.е. наблюдение ведется либо глазом, аккомодированным на бесконечность, либо на экране, расположенном в фокальной плоскости собирающей линзы (рис. 1.2.8).

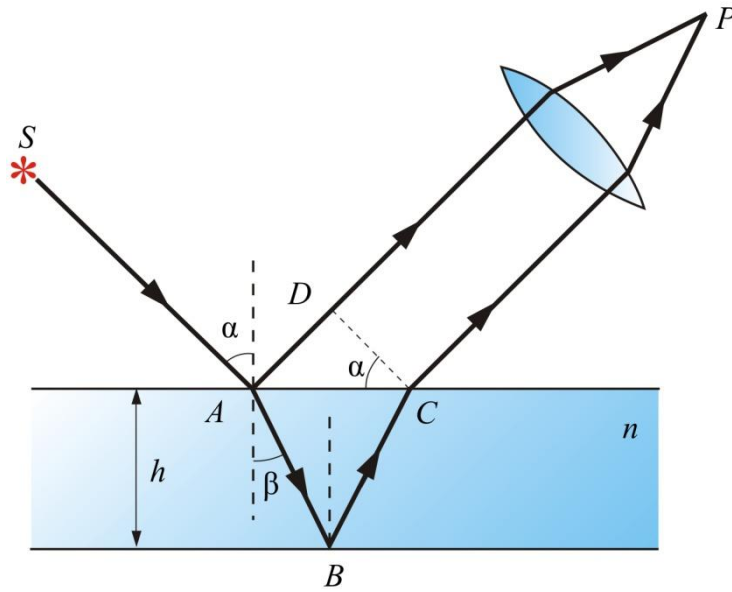


Рис. 1.2.8

В этом случае оба луча, идущие от S к P , порождены одним падающим лучом и после отражения от передней и задней поверхностей пластинки параллельны друг другу. Оптическая разность хода между ними в точке P такая же, как на линии DC :

$$\Delta = n(AB + BC) - AD \pm \frac{\lambda}{2}.$$

Здесь n – показатель преломления материала пластинки. Предполагается, что над пластинкой находится воздух, т.е. $n \approx 1$.

Так как $AB = BC = \frac{2h}{\cos\beta}$, $AD = 2htg\beta\sin\alpha$ (h – толщина пластинки, α и β – углы падения и преломления на верхней грани; $\sin\alpha = n\sin\beta$), то для разности хода получаем

$$\Delta = 2nh\cos\beta.$$

С учетом потери полуволны при отражении от среды

$$\Delta = 2nh\cos\beta \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2},$$

где λ_0 – длина волны в вакууме.

В соответствии с предыдущими рассуждениями в т. P будут светлые полосы, т.е. интерференционный максимум, если

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 = 2m\frac{\lambda_0}{2},$$

и минимум, если

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}.$$

Здесь m – *порядок интерференции*. Полоса, соответствующая данному порядку интерференции, обусловлена светом, падающим на пластинку под вполне определенным углом α . Поэтому такие полосы называют *интерференционными полосами равного наклона*. Если ось объектива расположена перпендикулярно пластинке, полосы имеют вид концентрических колец с центром в фокусе, причем в центре картины порядок интерференции максимален.

Полосы равного наклона можно получить не только в отраженном свете, но и в свете, прошедшем сквозь пластинку. В этом случае один из лучей проходит прямо, а другой – после двух отражений на внутренней стороне пластинки. Однако видимость полос при этом низкая.

Для наблюдения полос равного наклона вместо плоскопараллельной пластинки удобно использовать *интерферометр Майкельсона* (рис. 1.2.9). Рассмотрим схему интерферометра Майкельсона: з1 и з2 – зеркала. Полупрозрачное зеркало P_1 посеребрено и делит луч на две части – луч 1 и 2. Луч 1, отражаясь от з1 и проходя P_1 , дает 1', а луч 2, отражаясь от з2 и далее от P_1 , дает 2'. Пластинки P_1 и P_2 одинаковы по размерам; P_2 ставится для компенсации разности хода второго луча. Лучи 1' и 2' когерентны и интерферируют.

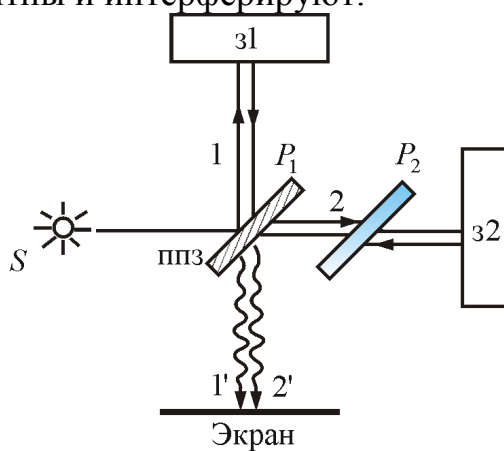


Рис. 1.2.9

Интерференция от клина. Полосы равной толщины

Выше были рассмотрены интерференционные опыты, в которых деление амплитуды световой волны от источника происходило в результате частичного отражения на поверхностях плоскопараллельной пластинки. Локализованные полосы при протяженном источнике можно наблюдать и в других условиях.

Оказывается, что для достаточно тонкой пластинки или пленки (поверхности которой не обязательно должны быть параллельными и вообще плоскими) можно наблюдать интерференционную картину, локализованную вблизи отражающей поверхности. Возникающие при этих условиях полосы называют *полосами равной толщины*. В белом свете интерференционные полосы окрашены. Поэтому такое явление называют *цветами тонких пленок*. Его легко наблюдать на мыльных пузырях, на тонких пленках масла или бензина, плавающих на поверхности воды, на пленках окислов, возникающих на поверхности металлов при закалке, и т.п.

Рассмотрим интерференционную картину (рис. 1.2.10, 1.2.11), получаемую от пластинок переменной толщины (от клина).

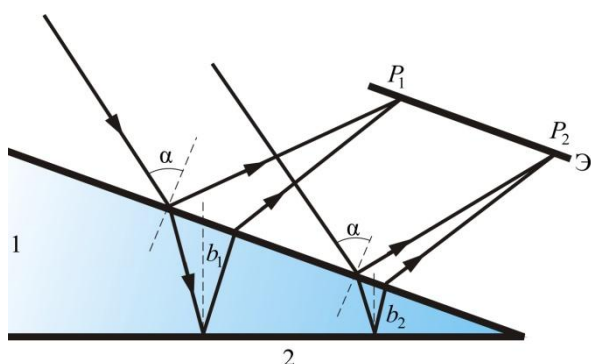


Рис. 1.2.10

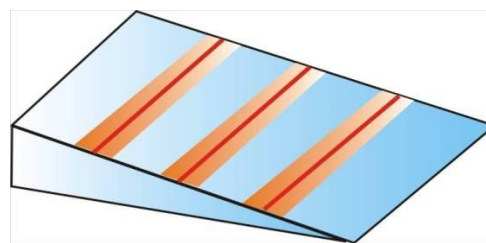


Рис. 1.2.11

Направления распространения световой волны, отраженной от верхней и нижней границы клина, не совпадают.

Интерференция будет наблюдаться только во 2-й области клина, т.к. в 1-й области оптическая разность хода будет больше длины когерентности.

Результат интерференции в точках P_1 и P_2 экрана определяем по известной формуле $\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)} \pm \frac{\lambda_0}{2}$, подставляя в неё толщину пленки в месте падения луча (b_1 или b_2). Световые лучи обязательно должны быть параллельными ($\alpha = \text{const}$): если одновременно будут изменяться два параметра – b и α , то устойчивой интерференционной картины не будет.

Поскольку разность хода лучей, отразившихся от различных участков клина, будет неодинаковой, освещенность экрана будет неравномерной, на экране будут темные и светлые полосы (или цветные при освещении белым светом, как показано на рис. 1.2.11). Каждая из таких полос возникает в результате отражения от участков клина с одинаковой толщиной, поэтому их называют *полосами равной толщины*.

Кольца Ньютона

Кольцевые **полосы равной толщины**, наблюдаемые в воздушном зазоре между соприкасающимися выпуклой сферической поверхностью линзы малой кривизны и плоской поверхностью стекла (рис. 1.2.12), называют **кольцами Ньютона**.

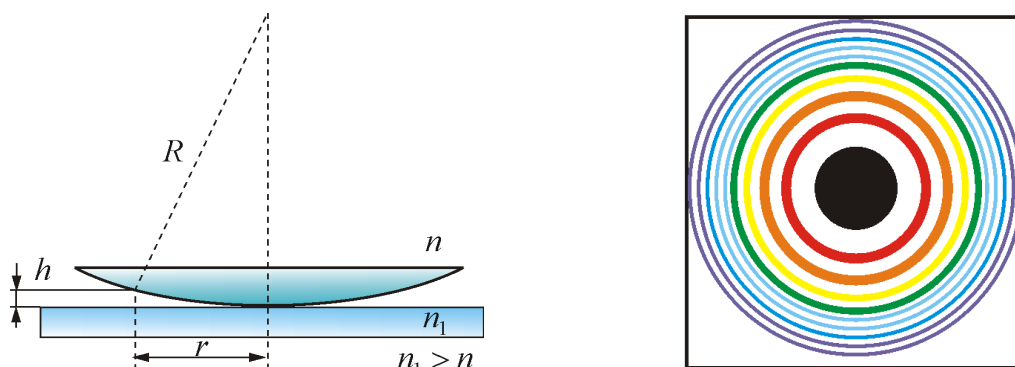


Рис. 1.2.12

Общий центр колец расположен в точке касания. В отраженном свете центр темный, т.к. при толщине воздушной прослойки, на много меньшей, чем длина волны λ , разность фаз интерферирующих волн обусловлена различием в условиях отражения на двух поверхностях и близка к π . Толщина h воздушного зазора связана с расстоянием r до точки касания (рис. 1.2.12):

$$h = R - \sqrt{R^2 - r^2} = r \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}} \right) \approx \frac{r^2}{2R}.$$

Здесь использовано условие $\left(\frac{r}{R}\right)^2 \ll 1$. При наблюдении по нормали темные полосы соответствуют толщине $h = \frac{m\lambda}{2}$, поэтому для радиуса r_m m -го темного кольца получаем

$$r_m = \sqrt{mR\lambda} \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Выражение для радиуса светлого кольца –

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

Если линзу постепенно отодвигать от поверхности стекла, то интерференционные кольца будут стягиваться к центру. При увеличении расстояния на $\lambda/2$ картина принимает прежний вид, т.к. место каждого кольца будет занято кольцом следующего порядка. С помощью колец

Ньютона, как и в опыте Юнга, можно сравнительно простыми средствами приближенно определить длину волны света.

Полосы равной толщины можно наблюдать и с помощью интерферометра Майкельсона, если одно из зеркал z_1 или z_2 (рис. 1.2.9) отклонить на небольшой угол.

Итак, полосы равного наклона получаются при освещении пластинки постоянной толщины ($b = \text{const}$) рассеянным светом, в котором содержатся лучи разных направлений. *Полосы равной толщины* наблюдаются при освещении пластинки переменной толщины (клина) ($b \neq \text{const}$) параллельным пучком света. *Полосы равной толщины локализованы вблизи пластинки.*

1.2.6. Применение интерференции света

Явление интерференции волн находит разнообразное применение. Рассмотрим лишь некоторые примеры применения интерференции.

- Тот факт, что расположение интерференционных полос зависит от длины волны и разности хода лучей, позволяет по виду интерференционной картины (или их смещению) проводить точные измерения расстояний при известной длине волны или, наоборот, определять спектр интерферирующих волн (*интерференционная спектроскопия*). Для осуществления таких измерений разработаны различные схемы высокоточных измерительных приборов, называемых интерферометрами (двух- и многолучевые), рис. 1.2.9. Незначительное перемещение одного из зеркал интерферометра приводит к смещению интерференционной картины, что можно использовать для измерения длин с точностью до 10^{-9} м. Измерения с помощью интерферометра Майкельсона привели к фундаментальным изменениям представлений о пространстве и времени; доказали отсутствие эфира; послужили основой специальной теории относительности.

- *По интерференционной картине можно выявлять и измерять неоднородности среды* (в т.ч. фазовые), в которой распространяются волны, или отклонения формы поверхности от заданной.

- Явление интерференции волн, рассеянных от некоторого объекта (или прошедших через него) с «опорной» волной, лежит в основе *голографии* (в т.ч. оптической, акустической или СВЧ-голографии).

- Интерференционные волны от отдельных «элементарных» излучателей используются *при создании сложных излучающих систем* (антенн) для электромагнитных и акустических волн.

- **Просветление оптики и получение высокопрозрачных покрытий и селективных оптических фильтров.**

Для уменьшения потерь на отражение используется покрытие оптических деталей (линз) 3 пленкой 2 со специальным образом подобранными толщиной δ и показателем преломления n (рис. 1.2.13).

Идея уменьшения интенсивности отраженного света от поверхности оптических деталей состоит в интерференционном гашении волны, отраженной от внешней поверхности детали 1, волной, отражённой от внутренней 2. Для осуществления этого амплитуды обеих волн должны быть равны, а фазы отличаться на 180° . В этом случае обеспечивается гашение отражённой волны. Необходимое соотношение между фазами $\Delta\phi$ отражённых волн обеспечивается выбором толщины плёнки d , кратной нечётному числу четвертей длины волны проходящего через рассматриваемую деталь света:

$$d = (2m + 1)\lambda / 4.$$

Таким образом, если выполняется это условие, то в результате интерференции наблюдается гашение отраженных лучей. Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно, то его делают для $\lambda_0 = 0,55 \mu\text{м}$. Поэтому объективы с просветленной оптикой кажутся голубыми.

- **Получение высокоотражающих диэлектрических зеркал.**

Значительно повысить коэффициент отражения R зеркал можно, используя последовательность чередующихся диэлектрических слоев с высоким n_1 и низким n_2 показателями преломления (рис. 1.2.14).

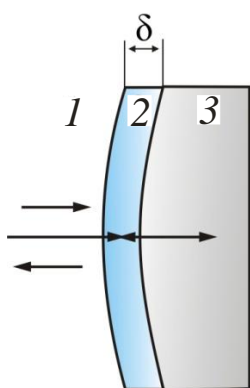


Рис. 1.2.13

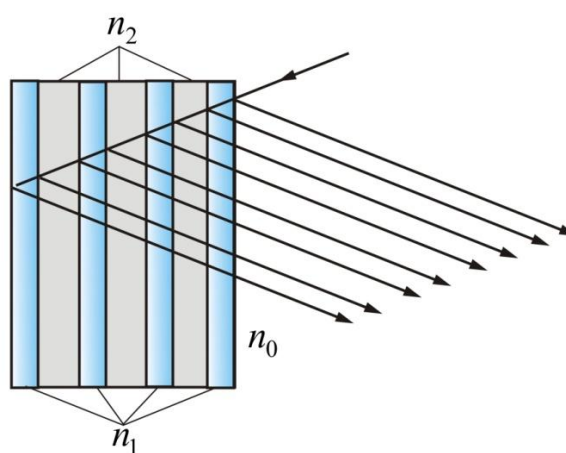


Рис. 1.2.14

Если оптическая толщина всех слоев одинакова и равна $\lambda_0/4$ ($n_1l_1 = n_2l_2 = \lambda_0/4$), то отраженные их границами волны находятся, как

легко заметить, в одинаковой фазе и в результате интерференции усиливают друг друга. Такие многослойные диэлектрические покрытия дают высокую отражательную способность только в ограниченной области длин волн вблизи значения λ_0 , для которого оптическая толщина слоев равна $\lambda_0/4$. Обычно наносят от 5 до 15 слоев сульфида цинка ($n_1 = 2,3$) и криолита ($n_2 = 1,35$). С семью слоями легко добиться $R = 0,9$ в спектральной области шириной порядка 50 нм. Для получения коэффициента отражения $R = 0,99$ надо нанести 11–13 слоев. Такие зеркала используются в лазерных резонаторах (рис. 1.2.15).

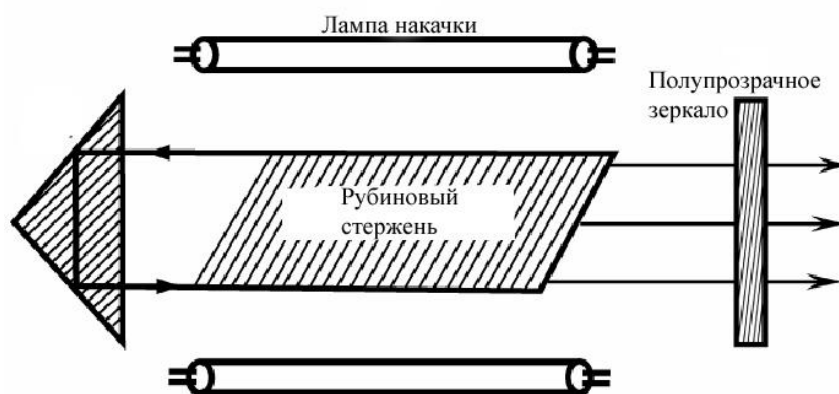


Рис. 1.2.15

1.3. Дифракция света

1.3.1. Принцип Гюйгенса – Френеля

Дифракция света – в узком, но наиболее употребительном смысле – огибание лучами света границы непрозрачных тел (экранов); проникновение света в область геометрической тени. Наиболее рельефно дифракция света проявляется в областях резкого изменения плотности потока лучей (вблизи каустик, фокуса линзы, границ геометрической тени и др.); дифракция волн тесно переплетается с явлениями распространения и рассеяния волн в неоднородных средах.

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями, размеры которых сравнимы с длиной волны, и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики.

Огибание препятствий звуковыми волнами (дифракция звуковых волн) наблюдается нами постоянно (мы слышим звук за углом дома), потому что длина звуковой волны сравнима с размером препятствия.

Для наблюдения дифракции световых лучей нужны особые условия, это связано с малой длиной световых волн.

Между интерференцией и дифракцией нет существенных физических различий. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн.

Явление дифракции объясняется с помощью **принципа Гюйгенса**, согласно которому *каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.*

Пусть плоская волна нормально падает на отверстие в непрозрачном экране (рис. 1.3.1). Каждая точка участка волнового фронта, выделенного отверстием, служит источником вторичных волн (в однородной изотропной среде они сферические).

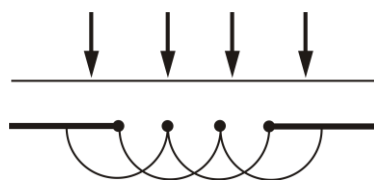


Рис. 1.3.1

Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, т.е. волна огибает края отверстия.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде и интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям.

Решающую роль в утверждении волновой природы света сыграл О. Френель в начале XIX в. Он объяснил явление дифракции и дал метод ее количественного расчета.

Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн.

При рассмотрении дифракции Френель исходил из нескольких основных положений, принимаемых без доказательства. Совокупность этих утверждений и называется принципом Гюйгенса – Френеля.

Согласно **принципу Гюйгенса**, каждую *точку фронта* волны можно рассматривать как источник вторичных волн.

Френель существенно развил этот принцип:

- *Все вторичные источники фронта волны, исходящей из одного источника, когерентны между собой.*

- Равные по площади участки волновой поверхности излучают **равные интенсивности** (мощности).

- Каждый вторичный источник излучает свет преимущественно **в направлении внешней нормали** к волновой поверхности в этой точке. Амплитуда вторичных волн в направлении, составляющем угол α с нормалью, тем меньше, чем больше угол α , и равна нулю при $\alpha \geq \pi/2$.

- Для вторичных источников справедлив принцип суперпозиции: **излучение одних участков волновой поверхности не влияет** на излучение других (если часть волновой поверхности прикрыть непрозрачным экраном, вторичные волны будут излучаться открытыми участками так, как если бы экрана не было).

Используя эти положения, Френель уже мог сделать количественные расчеты дифракционной картины.

1.3.2. Метод зон Френеля

Френель предложил оригинальный метод разбиения волновой поверхности S на зоны, позволивший сильно упростить решение задач, – **метод зон Френеля**.

Границей первой (центральной) зоны служат точки поверхности S , находящиеся на расстоянии $l + \lambda/2$ от точки M (рис. 1.3.2). Точки сферы S , находящиеся на расстояниях $l + 2\lambda/2$, $l + 3\lambda/2$ и т.д. от точки M , образуют 2, 3 и т.д. зоны Френеля.

Колебания, возбуждаемые в точке M между двумя соседними зонами, противоположны по фазе, т.к. разность хода от этих зон до точки M равна $\Delta = \lambda/2$, поэтому при сложении этих колебаний они должны взаимно ослаблять друг друга:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_i,$$

где A – амплитуда результирующего колебания; A_i – амплитуда колебаний, возбуждаемая i -й зоной Френеля.

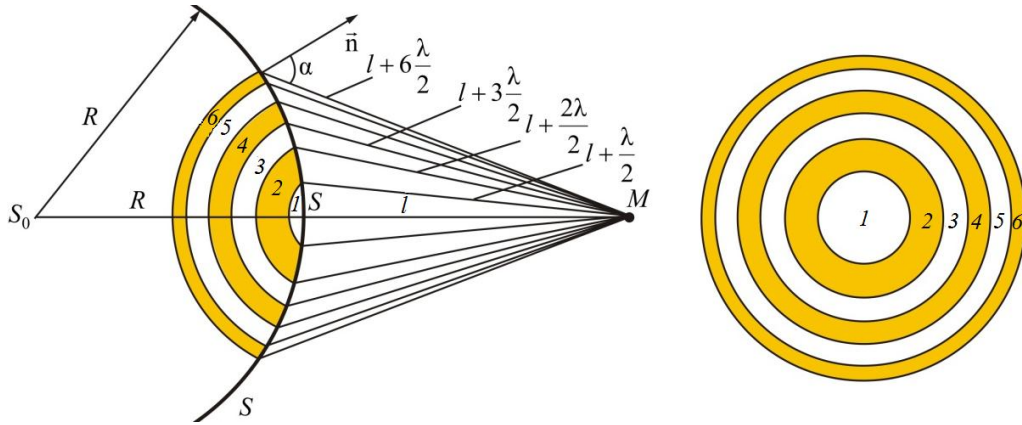


Рис. 1.3.2

Величина A_i зависит от площади S_i зоны и угла α_i между нормалью к поверхности и прямой, направленной в точку M .

Площадь одной зоны

$$\Delta S_i = S_i - S_{i-1} = \frac{\pi R l \lambda}{R+l} (i - i + 1) = \frac{\pi R l \lambda}{R+l}.$$

Отсюда видно, что площадь зоны Френеля не зависит от номера зоны i . Это значит, что *при не слишком больших i площади соседних зон одинаковы*.

В то же время, с увеличением номера зоны возрастает угол α_i и, следовательно, уменьшается интенсивность излучения зоны в направлении точки M , т.е. уменьшается амплитуда A_i . Она уменьшается также из-за увеличения расстояния до точки M :

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_i > \dots$$

Общее число зон Френеля, уместяющихся на части сферы, обращенной в сторону точки M , очень велико: при $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м = 500 нм, $R = l = 0,1$ м число зон $N \approx 3 \cdot 10^5$, а радиус первой зоны $r_1 \approx 0,16$ мм.

Отсюда следует, что углы между нормалью к зоне и направлением на точку M у соседних зон примерно равны, т.е. что **амплитуды волн, приходящих в точку M от соседних зон, примерно равны**.

Так как площади соседних зон одинаковы, то выражения в скобках равны нулю, значит результирующая амплитуда $A = \frac{A_1}{2}$.

Интенсивность излучения $J \sim A^2$.

Таким образом, **результатирующая амплитуда, создаваемая в некоторой точке M всей сферической поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь центральной зоной, а интенсивность $J = J_1/4$** .

Так как радиус центральной зоны мал ($r_1 \approx 0,16$ мм), следовательно, можно считать, что свет от точки P до точки M *распространяется прямолинейно*, вдоль математической линии, называемой *световым лучем*.

Если на пути волны поставить непрозрачный экран с отверстием, оставляющим открытой только центральную зону Френеля, то амплитуда в точке M будет равна A_1 . Соответственно, интенсивность в точке M будет в 4 раза больше, чем при отсутствии экрана (т.к. $J = 4J_1$). *Интенсивность света увеличивается, если закрыть все четные зоны.*

Таким образом, принцип Гюйгенса – Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждена экспериментально. Для этого используются зонные пластинки – система чередующихся прозрачных и непрозрачных колец.

Опыт подтверждает, что с помощью зонных пластинок можно увеличить освещенность в точке M , подобно собирающей линзе.

1.3.3. Дифракция Френеля от простейших преград

Рассмотрим дифракцию в сходящихся лучах, или дифракцию Френеля, осуществляемую в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

Дифракция от круглого отверстия

Поставим на пути сферической световой волны непрозрачный экран с круглым отверстием радиуса r_0 . Экран расположен так, что перпендикуляр, опущенный из S на непрозрачный экран, попадает точно в центр отверстия (рис. 1.3.3).

На продолжении этого перпендикуляра возьмем точку M и рассмотрим, что будет наблюдаться на экране.

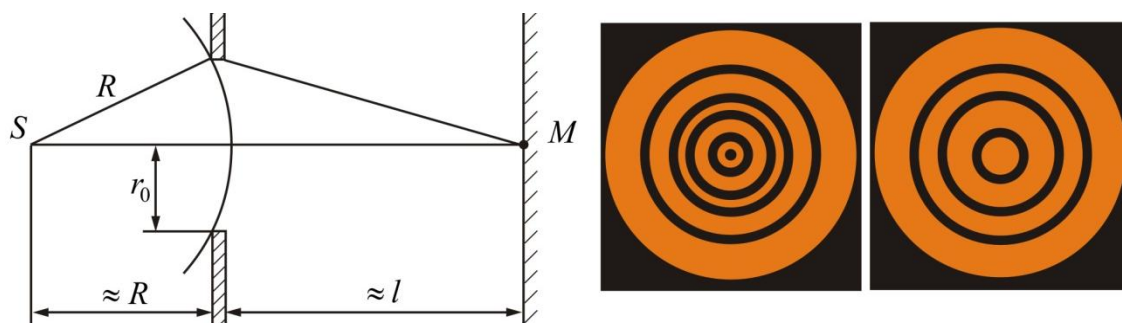


Рис. 1.3.3

Разобьем открытую часть волновой поверхности на зоны Френеля. Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, открываемых отверстием. Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке M всеми зонами

$$A = \begin{cases} 1/2(A_1 + A_m), m - \text{нечетное;} \\ 1/2(A_1 - A_m), m - \text{четное.} \end{cases}$$

Таким образом, когда отверстие открывает **нечетное число** зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке M будет больше, чем при свободном распространении волны; если **четное**, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю, как показано на рис. 1.3.3.

Естественно, что если $r_0 \gg \lambda$, то никакой дифракционной картины не будет.

Дифракция от диска

Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника S , встречает на своем пути диск (рис. 1.3.4).

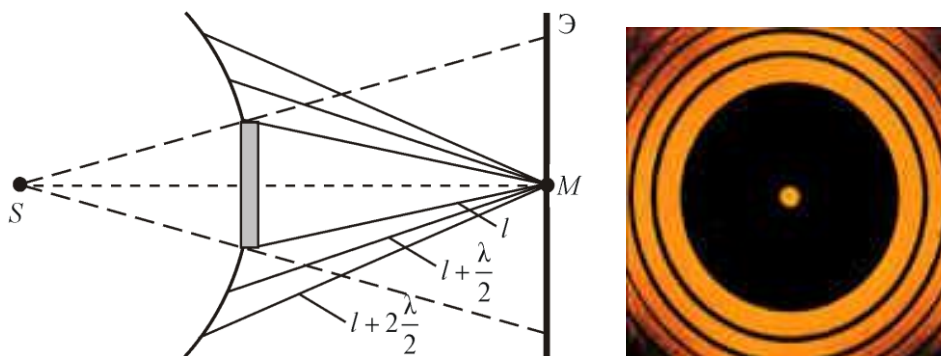


Рис. 1.3.4

Точка M лежит на перпендикуляре к центру диска. Первая зона Френеля строится от края диска и т.д.

Амплитуда световых колебаний в точке M равна половине амплитуды, обусловленной первой открытой зоной. Если размер диска невелик (охватывает небольшое число зон), то действие первой зоны немногим отличается от действия центральной зоны волнового фронта. Таким образом, освещенность в точке M будет такой же, как и в отсутствие экрана. Вследствие симметрии центральная светлая точка будет окружена кольцами света и тени (вне границ геометрической тени).

Парадоксальное на первый взгляд заключение, в силу которого в самом центре геометрической тени может находиться светлая точка, было выдвинуто Пуассоном в 1818 г. и впоследствии было названо его именем. «Пятно Пуассона» подтверждает правильность теории Френеля.

1.3.4. Дифракция в параллельных лучах (дифракция Фраунгофера)

До сих пор мы рассматривали *дифракцию сферических волн*, изучая дифракционную картину в точке наблюдения, лежащей на конечном расстоянии от препятствия (*дифракция Френеля*).

Тип дифракции, при котором дифракционная картина образуется *параллельными пучками*, называется *дифракцией Фраунгофера*. Параллельные лучи проявятся, если источник и экран находятся в бесконечности. Практически используется две линзы: в фокусе одной – источник света, а в фокусе другой – экран.

Хотя принципиально дифракция Фраунгофера не отличается от дифракции Френеля, но практически именно этот случай важен, т.к. именно этот тип дифракции используется во многих дифракционных приборах (дифракционная решетка, например). Кроме того, здесь математический расчет проще и позволяет решать количественную задачу до конца (дифракцию Френеля мы рассматривали качественно).

Дифракция света на одной щели

Пусть в непрерывном экране есть щель: ширина щели $AB = b$, длина щели (перпендикулярно плоскости листа) $l \gg b$ (рис. 1.3.5). На щель падают параллельные лучи света. Для облегчения расчета считаем, что в плоскости щели AB амплитуды и фазы падающих волн одинаковы.

Разобьем щель на зоны Френеля так, чтобы оптическая разность хода между лучами, идущими от соседних зон, была равна $\lambda/2$.

Если на ширине щели укладывается четное число таких зон, то в точке F_φ (*побочный фокус* линзы) будет наблюдаться минимум интенсивности, а если нечетное число зон, то максимум интенсивности:

$$b \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} - \text{условие минимума интенсивности};$$

$$b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} - \text{условие максимума интенсивности}.$$

Картина будет симметричной относительно *главного фокуса* точки F_0 . Знаки «плюс» и «минус» соответствуют углам, отсчитанным в ту или иную сторону.

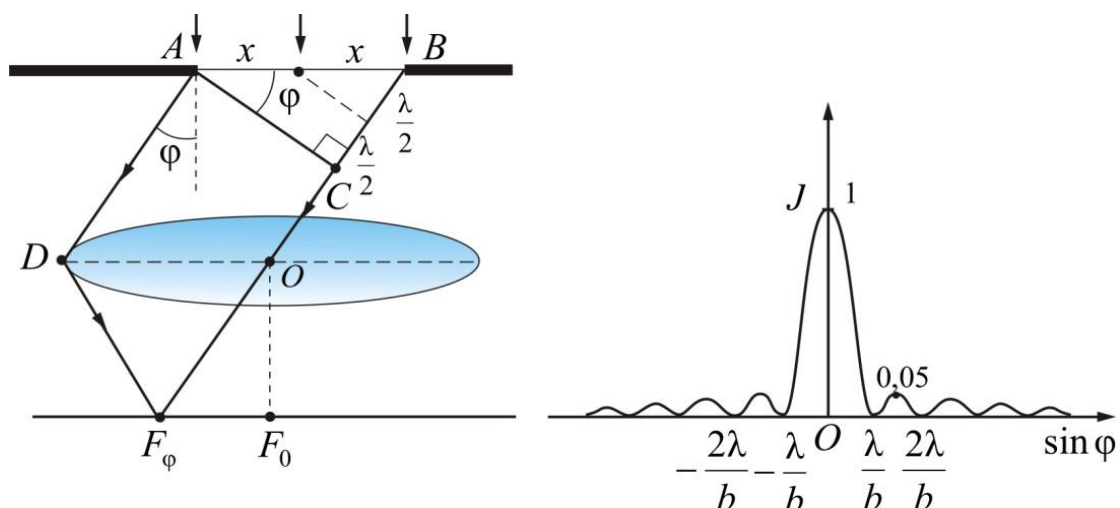


Рис. 1.3.5

Интенсивность света $J \sim A^2$. Как видно из рис. 1.3.5, центральный максимум по интенсивности превосходит все остальные.

Рассмотрим влияние ширины щели.

Так как условие минимума имеет вид $b \sin \varphi = \pm m\lambda$, отсюда

$$\sin \varphi = \frac{m\lambda}{b}.$$

Из этой формулы видно, что с увеличением ширины щели b положения минимумов сдвигаются к центру, центральный максимум становится резче.

При уменьшении ширины щели b вся картина расширяется, расплывается, центральная полоска тоже расширяется, захватывая все большую часть экрана, а интенсивность ее уменьшается.

Дифракция света на дифракционной решетке

Одномерная дифракционная решетка представляет собой систему из большого числа N одинаковых по ширине и параллельных друг другу щелей в экране, разделенных также одинаковыми по ширине непрозрачными промежутками (рис. 1.3.6).

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей (рис. 1.3.7), т.е. в **дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.**

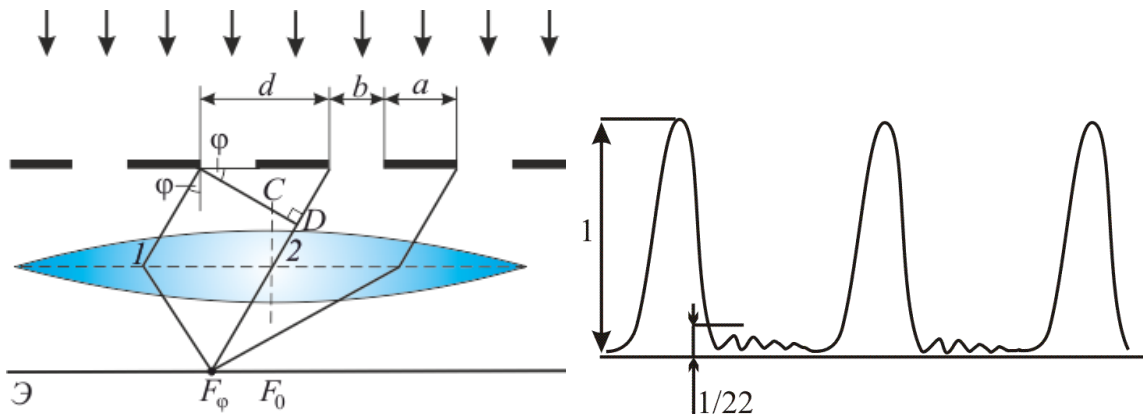


Рис. 1.3.6

Рис. 1.3.7

Обозначим: b – ширина щели решетки; a – расстояние между щелями; $a + b = d$ – постоянная дифракционной решетки.

Линза собирает все лучи, падающие на нее под одним углом, и не вносит никакой дополнительной разности хода.

Пусть луч 1 (рис. 1.3.6) падает на линзу под углом φ (**угол дифракции**). Световая волна, идущая под этим углом от щели, создает в точке F_φ максимум интенсивности. Второй луч, идущий от соседней щели под этим же углом φ , придет в ту же точку F_φ . Оба эти луча придут в фазе и будут усиливать друг друга, если оптическая разность хода будет равна $m\lambda$:

$$\Delta = CD = d \sin \varphi.$$

Условие максимума для дифракционной решетки будет иметь вид

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad (1.3.1)$$

где $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$.

Максимумы, соответствующие этому условию, называются **главными максимумами**. Значение величины m , соответствующее тому или иному максимуму, называется **порядком дифракционного максимума**.

В точке F_0 всегда будет наблюдаться **нулевой**, или **центральный, дифракционный максимум**.

Так как свет, падающий на экран, проходит только через щели в дифракционной решетке, то условие **минимума для щели** и будет **условием главного дифракционного минимума для решетки**:

$$b \sin \varphi = \pm m\lambda.$$

Конечно, при большом числе щелей в точки экрана, соответствующие главным дифракционным минимумам, от некоторых щелей свет будет попадать и там будут образовываться **побочные дифракционные**

максимумы и минимумы (рис. 1.3.7). Но их интенсивность, по сравнению с главными максимумами, мала ($\approx 1/22$).

При условии

$$\Delta = d \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

волны, посылаемые каждой щелью, будут гаситься в результате интерференции и появятся **дополнительные минимумы**.

Количество щелей определяет световой поток через решетку. Чем их больше, тем большая энергия переносится волной через нее. Кроме того, чем больше число щелей, тем больше дополнительных минимумов помещается между соседними максимумами. Следовательно, максимумы будут более узкими и более интенсивными (рис. 1.3.8).

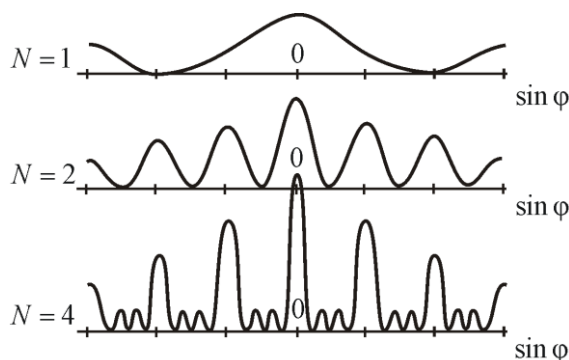


Рис. 1.3.8

Из (1.3.1) видно, что угол дифракции пропорционален длине волны λ . Значит, дифракционная решетка разлагает белый свет на составляющие, причем отклоняет свет с большей длиной волны (красный) на больший угол (в отличие от призмы, где все происходит наоборот).

Это свойство дифракционных решеток используется для определения спектрального состава света (дифракционные спектрографы, спектрометры, спектрометры).

1.3.5. Дифракция на пространственных решетках.

Дифракция рентгеновских лучей

Пространственной, или трехмерной, дифракционной решеткой называется такая оптически неоднородная среда, в которой неоднородности периодически повторяются при изменении всех трех пространственных координат.

Условия прохождения света через обычную дифракционную решетку периодически изменяются только в одном направлении, перпендикулярном к оси щели. Поэтому такую решетку называют *одномерной*.

Простейшую двумерную решетку можно получить, сложив две одномерные решетки так, чтобы их щели были взаимно перпендикулярны. **Главные максимумы** двумерной решетки должны одновременно удовлетворять условию **максимума** для каждой из решеток:

$$d_1 \sin \varphi_1 = \pm m_1 \lambda \quad \text{и} \quad d_2 \sin \varphi_2 = \pm m_2 \lambda,$$

где φ – угол между направлением на главный максимум (направление луча) и нормалью к решетке; m – порядок дифракционного максимума.

Дифракционная картина представляет собой систему светлых пятен, расположенных в определенном порядке на плоскости экрана. Размеры этих пятен уменьшаются при увеличении числа щелей, а яркость возрастает. Такая же картина получается, если на одно стекло нанести ряд взаимно перпендикулярных полос.

Дифракция наблюдается также и на трехмерных структурах. Всякий монокристалл состоит из упорядоченно расположенных атомов (ионов), образующих пространственную трехмерную решетку (естественная пространственная решетка).

Период атомной решетки – порядка 10^{-10} м; длина волны света – 10^{-7} м. При таких условиях никаких дифракционных явлений на атомных дифракционных решетках с видимым светом не будет. Нужно излучение с меньшей длиной волны, например рентгеновское. Для рентгеновских лучей кристаллы твердых тел являются идеальными дифракционными решетками.

В 1913 г. русский физик Г.В. Вульф и английские ученые отец и сын Генри и Лоуренс Брэгги, независимо друг от друга, предложили простой метод расчета дифракции рентгеновских лучей в кристаллах. Они полагали, что дифракцию рентгеновских лучей можно рассматривать как результат отражения рентгеновских лучей *от плоскостей кристалла*. Это отражение, в отличие от обычного, происходит *лишь при таких условиях падения лучей на кристалл, которые соответствуют максимуму интерференции для лучей, отраженных от разных плоскостей*.

Направим пучок рентгеновских лучей 1 и 2 на две соседние плоскости кристалла AA' и BB' (рис. 1.3.9).

Абсолютный показатель преломления всех веществ для рентгеновских лучей равен 1. Поэтому оптическая разность хода между лучами 1' и 2'

$$\Delta = ED + DF = 2d \sin \theta,$$

где θ – угол между падающими и отраженными лучами и плоскостью кристалла (угол скольжения).

Интерференционные максимумы должны удовлетворять **условию Вульфа – Брэггов**:

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.3.2)$$

Из формулы (1.3.2) видно, что дифракция будет наблюдаться лишь при $d > \lambda/2$, т.е. при условии $\lambda \geq 2d$ будут отсутствовать дифракционные максимумы. Поэтому условие $\lambda \geq 2d$ называют *условием оптической однородности кристалла*.

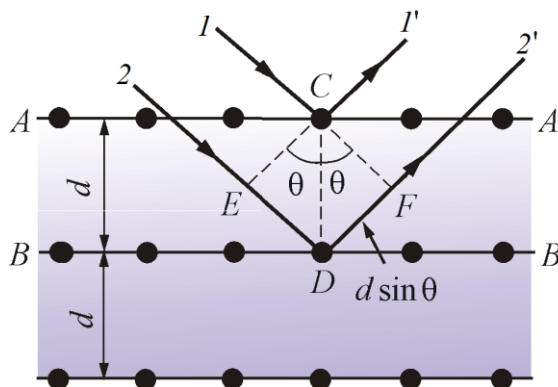
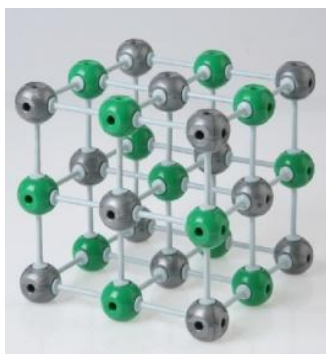


Рис. 1.3.9

Из (1.3.2) следует, что наблюдение дифракционных максимумов возможно только при определенных соотношениях между λ и θ . Этот результат лежит в основе *спектрального анализа* рентгеновского излучения, т.к. длину волны определяют по известным d , m и измеренному на опыте углу.

Исследуя дифракцию рентгеновских лучей, можно решить и обратную задачу: если известна длина волны λ рентгеновских лучей, можно определить период кристаллической решетки d и ориентацию атомных плоскостей в пространстве. Эта идея была высказана немецким физиком М. Лауэ в 1912 г. и явилась существенным вкладом в развитие физики твердого тела.

Поликристаллические образцы представляют собой множество мелких кристалликов, ориентированных хаотически в пространстве. Если направить на кристалл O монохроматический пучок рентгеновских лучей от источника S с известной длиной волны λ , то всегда найдутся кристаллы, ориентированные под нужным углом, в которых выполнено условие Вульфа – Брэггов, а рефлекс (светлые точки на фотопластинке P) от разных кристаллов образуют концентрические окружности D_1, D_2, D_3 (рис. 1.3.10).

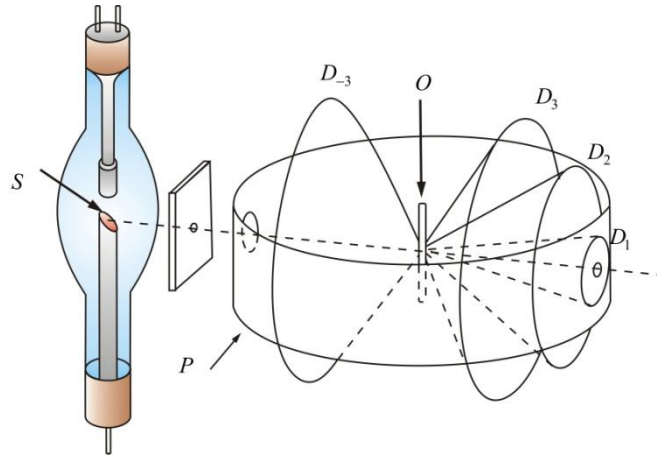


Рис. 1.3.10

Этот метод был предложен в 1926 г. П. Дебаем и П. Шеррером (*метод Дебая – Шеррера*).

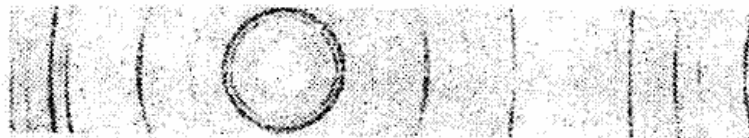


Рис. 1.3.11

На рис. 1.3.11 показана *дебаяграмма* в методе *рентгеноструктурного анализа* Дебая – Шеррера.

1.4. Взаимодействие света с веществом

1.4.1. Дисперсия света

Одним из результатов взаимодействия света с веществом является его дисперсия.

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волн λ) света, или зависимость фазовой скорости световых волн v от их частоты.

Дисперсия света представляется в виде зависимости

$$n = f(\nu), \text{ или } n = f(\lambda).$$

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму (рис. 1.4.1). Первые экспериментальные наблюдения дисперсии света проводил в 1672 г. И. Ньютон. Он объяснил это явление различием масс корпускул.

Рассмотрим дисперсию света в призме. Пусть монохроматический пучок света падает на призму с *преломляющим углом* A и показателем преломления n (рис. 1.4.2) под углом α_1 .

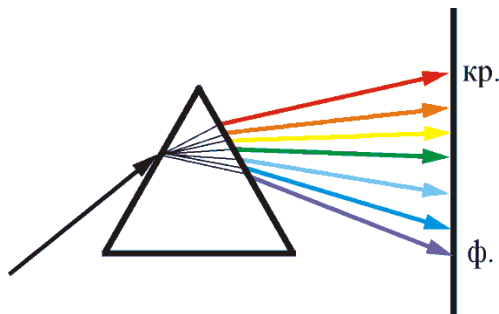


Рис. 1.4.1

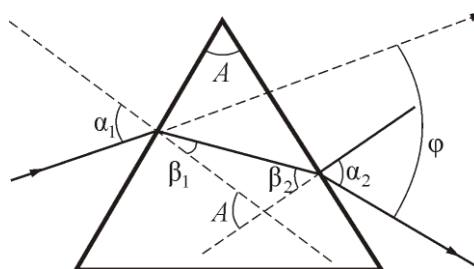


Рис. 1.4.2

После двукратного преломления (на левой и правой гранях призмы) луч оказывается преломлен от первоначального направления на угол φ . Из рис. 1.4.2 следует, что

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - A.$$

Предположим, что углы A и α_1 малы, тогда углы α_2 , β_1 , β_2 будут также малы и вместо синусов этих углов можно воспользоваться их значениями. Поэтому $\alpha_1/\beta_1 = n$, $\beta_2/\alpha_2 = 1/n$, а т.к. $\beta_1 + \beta_2 = A$, то $\alpha_2 = \beta_2 n = n(A - \beta_1) = n(A - \alpha_1/n) = nA - \alpha_1$, или $\alpha_1 + \alpha_2 = nA$.

Отсюда следует, что

$$\varphi = A(n - 1), \quad (1.4.1)$$

т.е. угол отклонения лучей призмой тем больше, чем больше преломляющий угол призмы.

Из выражения (1.4.1) вытекает, что угол отклонения лучей призмой зависит от показателя преломления n , а n – функция длины волны, поэтому *лучи разных длин волн после прохождения призмы отклоняются на разные углы*. Пучок белого света за призмой разлагается в спектр, который называется *дисперсионным*, или *призматическим*, что и наблюдал Ньютон. Таким образом, с помощью призмы, так же как с помощью дифракционной решетки, разлагая свет в спектр, можно определить его спектральный состав.

Рассмотрим *различия в дифракционном и призматическом спектрах*.

- *Дифракционная решетка разлагает свет непосредственно по длинам волн*, поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) можно вычислить длину волны (частоты). Разложение света в спектр в призме происходит по значениям показателя

преломления, поэтому для определения частоты или длины волны света надо знать зависимость $n = f(\nu)$, или $n = f(\lambda)$.

- *Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно.* Известно, что синус угла в дифракционной решетке пропорционален длине волны $\left(d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}\right)$. Следовательно, красные лучи, имеющие большую длину волны, чем фиолетовые, отклоняются дифракционной решеткой сильнее. Призма же разлагает лучи света в спектре по значениям показателя преломления, который для всех прозрачных веществ с увеличением длины волны (т.е. с уменьшением частоты) уменьшается (рис. 1.4.3).

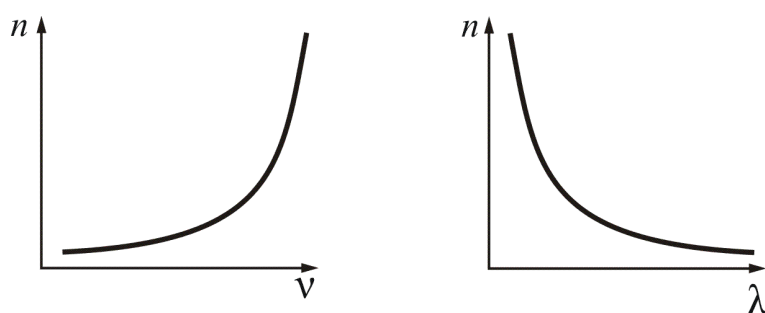


Рис. 1.4.3

Поэтому красные лучи отклоняются призмой слабее в отличие от дифракционной решетки.

Величина $D = \frac{dn}{d\nu}$ (или $D = \frac{dn}{d\lambda}$), называемая **дисперсией вещества**, показывает, как быстро меняется показатель преломления с длиной волны.

1.4.2. Нормальная и аномальная дисперсия

Зависимость $n = f(\nu)$ не линейная и не монотонная. Области значения ν , в которых

$$\frac{dn}{d\nu} > 0 \quad (\text{или} \quad \frac{dn}{d\lambda} < 0)$$

соответствуют **нормальной дисперсии света** (с ростом частоты ν показатель преломления n увеличивается). Нормальная дисперсия наблюдается у веществ, прозрачных для света. Например, обычное стекло прозрачно для *видимого* света, и в этой области частот наблюдается *нормальная дисперсия света в стекле*. На основе явления нормальной

дисперсии основано «разложение» света стеклянной призмой монохроматоров.

Дисперсия называется *аномальной*, если

$$\frac{dn}{dv} < 0 \quad (\text{или} \quad \frac{dn}{d\lambda} > 0),$$

т.е. с ростом частоты ν показатель преломления n уменьшается. Аномальная дисперсия наблюдается в областях частот, соответствующих полосам интенсивного поглощения света в данной среде. Например, у обычного стекла в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра наблюдается аномальная дисперсия.

Зависимости n от ν и λ показаны на рис. 1.4.4 и 1.4.5.

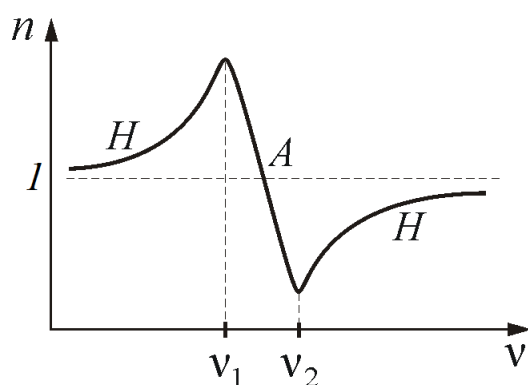


Рис. 1.4.4

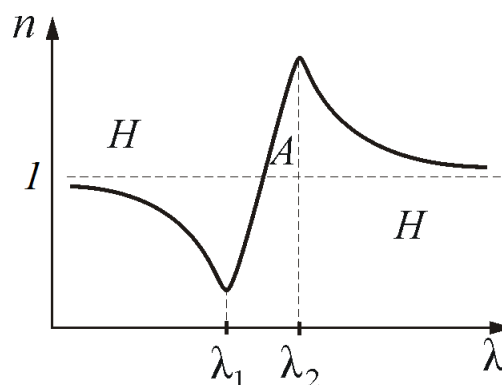


Рис. 1.4.5

В зависимости от характера дисперсии *групповая скорость* u в веществе может быть как больше, так и меньше *фазовой скорости* v (в недиспергирующей среде $u = v$).

Групповая скорость u связана с циклической частотой ω и волновым числом k соотношением $u = \frac{d\omega}{dk}$, где $\omega = 2\pi\nu$, $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu n}{c}$. Тогда

$$u = \frac{v}{1 + \frac{v}{n} \frac{dn}{dv}}. \quad (1.4.2)$$

Таким образом, при нормальной дисперсии $u < v$ и $\frac{dn}{dv} > 0$.

При аномальной дисперсии $u > v$, и, в частности, если $n + v \frac{dn}{dv} < 1$, то $u > c$. Этот результат не противоречит специальной теории относительности. Понятие групповой скорости правильно описывает распространение только такого сигнала (волнового пакета), форма которого

не изменяется при перемещении сигнала в среде. (Строго говоря, это условие выполняется только для вакуума, т.е. в недиспергирующей среде). В области частот, соответствующих аномальной дисперсии, групповая скорость не совпадает со скоростью сигнала, т.к. вследствие значительной дисперсии форма сигнала так быстро изменяется, что не имеет смысла говорить о групповой скорости.

1.4.3. Поглощение (абсорбция) света

Поглощением (абсорбцией) света называется явление потери энергии световой волной, проходящей через вещество.

Свет поглощается в тех случаях, когда проходящая волна затрачивает энергию на различные процессы. Среди них: преобразование энергии волны во внутреннюю энергию – при нагревании вещества; затраты энергии на вторичное излучение в другом диапазоне частот (фотолуминесценция); затраты энергии на ионизацию – при фотохимических реакциях и т.п. При поглощении света колебания затухают и амплитуда электрической составляющей уменьшается по мере распространения волны.

Интенсивность волны будет изменяться *по закону Бугера* [П. Бугер (1698–1758) – французский ученый]:

$$J(x) = J_0 e^{-\alpha x},$$

где J_0 – интенсивность волны на входе в среду; x – толщина слоя среды; α – коэффициент поглощения.

При $\alpha = 1/x$ $J = J_0/e$. Следовательно, *коэффициент поглощения – физическая величина, численно равная обратному значению толщины слоя вещества, в котором интенсивность волны убывает в $e = 2,72$ раз.*

Зависимость коэффициента поглощения от длины волны определяет спектр поглощения материала. В веществе (например, в газе) может присутствовать несколько сортов частиц, участвующих в колебаниях под действием распространяющейся электромагнитной волны. Если эти частицы слабо взаимодействуют, то коэффициент поглощения мал для широкого спектра частот, и лишь в узких областях он резко возрастает (рис. 1.4.6, а).

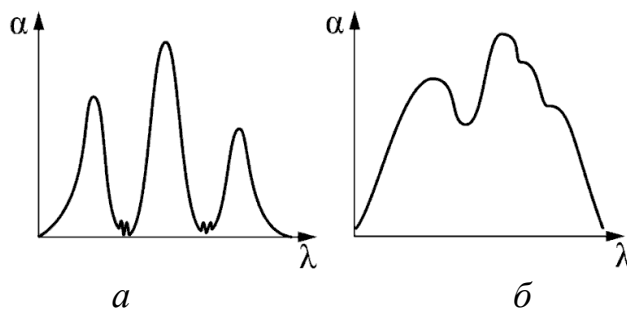


Рис. 1.4.6

Эти области соответствуют частотам собственных колебаний оптических электронов в атомах разных видов. Спектр поглощения таких веществ линейчатый и представляет собой темные полосы на радужной окраске спектра, если это видимая область. При увеличении давления газа полосы поглощения уширяются. В жидком состоянии они сливаются, и спектр поглощения принимает вид, показанный на рис. 1.4.6, б. Причиной уширения является усиление связи атомов (молекул) в среде.

Коэффициент поглощения, зависящий от длины волны λ (или частоты ω), для различных веществ различен. Например, одноатомные газы и пары металлов (т.е. вещества, в которых атомы расположены на значительных расстояниях друг от друга и их можно считать изолированными) обладают близким к нулю коэффициентом поглощения, и лишь для очень узких спектральных областей (примерно $10^{-12} - 10^{-11}$ м) наблюдаются резкие максимумы (так называемый линейчатый спектр поглощения). Эти линии соответствуют частотам собственных колебаний электронов в атомах. Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов в молекулах, характеризуется полосами поглощения (примерно $10^{-10} - 10^{-7}$ м).

Коэффициент поглощения для диэлектриков невелик (примерно $10^{-3} - 10^{-5}$ см⁻¹), однако у них наблюдается селективное поглощение света в определенных интервалах длин волн, когда α резко возрастает и наблюдаются сравнительно широкие полосы поглощения (примерно $10^{-7} - 10^{-6}$ м), т.е. диэлектрики имеют сплошной спектр поглощения. Это связано с тем, что в диэлектриках нет свободных электронов, и поглощение света обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомов в молекулах диэлектрика.

Коэффициент поглощения для металлов имеет большие значения (примерно $10^3 - 10^4$ см⁻¹), и поэтому металлы практически непрозрачны для света. В металлах из-за наличия свободных электронов, движущихся под действием электрического поля световой волны, возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением джоулевой теплоты. Поэтому энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла. Чем выше проводимость металла, тем сильнее в нем поглощение света.

На рис. 1.4.7 представлена типичная зависимость коэффициента поглощения α от частоты света ν и зависимость показателя преломления n от ν в области полосы поглощения. Из рисунка следует, что внутри полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия (n убывает

с увеличением ν). Однако поглощение вещества должно быть значительным, чтобы повлиять на ход показателя преломления.

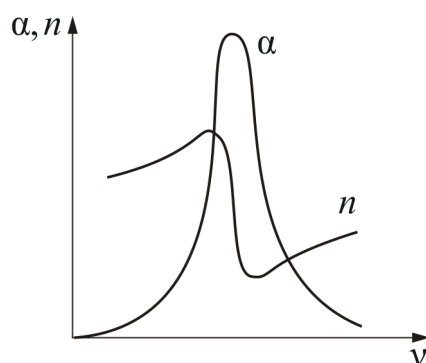
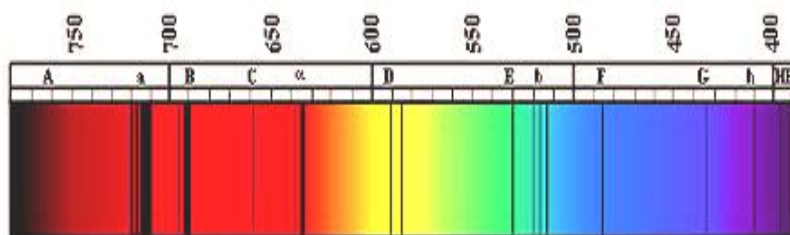


Рис. 1.4.7

Зависимость коэффициента поглощения от частоты (длины волны) объясняется окрашенностью поглощающих тел. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые и синие, при освещении белым светом будет казаться красным. Если на такое стекло направить зеленый и синий свет, то из-за сильного поглощения света этих длин волн стекло будет казаться черным. Это явление используется для изготовления светофильтров, которые в зависимости от химического состава (стекла с присадками различных солей; пленки из пластмасс, содержащие красители; растворы красителей и т.д.) пропускают свет только определенных длин волн, поглощая остальные. Разнообразие пределов селективного (избирательного) поглощения у различных веществ объясняет разнообразие и богатство цветов и красок, наблюдающееся в окружающем мире.

Спектральный анализ позволяет получить информацию о составе Солнца, поскольку определенный набор спектральных линий исключительно точно характеризует химический элемент. Так, с помощью наблюдений спектра Солнца был открыт гелий.

Видимая часть солнечного излучения при изучении, с помощью спектроанализирующих приборов, оказывается неоднородной – в спектре наблюдаются **линии поглощения**, впервые описанные в 1814 г. И. Фраунгофером.



Фраунгоферовы линии в спектре солнечного излучения

Рис. 1.4.8

С помощью спектрального анализа узнали, что звезды состоят из тех же самых элементов, которые имеются и на Земле.

Явление поглощения широко используется в абсорбционном спектральном анализе смеси газов, основанном на измерениях спектров частот и интенсивностей линий (полос) поглощения. Структура спектров поглощения определяется составом и строением молекул, поэтому изучение спектров поглощения является одним из основных методов количественного и качественного исследования веществ.

1.5. Поляризация света. Элементы кристаллооптики

1.5.1. Естественный и поляризованный свет

Основное свойство электромагнитных волн – **поперечность** колебаний векторов напряжённости электрического и магнитного полей по отношению к направлению распространения волны (рис. 1.5.1).

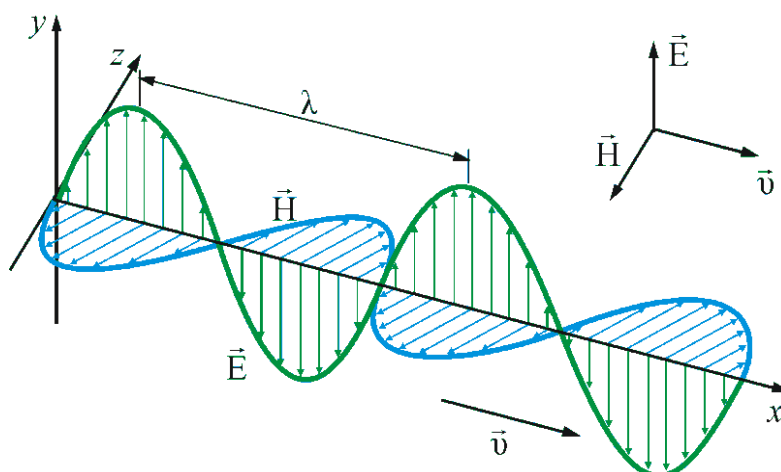


Рис. 1.5.1

В каждом отдельном случае (для каждого цуга волн) имеется та или иная ориентация векторов \vec{E} и \vec{H} в пространстве по отношению к распространению (направления луча). Такая *асимметрия* характерна только для **поперечных волн**. *Продольная волна всегда симметрична относительно направления распространения*.

Как правило, излучение естественных источников представляет собой пример электромагнитных волн со всевозможными равновероятными ориентациями вектора \vec{E} , т.е. с неопределённым состоянием поляризации. Такой свет называют **неполяризованным**, или **естест-**

венным (рис. 1.5.2, а).

Свет с преимущественным (но не исключительным) направлением колебаний вектора \vec{E} называют **частично поляризованным светом** (рис. 1.5.2, б).

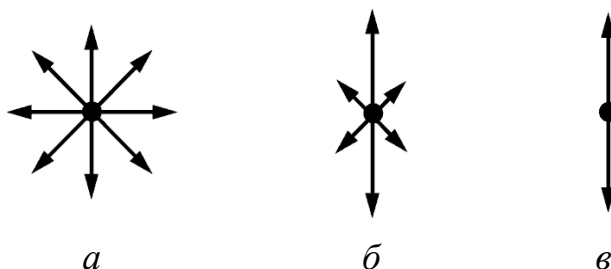


Рис. 1.5.2

В природе существует обширный класс электромагнитных волн, в которых колебания электрического и магнитного полей совершаются в строго определённых направлениях. Такое свойство определяет состояние **поляризации** электромагнитной волны. Если вектор напряжённости электрического поля электромагнитной волны колеблется вдоль некоторого направления в пространстве, говорят о **линейной поляризации** рассматриваемой электромагнитной волны (рис. 1.5.2, в). Электромагнитная волна в этом случае называется **полностью поляризованной**.

Из уравнений Максвелла следует существование полностью поляризованных электромагнитных волн, у которых по мере распространения волны векторы напряжённости электрического и магнитного полей изменяются таким образом, что траектория их движения в плоскости, поперечной направлению распространения волны, представляет собой эллипс или окружность. В этом случае говорят соответственно об **эллиптической** или **круговой** поляризации электромагнитной волны (рис. 1.5.3, а, б).

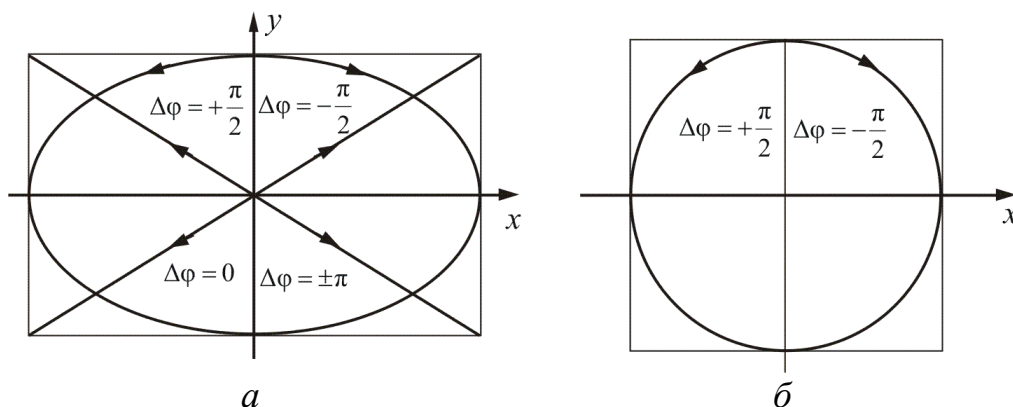


Рис. 1.5.3

Пространственную структуру эллиптически поляризованных волн поясняет рис. 1.5.4.

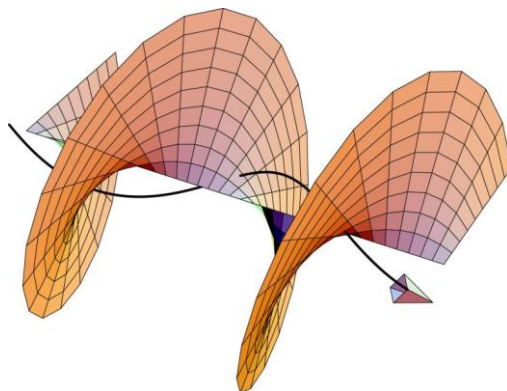


Рис. 1.5.4

Винтовая линия, изображенная на этом рисунке, есть геометрическое место концов вектора \vec{E} , относящихся к различным значениям z в один и тот же момент времени t . Шаг винта равен длине волны λ . С изменением t эта винтовая линия, не деформируясь, перемещается со скоростью света в направлении распространения волны. При этом мы получим поле \vec{E} , вращающееся по часовой стрелке (если смотреть навстречу волне).

Как показывает опыт, реальные световые волны во многих случаях можно описывать с помощью рассмотренных выше моделей эллиптически поляризованных волн.

При распространении электромагнитной волны в реальных средах возможно превращение неполяризованных волн в полностью поляризованные и наоборот, если среда либо неоднородна, либо анизотропна. Примером такого превращения является *поляризация электромагнитной волны при отражении*.

Другой практически важный способ поляризации электромагнитных волн, в частности световых волн, представляет рассматриваемое в этой теме распространение электромагнитных волн в *оптически анизотропных средах*.

Естественно, что инструментом для исследования асимметрии поперечных волн может служить система, сама являющаяся асимметричной. Газ, жидкость, твердые аморфные тела изотропны.

Асимметрией обладают кристаллические тела. Их свойства могут различаться в различных направлениях. Они *анизотропны*. Отсюда

следует, что *асимметрию поперечных световых лучей можно изучать, пропуская свет через анизотропные кристаллы.*

Устройства, позволяющие получать линейно поляризованный свет, называют *поляризаторами*. Когда те же самые приборы используют для анализа поляризации света, их называют *анализаторами*. Через такие устройства проходит только та часть волны, у которой вектор \vec{E} колеблется в определенном направлении. Это направление называют *главной плоскостью поляризатора (анализатора)*.

Пусть естественный свет падает на кристалл поляризатора P (рис. 1.5.5).

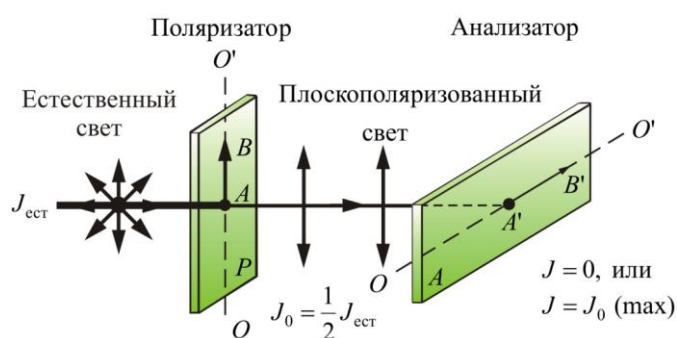


Рис. 1.5.5

После прохождения поляризатора он будет линейно поляризован в направлении OO' . Интенсивность света при этом уменьшится наполовину. Это объясняется тем, что при случайных ориентациях вектора \vec{E} все направления равновероятны.

Если вращать поляризатор вокруг светового луча, то никаких особых изменений не произойдет. Если же на пути луча поставить еще и второй кристалл – анализатор A , то интенсивность света будет изменяться в зависимости от того, как ориентированы друг относительно друга обе пластины. *Интенсивность* света будет *максимальна*, если *оси обоих кристаллов параллельны*, и *равна нулю*, если *оси перпендикулярны* друг другу.

Все это можно объяснить следующим образом:

- *световые волны поперечны*, однако в естественном свете нет преимущественного направления колебаний;
- *кристалл поляризатора* пропускает лишь те волны, вектор \vec{E} которых имеет составляющую, *параллельную оси кристалла* (именно поэтому поляризатор ослабляет свет в два раза);
- *кристалл анализатора*, в свою очередь, пропускает свет, когда его *ось параллельна оси поляризатора*.

1.5.2. Поляризация при отражении и преломлении

Свет поляризуется при **отражении** от границы двух сред и при **прохождении** границы – при **преломлении**.

Если угол падения света на границу раздела двух диэлектриков (например, воздух – стекло) **отличен от нуля**, то отраженный и преломленный свет оказывается **частично поляризованным**. (При отражении света от проводящей поверхности свет получается эллиптически поляризованным).

В отраженном луче преобладают колебания, **перпендикулярные** плоскости падения, а в преломленном луче – колебания, **параллельные** плоскости падения (рис. 1.5.6, а).

Степень поляризации зависит от угла падения.

Если луч падает на границу двух сред под углом α , удовлетворяющим условию $\operatorname{tg} \alpha = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$, где n_{21} – показатель преломления второй среды относительно первой, то **отраженный луч оказывается полностью поляризованным**. **Преломленный луч – поляризован частично** (рис. 1.5.6, б).

Угол α , удовлетворяющий условию $\operatorname{tg} \alpha = \frac{n_2}{n_1}$, называется **углом**

Брюстера. При $\alpha = \alpha_B$ угол между отраженным и преломленным лучами равен $\pi/2$.

При отражении естественного света от диэлектрика (диэлектрического зеркала) используется **формула Френеля** для расчета степени поляризации:

$$P = \frac{J_x - J_y}{J_x + J_y},$$

где J_x и J_y – интенсивности света по осям x и y .

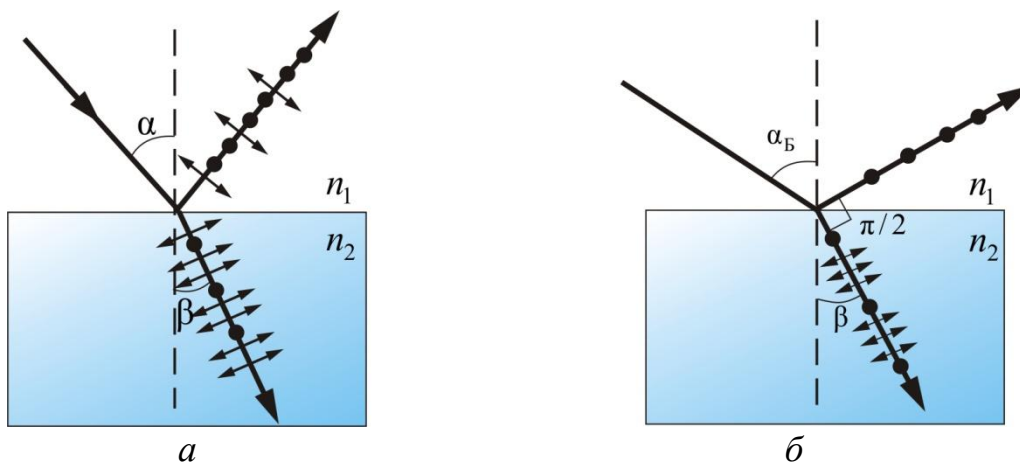


Рис. 1.5.6

Таким образом, пластинка прозрачного диэлектрика *сортирует* лучи естественного света, отражая лучи с одним направлением колебаний и преломляя с другим.

1.5.3. Двойное преломление света

В 1669 г. датский ученый Эразм Бартолин опубликовал работу, в которой сообщил об открытии нового физического явления – **двойного преломления света**. Рассматривая преломление света в кристалле исландского шпата (CaCO_3), Бартолин обнаружил, что луч внутри кристалла расщепляется на два луча (рис. 1.5.7). Если кристалл поворачивать относительно направления первоначального луча, то поворачиваются оба луча, прошедшие через кристалл. Один из лучей вел себя согласно известному закону преломления света, а второй совершенно необычно. Поэтому Бартолин первый луч назвал **обыкновенным**, а второй – **необыкновенным**.

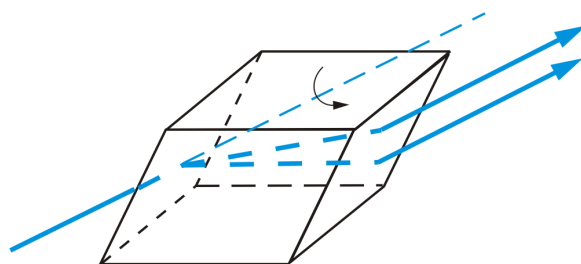


Рис. 1.5.7

Кроме того, Бартолин обнаружил, что луч света, падая в определенном направлении в кристалле исландского шпата, не раздваивается.

Объяснение этому явлению дал современник Бартолина – голландский ученый Христиан Гюйгенс. Он показал, что необычное поведение луча света, проходящего через исландский шпат, связано с **анизотропией кристалла**. Направление, вдоль которого падающий луч не раздваивается, Гюйгенс назвал **оптической осью**, и кристаллы, имеющие одну оптическую ось, – **одноосными кристаллами** (исландский шпат, турмалин). Оптические свойства одноосного кристалла одинаковы вдоль всех направлений, образующих один и тот же угол с оптической осью. Любая плоскость, проходящая через оптическую ось, называется **главным сечением кристалла**. Существуют кристаллы, у которых имеются две оптические оси. Такие кристаллы называют **двухосными** (гипс, слюда).

В своей книге «Трактат о свете», изданной в Лейдене в 1690 г., Гюйгенс подробно объяснил явление двойного преломления света. Благодаря своим исследованиям Гюйгенс подошел к открытию явления поляризации света, однако решающего шага он сделать не смог, поскольку световые волны в его теории предполагались продольными.

Рассмотрим подробнее явление двойного лучепреломления. Оно заключается в том, что луч внутри кристалла расщепляется на два луча. Один из них подчиняется известному закону преломления Снеллиуса: $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$, этот луч (*o*) **обыкновенный**, а другой не подчиняется – **необыкновенный** луч (*e*). Выглядит это так, как показано на рис. 1.5.8, *a*.

Исследования показали, что обыкновенный и необыкновенный лучи являются полностью поляризованными во взаимно перпендикулярных направлениях.

Плоскость колебаний обыкновенного луча перпендикулярна главному сечению, а необыкновенного луча – совпадает с главным сечением. На выходе из кристалла оба луча распространяются в одинаковом направлении и различаются лишь направлением поляризации (рис. 1.5.8, *б*).

Явление двойного лучепреломления используется для получения поляризованного света.

В некоторых кристаллах один из лучей поглощается сильнее другого – **дихроизм**. Очень сильным дихроизмом в видимом свете обладает кристалл турмалина (прозрачное кристаллическое вещество зеленоватой окраски). В нем обыкновенный луч практически полностью поглощается на длине 1 мм, а необыкновенный луч выходит из кристалла. В кристалле сульфата йодистого хинина один из лучей поглощается на длине 0,1 мм. Это явление используется для создания поляроидов. На выходе поляроида получается один поляризованный луч.

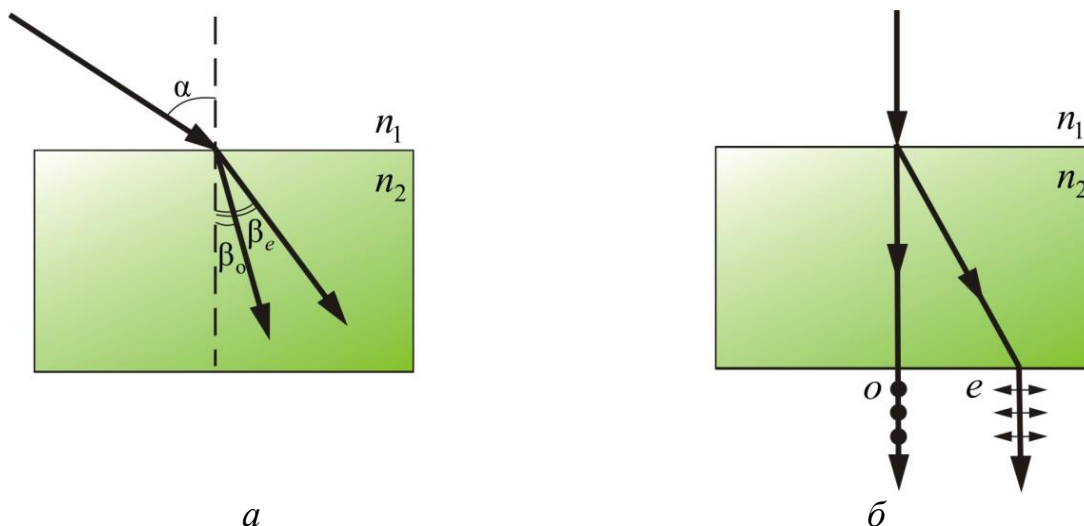


Рис. 1.5.8

Часто в качестве поляризатора используется так называемая призма Николя. Это призма из *исландского шпата*, разрезанная по диагонали и склеенная канадским бальзамом (рис. 1.5.9).

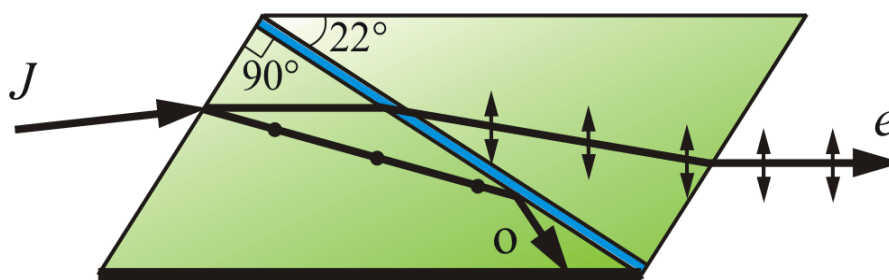


Рис. 1.5.9

Показатель преломления канадского бальзама лежит между значениями показателей n_o и n_e для обыкновенного и необыкновенного лучей в *исландском шпате* ($n_o > n > n_e$). За счет этого обыкновенный луч претерпевает на прослойке бальзама полное внутреннее отражение и отклоняется в сторону. Необыкновенный луч свободно проходит через эту прослойку и выходит из призмы.

Двойное лучепреломление объясняется анизотропией кристаллов. В таких кристаллах диэлектрическая проницаемость ϵ зависит от направления. В одноосных кристаллах диэлектрическая проницаемость в направлении оптической оси ϵ_x и в направлениях ϵ_y , перпендикулярных к ней, имеет разные значения.

Поскольку $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, а в диэлектриках $\mu = 1$, то $n = \sqrt{\epsilon}$. Следовательно, из анизотропии ϵ вытекает, что электромагнитные волны разных направлений колебаний вектора \vec{E} имеют разный показатель преломления и, следовательно, разную скорость распространения. Скорость распространения обыкновенного луча $v_o = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_y}}$, а необыкновенного –

$v_e = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_x}}$, причем необыкновенный луч распространяется перпендикулярно оптической оси кристалла. В соответствии с этим одноосные кристаллы характеризуются показателем преломления обыкновенного луча

$n_o = \frac{c}{v_o}$ и показателем преломления необыкновенного луча $n_e = \frac{c}{v_e}$.

В зависимости от того, какая из скоростей – v_o или v_e – больше, различают положительные и отрицательные одноосные кристаллы. При условии, когда $v_o > v_e$, – кристалл **положительный**, когда $v_o < v_e$, – **отрицательный**.

1.5.4. Закон Малюса

В 1809 г. французский инженер Э. Малюс открыл закон, названный впоследствии его именем. В опытах Малюса свет последовательно пропускался через две одинаковые пластинки из турмалина.

Пластинки могли поворачиваться друг относительно друга на угол φ (рис. 1.5.10).

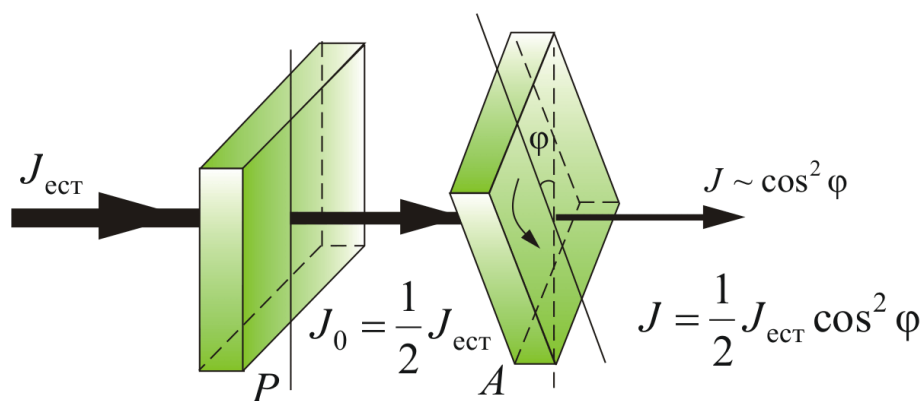


Рис. 1.5.10

Интенсивность прошедшего света оказалась прямо пропорциональной: $\cos^2 \varphi$: $J \sim \cos^2 \varphi$.

Уменьшение интенсивности волны можно пояснить на наглядном примере, изображенном на рис. 1.5.11.

Из рисунка видно, что поворот щели S вызовет затухание волны.

Рассмотрим прохождение естественного света последовательно через два идеальных поляроида P и A (рис. 1.5.10), разрешенные направления которых развернуты на некоторый угол φ . Первый поляризатор играет роль *поляризатора*. Он превращает естественный свет в линейно-поляризованный. Вторым поляризатором (*анализатором*) служит для анализа падающего на него света. Здесь также используется явление *дихроизма*.

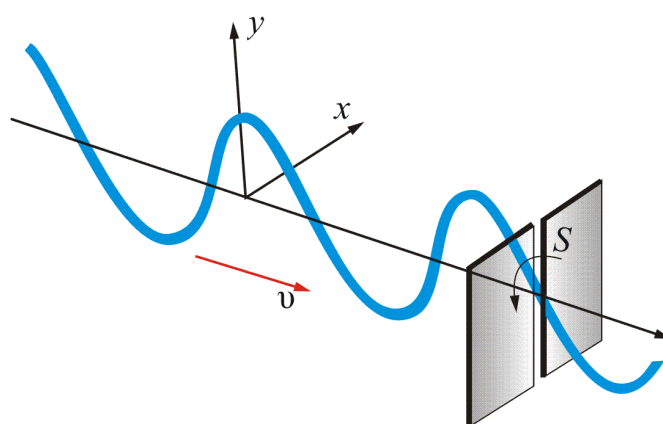


Рис. 1.5.11

В естественном свете все значения φ равновероятны и среднее значение $\langle \cos^2 \varphi \rangle = 1/2$. Поэтому интенсивность естественного света, прошедшего один поляризатор, уменьшается в *два раза*.

Поставим на пути естественного света два поляризатора, плоскости которых образуют угол φ . Из первого поляризатора выйдет луч интенсивностью $J_0 = \frac{1}{2} J_{\text{ест}}$. Согласно *закону Малюса*, интенсивность света, прошедшего второй поляризатор,

$$J = J_0 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} J_{\text{ест}} \cos^2 \varphi.$$

Это без учета поглощения света в кристалле;

$$J = J_{\text{max}} = \frac{1}{2} J_{\text{ест}} \text{ при } \varphi = 0.$$

При $\varphi = \pi/2$ $J = 0$ – скрещенные поляризаторы свет не пропускают.

Таким образом, в электромагнитной теории света закон Малюса находит естественное объяснение на основе разложения вектора \vec{E} на составляющие.

1.5.5. Искусственная анизотропия

Двойное лучепреломление можно наблюдать и в изотропных средах (аморфных телах), если подвергнуть их механическим нагрузкам.

Изотропное тело, подвергнутое упругим деформациям, может стать анизотропным и изменить состояние поляризации проходящего света. Это явление, открытое в 1818 г. Брюстером, получило название фотоупругости, или пьзооптического эффекта. При одностороннем растяжении или сжатии тело становится подобным одноосному кристаллу с оптической осью, параллельной направлению приложенной силы. Мерой возникающей при этом оптической анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей. Опыт показывает, что эта разность пропорциональна напряжению $\sigma = \frac{dF}{dS}$ в данной точке тела. От этого напряжения будет зависеть разность показателей преломления: $n_o - n_e = k\sigma$, где k – коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств вещества.

Поместим стеклянную пластинку Q между двумя поляризаторами – P и A (рис. 1.5.12).

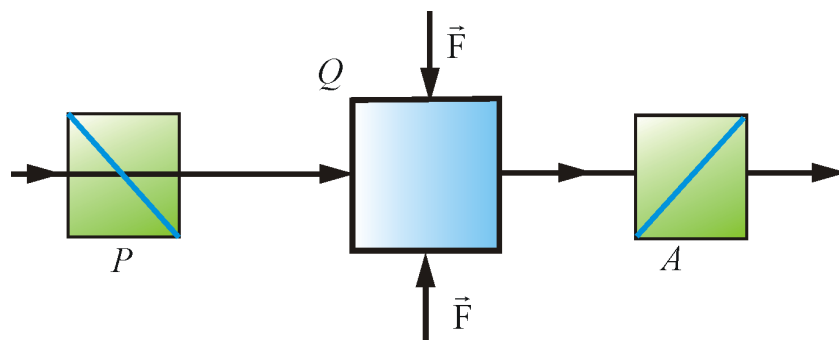


Рис. 1.5.12

В отсутствие механической деформации свет через них проходить не будет. Если же стекло подвергнуть деформации, то свет может пройти, причем картина на экране получится цветная. По распределению цветных полос можно судить о распределении напряжений в стеклянной пластинке (рис. 1.5.13).

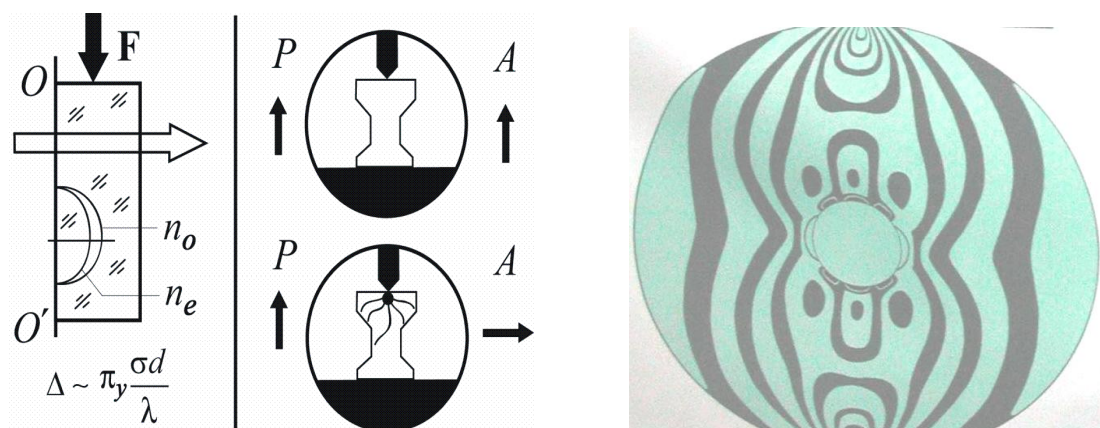


Рис. 1.5.13

Это явление широко используется для определения прочности деталей. Помещая прозрачные фотоупругие модели между поляризатором и анализатором и подвергая их различным нагрузкам, можно изучать распределения возникающих внутренних напряжений.

Явление искусственной анизотропии может возникать в изотропных средах под воздействием электрического поля – эффект Керра. На рис. 1.5.14 изображена так называемая *ячейка Керра*.

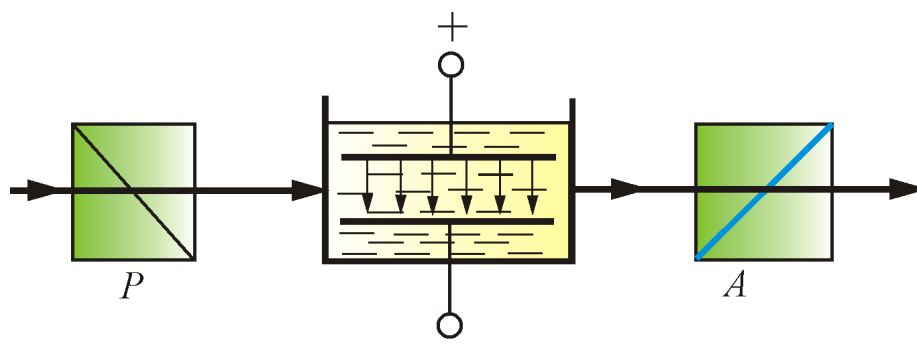


Рис. 1.5.14

Если поляризаторы скрещены, то в отсутствие поля свет через ячейку Керра не проходит. В электрическом поле между пластинками конденсатора жидкость (используется обычно нитробензол) становится анизотропной. Свет, прошедший через кювету, поворачивает плоскость поляризации, и система становится прозрачной. Ячейка Керра может служить затвором света, который управляется потенциалом одного из электродов конденсатора, помещенного в ячейку.

На основе ячеек Керра построены практически безынерционные затворы и модуляторы света с временем срабатывания до 10^{-12} с.

Величина двойного лучепреломления прямо пропорциональна квадрату напряжённости электрического поля: $\Delta n = nkE^2$ (закон Керра). Здесь n – показатель преломления вещества в отсутствие поля, $\Delta n = n_e - n_o$, где n_e и n_o – показатели преломления для необыкновенной и обыкновенной волн; k – постоянная Керра.

2. КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

2.1. Квантовая природа излучения

2.1.1 Люминесценция и тепловое излучение

Тепловое излучение – электромагнитное излучение, испускаемое веществом, возникающее за счет его внутренней энергии. *Единственным видом излучения, которое может находиться в равновесии с излучающими телами, является тепловое излучение.*

Все другие виды свечения (излучения света), возбуждаемые за счет любого другого вида энергии, кроме теплового, называются **люминесценцией**.

По определению С.И. Вавилова, **люминесценция** – излучение, избыточное над тепловым и имеющее длительность, значительно превышающую период световых колебаний.

Окисляющийся в воздухе фосфор, гнилушки, светлячки светятся за счет энергии химической реакции окисления – **хемилюминесценции**.

Свечение при протекании тока в газе, жидкости или в твердых телах – **электролюминесценция**.

Свечение под действием света – **фотолюминесценция** и т.д.

Тепловое излучение бывает при любой температуре, человек только не ощущает его при меньшей температуре, чем температура тела, а при $\lambda > 0,8$ мкм мы его не видим.

Любое тело, имеющее температуру выше абсолютного нуля, излучает электромагнитные волны (тепловое излучение). Если взять адиабатически изолированное тело, внутри которого имеется полость, то внутри этой полости с течением времени тепловое излучение придет в равновесие с окружающим телом. Поэтому тепловому излучению можно приписать термодинамические характеристики тела, например температуру. Допустим, что равновесие нарушено и тело излучает больше, чем поглощает. Тогда внутренняя энергия будет убывать, это уменьшит температуру тела, что противоречит адиабатичности системы. Следовательно, и излучение не будет равновесным.

Все виды люминесценции оказываются неравновесными. Например, электролюминесценция будет продолжаться до тех пор, пока есть рекомбинирующие частицы, т.е. происходит процесс ионизации. Обычные температуры практически не влияют на этот процесс, т.е. неважно, сколько энергии поглощает тело от окружающей среды.

Итак, *равновесным может быть только тепловое излучение*, поэтому только к нему могут быть применены законы термодинамики.

2.1.2. Закон Кирхгофа

Введем некоторые характеристики теплового излучения.

*Поток энергии (любых частот), испускаемый единицей поверхности излучающего тела в единицу времени во всех направлениях (в пределах телесного угла 4π), называется **излучательностью тела** (R), $[R] = \text{Вт}/\text{м}^2$.*

Излучение состоит из волн различной частоты (ν). Обозначим поток энергии, испускаемой единицей поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, через $dR_{\nu,T}$. Тогда при данной температуре

$$dR_{\nu,T} = r_{\nu,T} d\nu,$$

где $r_{\nu,T}$ – **спектральная плотность излучательности**, или **излучательная способность тела**.

Опыт показывает, что лучеиспускательная способность тела $r_{\nu,T}$ зависит от температуры тела (для каждой температуры максимум излучения лежит в своей области частот). Размерность $[r_{\nu,T}] = \text{Дж}/\text{м}^2$.

Зная лучеиспускательную способность, можно вычислить энергетическую светимость:

$$R = \int_0^{\infty} dR_{\nu,T} = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu.$$

Пусть на элементарную площадку поверхности тела падает поток лучистой энергии $d\Phi_{\nu}$, обусловленный электромагнитными волнами, частоты которых заключены в интервале $d\nu$. Часть этого потока $d\Phi'_{\nu}$ будет поглощаться телом. Безразмерная величина

$$\alpha_{\nu,T} = \frac{d\Phi'_{\nu}}{d\Phi_{\nu}}$$

называется **поглощательной способностью тела**. Она также сильно зависит от температуры.

По определению $\alpha_{\nu,T}$ не может быть больше единицы. Для тела, полностью поглощающего излучения всех частот, $\alpha_{\nu,T} = 1$. Такое тело называется **абсолютно черным** (это идеализация).

*Тело, для которого $\alpha_T = \text{const}$ и меньше единицы для всех частот, называется **серым телом** (это тоже идеализация).*

Между излучательной и поглощательной способностью тела существует определенная связь. Мысленно проведем следующий эксперимент (рис. 2.1.1).

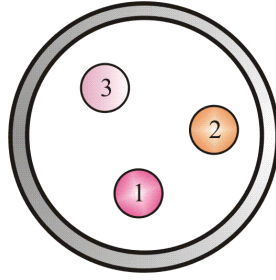


Рис. 2.1.1

Пусть внутри замкнутой оболочки находятся три тела. Тела находятся в вакууме, следовательно, обмен энергией может происходить только за счет излучения. Опыт показывает, что такая система через некоторое время придет в состояние теплового равновесия (все тела и оболочка будут иметь одну и ту же температуру).

В таком состоянии тело, обладающее большей излучательностью, теряет в единицу времени и больше энергии, но $T = \text{const}$, следовательно, это тело должно обладать и большей поглощающей способностью:

$$\left(\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} \right)_3 = \dots = \text{const.}$$

Немецкий физик Густав Кирхгоф в 1856 г. сформулировал *закон* и предложил *модель абсолютно черного тела*.

Отношение излучательной к поглощательной способности не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией частоты и температуры:

$$\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} = f(\nu, T),$$

где $f(\nu, T)$ – *универсальная функция Кирхгофа*.

Эта функция имеет универсальный, или абсолютный, характер.

Сами величины $r_{\nu, T}$ и $\alpha_{\nu, T}$, взятые отдельно, могут изменяться чрезвычайно сильно при переходе от одного тела к другому, но их отношение *постоянно* для всех тел (при данной частоте и температуре).

Для абсолютно черного тела $\alpha_{\nu, T} \equiv 1$, следовательно, для него $r_{\nu, T} = f(\nu, T)$, т.е. *универсальная функция Кирхгофа есть не что иное, как излучательность абсолютно черного тела*.

Абсолютно черных тел в природе не существует. Сажа или платиновая чернь имеют поглощающую способность $\alpha_{\nu, T} \approx 1$, но только в ограниченном интервале частот. Однако полость с малым отверстием

очень близка по своим свойствам к абсолютно черному телу. Луч, попавший внутрь, после многократных отражений обязательно поглощается, причём луч любой частоты (рис. 2.1.2).

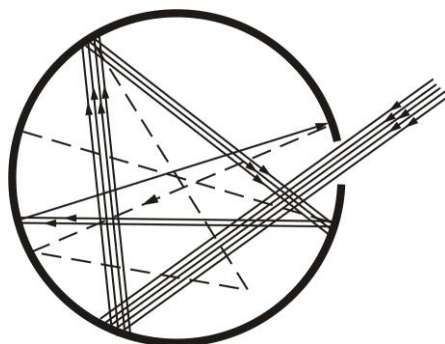


Рис. 2.1.2

Излучательность такого устройства (полости) очень близка к $f(\nu, T)$. Таким образом, если стенки полости поддерживаются при температуре T , то из отверстия выходит излучение, весьма близкое по спектральному составу к излучению абсолютно черного тела при той же температуре.

Разлагая это излучение в спектр, можно найти экспериментальный вид функции $f(\nu, T)$ при разных температурах: $T_3 > T_2 > T_1$ (рис. 2.1.3).

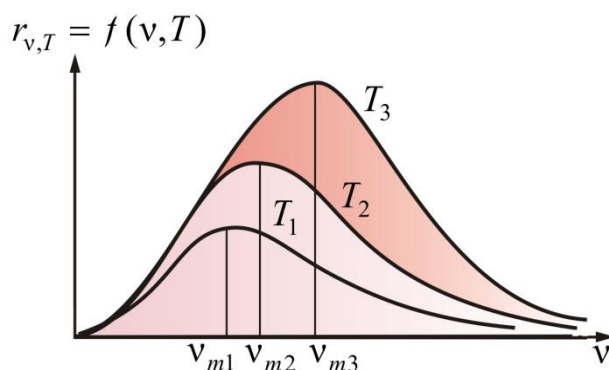


Рис. 2.1.3

Площадь, охватываемая кривой, дает излучательность абсолютно черного тела при соответствующей температуре.

Эти кривые одинаковы для всех тел.

Кривые похожи на функцию распределения молекул по скоростям. Но там площади, охватываемые кривыми, постоянны, а здесь с увеличением температуры площадь существенно увеличивается. Это говорит о том, что излучательность сильно зависит от температуры. *Максимум излучения (излучательности) с увеличением температуры смещается в сторону больших частот.*

2.1.3. Закон Стефана – Больцмана

Теоретическое объяснение излучения абсолютно черного тела имело огромное значение в истории физики – оно привело к понятию квантования энергии.

Австрийский физик И. Стефан в 1879 г., анализируя экспериментальные данные, пришел к выводу, что *излучательность любого тела пропорциональна T^4* .

Позднее австрийский физик Л. Больцман, применив термодинамический метод к исследованию черного излучения, показал, что это справедливо только для *абсолютно черного тела*.

Площадь под кривой $r_{\nu,T} = f(T)$ равна энергетической светимости абсолютно черного тела (рис. 2.1.3):

$$R = \sigma T^4$$

– *закон Стефана – Больцмана*.

Здесь $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постоянная Стефана – Больцмана.

2.1.4. Закон смещения Вина

В 1893 г. немецкий ученый Вильгельм Вин рассмотрел задачу об *адиабатическом сжатии* излучения в цилиндрическом сосуде с зеркальными стенками и подвижным зеркальным поршнем.

Формула Вина дает хорошее согласие с опытом в коротковолновой части спектра и не годится для длинноволновой (рис. 2.1.4).

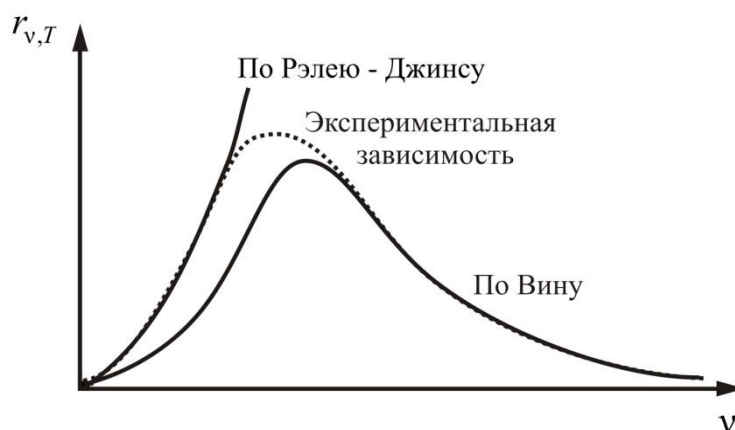


Рис. 2.1.4

Вин нашел зависимость $\nu_{\max} = f(T)$ (ν_{\max} – частота, соответствующая максимальному значению $r_{\nu,T}$ абсолютно черного тела):

$$\frac{\nu_{\max}}{T} = \text{const.} \quad (2.1.1)$$

Это **закон смещения Вина**. Смещение частоты в зависимости от температуры хорошо иллюстрируется экспериментальными кривыми, изображенными на рис. 2.1.3.

Чаще **закон смещения Вина** записывают в виде $\lambda_{\max} = b/T$, где постоянная Вина $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$.

2.1.5. Формула Рэля – Джинса

В 1900 г. английский физик Рэлей подошёл к изучению спектральных закономерностей излучения черного тела с позиции статистической физики, воспользовавшись **классическим законом** равномерного распределения энергии по степеням свободы.

Он рассмотрел *равновесное излучение в замкнутой полости с зеркальными стенками как совокупность стоячих электромагнитных волн (осцилляторов)*.

В 1905 г. английский физик и астрофизик Джинс уточнил расчеты Рэля и окончательно получил

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (2.1.2)$$

Это и есть **формула Рэля – Джинса**.

Из формулы (2.1.2) видно, что $r_{\nu,T}$ монотонно возрастает с ростом ν^2 в отличие от экспериментальной кривой, которая имеет максимум (рис. 2.1.4).

Формула (2.1.2) справедлива только в области *малых* частот и *не согласуется с законом Вина*. Попытка получить из формулы Рэля – Джинса закон Стефана – Больцмана ($R \sim T^4$) приводит к абсурду:

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

Этот результат получил название **ультрафиолетовой катастрофы**, т.к. с точки зрения классической физики вывод Рэля – Джинса был сделан безупречно.

Итак, было получено две формулы, описывающие излучение абсолютно черного тела: одна – для коротковолновой части спектра (формула Вина), другая – для длинноволновой (формула Рэля – Джинса). Задача состояла в том, чтобы получить выражение, описывающее тепловое излучение во всем диапазоне частот.

2.1.6. Формула Планка. Гипотеза о квантах

В своих расчетах немецкий физик-теоретик Планк выбрал наиболее простую модель излучающей системы (стенок полости) в виде гармонических осцилляторов (электрических диполей) со всевозможными собственными частотами. Здесь Планк следовал Рэлею. Но Планку пришла мысль связать с энергией осциллятора не его температуру, а его *энтропию*. Оказалось, что полученное выражение хорошо описывает экспериментальные данные (октябрь 1900 г.). Однако обосновать свою формулу Планк смог только в декабре 1900 г., после того, как *более глубоко* понял *вероятностный смысл энтропии*, на которую указал *Больцман* ($S = k \cdot \ln \Omega$).

Термодинамическая вероятность Ω – число возможных микроскопических комбинаций, совместимое с данным состоянием в целом.

В данном случае это *число возможных способов распределения энергии* между осцилляторами. Однако такой процесс подсчета возможен, если энергия будет принимать *не любые непрерывные значения, а лишь дискретные значения*, кратные некоторой *единичной энергии*. Эта энергия колебательного движения должна быть пропорциональна частоте.

Итак, *энергия осциллятора должна быть целым кратным некоторой единицы энергии, пропорциональной его частоте:*

$$E_n = nh\nu,$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$

Минимальная порция энергии

$$E = h\nu = \hbar\omega,$$

где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ – постоянная Планка; $\hbar = h/2\pi$ и $\omega = 2\pi\nu$.

То, что $E = h\nu$, – это гениальная догадка Макса Планка.

Принципиальное отличие вывода Планка от выводов Рэлея и других в том, что «не может быть и речи о равномерном распределении энергии между осцилляторами».

Окончательный вид формулы Планка –

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (2.1.3)$$

или

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}. \quad (2.1.4)$$

Из формулы Планка можно получить и формулу Рэлея – Джинса, и формулу Вина, и закон Стефана – Больцмана.

Для универсальной функции Кирхгофа Планк вывел формулу

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

Формула блестяще согласуется с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения черного тела во всем интервале частот и температур (рис. 2.1.4). Теоретически вывод этой формулы М. Планк представил **14 декабря 1900 г.** на заседании Немецкого физического общества. Этот **день стал датой рождения квантовой физики.**

Из формулы Планка, зная универсальные постоянные h , k и c , можно вычислить постоянную Стефана – Больцмана σ и Вина b . С другой стороны, зная экспериментальные значения σ и b , можно вычислить h и k (именно так было впервые найдено числовое значение постоянной Планка).

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

2.2. Квантовые явления в оптике

2.2.1. Фотоэффект и его виды

Гипотеза Планка, блестяще решившая задачу теплового излучения черного тела, получила подтверждение и дальнейшее развитие при объяснении фотоэффекта – явления, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории. В 1887 г. Г. Герц обнаружил, что при освещении отрицательного электрода ультрафиолетовыми лучами разряд между электродами происходит при меньшем напряжении. Это явление, как показали опыты В. Гальвакса (1888 г.) и А.Г. Столетова (1888–1890 гг.), обусловлено выбиванием под действием света отрицательных зарядов из электрода. Электрон еще не был открыт. Лишь в 1898 г. Дж.Дж. Томпсон и Ф. Леонард, измерив удельный заряд испускаемых телом частиц, установили, что это электроны.

Различают фотоэффект внешний, внутренний, вентильный и многофотонный.

Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. **Внешний фото-**

эффeкт наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация).

Внутренний фотоэффeкт – это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные, без вылета наружу. В результате концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, что приводит к возникновению фотопроводимости (повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении) или к возникновению электродвижущей силы (ЭДС).

Вентильный фотоэффeкт является разновидностью внутреннего фотоэффeкта, – это возникновение ЭДС (фотоЭДС) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Вентильный фотоэффeкт открывает пути для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

Многофотонный фотоэффeкт возможен, если интенсивность света очень большая (например, при использовании лазерных пучков). При этом электрон, испускаемый металлом, может одновременно получить энергию не от одного, а от нескольких фотонов.

Первые фундаментальные исследования фотоэффeкта выполнены русским ученым А.Г. Столетовым. Принципиальная схема для исследования фотоэффeкта приведена на рис. 2.2.1.

Два электрода (катод К из исследуемого материала и анод А, в качестве которого Столетов применял металлическую сетку) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что с помощью потенциометра R можно изменять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом (через кварцевое стекло), измеряется включенным в цепь миллиамперметром.

В 1899 г. Дж. Дж. Томпсон и Ф. Ленард доказали, что при фотоэффeкте свет выбивает из вещества электроны.

Вольтамперная характеристика (ВАХ) фотоэффeкта – *зависимость фототока I* , образуемого потоком электронов, от напряжения – приведена на рис. 2.2.2.

Такая зависимость соответствует двум различным энергетическим освещенностям катода (частота света в обоих случаях одинакова). По мере увеличения U фототок постепенно возрастает, т.е. все большее число фотоэлектронов достигает анода. Пологий характер кривых показывает, что электроны вылетают из катода с различными скоростями.

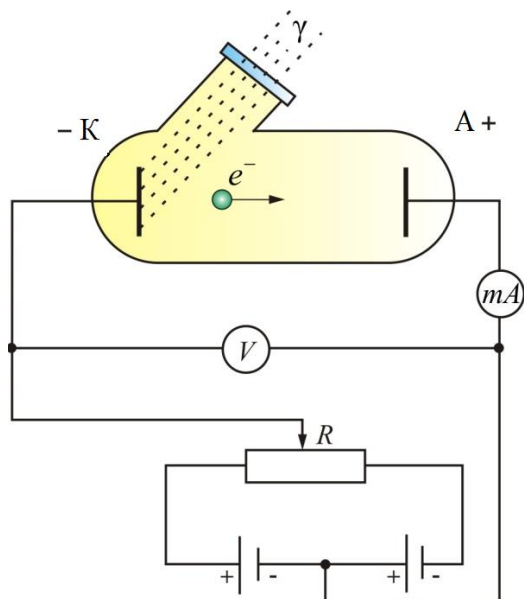


Рис. 2.2.1

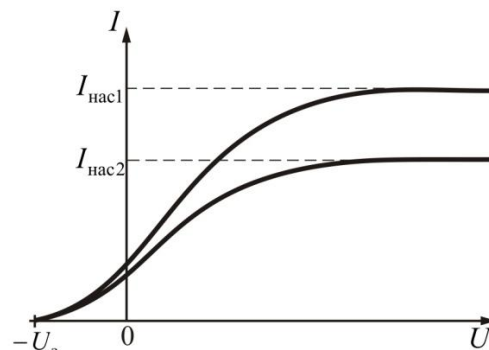


Рис. 2.2.2

Максимальное значение *фототока насыщения* $I_{\text{нас}}$ определяется таким значением напряжения U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода:

$$I_{\text{нас}} = ne,$$

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

Из ВАХ следует, при $U = 0$ фототок не исчезает. Следовательно, электроны, выбитые из катода, обладают некоторой начальной скоростью v , а значит и отличной от нуля кинетической энергией, поэтому они могут достигнуть катода без внешнего поля. Для того чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить *задерживающее напряжение* U_3 . При $U = U_3$ ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной скоростью v_{max} , не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода. Следовательно,

$$\frac{mv_{\text{max}}^2}{2} = eU_3, \quad (2.2.1)$$

т.е., замерив задерживающее напряжение U_3 , можно определить максимальные значения скорости и кинетической энергии фотоэлектрона.

При изучении ВАХ разнообразных материалов при разных частотах падающего на катод излучения и разных энергетических освещенностях катода и обобщении полученных данных были установлены три закона внешнего фотоэффекта.

2.2.2. Законы внешнего фотоэффекта

А.Г. Столетов установил три закона фотоэффекта, не утратившие своего значения и в настоящее время. В современном виде законы внешнего фотоэффекта формулируются следующим образом:

I. При фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила тока насыщения пропорциональна энергетической освещенности E_e катода).

II. Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) **фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν .**

III. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т.е. минимальная частота $\nu_{кр}$ света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

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

2.2.3. Фотонная теория света. Масса, энергия и импульс фотона

В современной трактовке гипотеза квантов утверждает, что энергия E колебаний атома или молекулы может быть равна $h\nu$, $2h\nu$, $3h\nu$ и т.д., но не существует колебаний с энергией в промежутке между двумя последовательными целыми, кратными $h\nu$. Это означает, что энергия не непрерывна, как полагали на протяжении столетий, а **квантуется**, т.е. существует лишь в строго определенных дискретных порциях. Наи-

меньшая порция $h\nu$ называется **квантом энергии**. Гипотезу квантов можно сформулировать и как утверждение о том, что на атомно-молекулярном уровне колебания происходят не с любыми амплитудами. Допустимые значения амплитуды связаны с частотой колебания ν .

В 1905 г. Эйнштейн выдвинул смелую идею, обобщавшую гипотезу квантов, и положил ее в основу новой теории света (квантовой теории фотоэффекта). Согласно теории Эйнштейна, *свет с частотой ν не только испускается, как это предполагал Планк, но и распространяется и поглощается веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых $E_0 = h\nu$* . Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью распространения света в вакууме (c). *Квант электромагнитного излучения получил название **фотон***.

Как мы уже говорили, испускание электронов с поверхности металла под действием падающего на него излучения соответствует представлению о свете как об электромагнитной волне, т.к. электрическое поле электромагнитной волны воздействует на электроны в металле и вырывает некоторые из них. Но Эйнштейн обратил внимание на то, что предсказываемые волновой теорией и фотонной (квантовой корпускулярной) теорией света детали фотоэффекта существенно расходятся.

Фотонная (корпускулярная) теория показывает, что в монохроматическом пучке все фотоны имеют одинаковую энергию (равную $h\nu$). Увеличение интенсивности светового пучка означает увеличение числа фотонов в пучке, но не сказывается на их энергии, если частота остается неизменной. Согласно теории Эйнштейна, электрон выбивается с поверхности металла при соударении с ним отдельного фотона. При этом вся энергия фотона передается электрону, а фотон перестает существовать. Так как электроны удерживаются в металле силами притяжения, для выбивания электрона с поверхности металла требуется минимальная энергия A (которая называется работой выхода и составляет для большинства металлов величину порядка нескольких электронвольт). Если частота ν падающего света мала, то энергии $h\nu < A_0$ и энергии фотона недостаточно для того, чтобы выбить электрон с поверхности металла. Если же $h\nu \geq A_0$, то электроны вылетают с поверхности металла, причем *энергия в таком процессе сохраняется*, т.е. энергия фотона ($h\nu$) равна кинетической энергии вылетевшего электрона плюс работе по выбиванию электрона из металла:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A. \quad (2.2.2)$$

Уравнение (2.2.2) называется *уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта*.

На основе этих соображений фотонная (корпускулярная) теория света предсказывает следующее:

1. Увеличение интенсивности света означает увеличение числа налетающих фотонов, которые выбивают с поверхности металла больше электронов. Но т.к. энергия фотонов одна и та же, максимальная кинетическая энергия электрона не изменится (*подтверждение – I закон фотоэффекта*).

2. При увеличении частоты падающего света максимальная кинетическая энергия электронов линейно возрастает в соответствии с формулой Эйнштейна (2.2.2) (*подтверждение – II закон фотоэффекта*). График этой зависимости представлен на рис. 2.2.3:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = h\nu - A;$$

$$eU_3 = h(\nu - \nu_{\text{кр}}).$$

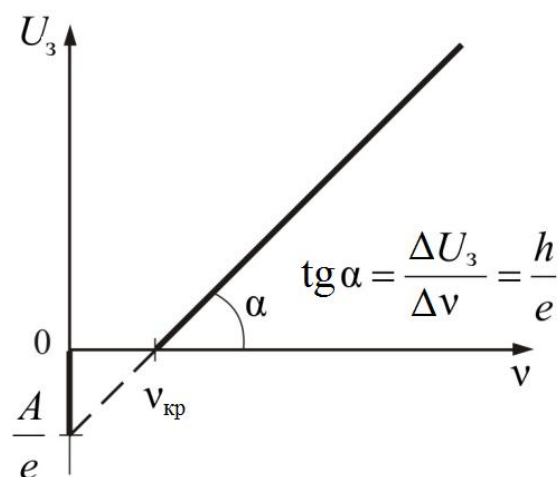


Рис. 2.2.3

3. Если частота ν меньше критической частоты $\nu_{\text{кр}}$, то выбивание электронов с поверхности не происходит (*III закон*).

Уравнение Эйнштейна было подтверждено опытами Милликена, выполненными в 1913–1914 гг. Основное отличие от опыта Столетова в том, что поверхность металла подвергалась очистке в вакууме. Исследовалась зависимость максимальной кинетической энергии от частоты и определялась постоянная Планка h .

Для объяснения теплового излучения Планк предположил, что свет испускается квантами. Эйнштейн при объяснении фотоэффекта предпо-

ложил, что свет и распространяется, и поглощается квантами, т.е. порциями. Квант световой энергии получил название **фотон**.

Наиболее непосредственное подтверждение гипотезы Эйнштейна дал опыт Боте, в котором использовался метод совпадения (рис. 2.2.4).

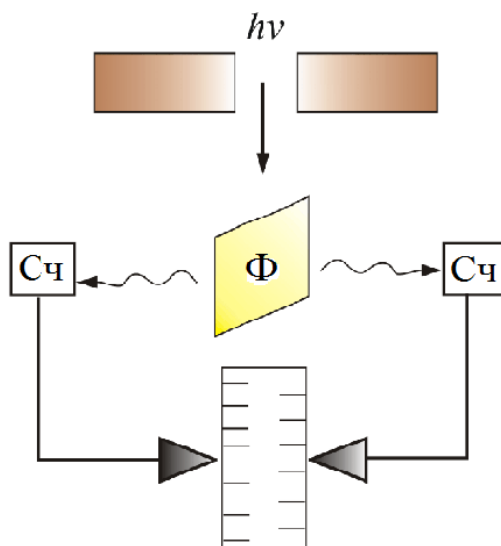


Рис. 2.2.4

Тонкая металлическая фольга Φ помещалась между двумя газоразрядными счетчиками Сч. Фольга освещалась слабым пучком рентгеновских лучей, под действием которых она сама становилась источником рентгеновских лучей (это явление называется рентгеновской флуоресценцией). Вследствие малой интенсивности первичного пучка количество квантов, испускаемых фольгой, было невелико. При попадании квантов на счетчик механизм срабатывал и на движущейся бумажной ленте делалась отметка. Если бы излучаемая энергия распространялась равномерно во все стороны, как это следует из волновых представлений, оба счетчика должны были бы срабатывать одновременно и отметки на ленте приходились бы одна против другой. В действительности же наблюдалось совершенно беспорядочное расположение отметок. Это можно объяснить лишь тем, что в отдельных актах испускания возникают световые частицы, летящие то в одном, то в другом направлении. Так было экспериментально доказано существование особых световых частиц – фотонов.

Фотон обладает энергией $E = h\nu = h(c/\lambda)$. Для видимого света длина волны $\lambda = 0,5$ мкм и энергия $E = 2,2$ эВ, для рентгеновских лучей $\lambda = 10^{-6}$ мкм и $E = 0,5$ эВ.

Фотон обладает инертной массой, которую можно найти из соотношения $E = mc^2$:

$$m_{\phi} = E/c^2 = hc/\lambda c^2 = h/c\lambda;$$

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (2.2.3)$$

Фотон движется со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Подставим это значение скорости в выражение для релятивистской массы:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1-1}} = \frac{m_0}{0} \rightarrow \infty.$$

Но масса фотона m_0 – конечна, т.е. получено абсурдное заключение. Так как масса фотона конечна, то это возможно тогда, когда масса покоя фотона $m_0 = 0$.

Фотон – частица, не обладающая массой покоя. Она может существовать, только двигаясь со скоростью света c .

Мы знаем релятивистское выражение для импульса и для энергии:

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Получим **связь между энергией и импульсом**:

$$E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}, \quad (2.2.4)$$

или

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m_0^2 c^2.$$

Но т.к. для покоящегося фотона $m_0 = 0$, то $m_0^2 c^2 = 0$. Окончательно получим

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2, \text{ или } p = \frac{E}{c}.$$

Так как $E = h\nu$, то можно записать:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{\hbar\omega}{c}.$$

Обозначим $k = \frac{\omega}{c}$, где k – **волновое число**. Теперь выразим импульс через **волновой вектор** \vec{k} :

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}.$$

2.2.4. Эффект Комптона

Серия экспериментов, выполненных в начале 20-х гг. XX в., подтвердила фотонную теорию. В одном из этих экспериментов (1923 г.) был обнаружен эффект, названный в честь его открывателя эффектом Комптона. А.Г. Комптон занимался изучением рассеяния коротковолнового света (в действительности рентгеновского излучения) различными веществами и обнаружил, что частота рассеянного света ν' меньше частоты падающего света ν (рис. 2.2.5). Уменьшение частоты указывало на потерю энергии. Комптон показал, что обнаруженный им эффект можно объяснить на основе фотонной теории света, т.е. соударением налетающих фотонов с электронами вещества.

Применив к столкновениям фотонов и электронов законы сохранения энергии и импульса, как показано на (рис. 2.2.5), Комптон установил, что энергии рассеянных фотонов, предсказываемые фотонной теорией, полностью согласуются с экспериментальными данными.

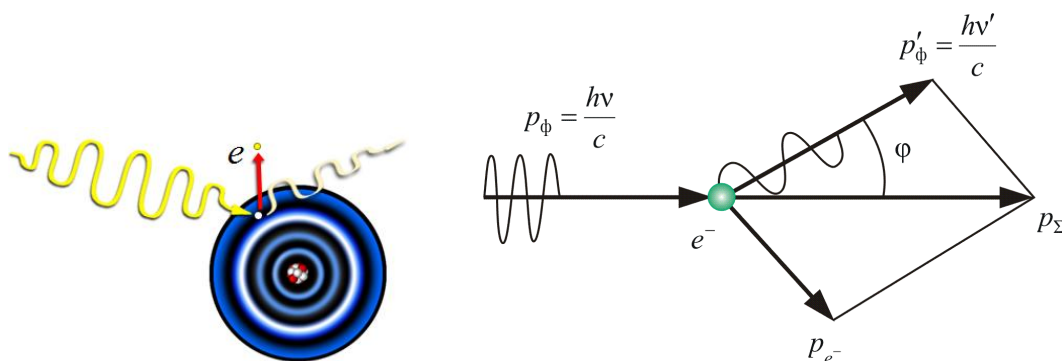


Рис. 2.2.5

Опыты показали, что разность $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только углом рассеяния φ :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (2.2.5)$$

где λ' – длина волны рассеянного излучения; λ_c – комптоновская длина волны (при рассеянии фотона на электроне $\lambda_c = 2,426$ пм).

2.2.5. Тормозное рентгеновское излучение

Для объяснения свойств теплового излучения пришлось ввести представление об испускании электромагнитного излучения порциями (квантами). Квантовая природа излучения подтверждается также суще-

ствованием **коротковолновой границы тормозного рентгеновского спектра**.

Рентгеновское излучение возникает при бомбардировке твердых мишеней быстрыми электронами (рис. 2.2.6). Здесь анод А выполнен из W, Mo, Cu, Pt – тяжелых тугоплавких или с высоким коэффициентом теплопроводности металлов.

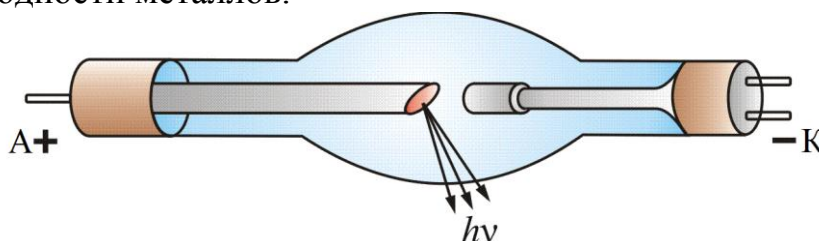


Рис. 2.2.6

Только 1–3 % энергии электронов идет на излучение, остальная часть выделяется на аноде в виде тепла, поэтому аноды охлаждают водой.

Попав в вещество анода, электроны испытывают сильное торможение и становятся источником электромагнитных волн (рентгеновских лучей).

Заметное излучение наблюдается лишь при резком торможении быстрых электронов, начиная с $U \sim 50$ кВ, при этом $\nu_0 \approx 0,4c$ (c – скорость света). В индукционных ускорителях электронов – бетатронах электроны приобретают энергию до 50 МэВ, $\nu_0 = 0,99995 c$. Направив такие электроны на твердую мишень, получим рентгеновское излучение с малой длиной волны. Это излучение обладает большой проникающей способностью.

Согласно классической электродинамике при торможении электрона должны возникать излучения всех длин волн от нуля до бесконечности. Длина волны, на которую приходится максимум мощности излучения, должна уменьшиться по мере увеличения скорости электронов, что в основном подтверждается на опыте (рис. 2.2.7).

Однако есть принципиальное отличие от классической теории: нулевые распределения мощности не идут к началу координат, а обрываются при конечных значениях λ_{\min} – это и есть **коротковолновая граница рентгеновского спектра**.

$$\text{Экспериментально установлено, что } \lambda_{\min}(\text{Å}) = \frac{12390}{U(\text{В})} = \frac{\text{const}}{U}.$$

Существование коротковолновой границы непосредственно вытекает из квантовой природы излучения. Действительно, если излучение возникает за счёт энергии, теряемой электроном при торможении, то

энергия кванта $h\nu$ не может превысить энергию электрона eU , т.е. $h\nu \leq eU$, отсюда $\nu = \frac{eU}{h}$ или $\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{ch}{eU}$.

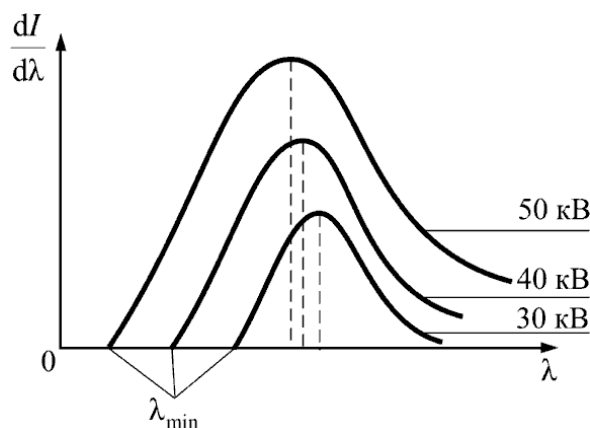


Рис. 2.2.7

В данном эксперименте можно определить постоянную Планка h . Из всех методов определения постоянной Планка метод, основанный на измерении коротковолновой границы тормозного рентгеновского спектра, является самым точным.

2.2.6. Давление света

Основной постулат корпускулярной теории электромагнитного излучения звучит так: электромагнитное излучение (и, в частности, свет) – это поток частиц, называемых фотонами. Фотоны распространяются в вакууме со скоростью, равной предельной скорости распространения взаимодействия, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, масса и энергия покоя любого фотона равны нулю, энергия фотона E связана с частотой электромагнитного излучения ν и длиной волны λ формулой

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.2.6)$$

Обратите внимание: формула (2.2.6) связывает корпускулярную характеристику электромагнитного излучения, энергию фотона, с волновыми характеристиками – частотой и длиной волны. Она представляет собой мостик между корпускулярной и волновой теориями. Существование этого мостика неизбежно, т.к. и фотон, и электромагнитная волна – это всего-навсего две модели одного и того же реально существующего объекта – электромагнитного излучения.

Всякая движущаяся частица (*корпускула*) обладает импульсом, причём согласно теории относительности энергия частицы E и ее импульс p связаны формулой

$$E = \sqrt{E_0^2 + (cp)^2}, \quad (2.2.7)$$

где E_0 – энергия покоя частицы. Так как энергия покоя фотона равна нулю, то из (2.2.7) и (2.2.6) следуют две очень важные формулы:

$$E = cp; \quad p = \frac{h}{\lambda}.$$

Обратимся теперь к явлению светового давления.

Давление света открыто русским ученым П.Н. Лебедевым в 1901 г. В своих опытах он установил, что давление света зависит от интенсивности света и от отражающей способности тела. В опытах была использована вертушка, имеющая черные и зеркальные лепестки, помещенная в вакуумированную колбу (рис. 2.2.8).

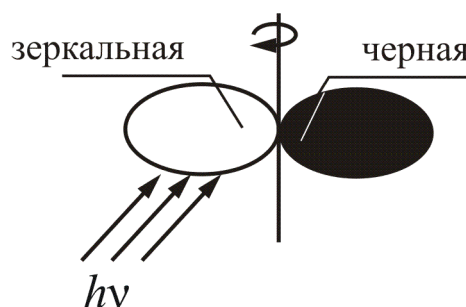
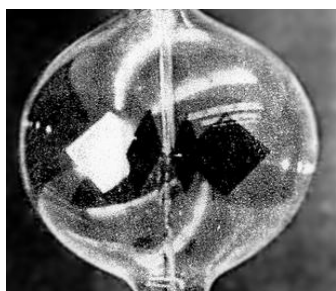


Рис. 2.2.8

Величина светового давления

$$P = F/S, \text{ или } P = \frac{E_{\text{ед}}}{c} (1 + K),$$

где $E_{\text{ед}} = N h \nu$ – энергия всех фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени, т.е. энергетическая освещенность поверхности.

Давление света на различные поверхности можно рассчитать:

- если тело зеркально отражает, то $K = 1$ и $P = \frac{E_{\text{ед}}}{c} (1 + K)$;
- если полностью поглощает (абсолютно черное тело), то $K = 0$ и $P = \frac{E_{\text{ед}}}{c}$, т.е. *световое давление на абсолютно черное тело в два раза меньше, чем на зеркальное.*

Итак, следующее из корпускулярной теории заключение, что **световое излучение оказывает давление на материальные предметы,**

причем величина давления пропорциональна интенсивности излучения, прекрасно подтверждается в экспериментах.

Одним из следствий давления солнечного света является то, что кометы, пролетающие вблизи Солнца, имеют «хвосты» (рис. 2.2.9).

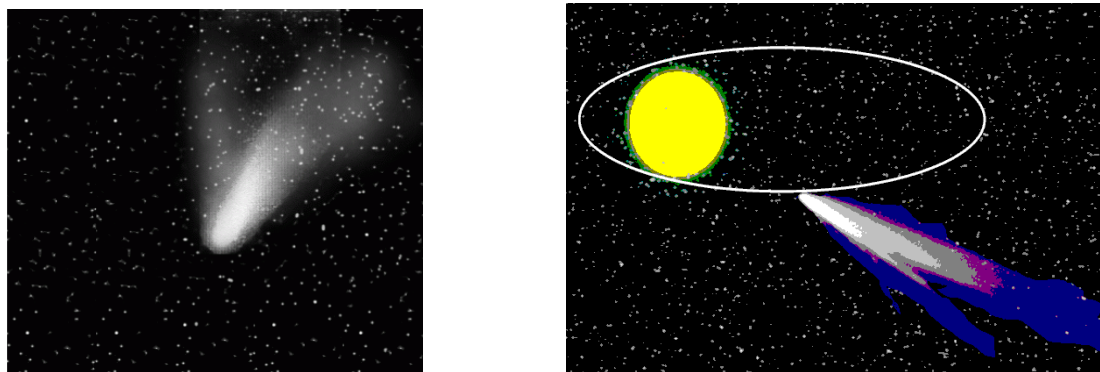


Рис. 2.2.9

2.2.7. Двойственная природа света

Впервые проблема корпускулярно-волнового дуализма проявила себя при исследовании природы света. В XVII в. Исаак Ньютон предложил считать свет *потокм мельчайших корпускул*. Это позволяло просто объяснить ряд наиболее характерных свойств света, – например, *прямолинейность световых лучей* и *закон отражения*, согласно которому угол отражения света равен углу падения. Вообще, вся *геометрическая оптика* прекрасно согласуется с *корпускулярной теорией света*. Но явления интерференции и дифракции света никак в эту теорию не вписывались. Объяснить их ученым удалось лишь в XIX в. создателям *волновой теории* света. А *теория электромагнитного поля* и знаменитые уравнения Максвелла, казалось бы, вообще поставили точку в этой проблеме. Оказалось, что свет – это просто *частный случай электромагнитных волн*, т.е. процесса распространения в пространстве электромагнитного поля. Мало того, волновая оптика объяснила не только те явления, которые не объяснялись с помощью корпускулярной теории, но и вообще все известные к XIX в. световые эффекты. И все законы геометрической оптики тоже оказалось возможным доказать в рамках волновой оптики.

Однако уже в самом начале XX в. опять возродилась корпускулярная теория света, т.к. были обнаружены явления, которые с помощью волновой теории объяснить не удавалось. Это – *давление света*, *фотоэффект*, *Комптон-эффект* и *законы теплового излучения*. В рамках корпускулярной теории эти явления прекрасно объяснялись, и корпус-

кулы (частицы) света даже получили специальное название. Макс Планк назвал их *световыми квантами* (по-русски – *порциями*), а Альберт Эйнштейн – *фотонами*. Оба эти названия прижились и употребляются до сих пор.

В итоге сложилась удивительная ситуация – сосуществование двух серьезных научных теорий, каждая из которых объясняла одни свойства света, но не могла объяснить другие. Нужна *синтезированная теория*, объединяющая в себе и волновую, и корпускулярную теории. Она была создана и получила название *квантовой физики*.

Очень важно, что квантовая физика не отвергает ни корпускулярную, ни волновую теории. Каждая из них имеет свои преимущества и свой, достаточно развитый математический аппарат.

Свет – диалектическое единство противоположных свойств: он одновременно обладает свойствами непрерывных электромагнитных волн и дискретных фотонов.

При уменьшении длины волны все ярственнее проявляются корпускулярные свойства. Волновые свойства коротковолнового излучения проявляются слабо (например, рентгеновское излучение). Наоборот, у длинноволнового (инфракрасного) излучения квантовые свойства проявляются слабо.

Взаимосвязь между корпускулярными и волновыми свойствами света находит простое толкование при статистическом подходе к распространению света.

Взаимодействие фотонов с веществом (например, при прохождении света через дифракционную решетку) приводит к *перераспределению* фотонов в пространстве и возникновению дифракционной картины на экране. Очевидно, что освещенность в различных точках экрана прямо пропорциональна вероятности попадания фотонов в эти точки экрана. Но, с другой стороны, из волновых представлений видно, что *освещенность пропорциональна интенсивности света J , а та, в свою очередь, пропорциональна квадрату амплитуды A^2* . Отсюда вывод: ***квадрат амплитуды световой волны в какой-либо точке есть мера вероятности попадания фотонов в эту точку.***

2.3. Волновые свойства микрочастиц вещества

2.3.1. Гипотеза де Бройля

Недостатки теории Бора указывали на необходимость пересмотра основ квантовой теории и представлений о природе микрочастиц (электронов, протонов и т.п.). Возник вопрос о том, насколько исчерпываю-

щим является представление электрона в виде малой механической частицы, характеризующейся определенными координатами и определенной скоростью.

Мы уже знаем, что в оптических явлениях наблюдается своеобразный дуализм. Наряду с явлениями дифракции, интерференции (волновыми явлениями) наблюдаются и явления, характеризующие корпускулярную природу света (фотоэффект, эффект Комптона).

В 1924 г. французский физик Луи де Бройль выдвинул гипотезу, что **дуализм не является особенностью только оптических явлений, а имеет универсальный характер. Частицы вещества также обладают волновыми свойствами.**

Если фотон обладает энергией $E = h\nu$ и импульсом $p = h/\lambda$, то и частица (например, электрон), движущаяся с некоторой скоростью, обладает волновыми свойствами, т.е. *движение частицы можно рассматривать как движение волны.*

Согласно квантовой механике свободное движение частицы с массой m и импульсом $p = m\bar{v}$ (где v – скорость частицы) можно представить как плоскую монохроматическую волну Ψ_0 (волну де Бройля) с длиной волны

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (2.3.1)$$

распространяющуюся в том же направлении (например, в направлении оси x), в котором движется частица (рис. 2.3.1).

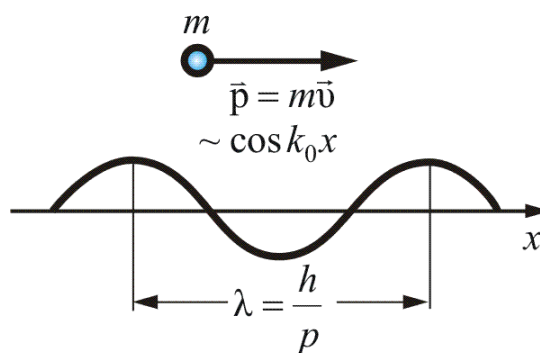


Рис. 2.3.1

Зависимость волновой функции Ψ_0 от координаты x даётся формулой

$$\Psi_0 \sim \cos(k_0 x), \quad (2.3.2)$$

где k_0 – **волновое число**, а **волновой вектор** \vec{k}_0 направлен в сторону распространения волны или вдоль движения частицы:

$$\vec{k}_0 = \frac{2\pi}{h} \vec{p}. \quad (2.3.3)$$

Таким образом, *волновой вектор монохроматической волны, связанной со свободно движущейся микрочастицей, пропорционален её импульсу или обратно пропорционален длине волны.*

Поскольку кинетическая энергия сравнительно медленно движущейся частицы $K = mv^2 / 2$, то длину волны можно выразить и через энергию:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mK}}. \quad (2.3.4)$$

При *взаимодействии* частицы с некоторым объектом – с кристаллом, молекулой и т.п. – её энергия меняется: к ней добавляется потенциальная энергия этого взаимодействия, что приводит к изменению движения частицы. Соответственно, меняется характер распространения связанной с частицей волны, причём это происходит согласно принципам, общим для всех волновых явлений. Поэтому основные геометрические закономерности дифракции частиц ничем не отличаются от закономерностей дифракции любых волн. *Общим условием дифракции волн любой природы является соизмеримость длины падающей волны λ с расстоянием d между рассеивающими центрами: $\lambda \leq d$.*

Гипотеза Луи де Бройля была революционной даже для того революционного в науке времени. Однако она вскоре была подтверждена многими экспериментами.

2.3.2. Дифракция частиц

Дифракция частиц – рассеяние микрочастиц (электронов, нейтронов, атомов и т.п.) кристаллами или молекулами жидкостей и газов, при котором из начального пучка частиц данного типа возникают дополнительно отклонённые пучки этих частиц. Направление и интенсивность таких отклонённых пучков зависят от строения рассеивающего объекта.

Дифракция частиц может быть понята лишь на основе квантовой теории. Дифракция – явление волновое, оно наблюдается при распространении волн различной природы: дифракции света, звуковых волн, волн на поверхности жидкости и т.д. Дифракция при рассеянии частиц с точки зрения классической физики невозможна.

Квантовая механика устранила абсолютную грань между волной и частицей. *Основным положением квантовой механики, описывающей поведение микрообъектов, является корпускулярно-волновой дуализм,*

т.е. двойственная природа микрочастиц. Так, поведение электронов в одних явлениях, например при наблюдении их движения в камере Вильсона или при измерении электрического заряда в *фотоэффекте*, может быть описано на основе представлений о частицах. В других же, особенно в явлениях дифракции, – только на основе представления о волнах. Идея «волн материи», высказанная французским физиком Л. Де Бройлем, получила блестящее подтверждение в опытах по дифракции частиц.

Опыты по дифракции частиц и их квантово-механическая интерпретация

Первым опытом по дифракции частиц, блестяще подтвердившим исходную идею квантовой механики – корпускулярно-волновой дуализм, явился опыт американских физиков К. Дэвиссона и Л. Джермера, проведенный в 1927 г. по дифракции электронов на монокристаллах никеля. На рис. 2.3.2 изображена схема опыта (*A* – электронная пушка, *B* – детектор излучения) и на рис. 2.3.3 – динамика дифракционного отражения электронов при изменении ускоряющей разности потенциалов.

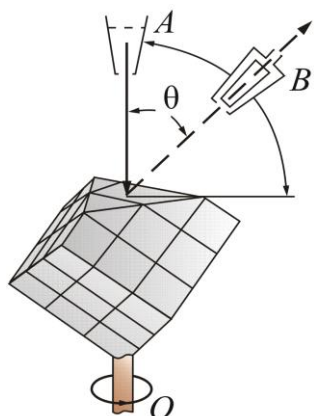


Рис. 2.3.2

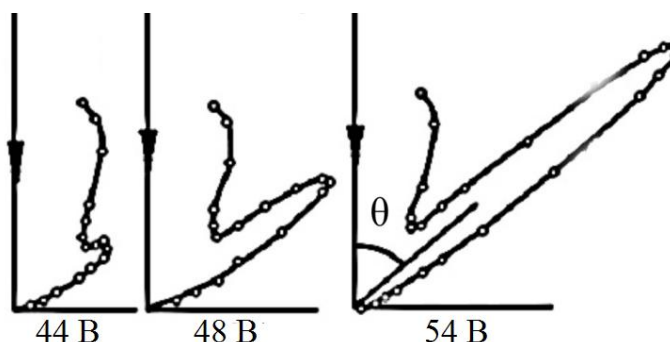


Рис. 2.3.3

Если ускорять электроны электрическим полем с напряжением U , то они приобретут кинетическую энергию $K = eU$ (e – заряд электрона), что после подстановки в равенство (3.1.4) числовых значений даёт

$$\lambda = \frac{12,26}{\sqrt{U}}.$$

Здесь U выражено в В, а λ – в Å ($1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ м}$).

При напряжениях U порядка 100 В, которые использовались в этих опытах, получаются так называемые «медленные» электроны с λ по-

рядка 1 Å. Эта величина близка к межатомным расстояниям d в кристаллах, которые составляют несколько Å и менее, и соотношение $\lambda \leq d$, необходимое для возникновения дифракции, выполняется.

Кристаллы обладают высокой степенью упорядоченности. Атомы в них располагаются в трёхмерно-периодической кристаллической решётке, т.е. образуют пространственную дифракционную решётку для соответствующих длин волн. Дифракция волн на такой решётке происходит в результате рассеяния на системах параллельных кристаллографических плоскостей, на которых в строгом порядке расположены рассеивающие центры. Условием наблюдения дифракционного максимума при отражении от кристалла является условие Вульфа – Брэггов:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (2.3.5)$$

здесь θ – угол, под которым падает пучок электронов на данную кристаллографическую плоскость (угол скольжения), а d – расстояние между соответствующими кристаллографическими плоскостями.

В опыте Дэвиссона и Джермера при «отражении» электронов от поверхности кристалла никеля при определённых углах отражения возникали максимумы. Как видно из рис. 2.3.3, экспериментальная кривая зависимости интенсивности от ускоряющего напряжения имеет несколько максимумов, равностоящих друг от друга.

Эти максимумы отражённых пучков электронов соответствовали формуле (2.3.5), и их появление не могло быть объяснено никаким другим путём, кроме как на основе представлений о волнах и их дифракции. Таким образом, волновые свойства частиц – электронов – были доказаны экспериментом.

При более высоких ускоряющих электрических напряжениях (десятках кВ) электроны приобретают достаточную кинетическую энергию, чтобы проникать сквозь тонкие плёнки вещества (толщиной порядка 10^{-5} см, т.е. тысячи Å). Тогда возникает так называемая дифракция быстрых электронов на прохождении, которую на поликристаллических плёнках алюминия и золота впервые в 1927 г. исследовали английский учёный Дж.Дж. Томсон и, независимо от него, советский физик П.С. Тартаковский.

В 1949 г. советские ученые Л.М. Биберман, Н.Г. Сушкин, В.А. Фабрикант поставили такой же опыт, но интенсивность электронного пучка была настолько слабой, что электроны проходили через прибор практически поодиночке. Однако картина после длительной экспозиции была точно такой же, т.е. было доказано, что *волновыми свойствами обладает каждый отдельный электрон.*

Вскоре после этого удалось наблюдать и явления дифракции атомов и молекул. Атомам с массой M , находящимся в газообразном состоянии в сосуде при абсолютной температуре T , соответствует, по формуле (2.3.4), длина волны

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{3MkT}}, \quad (2.3.6)$$

т.к. средняя кинетическая энергия атома $K = 2/3kT$.

Для лёгких атомов, молекул (H , H_2 , He) и температур в сотни градусов Кельвина длина волны λ составляет около 1 \AA . Дифрагирующие атомы или молекулы практически не проникают вглубь кристалла.

Сформированный с помощью диафрагм молекулярный или атомный пучок направляют на кристалл и тем или иным способом фиксируют «отражённые» дифракционные пучки. Таким путём немецкие учёные О. Штерн и И. Эстерман, а также другие исследователи на рубеже 30-х гг. наблюдали дифракцию атомных и молекулярных пучков (рис. 2.3.4).

Позже наблюдалась дифракция протонов, а также дифракция нейтронов (рис. 2.3.5), получившая широкое распространение как один из методов исследования структуры вещества.

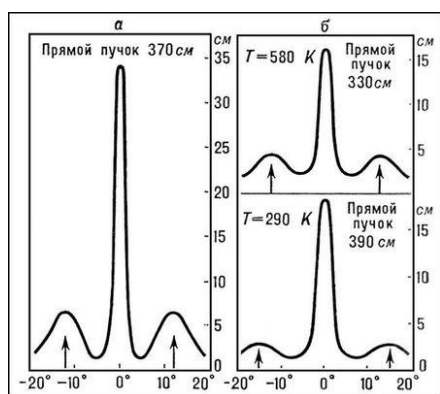


Рис. 2.3.4

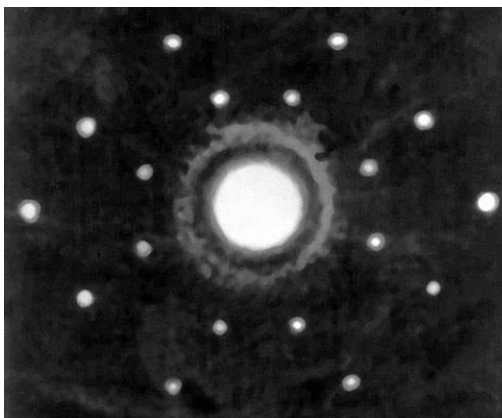


Рис. 2.3.5

Так, было доказано экспериментально, что волновые свойства присущи всем без исключения микрочастицам.

Дифракция частиц, сыгравшая в своё время столь большую роль в установлении двойственной природы материи – корпускулярно-волнового дуализма (и тем самым послужившая экспериментальным обоснованием квантовой механики), давно уже стала одним из главных рабочих методов для изучения строения вещества. На дифракции частиц основаны два важных современных метода анализа атомной структуры вещества – электронография и нейтронография.

2.3.3. Корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц вещества

Итак, микрочастицы обладают необычайными свойствами. *Микро-частицы* – это элементарные частицы (электроны, протоны, нейтроны и т.д.), а также сложные частицы, образованные из небольшого числа элементарных (пока неделимых) частиц (атомы, молекулы, ядра атомов). Называя эти микрочастицы частицами, мы подчеркиваем только одну сторону, правильнее было бы назвать «частица-волна».

Микрочастицы не способны непосредственно воздействовать на наши органы чувств – ни видеть, ни осязать их нельзя. Мы знаем, что будет с большим предметом; но именно так микрочастицы не поступают! Поэтому, изучая их, приходится прибегать к различного рода абстракциям, напрягать воображение и *не пытаться связывать их с нашим непосредственным опытом.*

В доквантовой физике понять – значит составить себе наглядный образ объекта или процесса. В квантовой физике так рассуждать нельзя. Всякая наглядная модель будет действовать по классическим законам, и поэтому не пригодна для представления квантовых процессов. Например, вращение электрона по орбите вокруг атома – такое представление. Это дань классической физике и не соответствует истинному положению вещей, не соответствует квантовым законам.

Рассмотренные нами волны Луи де Бройля не являются *электромагнитными*, это волны особой природы.

Вычислим дебройлевскую длину волны мячика массой 0,20 кг, движущегося со скоростью 15 м/с:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{0,2 \cdot 15} = 2,2 \cdot 10^{-34} \text{ м}.$$

Это чрезвычайно малая длина волны. Даже при крайне низких скоростях, скажем 10^{-4} м/с, дебройлевская длина волны составляла бы примерно 10^{-29} м. Дебройлевская длина волны обычного тела слишком мала, чтобы ее можно было обнаружить и измерить. Дело в том, что типичные волновые свойства – интерференция и дифракция – проявляются только тогда, когда размеры предметов или щелей сравнимы по своей величине с длиной волны. Но нам неизвестны предметы и щели, на которых могли бы дифрагировать волны с длиной волны 10^{-30} м, поэтому волновые свойства обычных тел обнаружить не удастся.

Другое дело, если речь идет об элементарных частицах типа электронов. Так как масса входит в знаменатель формулы (3.3.1), определяющей дебройлевскую длину волны, очень малой массе соответствует большая длина волны.

Определим дебройлевскую длину волны электрона, ускоренного разностью потенциалов 100 В:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} = 5,9 \cdot 10^6 \text{ м/с,}$$

откуда
$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 5,9 \cdot 10^6} = 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Из приведенного примера видно, что электрон может соответствовать длине волны порядка 10^{-10} м. Хотя это очень короткие волны, их можно обнаружить экспериментально: межатомные расстояния в кристалле того же порядка величины (10^{-10} м) и регулярно расположенные атомы кристалла можно использовать в качестве дифракционной решетки, как в случае рентгеновского излучения. Итак, если гипотеза Луи де Бройля справедлива, то, как указал Эйнштейн, для электронов должно наблюдаться явление дифракции.

Дифракция электронов и других микрочастиц доказывает справедливость гипотезы Луи де Бройля и подтверждает корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц вещества.

2.4. Элементы квантовой механики

2.4.1. Физический смысл волн де Бройля

Из содержания § 2.3 видно, что идея де Бройля о наличии у частиц вещества волновых свойств получила экспериментальное подтверждение, как для заряженных частиц (электронов), так и для нейтральных – нейтронов, атомов и молекул. Также было показано, что обнаружить волновые свойства у макроскопических тел не представляется возможным из-за присущей им малой длины волны.

В настоящем разделе постараемся выяснить физический смысл волн де Бройля.

Вернемся вновь к свету. Вспомним соотношение между корпускулярными и волновыми свойствами света. Было выяснено, что ***квадрат амплитуды световой волны в какой-либо точке пространства пропорционален числу фотонов, попадающих в эту точку.*** До сих пор речь шла о длине волны, соответствующей частице, движущейся с определенной скоростью. Можно, очевидно, говорить и об амплитуде этих волн. Вопрос о природе волн, связанных с движущимися частицами вещества, можно сформулировать как вопрос о физическом смысле амплитуды или интенсивности этих волн.

Интенсивность волн де Бройля в данной области пространства определяет число частиц, попавших в эту область. В этом заключается статистическое, вероятностное толкование волн, связанных с движущимися частицами. **Квадрат амплитуды дебройлевской волны в данной точке пространства является мерой вероятности того, что частица находится в этой области.** Вероятностная трактовка волн де Бройля принадлежит Максиму Борну.

Подчеркнем еще раз, что волны, связанные с движущимися частицами, не имеют никакого отношения к распространению какого-либо электромагнитного поля, к электромагнитным волнам. Среди известных в физике электромагнитных, акустических и других волн нет аналога «волнам вероятности», связанным с движущимися частицами вещества.

Можно показать, что *фазовая скорость волн де Бройля превышает скорость света в вакууме*, что не противоречит теории относительности.

Групповая скорость волн де Бройля меньше скорости света, что указывает на неразрывную связь дебройлевских волн с движущимися частицами. Групповая скорость волны де Бройля равна скорости движения частицы.

Открытие волновых свойств движущихся частиц вещества явилось величайшим достижением современной физики. Вместе с твердо установленным экспериментально квантовым характером законов, описывающих внутриатомные процессы, обнаружение волновых свойств частиц вещества послужило фундаментом для создания квантовой механики. Так называемые пути современной теоретической физики, изучающей законы движения частиц в области микромира, имеют масштабы длины $10^{-10} - 10^{-15}$ м. *Объектами изучения квантовой механики являются атомы, молекулы, кристаллы, атомные ядра и элементарные частицы* (электроны, позитроны, протоны, нейтроны и др.).

2.4.2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга

Согласно двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества для описания микрочастиц используются то волновые, то корпускулярные представления. Поэтому приписывать им все свойства частиц и все свойства волн нельзя. Естественно, что необходимо внести некоторые ограничения в применении к объектам микромира понятий классической механики.

В классической механике состояние материальной точки (классической частицы) определяется заданием значений координат, импульса, энергии и т.д. (перечисленные величины называются динамическими переменными). Строго говоря, микрообъекту не могут быть приписаны

указанные динамические переменные. Однако информацию о микро-частицах мы получаем, наблюдая их взаимодействие с приборами, представляющими собой макроскопические тела. Поэтому результаты измерений поневоле выражаются в терминах, разработанных для характеристики макротел, т.е. через значения динамических характеристик. В соответствии с этим измеренные значения динамических переменных приписываются микрочастицам. Например, говорят о состоянии электрона, в котором он имеет такое-то значение энергии, и т.д.

Волновые свойства частиц и возможность задать для частицы лишь вероятность *ее пребывания в данной* точке пространства приводят к тому, что сами понятия *координаты частицы и ее скорости (или импульса)* могут применяться в квантовой механике в ограниченной мере. В этом, вообще говоря, нет ничего удивительного. В классической физике понятие **координаты** в ряде случаев тоже непригодно для определения положения объекта в пространстве. Например, не имеет смысла говорить о том, что электромагнитная волна находится в данной точке пространства или что положение фронта волновой поверхности на воде характеризуется координатами x, y, z .

Корпускулярно-волновая двойственность свойств частиц, изучаемых в квантовой механике, приводит к тому, что в ряде случаев **оказывается невозможным**, в классическом смысле, одновременно **характеризовать частицу ее положением в пространстве (координатами) и скоростью** (или импульсом). Так, например, электрон (и любая другая микрочастица) не может иметь одновременно точных значений координаты x и компоненты импульса p_x . Неопределенности значений x и p_x удовлетворяют соотношению

$$\Delta x \Delta p_x \geq h. \quad (2.4.1)$$

Из (2.4.1) следует, что чем меньше неопределенность одной величины (x или p_x), тем больше неопределенность другой. Возможно такое состояние, в котором одна из переменных имеет точное значение ($\Delta x = 0$), другая переменная при этом оказывается совершенно неопределенной ($\Delta p \rightarrow \infty$ – ее неопределенность равна бесконечности), и наоборот. Таким образом, *для микрочастицы не существует состояний, в которых ее координаты и импульс имели бы одновременно точные значения*. Отсюда вытекает и фактическая невозможность одновременного измерения координаты и импульса микрообъекта с любой наперед заданной точностью.

Соотношение, аналогичное (2.4.1), имеет место для y и p_y , для z и p_z , а также для других пар величин (в классической механике такие

пары называются *канонически сопряженными*). Обозначив канонически сопряженные величины буквами A и B , можно записать:

$$\Delta A \Delta B \geq h. \quad (2.4.2)$$

Соотношение (2.4.2) называется *соотношением неопределенностей* для величин A и B . Это соотношение ввёл в 1927 г. Вернер Гейзенберг.

Утверждение о том, что *произведение неопределенностей значений двух сопряженных переменных не может быть по порядку меньше постоянной Планка h* , называется *соотношением неопределенностей Гейзенберга*.

Энергия и время являются канонически сопряженными величинами. Поэтому для них также справедливо соотношение неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \geq h. \quad (2.4.3)$$

Это соотношение означает, что определение энергии с точностью ΔE должно занять интервал времени, равный по меньшей мере

$$\Delta t \sim \frac{h}{\Delta E}.$$

Соотношение неопределенностей получено при одновременном использовании классических характеристик движения частицы (координаты, импульса) и наличии у нее волновых свойств. Так как в классической механике принимается, что измерение координаты и импульса может быть произведено с любой точностью, то *соотношение неопределенностей* является, таким образом, *квантовым ограничением применимости классической механики к микрообъектам*.

Соотношение неопределенностей указывает, в какой мере возможно пользоваться понятиями классической механики применительно к микрочастицам, в частности с какой степенью точности можно говорить о траекториях микрочастиц. Движение по траектории характеризуется вполне определенными значениями координат и скорости в каждый момент времени. Подставив в (2.4.1) вместо p_x произведение $m v_x$, получим соотношение

$$\Delta x \Delta v_x \geq h/m. \quad (2.4.4)$$

Из этого соотношения следует, что *чем больше масса частицы, тем меньше неопределенности ее координаты и скорости, следовательно, тем с большей точностью можно применять к этой частице понятие траектории*. Так, например, уже для пылинки массой 10^{-12} кг и линейными размерами 10^{-6} м, координата которой определена с точ-

ностью до 0,01 ее размеров ($\Delta x = 10^{-8}$ м), неопределенность скорости, по (2.4.4),

$$\Delta v_x = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} \cdot 10^{-12}} \text{ м/с} = 6,62 \cdot 10^{-14} \text{ м/с},$$

т.е. не будет сказываться при всех скоростях, с которыми пылинка может двигаться.

Таким образом, для макроскопических тел их волновые свойства не играют никакой роли; координаты и скорости могут быть измерены достаточно точно. Это означает, что для описания движения макротел с абсолютной достоверностью можно пользоваться законами классической механики.

Применим соотношение неопределенностей к электрону, движущемуся в атоме водорода. Допустим, что неопределенность координаты электрона $\Delta x \approx 10^{-10}$ м (порядка размеров самого атома), тогда, согласно (2.4.4),

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

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

2.4.3. Понятие о волновой функции

Экспериментальное подтверждение идеи Луи де Бройля об универсальности корпускулярно-волнового дуализма, ограниченность применения классической механики к микрообъектам, диктуемая соотношением неопределенностей, а также противоречия ряда экспериментов с применяемыми в начале XX в. теориями привели к новому этапу развития квантовой физики – созданию квантовой механики, описывающей законы движения и взаимодействия микрочастиц с учетом их волновых свойств. Ее создание и развитие охватывает период с 1900 г. (формулировка Планком квантовой гипотезы) до 20-х гг. XX в. и связано прежде всего с работами австрийского физика Э. Шредингера, немецкого физика В. Гейзенберга и английского физика П. Дирака.

Необходимость вероятностного подхода к описанию микрочастиц является важнейшей отличительной особенностью квантовой теории. Можно ли волны де Бройля истолковывать как волны вероятности, т.е. считать, что вероятность обнаружить микрочастицу в различных точках пространства меняется по волновому закону? Такое толкование волн де Бройля уже неверно, хотя бы потому, что тогда вероятность обнаружить частицу в некоторых точках пространства может быть отрицательна, что не имеет смысла.

Чтобы устранить эти трудности, немецкий физик М. Борн в 1926 г. предположил, что *по волновому закону меняется не сама вероятность, а величина, названная амплитудой вероятности* и обозначаемая $\Psi(x, y, z, t)$. Эту величину называют также *волновой функцией* (или Ψ -функцией). Амплитуда вероятности может быть комплексной, и вероятность W пропорциональна квадрату ее модуля:

$$W \sim |\Psi(x, y, z, t)|^2, \quad (2.4.5)$$

где $|\Psi|^2 = \Psi\Psi'$, где Ψ' – функция, комплексно-сопряженная с Ψ .

Это одна из возможных трактовок волновой функции, другую рассмотрим более подробно в Приложении.

Таким образом, описание состояния микрообъекта с помощью волновой функции имеет *статистический, вероятностный* характер: квадрат модуля волновой функции (квадрат модуля амплитуды волны де Бройля) определяет вероятность нахождения частицы в момент времени в области с координатами x и $x + dx$, y и $y + dy$, z и $z + dz$.

Итак, в квантовой механике состояние частицы описывается принципиально по-новому – с помощью волновой функции, которая является основным носителем информации об их корпускулярных и волновых свойствах. Вероятность нахождения частицы в объеме V равна

$$dW = |\Psi|^2 dV. \quad (2.4.6)$$

Величина $|\Psi|^2 = dW / dV$ (квадрат модуля Ψ -функции) имеет смысл *плотности вероятности*, т.е. *определяет вероятность нахождения частицы в единице объема в окрестности точки, имеющей координаты x, y, z* . Таким образом, физический смысл имеет не сама Ψ -функция, а квадрат ее модуля $|\Psi|^2$, которым определяется *интенсивность волн де Бройля*.

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

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

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

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dV = 1, \quad (2.4.7)$$

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

Чтобы волновая функция являлась объективной характеристикой состояния микрочастицы, она должна удовлетворять ряду ограничительных условий. Функция Ψ , характеризующая вероятность обнаружения микрочастицы в элементе объема, должна быть:

- конечной (вероятность не может быть больше единицы);
- однозначной (вероятность не может быть неоднозначной величиной);
- непрерывной (вероятность не может меняться скачком).

Волновая функция удовлетворяет принципу суперпозиции: если система может находиться в различных состояниях, описываемых волновыми функциями $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$, то она может находиться в состоянии, описываемом линейной комбинацией этих функций:

$$\Psi = \sum_n C_n \Psi_n,$$

где C_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) — произвольные, вообще говоря, комплексные числа.

Сложение волновых функций (амплитуд вероятностей, определяемых квадратами модулей волновых функций) *принципиально отличает квантовую теорию от классической статистической теории*, в которой для независимых событий справедлива теорема сложения вероятностей.

Волновая функция Ψ является основной характеристикой состояния микрообъектов. Например, среднее расстояние $\langle r \rangle$ электрона от ядра вычисляется по формуле

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} r |\Psi|^2 dV,$$

где вычисления проводятся, как и в случае (2.4.7).

2.4.4. Уравнение Шредингера

Толкование волн де Бройля и соотношение неопределенностей Гейзенберга привели к выводу, что уравнением движения в квантовой механике, описывающей движение микрочастиц в различных силовых полях, должно быть уравнение, из которого бы вытекали наблюдаемые на опыте волновые свойства частиц. Основное уравнение должно быть уравнением относительно волновой функции $\Psi(x, y, z, t)$, т.к. именно величина $|\Psi|^2$ осуществляет вероятность пребывания частицы в момент времени t в объеме dV , т.е. в области с координатами x и $x+dx$, y и $y+dy$, z и $z+dz$. Так как искомое уравнение должно учитывать волновые свойства частиц, то оно должно быть волновым уравнением, подобно уравнению, описывающему электромагнитные волны.

Основное уравнение нерелятивистской квантовой механики сформулировано в 1926 г. австрийским физиком-теоретиком Э. Шредингером. Уравнение Шредингера не выводится, а постулируется. Правильность этого уравнения подтверждается согласием с опытом получаемых с его помощью результатов, что, в свою очередь, придает ему характер закона природы.

Уравнение Шредингера в общем виде записывается так:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U(x, y, z, t) \Psi = i\hbar \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}, \quad (2.4.8)$$

где m – масса частицы; i – мнимая единица; $\nabla^2 \equiv \Delta$ – оператор Лапласа $\left(\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right)$, $U(x, y, z, t)$ – потенциальная энергия частицы в силовом поле, в котором она движется; Ψ – искомая волновая функция.

Если силовое поле, в котором движется частица, потенциально, то функция U не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В этом случае решение уравнения Шредингера распадается на два сомножителя, один из которых зависит только от координаты, а другой – только от времени:

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-i\frac{E}{\hbar}t}. \quad (2.4.9)$$

Здесь E – полная энергия частицы, которая в случае стационарного поля остается постоянной. Чтобы убедиться в справедливости выражения (2.4.9), подставьте его в выражение (2.4.8) и вы получите *уравнение Шредингера для стационарных состояний*:

$$\begin{aligned}
-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + U\Psi &= E\Psi; \\
\nabla^2\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi &= 0.
\end{aligned}
\tag{2.4.10}$$

Уравнение Шредингера можно записать в виде $\hat{H}\Psi = E\Psi$.

В этом уравнении \hat{H} – оператор Гамильтона, равный сумме операторов $-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U = \hat{H}$. Гамильтониан является оператором энергии E .

В квантовой механике другим переменным (также и динамическим) сопоставляются операторы. Соответственно рассматривают операторы координат, импульса, момента импульса и т.д.

Реальный физический смысл имеют такие решения уравнения Шредингера, которые выражаются волновыми функциями Ψ , удовлетворяющими условиям конечности, однозначности и непрерывности. Это имеет место не при любых значениях параметра E , а лишь при определенном их наборе, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются *собственными*. Решения, которые соответствуют этим значениям, называются *собственными функциями*. Собственное значение E может образовывать непрерывный ряд (*сплошной спектр*) или дискретный ряд (*дискретный спектр*).

2.5. Движение частицы в потенциальной яме

2.5.1. Движение свободной частицы

Свободная частица – частица, движущаяся в отсутствие внешних полей. Так как на свободную частицу (пусть она движется вдоль оси x) силы не действуют, то потенциальная энергия частицы $U(x) = \text{const}$ и ее можно принять равной нулю. Тогда полная энергия частицы совпадает с ее кинетической энергией. В таком случае **уравнение Шредингера** для стационарных состояний примет вид

$$\frac{\partial\Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\Psi = 0.
\tag{2.5.1}$$

Прямой подстановкой можно убедиться в том, что частным решением уравнения (2.5.1) является функция $\Psi(x) = Ae^{ikx}$, где $A = \text{const}$ и $k = \text{const}$, с собственным значением энергии

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (2.5.2)$$

Функция $\Psi(x) = Ae^{ikx} = Ae^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2mEx}}$ представляет собой только координатную часть волновой функции $\Psi(x, t)$. Зависящую от времени волновую функцию можно представить в виде

$$\Psi(x, t) = Ae^{-i\omega t + ikx} = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - p_x x)}, \quad (2.5.3)$$

где $\omega = \frac{E}{\hbar}$, $k = \frac{p_x}{\hbar}$.

Функция (2.5.3) представляет собой плоскую монохроматическую волну де Бройля.

Из выражения (2.5.2) следует, что зависимость энергии от импульса

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m} \quad (2.5.4)$$

оказывается обычной для нерелятивистских частиц. Следовательно, энергия свободной частицы может принимать любые значения, т.е. ее энергетический спектр является **непрерывным**.

Таким образом, свободная частица описывается плоской монохроматической волной де Бройля. Этому способствует не зависящая от времени **плотность вероятности** обнаружения частицы в данной точке пространства

$$|\Psi|^2 = \Psi\Psi^* = |A|^2,$$

т.е. все положения свободной частицы являются равновероятностными.

2.5.2. Частица в одномерной прямоугольной яме

Проведем качественный анализ решений уравнения Шредингера применительно к частице, находящейся в потенциальной яме с бесконечно высокими «стенками» (рис. 2.5.1). Такая яма описывается потенциальной энергией $U(x)$ следующего вида:

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

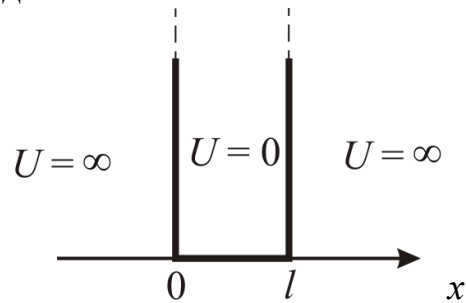


Рис. 2.5.1

Здесь l – ширина ямы, а U – энергия – отсчитывается от ее дна.

Уравнение Шредингера для стационарных состояний, в случае одномерной задачи, запишется в виде

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) = 0. \quad (2.5.5)$$

По условию задачи (бесконечно высокие «стенки») частица не проникает за пределы ямы, поэтому вероятность ее обнаружения за пределами ямы равна нулю. На границах ямы волновая функция также должна обращаться в нуль. Следовательно, граничные условия в таком случае имеют вид

$$\Psi(0) = \Psi(l) = 0. \quad (2.5.6)$$

В пределах ямы ($0 \leq x \leq l$) уравнение Шредингера (2.5.5) сводится к уравнению

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0 \text{ или } \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k^2 \Psi = 0;$$

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}. \quad (2.5.7)$$

Общее решение дифференциального уравнения –

$$\Psi(x) = A \sin kx + B \cos kx.$$

А так как по (2.5.6) $\Psi(0) = 0$, то $B = 0$. Тогда

$$\Psi(x) = A \sin kx,$$

уравнение $\Psi(l) = A \sin kl = 0$ выполняется только при $kl = n\pi$, где n – целые числа, т.е. необходимо, чтобы

$$k = \frac{n\pi}{l}. \quad (2.5.8)$$

Из выражений (2.5.7) и (2.5.8) следует, что энергия частицы зависит от n :

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ml^2}, \quad (2.5.9)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$.

Таким образом, стационарное уравнение Шредингера, описывающее движение частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, удовлетворяется только при собственных значениях E_n , зависящих от целого числа n . Следовательно, *энергия E_n частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками принимает лишь определенные дискретные значения, т.е. квантуется. Квантовые значения*

энергии E_n называются **уровнями энергии**, а число n , определяющее энергетические уровни, – **главным квантовым числом**.

Таким образом, **микрочастица** в «потенциальной яме» с бесконечно высокими стенками может находиться только на определенном энергетическом уровне E_n , или, как говорят, частица находится в **квантовом состоянии** n .

Собственные функции уравнения $\Psi_n(x) = A \sin \frac{n\pi}{l} x$ будут иметь вид

$$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{n\pi}{l} x\right). \quad (2.5.10)$$

Графики собственных функций (2.5.10), соответствующие уровням энергии (2.5.9) при $n = 1, 2, 3$, приведены на рис. 2.5.2, а. На рис. 2.5.2, б изображена плотность вероятности обнаружения частицы на различных расстояниях от «стенок» ямы: $|\Psi(x)|^2 = \Psi_n(x)\Psi'_n(x)$ для $n = 1, 2, 3, \dots$

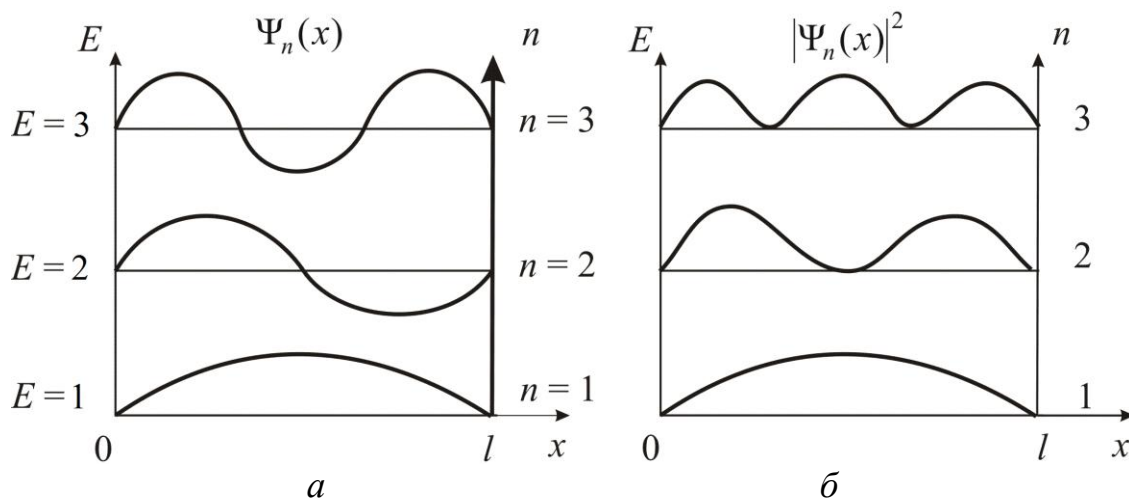


Рис. 2.5.2

Из рисунка следует, что, например, в квантовом состоянии с $n = 2$ частица не может находиться в центре ямы, в то время как одинаково может пребывать в ее левой и правой частях. Такое поведение частицы указывает на то, что представления о траекториях частицы в квантовой механике несостоятельны.

Из выражения (2.5.9) следует, что энергетический интервал между двумя соседними уровнями равен

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n. \quad (2.5.11)$$

Например, для электрона при размерах ямы $l = 10^{-1}$ м (свободные электроны в металле) $\Delta E_n \approx 10^{-35} n$ Дж $\approx 10^{-16} n$ эВ, т.е. энергетические уровни расположены столь тесно, что спектр можно считать практически непрерывным. Если же размеры ямы соизмеримы с размерами стенки ($l \approx 10^{-10}$ м), то для электрона $\Delta E_n \approx 10^{-17} n$ Дж $\approx 10^2 n$ эВ, т.е. получаются явно дискретные значения энергии (линейчатый спектр). Таким образом, *применение уравнения Шредингера* к частице в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками приводит к **квантовым значениям энергии и координат**, в то время как классическая механика на энергию этой частицы лишних ограничений не накладывает.

Кроме того, квантово-механическое рассмотрение этой задачи приводит к выводу, что частица в потенциальной яме с бесконечно высокими «стенками» *не может иметь энергию меньшую, чем минимальная энергия, равная*

$$\frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2}.$$

Наличие отличной от нуля минимальной энергии не случайно и вытекает из соотношения неопределенностей. Неопределенность координаты Δx частицы в яме шириной l равна $\Delta x = l$. Тогда, согласно соотношению неопределенностей, импульс не может иметь точное, в данном случае нулевое, значение. Неопределенность импульса

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{l}.$$

Такому разбросу значений импульса соответствует кинетическая энергия $E_{\min} \approx \frac{\Delta p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ml^2}$. Все остальные уровни имеют энергию, превышающую это значение.

Из функций (2.5.1) и (2.5.9) следует, что при больших квантовых числах ($n \gg 1$) $\frac{\Delta E_n}{E_n} \approx \frac{2}{n} \ll 1$, т.е. соседние уровни расположены тесно:

тем теснее, чем больше n . Если n очень велико, то можно говорить о *практически непрерывной последовательности уровней*, и характерная особенность квантовых процессов – *дискретность* – *сглаживается*. Этот результат является *частным случаем принципа соответствия Бора*, согласно которому *законы квантовой механики должны при больших значениях квантовых чисел переходить в законы классической физики*.

Более общая трактовка **принципа соответствия**: *всякая новая, более общая теория, являющаяся развитием классической, не отверга-*

ет ее полностью, а включает в себя классическую теорию, указывая границы ее применимости, причем в определенных предельных условиях новая теория переходит в старую.

2.5.3. Гармонический осциллятор в квантовой механике

Гармоническим осциллятором называют частицу, совершающую одномерное движение под действием квазиупругой силы $F = kx$.

Потенциальная энергия частицы

$$U = \frac{kx^2}{2}, \quad \text{или} \quad U = \frac{m\omega^2 x^2}{2},$$

где $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$.

Гармонический осциллятор в квантовой механике описывается уравнением Шредингера

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \Psi = 0.$$

Отсюда найдем значения полной энергии осциллятора

$$E_n = (n + 1/2)\hbar\omega, \quad (2.5.12)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$;

$\Delta E_n = \hbar\omega$ не зависит от n в отличие от прямоугольной потенциальной ямы.

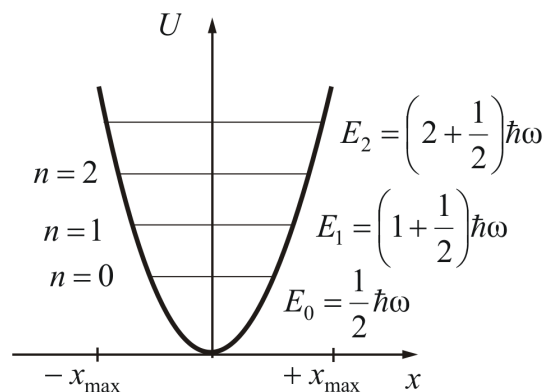


Рис. 2.5.3

Минимальная энергия $E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$ называется **нулевой энергией**, т.е. при $T = 0$ колебания атомов K в кристаллической решетке не прекращаются.

В квантовой механике вычисляется вероятность различных переходов квантовой системы из одного состояния в другое. Для гармонического осциллятора возможны лишь переходы между соседними уровнями.

Условия, накладываемые на изменения квантовых чисел при переходах системы из одного состояния в другое, называются **правилами отбора**. Для гармонического осциллятора правило выражено формулой

$$\Delta n = \pm 1.$$

Из (2.5.12) вытекает, что энергия квантового осциллятора изменяется только порциями, т.е. квантуется. Причем, как и в прямоугольной яме, энергия ограничена снизу минимальным значением

$$E_0 = 1/2 \hbar \omega$$

– **энергия нулевых колебаний** (прямое следствие соотношения неопределенностей). Это означает, что частица не может находиться на дне потенциальной ямы.

Плотность вероятности нахождения частицы $|\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi$ изображена на рис. 2.5.2. Как и в случае прямоугольной потенциальной ямы, при $n = 2$ в середине ямы частица находиться не может. Это совершенно непонятно с классической точки зрения. *Квантуется не только энергия, но и координата частицы.*

Строгое квантово-механическое решение задачи о гармоническом осцилляторе приводит еще к одному существенному отличию от классического рассмотрения. Оказывается, что можно обнаружить частицу за пределами дозированной области: от x_{\min} до x_{\max} (рис. 2.5.4), т.е. за точками 0 и l (см. рис. 2.5.1).

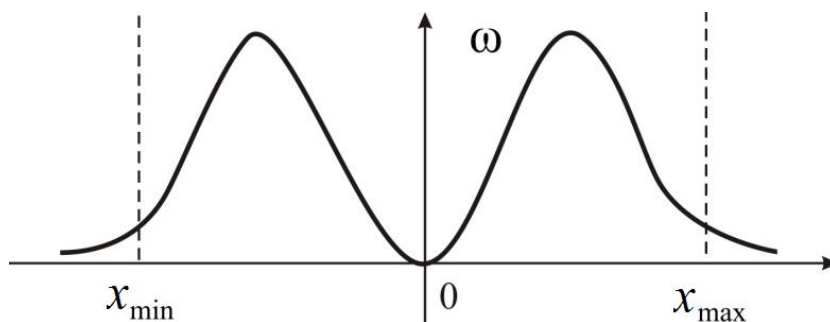


Рис. 2.5.4

Это означает, что частица может прибывать там, где ее полная энергия меньше потенциальной энергии. Это оказывается возможным вследствие туннельного эффекта.

2.5.4. Прохождение частиц сквозь потенциальный барьер. Туннельный эффект

Рассмотрим простейший потенциальный барьер прямоугольной формы (рис. 2.5.5) для одномерного (по оси x) движения частицы. Для такого барьера прямоугольной формы высоты U и ширины l можно записать:

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, & 1 \text{ обл.} \\ U, & 0 < x < l, & 2 \text{ обл.} \\ 0, & x > l, & 3 \text{ обл.} \end{cases}$$

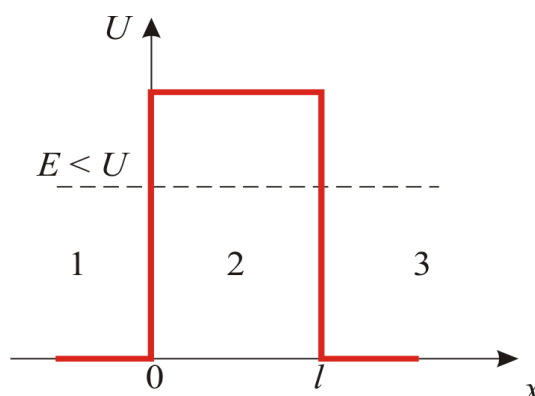


Рис. 2.5.5

При данных условиях задачи классическая частица, обладая энергией E , либо беспрепятственно пройдет над барьером при $E > U$, либо отразится от него ($E < U$) и будет двигаться в обратную сторону, т.е. она не может проникнуть через барьер.

Для микрочастиц же, даже при $E < U$, имеется отличная от нуля вероятность, что частица отразится от барьера и будет двигаться в обратную сторону. При $E > U$ имеется также отличная от нуля вероятность, что частица окажется в области $x > l$, т.е. проникнет сквозь барьер. Такой вывод следует непосредственно из решения уравнения Шредингера, описывающего движение микрочастицы при данных условиях задачи.

Уравнение Шредингера для состояний каждой из выделенных областей имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi_{1,3}}{\partial x^2} + k^2 \Psi_{1,3} &= 0 \quad \left(\text{для } 1, 3 \text{ обл. } k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \right); \\ \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2} + q^2 \Psi_2 &= 0 \quad \left(\text{для } 2 \text{ обл. } q^2 = \frac{2m(E-U)}{\hbar^2} \right). \end{aligned} \quad (2.5.13)$$

Можно получить решение уравнения Шредингера для трех областей в следующем виде (учитывая, что $q = i\beta$ – мнимое число, где $\beta = \frac{\sqrt{2m(U - E)}}{\hbar}$):

$$\begin{aligned} \Psi_1(x) &= e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} && \text{для обл. 1;} \\ \Psi_2(x) &= A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x} && \text{для обл. 2;} \\ \Psi_3(x) &= A_3 e^{ikx} && \text{для обл. 3.} \end{aligned} \quad (2.5.14)$$

В области 2 функция (2.5.14) уже не соответствует плоским волнам, распространяющимся в обе стороны, поскольку показатели степени не мнимые, а действительные.

Качественный анализ функций $\Psi_1(x)$, $\Psi_2(x)$, $\Psi_3(x)$ показан на рис. 2.5.6.

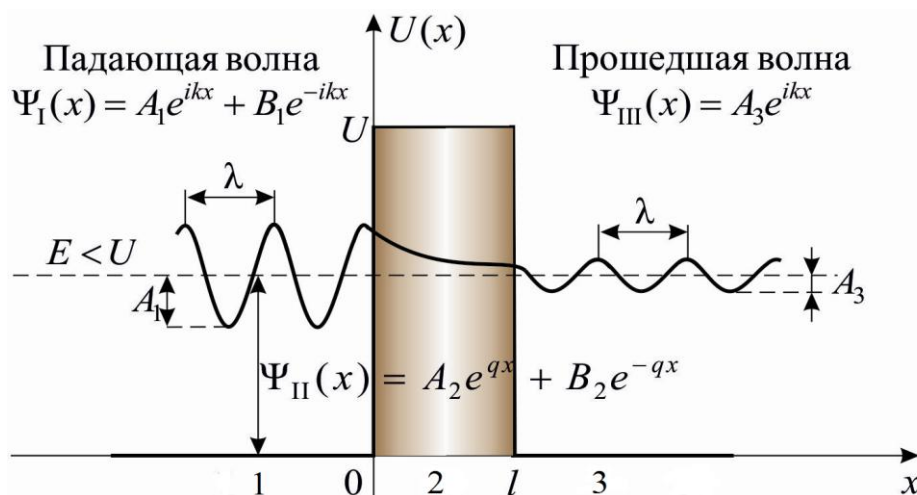


Рис. 2.5.6

Из рисунка следует, что **волновая функция не равна нулю и внутри барьера, а в области 3, если барьер не очень широк, будет опять иметь вид волн де Бройля с тем же импульсом, т.е. с той же частотой, но с меньшей амплитудой.**

Таким образом, квантовая механика приводит к принципиально новому квантовому явлению – **туннельному эффекту**, в результате которого микробиъект может пройти через барьер.

Коэффициент прозрачности для барьера прямоугольной формы

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U - E)}l\right).$$

Для барьера произвольной формы

$$D = D_0 \exp \left(- \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U - E)} dx \right).$$

Прохождение частицы сквозь барьер можно пояснить *соотношением неопределенностей*.

Неопределенность импульса на отрезке $\Delta x = l$ составляет $\Delta p > \frac{\hbar}{l}$.

Связанная с этим разбросом кинетическая энергия $\frac{\Delta p^2}{2m}$ может оказаться достаточной для того, чтобы *полная энергия оказалась больше потенциальной, и частица может пройти через барьер*.

С классической точки зрения прохождение частицы сквозь потенциальный барьер при $E < U$ невозможно, т.к. частица, находясь в области барьера, должна была бы обладать отрицательной кинетической энергией. Туннельный эффект является *специфическим квантовым эффектом*.

Основы теории туннельных переходов заложены работами советских ученых Л.И. Мандельштама и М.А. Леонтовича в 1928 г. Туннельное прохождение сквозь потенциальный барьер лежит в основе многих явлений физики твердого тела (например, явления в контактном слое на границе двух полупроводников), атомной и ядерной физики (например: α -распад, протекание термоядерных реакций).

3. АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

3.1. Модели атомов. Атом водорода по теории бора

3.1.1. Закономерности в атомных спектрах

Итак, что же такое атом? Изолированные атомы в виде разреженного газа или паров металлов испускают спектр, состоящий из отдельных спектральных линий – *линейчатый спектр*. Изучение атомных спектров послужило ключом к познанию строения атомов.

Прежде всего, в экспериментах было замечено, что линии в спектрах расположены не беспорядочно, а сериями. Расстояние между линиями в серии закономерно уменьшается по мере перехода от длинных волн к коротким.

Швейцарский физик Й. Бальмер в 1885 г. установил, что *частоты волн серии в видимой части спектра водорода* могут быть представлены формулой

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3.1.1)$$

где R – постоянная Ридберга; $R = R' \cdot c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $n = 3, 4, 5, \dots$

Дальнейшие исследования показали, что в спектре водорода имеется несколько серий:

$$\text{Серия Лаймона: } \nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

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

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

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

Обобщенная формула Й. Бальмера –

$$\nu = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ или } \frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3.1.2)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ $n = k + 1, k + 2, k + 3, \dots$

Ясно было, что атом – сложная система, имеющая сложные атомные спектры (рис. 3.1.1).

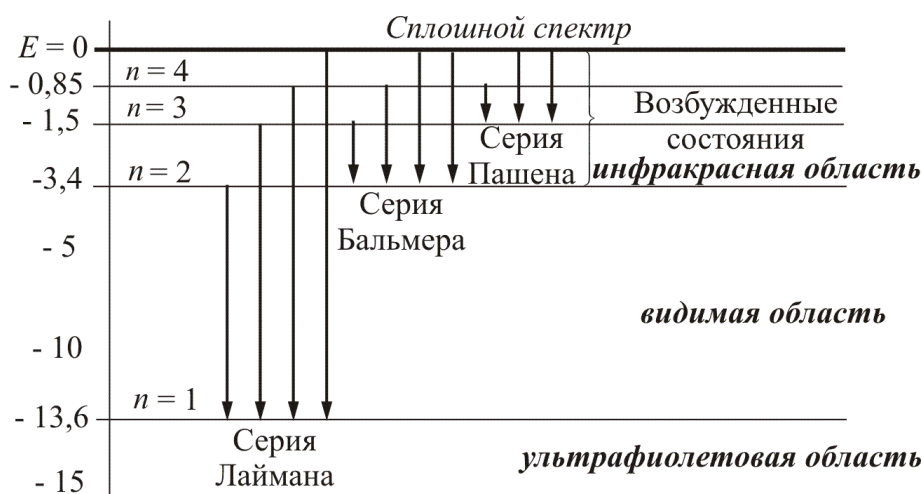


Рис. 3.1.1

В конце XIX в. учеными рассматривались многие модели атомов (рис. 3.1.2).

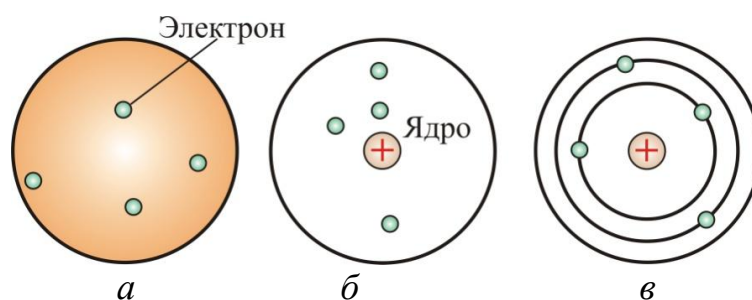


Рис. 3.1.2

В 1903 г. Дж. Дж. Томсон предложил модель атома: сфера, равномерно заполненная положительным электричеством, внутри которой находятся электроны (рис. 3.1.2, а). Атом в целом нейтрален: суммарный заряд сферы равен заряду электронов, однако спектр такого атома должен был быть сложным, но никоим образом не линейчатым, что противоречило экспериментам. Модель атома, изображенная на рис. 3.1.2, б, состояла из сферы, в центре которой находилось положительно заряженное ядро, а вокруг него располагались электроны. Эта модель также не вписывалась в эксперименты. Наиболее известна в то время была планетарная модель атома, предложенная Э. Резерфордом (рис. 3.1.2, в).

3.1.2. Ядерная модель атома (модель Резерфорда)

Большую роль в развитии представлений о строении атома сыграли опыты английского физика Э. Резерфорда.

Резерфорд и его сотрудники наблюдали прохождение α -частиц через тонкую золотую фольгу. Скорость α -частиц составила 10^7 м/с.

Экспериментальная установка позволяла наблюдать α -частицы, отклоненные золотой фольгой под разными углами.

В то время было известно, что α -частица имеет положительный заряд, равный $+2e$.

Опыт осуществлялся по схеме, изображенной на рис. 3.1.3.

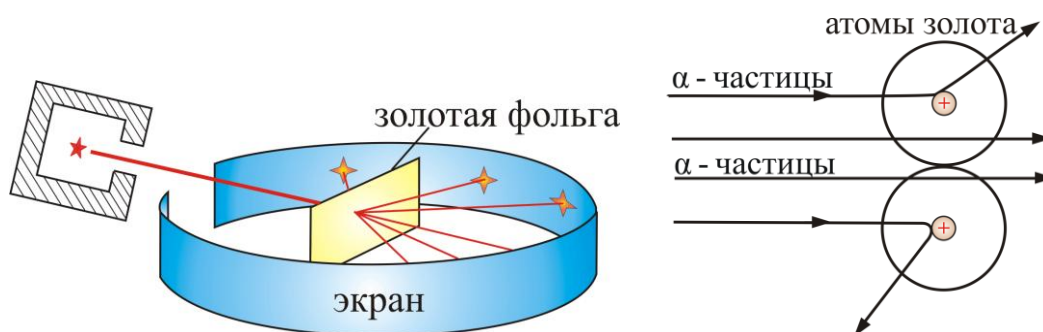


Рис. 3.1.3

Узкий пучок α -частиц испускался радиоактивным веществом и падал на фольгу. Проходя через фольгу, α -частицы отклонялись на различные углы. Рассеянные частицы ударялись об экран, покрытый ZnS, и вызываемые им вспышки света, *сцинтилляции*, наблюдались в микроскопе. Микроскоп и связанный с ним экран можно было вращать вокруг оси, проходящей через центр фольги, т.е. можно было всегда измерить угол отклонения. Весь прибор помещался в вакуум, чтобы α -частицы не рассеивались при столкновении с молекулами воздуха.

В опыте обнаружилось, что некоторые α -частицы отклонялись на большие углы, до 180° . Резерфорд понял, что такое отклонение возможно лишь при встрече с положительно заряженной частицей большей массы. А малая вероятность отклонения на большие углы говорила, что эта положительная частица имеет малые размеры, порядка 10^{-14} м. Электроны, по мнению Резерфорда, движутся вокруг ядра.

Однако такая модель была в явном противоречии с классической электродинамикой, т.к. электрон, двигаясь по окружности, т.е. с нормальным ускорением, должен был *излучать энергию, следовательно, замедлять скорость и падать на ядро*. Таким образом, применение классической электродинамики к ядерной модели атома привело к пол-

ному противоречию с экспериментальными фактами. Согласно классической теории должны иметь место:

- непрерывная потеря электроном энергии в виде излучения электромагнитных волн и неустойчивость атома;
- существование только непрерывного спектра (спектральных линий не должно быть).

В действительности оказывается, что:

- атом является устойчивой системой;
- атом излучает энергию лишь при определенных условиях;
- излучение атома имеет линейчатый спектр, связанный со строением и свойствами его электронной оболочки.

Размеры ядер можно определить, используя дифракционное рассеяние при высоких энергиях, а также упругое рассеяние электронов или поглощение нейтронов.

Оказалось, что радиус ядра $R \approx (10^{-14} - 10^{-15})$ м и зависит от числа нуклонов в ядре (рис. 3.1.4).

Если электрон, ускоренный разностью потенциалов U , «нацелен» в край ядра, имеющего заряд Ze и радиус R , то, согласно классической механике, его угол отклонения определяется соотношением

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = k_0 \frac{Ze^2}{RpU}.$$

На рис. 3.1.5 изображена компьютерная модель процесса рассеяния электронов на ядре.

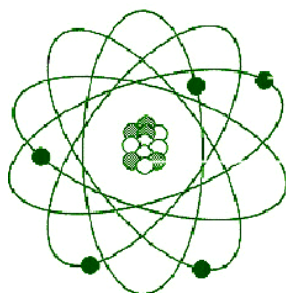


Рис. 3.1.4

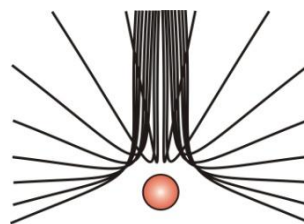


Рис. 3.1.5

3.1.3. Элементарная теория Бора

Выход из тупика был найден датским ученым Нильсом Бором в 1913 г., получившим Нобелевскую премию в 1922 г.

Бор высказал предположения, которые были названы *постулатами Бора*.

- **Первый постулат** (постулат стационарных состояний): электроны движутся только по определенным (стационарным) орбитам. При этом, даже двигаясь с ускорением, они не излучают энергию.

- **Второй постулат** (правило частот): излучение и поглощение энергии в виде кванта света ($h\nu$) происходят лишь при переходе электрона из одного стационарного состояния в другое. Величина светового кванта равна разности энергий тех стационарных состояний, между которыми совершается скачок электрона: $h\nu = E_n - E_k$.

Отсюда следует, что изменение энергии атома, связанное с излучением при поглощении фотона, пропорционально частоте ν :

$$\nu = \frac{E_n}{h} - \frac{E_k}{h} \text{ или } \omega = \frac{E_n}{\hbar} - \frac{E_k}{\hbar}.$$

Правило квантования орбит: из всех орбит электрона возможны только те, для которых момент импульса равен целому кратному постоянной Планка:

$$m_e \nu r = n\hbar, \quad (3.1.3)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число.

Получим выражение для энергии электрона в атоме.

Рассмотрим электрон (рис. 3.1.3, а), движущийся со скоростью ν в поле атомного ядра с зарядом Ze (при $Z = 1$ – атом водорода).

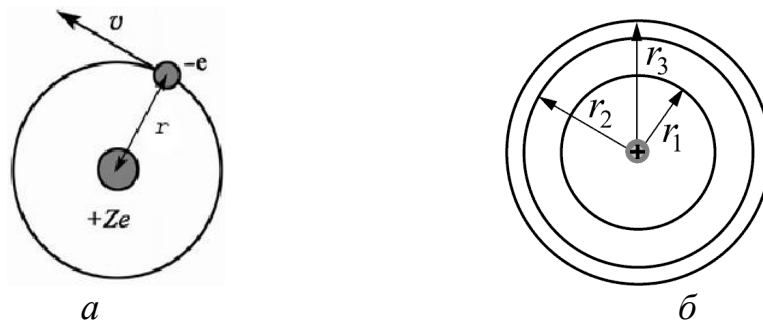


Рис. 3.1.6

Уравнение движения электрона имеет вид

$$m_e \frac{\nu^2}{r} = k_0 \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (3.1.4)$$

Из формулы (3.1.4) видно, что центробежная сила равна кулоновской силе, где $k_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$.

Подставим значение ν из (3.1.3) в (3.1.4) и получим выражение для радиусов стационарных орбит (рис. 3.1.3, б)

$$r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{k_0 m_e Z e^2}.$$

Радиус первой орбиты водородного атома называют **боровским радиусом**. При $n = 1$, $Z = 1$ для водорода имеем

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2 k_0} = 0,529 \text{ \AA} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Внутренняя энергия атома складывается из кинетической энергии электрона (ядро неподвижно) и потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром:

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{k_0 Z e^2}{r} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Подставим сюда выражение для радиуса стационарной орбиты и получим

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e Z^2 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}. \quad (3.1.5)$$

Здесь учтено, что постоянная Планка $h = 2\pi\hbar$, т.е. $4\pi^2\hbar^2 = h^2$.

Для атома водорода, при $Z = 1$, имеем

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \frac{1}{n^2}. \quad (3.1.6)$$

Из формулы (3.1.6) видно, что E_n принимает только дискретные значения энергии, т.к. $n = 1, 2, 3, \dots$

Схема энергетических уровней в (эВ), определяемых уравнением (3.1.6), показана на рис. 3.1.1 и 3.1.7.

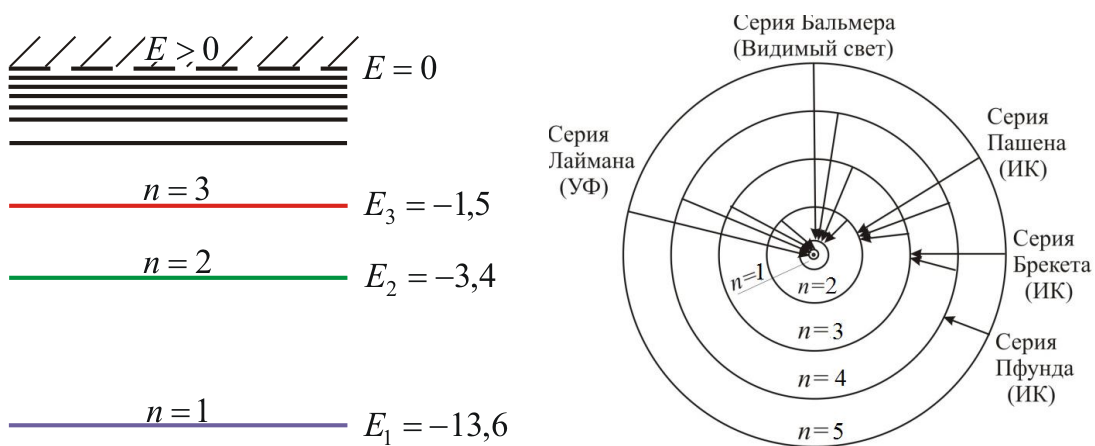


Рис. 3.1.7

При переходе электрона в атоме водорода из состояния n в состояние k излучается фотон с энергией

$$\hbar\omega = h\nu = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right).$$

Частота излучения

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Получена обобщенная формула Бальмера, которая хорошо согласуется с экспериментом. Выражение перед скобками, как уже было сказано, носит название **постоянной Ридберга**:

$$R = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}.$$

Серьезным успехом теории Бора явилось вычисление постоянной Ридберга для водородоподобных систем и объяснение структуры их линейчатых спектров. Бору удалось объяснить линии спектра *ионизованного* гелия. Он теоретически вычислил отношение массы протона к массе электрона ($m_p / m_e = 1847$), что находится в соответствии с экспериментом и является важным подтверждением основных идей, содержащихся в его теории. Теория Бора сыграла огромную роль в создании атомной физики. В период ее развития (1913–1925) были сделаны важные открытия, навсегда вошедшие в сокровищницу мировой науки.

Однако, наряду с успехами, в теории Бора с самого начала обнаружались существенные недостатки. Главнейшим из них была *внутренняя противоречивость* теории: механическое соединение классической физики с квантовыми постулатами. Теория не могла объяснить вопрос об *интенсивностях* спектральных линий. Серьезной неудачей являлась абсолютная невозможность применить теорию для объяснения спектров атома гелия, содержащего два электрона на орбите, и тем более для многоэлектронных атомов (рис. 3.1.8).

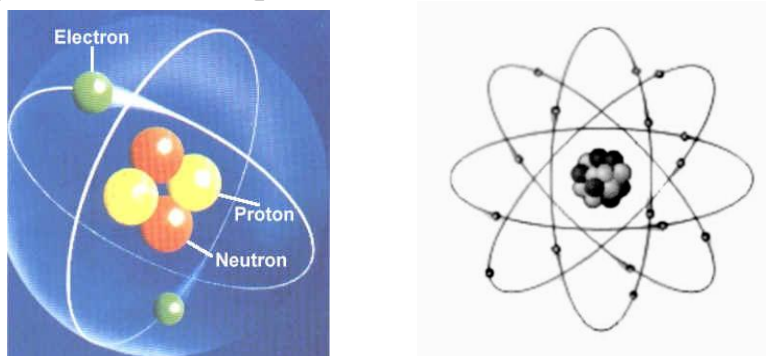


Рис. 3.1.8

Стало ясно, что теория Бора является лишь переходным этапом на пути создания более общей и правильной теории. Такой теорией и явилась квантовая механика.

3.1.4. Опыт Франка и Герца

Существование дискретных энергетических уровней атома подтверждается опытом Франка и Герца. Немецкие ученые Джеймс Франк и Густав Герц за экспериментальные исследования дискретности энергетических уровней получили Нобелевскую премию в 1925 г.

В опытах использовалась трубка (рис. 3.1.9), заполненная парами ртути при давлении $p \approx 1$ мм рт. ст., и три электрода: катод К, сетка С и анод А.

Электроны ускорялись разностью потенциалов U между катодом и сеткой. Эту разность потенциалов можно было изменять с помощью потенциометра П. Между сеткой и анодом тормозящее поле 0,5 В (метод задерживающих потенциалов).

Определялась зависимость тока через гальванометр Г от разности потенциалов между катодом и сеткой U . В эксперименте была получена зависимость, изображенная на рис. 3.1.10. Здесь $U = 4,86$ В соответствует первому потенциалу возбуждения.

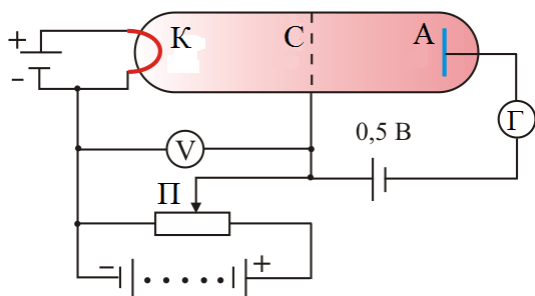


Рис. 3.1.9

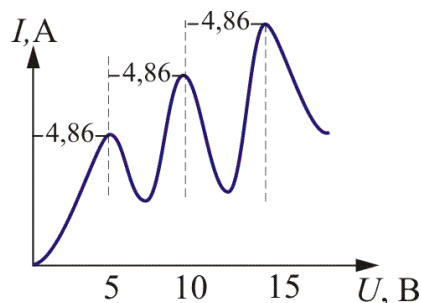


Рис. 3.1.10

Согласно теории Бора, каждый из атомов ртути может получить лишь вполне определенную энергию, переходя в одно из возбужденных состояний. Поэтому если в атомах действительно существуют стационарные состояния, то электроны, сталкиваясь с атомами ртути, должны терять энергию **дискретно, определенными порциями**, равными разности энергии соответствующих стационарных состояний атома.

Из опыта следует, что при увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,86 В анодный ток *возрастает монотонно*, его значение проходит через максимум (4,86 В), затем резко уменьшается и возрастает вновь. Дальнейшие максимумы наблюдаются при $2 \cdot 4,86$ В и $3 \cdot 4,86$ В.

Ближайшим к основному, невозбужденному состоянию атома ртути является возбужденное состояние, отстоящее по шкале энергий на 4,86 В. Пока разность потенциалов между катодом и сеткой меньше 4,86 В, электроны, встречая на своем пути атомы ртути, испытывают с ними только упругие соударения. При $e\varphi = 4,86$ эВ энергия электрона становится достаточной, чтобы вызвать неупругий удар, при котором *электрон отдает атому ртути всю кинетическую энергию*, возбуждая переход одного из электронов атома из нормального состояния в возбужденное. Электроны, потерявшие свою кинетическую энергию, уже не смогут преодолеть тормозящий потенциал и достигнуть анода. Этим и объясняется резкое падение анодного тока при $e\varphi = 4,86$ эВ. При значениях энергии, кратных 4,86, электроны могут испытывать с атомами ртути 2, 3, ... неупругих соударения. При этом они полностью теряют свою энергию и не достигают анода, т.е. наблюдается резкое падение анодного тока.

Таким образом, опыт показал, что *электроны передают свою энергию атомам ртути порциями*, причем 4,86 эВ – наименьшая возможная порция, которая может быть поглощена атомом ртути в основном энергетическом состоянии. Следовательно, идея Бора о существовании в атомах стационарных состояний блестяще выдержала проверку экспериментом.

Атомы ртути, получившие при соударении с электронами энергию ΔE , переходят в возбужденное состояние и должны вернуться в основное, излучая при этом, согласно второму постулату Бора, квант света с частотой $\nu = \Delta E/h$. По известному значению $\Delta E = 4,86$ В можно вычислить длину волны светового кванта: $\lambda = hc/\Delta E \approx 255$ нм. Таким образом, если теория верна, то атомы ртути, бомбардируемые электронами с энергией 4,86 эВ, должны являться источником ультрафиолетового излучения с $\lambda \approx 255$ нм, что действительно обнаружилось в опытах.

Таким образом, опыты Франка и Герца экспериментально подтвердили не только первый, но и второй постулат Бора и сделали большой вклад в развитие атомной физики.

3.2. Водородоподобные системы в квантовой механике

3.2.1. Квантово-механическая картина строения атома

В § 3.1 обсуждалась ограниченность боровской теории строения атома. Рассмотрим теперь квантово-механическую теорию атомов, гораздо более полную, чем старая теория Бора. Она сохраняет некоторые

аспекты старой теории. Например, электроны могут находиться в атоме только в дискретных состояниях с определенной энергией; при переходе электрона из одного состояния в другое испускается (или поглощается) фотон. *Но квантовая механика – не просто обобщение теории Бора.* Она представляет собой гораздо более глубокую теорию и рисует совершенно иную картину строения атома. *Согласно квантовой механике не существует определенных круговых орбит электронов*, как в теории Бора. В силу волновой природы электрон «размазан» в пространстве, подобно «облаку» отрицательного заряда.

Размеры и форму электронного облака для основного состояния атома можно вычислить по формуле

$$\Psi(r) = \sqrt{\frac{1}{\pi r_1^3}} e^{-\frac{r}{r_1}}, \quad (3.2.1)$$

где $\Psi(r)$ – волновая функция положения, зависящая от расстояния r до центра.

Постоянная r_1 совпадает с радиусом первой боровской орбиты. Следовательно, электронное облако в основном состоянии водорода сферически-симметрично, как показано на рис. 3.2.1.

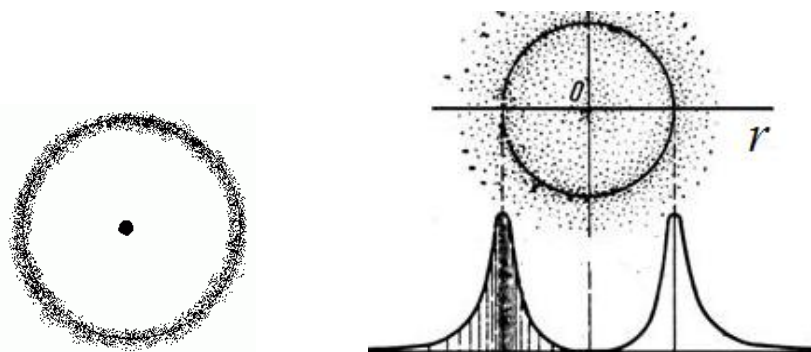


Рис. 3.2.1

Электронное облако грубо характеризует размеры атома, но, поскольку облако может не иметь четко выраженных границ, атомы также не имеют ни точной границы, ни определенного размера.

Как мы увидим в дальнейшем, не все электронные облака сферически-симметричны. Обратите внимание на то, что, хотя функция $\Psi(r)$ при больших радиусах r , как следует из приведенного выше выражения, сильно убывает, она не обращается в нуль на конечных расстояниях. Поэтому квантовая механика утверждает, что основная часть атома не представляет собой пустое пространство. Так как $\Psi \rightarrow 0$ только при $r \rightarrow \infty$, мы заключаем, что и во Вселенной не существует в подлинном смысле *пустого пространства*.

Электронное облако можно интерпретировать как с корпускулярной, так и с волновой точки зрения. Напомним, что под частицей мы понимаем нечто локализованное в пространстве: в любой момент времени частица занимает вполне определенное положение в пространстве. Следовательно, размытое в пространстве облако является результатом волновой природы электронов. Электронное облако можно также интерпретировать как распределение вероятностей для данной частицы. Мы не можем предсказать траекторию, по которой будет двигаться электрон. После измерения его положения точно предсказать, где будет находиться электрон в последующие моменты времени, невозможно. Мы можем лишь вычислить вероятность обнаружения электрона в различных точках. Ясно, что подобная ситуация в корне отличается от классической ньютоновской физики. Как отмечал впоследствии Бор, бессмысленно даже спрашивать, как при испускании атомом светового фотона электрон переходит из одного состояния в другое.

Решение задачи об энергетических уровнях электрона для водорода (а также водородных систем: атома гелия He^+ , лития Li^{2+} и др.) сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

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

$$U(r) = -k_0 \frac{Ze^2}{r}, \quad (3.2.2)$$

где r – расстояние между электроном и ядром. Графически функция $U(r)$ изображается на рис. 3.2.2 жирной кривой. $U(r)$ с уменьшением r (при приближении электрона к ядру) неограниченно убывает.

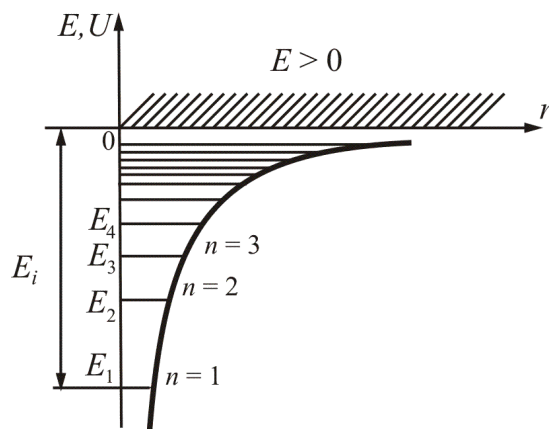


Рис. 3.2.2

Состояние электрона в атоме водорода описывается волновой функцией Ψ , удовлетворяющей стационарному уравнению Шредингера, учитывающему значения (3.2.2):

$$\nabla^2\Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2}\left(E + k_0\frac{Ze^2}{r}\right)\Psi = 0, \quad (3.2.3)$$

где m – масса электрона; E – полная энергия электрона в атоме.

Рассмотрим энергию электрона. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения типа (3.2.3) имеют решение, удовлетворяющее однозначности, конечности и непрерывности волновой функции Ψ только при собственных значениях энергии

$$E_n = -\frac{m_e Z^2 e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \frac{1}{n^2}, \quad (3.2.4)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$, т.е. имеет дискретный набор отрицательных значений энергии.

Таким образом, как и в случае потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками, решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к появлению **дискретных энергетических уровней**. Возможные значения E_1, E_2, E_3, \dots показаны на рис. 3.2.2 в виде горизонтальных полос. Самый низкий уровень E_1 , отвечающий минимальной возможной энергии, – **основной** ($n = 1$), все остальные $E_n > E_1$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) – **возбужденные**. При $E < 0$ движение электрона является **связанным** – он находится внутри гиперболической потенциальной ямы. Из рис. 3.2.2 следует, что по мере роста главного квантового числа n энергетические уровни располагаются теснее и при $n \rightarrow \infty$ $E_\infty \rightarrow 0$.

При $E > 0$ движение электрона становится **свободным**, т.е. область $E > 0$ соответствует ионизированному атому.

Итак, если Бору пришлось вводить дополнительные гипотезы (постулаты), то в квантовой механике дискретные значения энергии, являясь следствием самой теории, вытекают непосредственно из решения уравнения Шредингера.

3.2.2. Квантовые числа

В квантовой механике доказывается, что уравнению Шредингера удовлетворяют собственные функции Ψ_{nlm} , определяемые набором трёх квантовых чисел: **главного** n , **орбитального** l и **магнитного** m .

Главное квантовое число n характеризует расстояние электрона от ядра – радиус орбиты.

Согласно (3.2.4) n определяет энергетические уровни электрона в атоме и может принимать любые целочисленные значения, начиная с единицы.

В атомной физике состояния электрона, соответствующие главному квантовому числу n ($n = 1, 2, 3, 4, \dots$), принято обозначать буквами K, L, M, N, \dots

n	1	2	3	4
	K	L	M	N

Орбитальное квантовое число $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ характеризует эллиптичность орбиты электрона (рис. 3.2.3) и определяет момент импульса электрона \vec{L} .

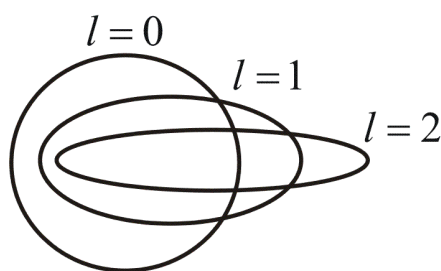


Рис. 3.2.3

Квадрат модуля функции $|\Psi|^2$ характеризует вероятность найти электрон в заданной точке. Область пространства, в которой высока вероятность обнаружить электрон (не менее 0,95), называют **орбиталью**. Основные типы орбиталей обозначают буквами s, p, d, f, \dots (от слов *sharp, principal, diffuse, fundamental*).

l	0	1	2	3
	s	p	d	f

Два типа орбиталей – s (она одна), p (их три), по которым «размазан» электронный заряд, – показаны на рис. 3.2.4.

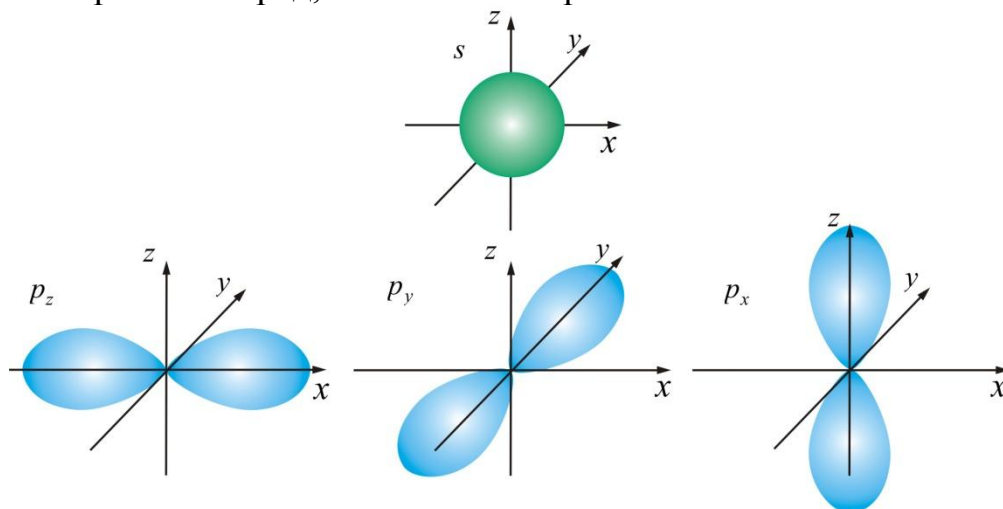


Рис. 3.2.4

Орбитали часто называют **подоболочками** оболочек, поскольку они характеризуют формы разных орбит, на которых можно обнаружить электроны, находящиеся в одной оболочке (при заданном квантовом числе n).

Решая последовательно задачу об электроне в прямоугольной потенциальной яме, мы доказали, что энергия и положение электрона квантуются, т.е. *принимают дискретные значения*.

Решая уравнения Шредингера для атома, можно получить выражения для энергии, момента импульса и других динамических переменных электрона без привлечения каких-либо постулатов.

Рассмотрим (без вывода) движение электрона в потенциальном поле $U = -Ze^2 / r$.

Обратимся вновь к стационарному уравнению Шредингера:

$$\nabla^2\Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0. \quad (3.2.5)$$

Это уравнение имеет решение при всех значениях полной энергии $E > 0$, что соответствует свободному электрону. При $E < 0$ электрон находится в потенциальном поле ядра:

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}.$$

Таким образом, *энергия принимает дискретные значения*, т.е. квантуется ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Вывод такой же, как и в теории Бора, но в квантовой механике этот вывод получается как естественное *следствие из уравнения Шредингера*.

В квантовой механике широко используется понятие *оператор*. Под оператором понимают *правило, посредством которого одной функции ϕ сопоставляется другая функция f* , т.е. $f = \hat{Q}\phi$, где \hat{Q} – символ *обозначения оператора*.

Используя оператор энергии, стационарное уравнение Шредингера можно записать в виде

$$\hat{H}\Psi = E\Psi.$$

Это традиционный вид записи уравнения Шредингера, здесь

$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U$ – оператор энергии – *гальмитониан*.

Воздействуя на волновую функцию Ψ , полученную при решении уравнения (3.2.6) оператором *момента импульса* (движение электрона вокруг ядра осуществляется по криволинейной траектории), *можно получить выражение для момента импульса*.

Для момента импульса в квантовой механике вводятся четыре оператора: оператор квадрата момента импульса \hat{L}^2 и три оператора проекций момента импульса на оси координат $\hat{L}_x, \hat{L}_y, \hat{L}_z$.

Оказалось, что одновременно определенные значения могут иметь лишь квадрат момента импульса и одна из проекций – на координатные оси. Две другие проекции оказываются при этом совершенно неопределенными. Это означает, что «вектор» момента импульса не имеет определенного направления и, следовательно, не может быть изображен, как в классической механике, с помощью направленного отрезка прямой.

Решение уравнения $\hat{L}^2 \Psi = L^2 \Psi$ является очень трудным. Поэтому ограничимся только конечным результатом.

Собственное значение орбитального момента импульса

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)},$$

где l – орбитальное квантовое число ($l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$).

Если обратиться к привычной нам модели атома, то n характеризует среднее расстояние электрона от ядра (радиус орбиты), l – эллиптичность орбиты.

Из выражения для L видно, что орбитальный момент импульса электрона в атоме тоже квантуется.

Основным состоянием электрона в атоме водорода является s -состояние. Если вычислить наиболее вероятное расстояние от ядра для

электрона в s -состоянии, получим $r_1 = \frac{\hbar^2}{me^2}$ – это первый борковский ра-

диус (в СИ $r_1 = \frac{1}{k_0} \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$).

Для других значений n получим выражения, соответствующие борковским орбитам.

Боровские орбиты электрона представляют собой геометрическое место точек, в которых с наибольшей вероятностью может быть обнаружен электрон.

По теории Бора, вероятность нахождения электрона при любых других значениях r , кроме $r = r_1$, равна нулю (рис. 3.2.5).

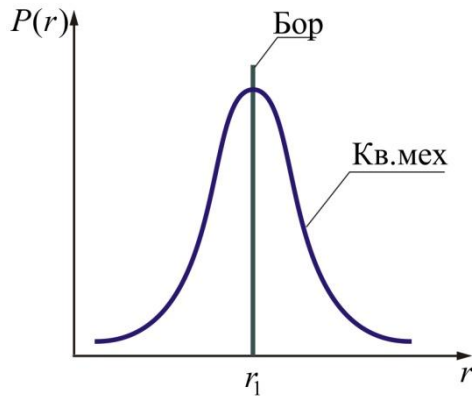


Рис. 3.2.5

Согласно квантовой механике эта *вероятность достигает максимального значения лишь при $r = r_1$* . Допускается нахождение электрона и на других расстояниях от ядра, но с меньшей вероятностью.

3.2.3. Пространственное квантование

Из представлений классической физики следует, что орбитальный момент импульса электрона \vec{L}_e и пропорциональный ему магнитный момент \vec{P}_m ориентированы перпендикулярно плоскости орбиты электрона и противоположно направлены (рис. 3.2.6).

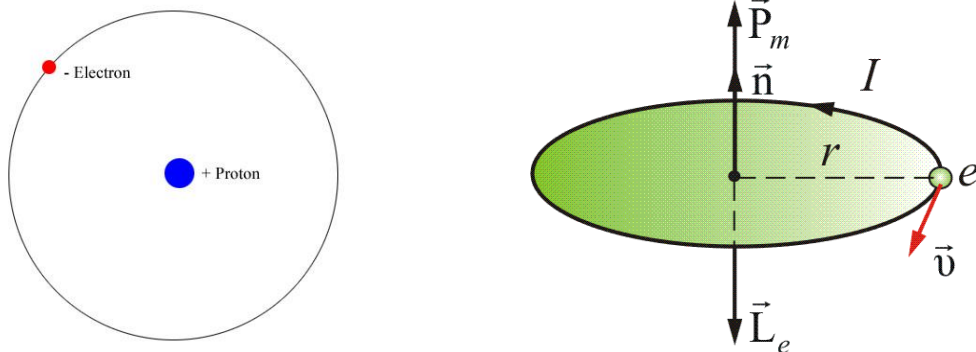


Рис. 3.2.6

Между \vec{L}_e и \vec{P}_m существует связь:

$$\vec{P}_m = -\gamma \vec{L}_e = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_e,$$

где $\gamma = \frac{e}{2m_e}$ – *орбитальное гиромангнитное отношение*.

Такая связь векторов сохраняется и в теории Бора.

В *квантовой механике*, естественно, не может быть указана ориентация \vec{L} и \vec{P}_m относительно плоскости электронной орбиты (орбиты, в буквальном смысле этого слова, нет).

Для указанной ориентации \vec{L} и \vec{P}_m должно быть выбрано некоторое направление в пространстве, и расположение \vec{L} может быть задано углом между вектором \vec{L} и этим направлением. За указанное направление выбирается либо направление внешнего магнитного поля, либо внутреннего, создаваемого всеми электронами, кроме рассматриваемого (но это трудно и неудобно). Как правило, берут направление внешнего магнитного поля \vec{H} , совмещенного с осью z .

В классической физике представлялось само собой разумеющимся, что вектор орбитального момента импульса электрона \vec{L} (или магнитного момента \vec{P}_m) может быть ориентирован относительно выбранного направления произвольным образом, т.е. плоскость боровских орбит тоже может быть ориентирована произвольно.

Однако такое предположение оказалось ошибочным. В квантовой механике строго доказывается (это следует из решения уравнения Шредингера), что *проекция* (L_z) вектора \vec{L} на направление внешнего магнитного поля z может принимать лишь *целочисленные значения, кратные \hbar* :

$$L_z = m\hbar.$$

Здесь $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ – *магнитное квантовое число*; l – орбитальное квантовое число, определяющее модуль вектора \vec{L} ; \hbar – естественная единица измерения механического момента импульса микрочастиц.

Определим величину модуля \vec{L} . Так как проекция не может быть больше модуля вектора, то $m\hbar \leq \hbar\sqrt{l(l+1)}$. Отсюда следует, что максимальное значение $|m| = l$.

Итак, m может принимать $(2l + 1)$ значений ($l = 0$ дает одно «лишнее» значение), т.е. \vec{L} может принимать $(2l + 1)$ ориентаций в пространстве. Действительно, *расщепление энергетических уровней в магнитном поле* было обнаружено в 1896 г. голландским физиком П. Зееманом и получило название *эффекта Зеемана*. *Расщепление уровней энергии во внешнем электрическом поле* тоже доказано экспериментально и называется *эффектом Штарка*.

На рис. 3.2.8 показаны возможные ориентации вектора \vec{L} в состояниях s, p, d .

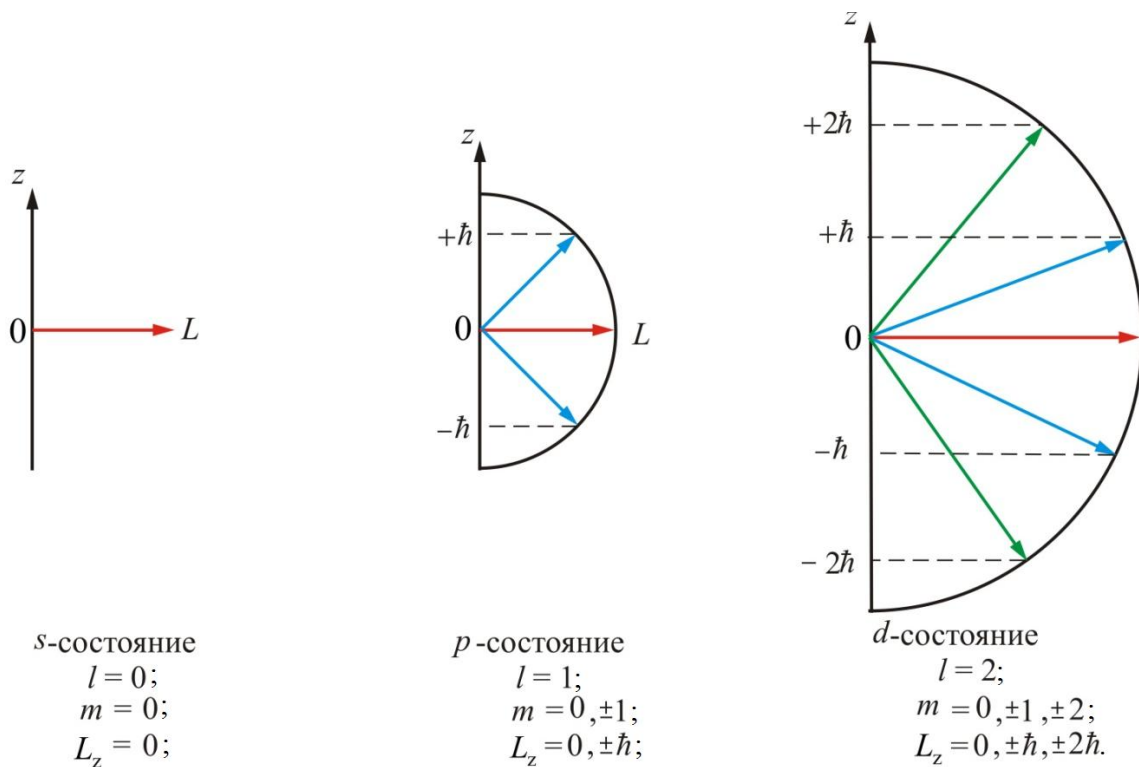


Рис. 3.2.7

Таким образом, *пространственное квантование приводит к «расщеплению» энергетических уровней на ряд подуровней.*

3.2.4. Спин электрона. Опыт Штерна и Герлаха

В 1922 г. немецкие физики О. Штерн и В. Герлах поставили опыты, целью которых было измерение магнитных моментов P_m атомов различных химических элементов. Для химических элементов, образующих первую группу таблицы Менделеева и имеющих один валентный электрон, магнитный момент атома равен магнитному моменту валентного электрона, т.е. одного электрона.

Идея опыта заключалась в измерении силы, действующей на атом в сильно неоднородном магнитном поле. Неоднородность магнитного поля должна быть такова, чтобы она сказывалась на расстояниях порядка размера атома. Только при этом можно было получить силу, действующую на каждый атом в отдельности.

Схема опыта изображена на рис. 3.2.9. В колбе с вакуумом 10^{-5} мм рт. ст. нагревался серебряный шарик К до температуры испарения.

Атомы серебра летели с тепловой скоростью около 100 м/с через щелевые диафрагмы В и, проходя резко неоднородное магнитное поле, попадали на фотопластинку А.

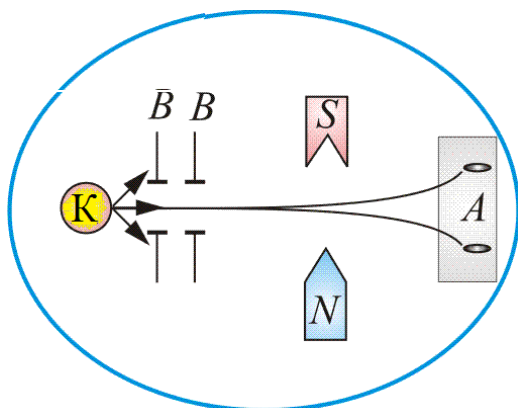


Рис. 3.2.8

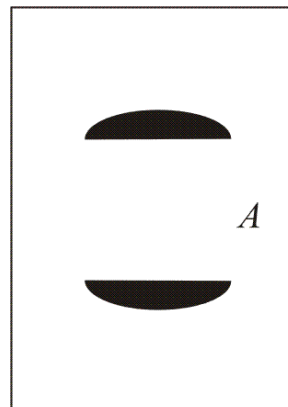


Рис. 3.2.9

Если бы момент импульса атома \vec{L}_e (и его магнитный момент \vec{P}_m) мог принимать произвольные ориентации в пространстве (т.е. в магнитном поле), то можно было ожидать непрерывного распределения попаданий атомов серебра на фотопластинку с большой плотностью попаданий в середине. Но на опыте были получены совершенно неожиданные результаты: на фотопластинке получились *две* резкие полосы – все атомы отклонялись в магнитном поле двояким образом, соответствующим лишь *двум* возможным ориентациям магнитного момента (рис. 3.2.10).

Этим доказывался **квантовый характер магнитных моментов электронов**. Количественный анализ показал, что проекция магнитного момента электрона равна **магнетону Бора**:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}.$$

Таким образом, для атомов серебра Штерн и Герлах получили, что *проекция магнитного момента атома (электрона) на направление магнитного поля численно равна магнетону Бора*.

Напомним, что

$$P_m = \frac{e}{2m_e} L = \frac{e\hbar^2}{2m_e} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}.$$

Опыты Штерна и Герлаха не только подтвердили пространственное квантование моментов импульсов в магнитном поле, но и дали экспериментальное подтверждение тому, что магнитные моменты электронов *тоже* состоят из некоторого числа «элементарных моментов», т.е. имеют дискретную природу. *Единицей измерения магнитных моментов электронов и атомов является магнетон Бора* (\hbar – единица измерения механического момента импульса).

Кроме того, в этих опытах было обнаружено новое явление. Валентный электрон в основном состоянии атома серебра имеет орбиталь-

ное квантовое число $l = 0$ (s -состояние). Но при $l = 0$ $L = \hbar\sqrt{l(l+1)} = 0$ (проекция момента импульса на направление внешнего поля равна нулю). Возник вопрос: пространственное квантование *какого* момента импульса обнаружилось в этих опытах и проекция какого магнитного момента равна магнетону Бора?

В 1925 г. студенты Геттингенского университета Гаудсмит и Уленбек предположили существование **собственного механического момента импульса у электрона L_s (спина)** и, соответственно, **собственного магнитного момента электрона P_{ms}** .

Введение понятия спина сразу объяснило ряд затруднений, имевшихся к тому времени в квантовой механике. И в первую очередь – результатов опытов Штерна и Герлаха.

Авторы дали такое толкование **спина**: электрон – *вращающийся волчок*. Но тогда следует, что «поверхность» волчка (электрона) должна вращаться с линейной скоростью, равной $300c$, где c – скорость света. От такого толкования спина пришлось отказаться.

В современном представлении **спин как заряд и масса есть свойство электрона**.

П. Дирак впоследствии показал, что существование спина вытекает из решения релятивистского волнового уравнения Шредингера.

Из общих выводов квантовой механики следует, что **спин должен быть квантован**: $L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$, где s – **спиновое квантовое число**.

Аналогично **проекция спина** на ось z (L_{sz}) (ось z совпадает с направлением внешнего магнитного поля) должна быть квантована и вектор \vec{L}_s может иметь $(2s + 1)$ различных ориентаций в магнитном поле.

Из опытов Штерна и Герлаха следует, что таких ориентаций всего две: $2s + 1 = 2$, а значит, $s = 1/2$, т.е. спиновое квантовое число имеет только одно значение.

Для атомов первой группы, валентный электрон которых находится в s -состоянии ($l = 0$), **момент импульса атома равен спину валентного электрона**. Поэтому обнаруженное для таких атомов пространственное квантование момента импульса в магнитном поле является доказательством наличия у спина лишь *двух ориентаций* во внешнем поле. (Опыты с электронами в p -состоянии подтвердили этот вывод, хотя картина получилась более сложной, желтая линия натрия – дуплет из-за наличия спина).

Численное значение спина электрона –

$$L_s = \frac{\hbar}{2}.$$

По аналогии с пространственным квантованием орбитального момента L проекция спина L_{sz} квантуется (как $m = \pm l$, так и $m_s = \pm s$). Проекция спина на направление внешнего магнитного поля, являясь квантовой величиной, определяется выражением

$$L_{sz} = \hbar m_s,$$

где m_s – магнитное спиновое квантовое число, $m_s = \pm 1/2$, т.е. может принимать только два значения, что и наблюдается в опыте Штерна и Герлаха.

Итак, проекция спинового механического момента импульса на направление внешнего магнитного поля может принимать два значения:

$$L_{sz} = \pm 1/2 \hbar.$$

Так как мы всегда имеем дело с проекциями, то, говоря, что спин имеет две ориентации, имеем в виду две проекции.

Проекция спинового магнитного момента электрона на направление внешнего магнитного поля

$$P_{msz} = \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = \frac{e}{m_s} L_{sz}.$$

Отношение $\frac{P_{msz}}{L_{sz}} = -\frac{e}{m_e} = \gamma_s$ – *спиновое гиромагнитное отношение*.

3.3. Многоэлектронные атомы

3.3.1. Принципы неразличимости тождественных частиц.

Фермионы и бозоны

Если перейти от рассмотрения движения одной микрочастицы (одного электрона) к многоэлектронным системам, то проявляются особые свойства, не имеющие аналогов в классической физике. Пусть квантово-механическая система состоит из одинаковых частиц, например электронов. Все электроны имеют одинаковые физические свойства – массу, электрический заряд, спин и другие внутренние характеристики (например, квантовые числа). Такие частицы называют *тождественными*.

Необходимые свойства системы одинаковых тождественных частиц проявляются в *фундаментальном принципе* квантовой механики – *принципе неразличимости тождественных частиц*, согласно которому невозможно экспериментально различить тождественные частицы.

В *классической механике* даже одинаковые частицы можно различить по положению в пространстве и импульсам. Если частицы в какой-то момент времени пронумеровать, то в следующие моменты времени

можно проследить за траекторией любой из них. Классические частицы, таким образом, обладают индивидуальностью, поэтому классическая механика систем из одинаковых частиц принципиально не отличается от классической механики систем из различных частиц.

В *квантовой механике* положение иное. Из соотношения неопределенности вытекает, что для микрочастиц вообще неприменимо понятие траектории; состояние микрочастицы описывается волновой функцией, позволяющей лишь вычислять вероятность $|\Psi|^2$ нахождения микрочастицы в окрестностях той или иной точки пространства. Если же волновые функции двух тождественных частиц в пространстве перекрываются, то разговор о том, какая частица находится в данной области, вообще лишен смысла: можно говорить лишь о вероятности нахождения в данной области одной из тождественных частиц. Таким образом, *в квантовой механике тождественные частицы полностью теряют свою индивидуальность и становятся неразличимыми*. Следует подчеркнуть, что принцип неразличимости тождественных частиц не является просто следствием вероятной интерпретации волновой функции, а вводится в квантовую механику как новый принцип, как указывалось выше, является *фундаментальным*.

Принимая во внимание физический смысл величины $|\Psi|^2$, *принцип неразличимости тождественных частиц* можно записать в следующем виде:

$$|\Psi(x_1, x_2)|^2 = |\Psi(x_2, x_1)|^2, \quad (3.3.1)$$

где x_1 и x_2 – соответственно совокупность пространственных и силовых координат первой и второй частиц. Из выражения (3.3.1) вытекает, что возможны два случая:

$$\Psi(x_1, x_2) = \pm \Psi(x_2, x_1),$$

т.е. принцип неразличимости тождественных частиц ведет к определенному свойству симметрии волновой функции. Если при перемене частиц местами волновая функция не меняет знака, то она называется *симметричной*, если меняет – *антисимметричной*. Изменение знака волновой функции не означает изменения состояния, т.к. физический смысл имеет лишь квадрат модуля волновой функции.

В квантовой механике доказывается, что характер симметрии волновой функции не меняется со временем. Это не является доказательством того, что свойства симметрии или антисимметрии – признак данного типа микрочастиц.

Установлено, что симметрия или антисимметрия волновых функций определяется спином частиц. В зависимости от характера симметрии все элементарные частицы и построенные из них системы (атомы, молекулы) делятся на два класса: *частицы с полуцелым спином* (на-

пример: электроны, нейтроны и протоны) *описываются антисимметричными волновыми функциями и подчиняются статистике Ферми – Дирака*; эти частицы называются **фермионами**. *Частицы с нулевым, или целочисленным, спином* (например: фотоны, мезоны) *описываются симметричными функциями (волновыми) и подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна*; эти частицы называются **бозонами**.

Сложные частицы (например, атомные ядра), составленные из нечетного числа фермионов, являются **фермионами** (суммарный спин – полуцелый), а из четного – **бозонами** (суммарный спин – целый).

Зависимость характера симметрии волновых функций системы тождественных частиц от спина частиц теоретически обоснована швейцарским физиком В. Паули, что явилось еще одним доказательством того, что спины являются фундаментальной характеристикой микрочастиц.

3.3.2. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям

Если тождественные частицы имеют одинаковые квантовые числа, то их волновая функция симметрична относительно перестановки частиц. Отсюда следует, что два одинаковых фермиона, входящих в одну систему, не могут находиться в одинаковых состояниях, т.к. для фермионов волновая функция должна быть антисимметричной. Обобщая опытные данные, немецкий физик-теоретик В. Паули сформировал **принцип исключения**, согласно которому *системы фермионов встречаются в природе только в состояниях, описываемых антисимметричными волновыми функциями* (квантово-механическая формулировка принципа Паули).

Из этого положения вытекает более простая формулировка принципа Паули, которая и была введена им в квантовую теорию (1925 г.) еще до построения квантовой механики: **в системе одинаковых фермионов любые два из них не могут одновременно находиться в одном и том же состоянии**. Отметим, что число одинаковых бозонов, находящихся в одном и том же состоянии, не лимитируется.

Напомним, что состояние электрона в атоме однозначно определяется набором **четырех квантовых чисел**:

- главного n ($n = K, L, N, M, \dots$);
- орбитального l ($l = s, p, d, f, \dots$), обычно эти состояния обозначают $1s, 2d, 3f$;
- магнитного m ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$);
- магнитного спинового m_s ($m_s = \pm 1/2$).

Распределение электронов в атоме происходит по принципу Паули, который может быть сформулирован для атома в простейшем виде: **в одном и том же атоме не может быть более одного электрона с одинаковым набором четырех квантовых чисел – n, l, m, m_s :**

$$Z(n, l, m, m_s) = 0 \text{ или } 1,$$

где $Z(n, l, m, m_s)$ – число электронов, находящихся в квантовом состоянии, описываемых набором четырех квантовых чисел – n, l, m, m_s . Таким образом, принцип Паули утверждает, **что два электрона, связанные в одном и том же атоме, различаются значениями по крайней мере одного квантового числа.**

Максимальное число $Z_2(n, l, m_s)$ электронов, находящихся в состояниях, описываемых набором трех квантовых чисел – n, l и m – и отличающихся только ориентацией спинов электронов, равно

$$Z_2(n, l, m) = 2,$$

ибо спиновое квантовое число может принимать лишь два значения: $1/2$ и $-1/2$.

Максимальное число $Z_3(n, l)$ электронов, находящихся в состояниях, определяемых двумя квантовыми числами – n и l ,

$$Z_3(n, l) = 2(2l + 1).$$

При этом вектор орбитального момента импульса электрона \vec{L}_e может принимать в пространстве $(2l + 1)$ различных ориентаций (рис. 3.3.1).

Максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых значением главного квантового числа n , равно

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

Совокупность электронов в многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же главное квантовое число n , называется электронной оболочкой, или слоем.

В каждой из оболочек электроны распределяются по **подоболочкам**, соответствующим данному l .

Область пространства, в которой высока вероятность обнаружить электрон, называют **подоболочкой**, или **орбиталью**. Вид основных типов орбиталей показан на рис. 3.3.1.

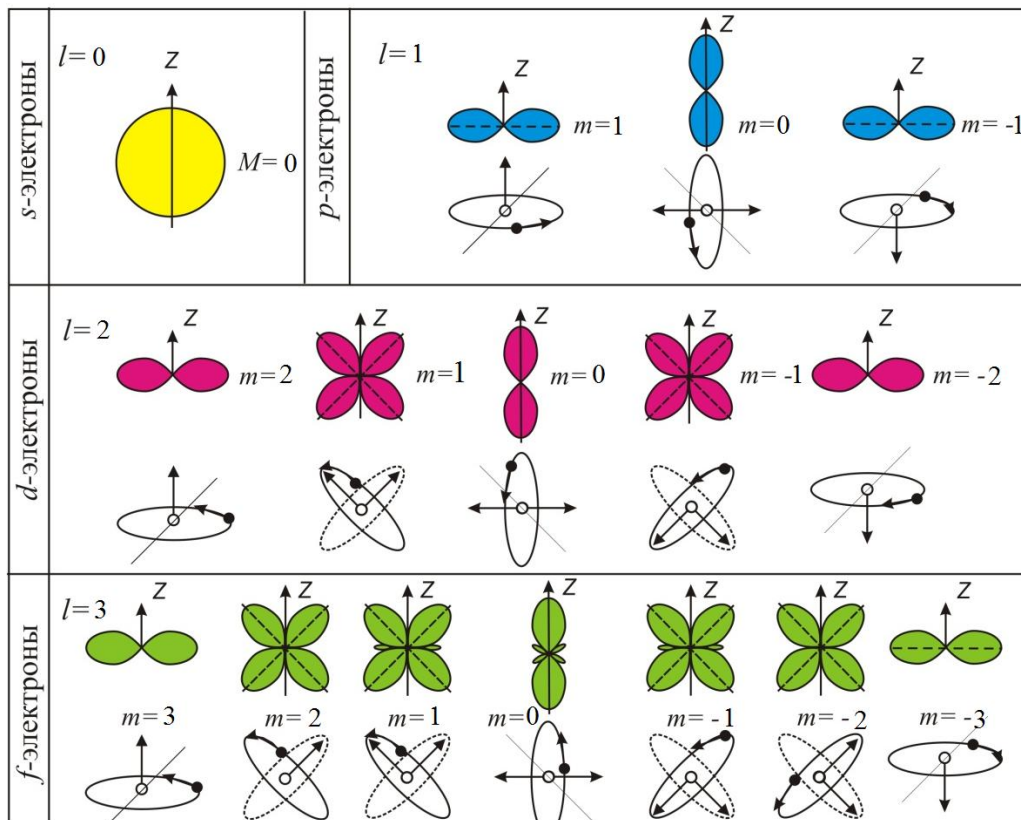


Рис. 3.3.1

Поскольку орбитальное квантовое число принимает значения от 0 до $n - 1$, число подоболочек равно порядковому номеру n оболочки. Количество электронов в подоболочке определяется магнитным и магнитным спиновым квантовыми числами: максимальное число электронов в подоболочке с данным l равно $2(2l + 1)$. Обозначения оболочек, а также распределение электронов по оболочкам и подоболочкам приведено в табл. 1.

Таблица 1

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

3.3.3. Периодическая система химических элементов Д.И. Менделеева

В начале XIX в. с развитием идей химической атомистики и методов химического анализа появились первые попытки систематизации элементов по их атомному весу, признанному основной количественной характеристикой элемента.

В 1817 г. И.В. Деберейнер заметил, что атомный вес стронция приблизительно совпадает со средним значением атомных весов кальция и бария, причем свойства элементов, составляющих триаду Ca–Sr–Ba, сходны. В 1829 г. он указал и на другие *триады*.

В 1843 г. Л. Гмелин привел таблицу химически сходных элементов, расставленных по группам в определенном порядке. Вне групп элементов, вверху таблицы, Гмелин поместил три «базисных» элемента – кислород, азот и водород. Под ними были расставлены *триады*, а также *тетрады* и *пентады* (группы из четырех и пяти элементов).

В 1863 г. А. де Шанкуртуа расположил элементы в *порядке возрастания их атомных весов по спирали* на поверхности цилиндра, разделенного на вертикальные полосы. Элементы со сходными химическими и физическими свойствами оказывались при этом расположенными на одной вертикали.

В 1864 г. Д. Ньюлендс заметил, что если расположить элементы в порядке возрастания атомного веса, то каждый восьмой элемент, начиная от выбранного произвольно, в какой-то мере подобен первому, как восьмая нота в музыкальной октаве. Ньюлендс назвал эту закономерность *законом октав*. В 1865 г. он построил такую таблицу.

Однако таблица Ньюлендса более или менее правильно отражала периодичность в изменении свойств лишь у первых 17 элементов. Поэтому «закон октав» Ньюлендса не получил признания, и о нем забыли на долгие годы.

В период 1857–1868 гг. У. Одлинг составил несколько таблиц. В таблице 1857 г. 49 элементов были размещены в 9 группах. В 1861 г. эта классификация была несколько усовершенствована: химически сходные элементы Одлинг объединил в триады, тетрады и пентады, вне этих объединений остались водород, бор и олово. Наибольший интерес представляет таблица 1868 г., в которой элементы (таблица включала 45 элементов из 62 известных в то время) расположены в порядке возрастания их атомных весов.

В 1864 г. Л. Мейер опубликовал таблицу элементов, состоящую из двух частей, в которой 44 элемента были расставлены в шести столбцах в соответствии с их валентностью (высшей) по водороду.

В 1869 г. Д.И. Менделеев *открыл периодический закон химических и физических свойств элементов в зависимости от атомной массы* (рис. 3.3.2). Выяснилось, что если расположить все химические элементы в порядке возрастания их атомных масс, то обнаруживается сходство физико-химических свойств элементов. Через промежутки, называемые *периодами*, элементы, расположенные в одном вертикальном ряду – *группе элементов*, обнаруживают повторяемость физических и химических свойств. Во времена Менделеева были известны 64 элемента. Расположив их в систему, Менделеев в некоторых случаях должен был отступить от принципа связи периодичности с возрастанием атомной массы (К и Ar).

Пе- риод	Периодическая система элементов Д. И. Менделеева															
	ГРУППЫ ЭЛЕМЕНТОВ															
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII				0				
1	H 1 1,008															He 2 4,00
2	Li 3 6,94	Be 4 9,01	B 5 10,81	C 6 12,01	N 7 14,01	O 8 16,00	F 9 19,00									Ne 10 20,18
3	Na 11 22,99	Mg 12 24,31	Al 13 26,98	Si 14 28,09	P 15 30,97	S 16 32,06	Cl 17 35,45									Ar 18 39,95
4	K 19 39,10	Ca 20 40,08	21 Sc 44,96	22 Ti 47,90	23 V 50,94	24 Cr 52,00	25 Mn 54,94	26 Fe 55,85	27 Co 58,93	28 Ni 58,71						
	29 Cu 63,54	30 Zn 65,37	31 Ga 69,72	32 Ge 72,59	33 As 74,92	34 Se 78,96	35 Br 79,91									Kr 36 83,80
5	Rb 37 85,47	Sr 38 87,62	39 Y 88,91	40 Zr 91,22	41 Nb 92,91	42 Mo 95,94	43 Tc (99)	44 Ru 101,1	45 Rh 102,9	46 Pd 106,4						
	47 Ag 107,9	48 Cd 112,4	49 In 114,8	50 Sn 118,7	51 Sb 121,8	52 Te 127,6	53 I 126,9									Xe 54 131,3
6	Cs 55 132,9	Ba 56 137,3	57 La 138,9	72 Hf 178,5	73 Ta 181,0	74 W 183,9	75 Re 186,2	76 Os 190,2	77 Ir 192,2	78 Pt 195,1						
	79 Au 197,0	80 Hg 200,6	81 Tl 204,4	82 Pb 207,2	83 Bi 209,0	84 Po (210)	85 At (210)									Rn 86 222
7	Fr 87 (223)	88 Ra (226)	89 Ac (227)	Rf 104 (261)	Db 105 (262)	Sg 106 (263)	Bh 107 (263)	Hs 108 (265)	Mt 109 (266)	Ds 110 (271)						
	111 Rg (272)	112 Uub (285)	113 Uut (284)	114 Uuq (289)	115 Uup (288)	116 Uuh (292)	117 Uus (310?)									Uuo 118 (314?)
Лантаноиды	Ce 58 140,12	Pr 9 140,91	Nd 60 144,24	Pm 61 (145)	Sm 62 150,4	Eu 63 151,96	Gd 64 157,25	Tb 65 158,92	Dy 66 162,50	Ho 67 164,93	Er 68 167,26	Tm 69 168,93	Yb 70 173,04	Lu 71 174,97		
Актиноиды	Th 90 232,04	Pa 91 (231)	U 92 238,03	Np 3 (237)	Pu 94 (244)	Am 5 (243)	Cm 96 (247)	Bk 97 (247)	Cf 98 (251)	Es 99 (254)	Fm 100 (257)	Md 101 (258)	No 102 (259)	Lr 103 (260)		

Рис. 3.3.2

При этом часть клеток периодической системы оказалась свободной, т.к. соответствующие им элементы тогда еще не были открыты. Менделееву удалось на основании своей системы предсказать существование ряда новых химических элементов (галлий, скандий, германий и др.) и описать их химические свойства.

В дальнейшем все эти элементы были открыты и предсказания Менделеева полностью подтвердились. Ему удалось также внести уточнения

в значения атомных масс и химические свойства некоторых элементов. Так, атомные массы бериллия, титана, цезия и урана, вычисленные на основе закона Менделеева, оказались правильными, а данные о них, известные ранее, – ошибочными. Это явилось триумфом Периодической системы химических элементов Д.И. Менделеева. Являясь одним из важнейших законов естествознания, периодический закон Менделеева составляет основу современной химии, атомной и ядерной физики.

Физический смысл порядкового номера Z элемента периодической системы Менделеева был выяснен в ядерной модели атома Резерфорда. **Порядковый номер Z элемента совпадает с числом протонов** – положительных элементарных зарядов в ядре. Число их закономерно возрастает на единицу при переходе от предыдущего химического элемента к последующему. **Это число совпадает с общим количеством электронов в атоме данного элемента.**

Химические свойства элементов, их оптические и некоторые другие физические свойства объясняются поведением внешних электронов, называемых **валентными, или оптическими**. Периодичность свойств химических элементов связана с периодичностью в расположении валентных электронов атома различных элементов.

Объяснение строения Периодической системы элементов, теоретическое истолкование периодической системы Менделеева было дано в квантовой теории Бором в 1922 г., еще до появления квантовой механики. Последовательная теория периодической системы **основывается на следующих положениях:**

- общее число электронов в атоме данного химического элемента равно порядковому номеру Z этого элемента;
- состояние электрона в атоме определяется набором его четырех квантовых чисел: n, l, m, m_s ;
- распределение электронов в атоме по энергетическим состояниям должно удовлетворять принципу минимума потенциальной энергии: с возрастанием числа электронов каждый следующий электрон должен занять возможные энергетические состояния с наименьшей энергией;
- заполнение электронами энергетических уровней в атоме должно проходить в соответствии с принципом Паули.

Порядок заполнения электронами состояний в различных слоях (оболочках), а в пределах одной оболочки – в подгруппах (подоболочках) должен соответствовать последовательности расположения энергетических уровней с различными значениями квантовых чисел n и l .

Таким образом, открытая Менделеевым периодичность в химических свойствах элементов объясняется повторяемостью в структуре внешних оболочек у атомов родственных элементов. Так, инертные га-

зы имеют одинаковые внешние оболочки из восьми элементов (заключенные в s - и p -состояниях); во внешних оболочках щелочных металлов (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) имеется лишь один s -электрон; во внешней оболочке щелочно-земельных металлов (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra) имеется $2s$ -электрона; галоиды (F, Cl, Br, I, At) имеют внешние оболочки, в которых недостает одного электрона до оболочки инертного газа, и т.д.

В настоящее время открыт 118 элемент – Ууо.

3.4. Физика атомного ядра

3.4.1. Заряд, масса, размер и состав атомного ядра

Исследуя прохождение α -частицы через тонкую золотую фольгу, Э. Резерфорд пришёл к выводу о том, что атом состоит из тяжёлого положительно заряженного ядра и окружающих его электронов.

Ядром называется центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома и его положительный заряд.

В состав атомного ядра входят элементарные частицы: протоны и нейтроны (нуклоны от латинского слова *nucleus* – ядро). Такая протонно-нейтронная модель ядра была предложена советским физиком Д.Д. Иваненко в 1932 г. Протон имеет положительный заряд $e^+ = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл и массу покоя $m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$ кг = $1836m_e$. Нейтрон (n) – нейтральная частица с массой покоя $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$ кг = $1839m_e$ (где масса электрона m_e равна $0,91 \cdot 10^{-31}$ кг). На рис. 3.4.1 приведена структура атома гелия по представлениям конца XX – начала XXI в.

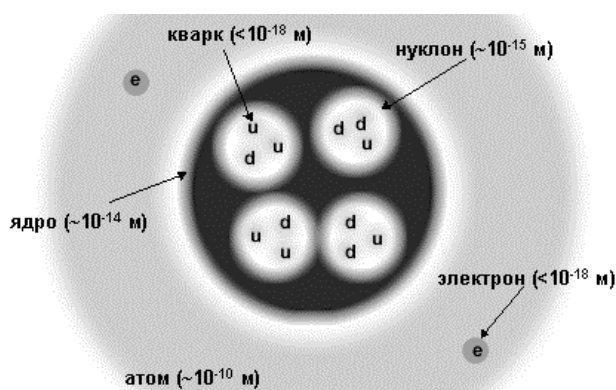


Рис. 3.4.1

Заряд ядра равен Ze , где e – заряд протона, Z – зарядовое число, равное порядковому номеру химического элемента в Периодической системе элементов Д.И. Менделеева, т.е. числу протонов в ядре. Число нейтронов в ядре обозначается N . Как правило, $Z > N$.

В настоящее время известны ядра с $Z = 1$ до $Z = 107-118$.

Число нуклонов в ядре $A = Z + N$ называется *массовым числом*. Ядра с одинаковым Z , но различными A называются *изотопами*. Ядра, которые при одинаковом A имеют разные Z , называются *изобарами*.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом ${}^A_Z X$, где X – символ химического элемента. Например: водород $Z = 1$ имеет три изотопа: ${}^1_1 H$ – протий ($Z = 1, N = 0$), ${}^2_1 H$ – дейтерий ($Z = 1, N = 1$), ${}^3_1 H$ – тритий ($Z = 1, N = 2$); олово имеет 10 изотопов и т.д. В подавляющем большинстве изотопы одного химического элемента обладают одинаковыми химическими и близкими физическими свойствами. Всего известно около 300 устойчивых изотопов и более 2000 естественных и искусственно полученных *радиоактивных изотопов*.

Размер ядра характеризуется радиусом ядра, имеющим условный смысл ввиду размытости границы ядра. Ещё Э. Резерфорд, анализируя свои опыты, показал, что размер ядра примерно равен 10^{-15} м (размер атома равен 10^{-10} м). Существует эмпирическая формула для расчета радиуса ядра:

$$R = R_0 A^{1/3},$$

где $R_0 = (1,3 - 1,7) \cdot 10^{-15}$ м. Отсюда видно, что объём ядра пропорционален числу нуклонов.

Плотность ядерного вещества составляет по порядку величины 10^{17} кг/м³ и постоянна для всех ядер. Она значительно превосходит плотности самых плотных обычных веществ.

Протоны и нейтроны являются *фермионами*, т.к. имеют спин $\hbar/2$.

Ядро атома имеет *собственный момент импульса – спин ядра*:

$$L_{\text{яд}} = \hbar \sqrt{I(I+1)},$$

где I – *внутреннее (полное) спиновое квантовое число*.

Число I принимает целочисленные или полуцелые значения 0, 1/2, 1, 3/2, 2 и т.д. Ядра с *четными* A имеют *целочисленный спин* (в единицах \hbar) и подчиняются статистике *Бозе – Эйнштейна* (*бозоны*). Ядра с *нечетными* A имеют *полуцелый спин* (в единицах \hbar) и подчиняются статистике *Ферми – Дирака* (т.е. *ядра – фермионы*).

Ядерные частицы имеют собственные магнитные моменты, которыми определяется магнитный момент ядра $P_{m\text{яд}}$ в целом. Единицей измерения магнитных моментов ядер служит *ядерный магнетон* $\mu_{\text{яд}}$:

$$\mu_{\text{яд}} = \frac{e\hbar}{2m_p}.$$

Здесь e – абсолютная величина заряда электрона; m_p – масса протона.

Ядерный магнетон в $m_p/m_e = 1836,5$ раз меньше магнетона Бора; отсюда следует, что **магнитные свойства атомов определяются магнитными свойствами его электронов.**

Между спином ядра $L_{\text{яд}}$ и его магнитным моментом имеется соотношение

$$P_{m_{\text{яд}}} = \gamma_{\text{яд}} L_{\text{яд}},$$

где $\gamma_{\text{яд}}$ – *ядерное гиромагнитное отношение.*

Нейтрон имеет отрицательный магнитный момент $\mu_n \approx -1,913\mu_{\text{яд}}$, т.к. направление спина нейтрона и его магнитного момента противоположны. Магнитный момент протона положителен и равен $\mu_p \approx 2,793\mu_{\text{яд}}$. Его направление совпадает с направлением спина протона.

Распределение электрического заряда протонов по ядру в общем случае несимметрично. Мерой отклонения этого распределения от сферически симметричного является **квадрупольный электрический момент ядра Q** . Если плотность заряда считается везде одинаковой, то Q определяется только формой ядра. Так, для эллипсоида вращения

$$Q = \frac{2}{5} Z_e (b^2 - a^2),$$

где b – полуось эллипсоида вдоль направления спина, a – полуось в перпендикулярном направлении. Для ядра, вытянутого вдоль направления спина, $b > a$ и $Q > 0$. Для ядра, сплющенного в этом направлении, $b < a$ и $Q < 0$. Для сферического распределения заряда в ядре $b = a$ и $Q = 0$. Это справедливо для ядер со спином, равным 0 или $\hbar/2$.

3.4.2. Энергия связи ядер. Дефект массы

Нуклоны в ядрах находятся в состояниях, существенно отличающихся от их свободных состояний. За исключением ядра обычного водорода, *во всех ядрах* имеется не менее двух нуклонов, между которыми существует особое **ядерное сильное взаимодействие** – притяжение, обеспечивающее устойчивость ядер, несмотря на отталкивание одноименно заряженных протонов.

- **Энергией связи нуклона в ядре называется физическая величина, равная той работе, которую нужно совершить для удаления нуклона из ядра без сообщения ему кинетической энергии.**

- **Энергия связи ядра определяется величиной той работы, которую нужно совершить, чтобы расщепить ядро на составляющие его нуклоны без придания им кинетической энергии.**

Из закона сохранения энергии следует, что при образовании ядра должна выделяться такая энергия, которую нужно затратить при расще-

плении ядра на составляющие его нуклоны. Энергия связи ядра является разностью между энергией всех свободных нуклонов, составляющих ядро, и их энергией в ядре.

При образовании ядра происходит уменьшение его массы: масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов. Уменьшение массы ядра при его образовании объясняется выделением энергии связи. Если $W_{\text{св}}$ – величина энергии, выделяющейся при образовании ядра, то соответствующая ей масса

$$\Delta m = \frac{W_{\text{св}}}{c^2}$$

называется **дефектом массы** и характеризует уменьшение суммарной массы при образовании ядра из составляющих его нуклонов.

Если ядро массой $M_{\text{яд}}$ образовано из Z протонов с массой m_p и из $(A - Z)$ нейтронов с массой m_n , то

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{яд}}.$$

Вместо массы ядра $M_{\text{яд}}$ величину Δm можно выразить через атомную массу $M_{\text{ат}}$:

$$\Delta m = Zm_{\text{H}} + (A - Z)m_n - M_{\text{ат}},$$

где m_{H} – масса водородного атома. При практическом вычислении Δm массы всех частиц и атомов выражаются в **атомных единицах массы** (а.е.м.). Одной атомной единице массы соответствует атомная единица энергии (а.е.э.): 1 а.е.э. = 931,5016 МэВ.

Дефект массы служит мерой энергии связи ядра:

$$W_{\text{св}} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{яд}}] \cdot c^2.$$

Удельной энергией связи ядра $\omega_{\text{св}}$ называется энергия связи, приходящаяся на один нуклон:

$$\omega_{\text{св}} = \frac{W_{\text{св}}}{A}.$$

Величина $\omega_{\text{св}}$ составляет в среднем 8 МэВ/нуклон. На рис. 3.4.2 приведена кривая зависимости удельной энергии связи от массового числа A , характеризующая различную прочность связей нуклонов в ядрах разных химических элементов. Ядра элементов в средней части периодической системы ($28 < A < 138$), т.е. от ${}_{14}^8\text{Si}$ до ${}_{50}^{38}\text{Ba}$, наиболее прочны.

В этих ядрах $\omega_{\text{св}}$ близка к 8,7 МэВ/нуклон. По мере увеличения числа нуклонов в ядре удельная энергия связи убывает. Ядра атомов химических элементов, расположенных в конце периодической системы (например, ядро урана), имеют $\omega_{\text{св}} \approx 7,6$ МэВ/нуклон. Это объясняет возможность выделения энергии при делении тяжелых ядер.

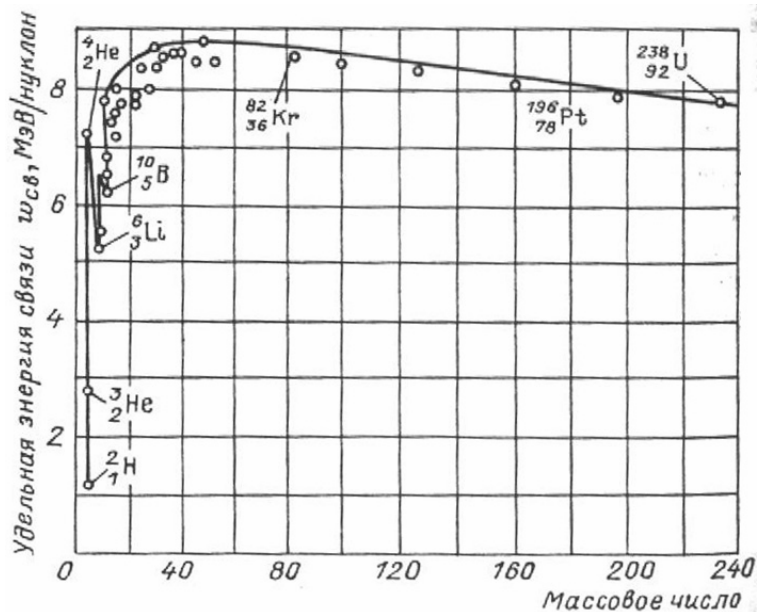


Рис. 3.4.2

В области малых массовых чисел имеются острые «пики» удельной энергии связи. Максимумы характерны для ядер с четными числами протонов и нейтронов (${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$), минимумы – для ядер с нечетными количествами протонов и нейтронов (${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$).

Если ядро имеет наименьшую возможную энергию $W_{\min} = -W_{\text{св}}$, то оно находится **в основном энергетическом состоянии**. Если ядро имеет энергию $W > W_{\min}$, то оно находится **в возбужденном энергетическом состоянии**. Случай $W = 0$ соответствует расщеплению ядра на составляющие его нуклоны. В отличие от энергетических уровней атома, раздвинутых на единицы электронвольтов, энергетические уровни ядра отстоят друг от друга на мегаэлектронвольт (МэВ). Этим объясняется происхождение и свойства гамма-излучения.

Критерием устойчивости атомных ядер является соотношение между числом протонов и нейтронов *в устойчивом ядре* для данных изобаров ($A = \text{const}$). Условие минимума энергии ядра приводит к следующему соотношению между $Z_{\text{уст}}$ и A :

$$Z_{\text{уст}} = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}.$$

Берется целое число $Z_{\text{уст}}$, ближайшее к тому, которое получается по этой формуле.

При малых и средних значениях A числа нейтронов и протонов в устойчивых ядрах примерно одинаковы: $Z \approx A - Z$.

С ростом Z силы кулоновского отталкивания протонов растут пропорционально $Z \cdot (Z - 1) \sim Z^2$ (*парное взаимодействие протонов*), и для компенсации этого отталкивания ядерным притяжением число нейтронов должно возрастать быстрее числа протонов.

3.4.3. Ядерные силы

Ядерное взаимодействие свидетельствует о том, что в ядрах существуют особые **ядерные силы**, не сводящиеся ни к одному из типов сил, известных в классической физике (гравитационных и электромагнитных).

Ядерные силы являются короткодействующими силами. Они проявляются лишь на весьма малых расстояниях между нуклонами в ядре порядка 10^{-15} м. Расстояние $(1,5 - 2,2) \cdot 10^{-15}$ м называется *радиусом действия ядерных сил*.

Ядерные силы обнаруживают **зарядовую независимость**: притяжение между двумя нуклонами одинаково независимо от зарядового состояния нуклонов – протонного или нейтронного. Зарядовая независимость ядерных сил видна из сравнения энергий связи **зеркальных ядер**. Так называются ядра, в которых одинаково общее число нуклонов, но число протонов в одном равно числу нейтронов в другом. Например, ядра гелия ${}^3_2\text{He}$ и тяжелого водорода – трития ${}^3_1\text{T}$. Энергии связи этих ядер составляют 7,72 МэВ и 8,49 МэВ.

Разность энергий связи ядер, равная 0,77 МэВ, соответствует энергии кулоновского отталкивания двух протонов в ядре ${}^3_2\text{He}$. Полагая эту величину равной $\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}$, можно найти, что среднее расстояние r между протонами в ядре ${}^3_2\text{He}$ равно $1,9 \cdot 10^{-15}$ м, что согласуется с величиной радиуса ядерных сил.

Ядерные силы обладают **свойством насыщения**, которое проявляется в том, что нуклон в ядре взаимодействует лишь с ограниченным числом ближайших к нему соседних нуклонов. Именно поэтому наблюдается линейная зависимость энергий связи ядер от их массовых чисел A . Практически полное насыщение ядерных сил достигается у α -частицы, которая является очень устойчивым образованием.

Ядерные силы зависят от **ориентации спинов** взаимодействующих нуклонов. Это подтверждается различным характером рассеяния нейтронов молекулами орто- и параводорода. В молекуле ортоводорода спины обоих протонов параллельны друг другу, а в молекуле параводорода они антипараллельны. опыты показали, что рассеяние нейтронов

на параводороде в 30 раз превышает рассеяние на ортоводороде. Ядерные силы не являются центральными.

Итак, перечислим **общие свойства ядерных сил**:

- малый радиус действия ядерных сил ($R \sim 1$ Фм);
- большая величина ядерного потенциала $U \sim 50$ МэВ;
- зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц;
- тензорный характер взаимодействия нуклонов;
- ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы);
- ядерное взаимодействие обладает свойством насыщения;
- зарядовая независимость ядерных сил;
- обменный характер ядерного взаимодействия;
- притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1$ Фм) сменяется отталкиванием на малых ($r < 0,5$ Фм).

Взаимодействие между нуклонами возникает в результате испускания и поглощения квантов ядерного поля – π -мезонов. Они определяют ядерное поле по аналогии с электромагнитным полем, которое возникает как следствие обмена фотонами. Взаимодействие между нуклонами, возникающее в результате обмена квантами массы m , приводит к появлению потенциала $U_{\text{я}}(r)$:

$$U_{\text{я}}(r) = g_{\text{я}} \frac{e^{-(mc/\hbar)r}}{r}.$$

3.4.4. Радиоактивность

Радиоактивностью называется превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотопы другого элемента, сопровождающееся испусканием некоторых частиц.

Естественной радиоактивностью называется радиоактивность, наблюдающаяся у существующих в природе неустойчивых изотопов.

Искусственной радиоактивностью называется радиоактивность изотопов, полученных в результате ядерных реакций.

На рис. 3.4.3 показан классический опыт, позволивший обнаружить сложный состав радиоактивного излучения.

Радиоактивный препарат помещался на дно узкого канала в свинцовом контейнере. Против канала помещалась фотопластинка. На выходящее из канала излучение действовало сильное магнитное поле, перпендикулярное к лучу. Вся установка размещалась в вакууме.

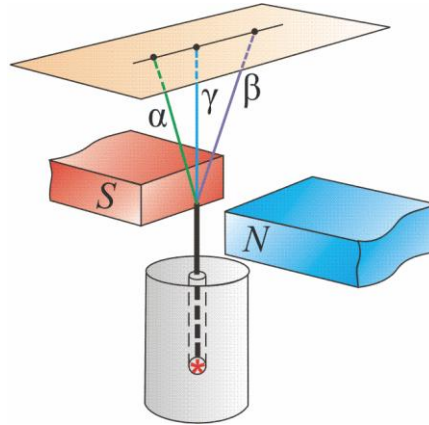


Рис. 3.4.3

Обычно все типы радиоактивности сопровождаются испусканием **гамма-излучения – жесткого, коротковолнового электромагнитного излучения**. Гамма-излучение является основной формой уменьшения энергии возбужденных продуктов радиоактивных превращений. Ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется *материнским*; возникающее *дочернее* ядро, как правило, оказывается возбужденным, и его переход в основное состояние сопровождается испусканием γ -фотона.

В табл. 2 приведены основные типы радиоактивности.

Таблица 2

Тип радиоактивности	Изменение заряда ядра Z	Изменение массового числа A	Характер процесса
α -распад	$Z - 2$	$A - 4$	Вылет α -частицы – системы двух протонов и двух нейтронов, соединенных воедино
β -распад	$Z \pm 1$	A	Взаимные превращения в ядре нейтрона (1_0n) и протона (1_0p)
β_- -распад	$Z + 1$	A	${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + ({}^0_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e)$
β_+ -распад	$Z - 1$	A	${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_1e + {}^0_0\nu_e)$
Электронный захват (e^- - или К-захват)	$Z - 1$	A	${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_1e + {}^0_0\nu_e)$ ${}^0_0\nu_e$ и ${}^0_0\tilde{\nu}_e$ – электронное нейтрино и антинейтрино
Спонтанное деление	$Z - (1/2)A$	$A - (1/2)A$	Деление ядра обычно на два осколка, имеющих приблизительно равные массы и заряды

Самопроизвольный распад атомных ядер подчиняется **закону радиоактивного распада**:

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

где N_0 – количество ядер в данном объеме вещества в начальный момент времени $t = 0$; N – число ядер в том же объеме к моменту времени t ; λ – **постоянная распада**, имеющая смысл вероятности распада ядра за 1 секунду и равная доле ядер, распадающихся за единицу времени (рис. 3.4.4).

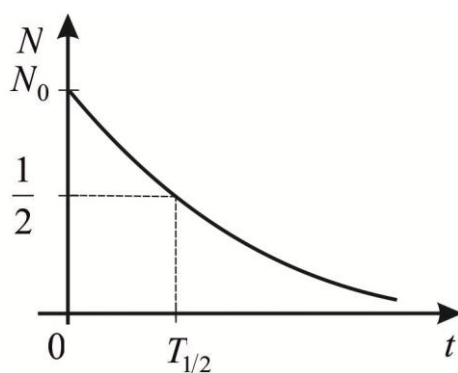


Рис. 3.4.4

Закон самопроизвольного радиоактивного распада основывается на двух предположениях:

- **постоянная распада не зависит от внешних условий;**
- **число ядер, распадающихся за время dt , пропорционально наличному количеству ядер. Эти предположения означают, что радиоактивный распад является статистическим процессом и распад данного ядра является случайным событием, имеющим определенную вероятность.**

Величина $1/\lambda$ равна **средней продолжительности жизни** (среднее время жизни) радиоактивного изотопа. Действительно, суммарная продолжительность жизни dN ядер равна $t |dN| = t\lambda N dt$. Средняя продолжительность жизни (τ) всех первоначально существовавших ядер

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

Характеристикой устойчивости ядер относительно распада служит **период полураспада $T_{1/2}$** . Так называется время, в течение которого первоначальное количество ядер данного радиоактивного вещества уменьшается наполовину (рис. 3.4.4). Связь λ и $T_{1/2}$:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau.$$

Естественная радиоактивность наблюдается у ядер атомов химических элементов, расположенных за свинцом в Периодической системе химических элементов Д.И. Менделеева. Естественная радиоактивность легких и средних ядер наблюдается лишь у ядер ${}_{19}^{40}\text{K}$, ${}_{37}^{87}\text{Rb}$, ${}_{49}^{115}\text{In}$, ${}_{57}^{138}\text{La}$, ${}_{62}^{147}\text{Sm}$, ${}_{71}^{175}\text{Lu}$, ${}_{75}^{187}\text{Re}$.

При радиоактивном распаде ядер выполняется закон сохранения электрического заряда

$$Z_{\text{яд}}e = \sum_i Z_i e,$$

где $Z_{\text{яд}}e$ – заряд материнского ядра; $Z_i e$ – заряды ядер и частиц, возникших в результате радиоактивного распада. Этот закон применяется при исследовании всех ядерных реакций.

Правило сохранения массовых чисел при явлениях естественной радиоактивности:

$$A_{\text{яд}} = \sum A_i,$$

где $A_{\text{яд}}$ – массовое число материнского ядра; A_i – массовые числа ядер или частиц, получившихся в результате радиоактивного распада.

Правила смещения (правила Фаянса и Содди) при радиоактивных распадах:

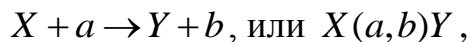


Здесь ${}_Z^A X$ – материнское ядро; Y – символ дочернего ядра; ${}_2^4 \text{He}$ – ядро гелия; ${}_{-1}^0 e$ – символическое обозначение электрона, для которого $A = 0$ и $Z = -1$.

Естественно-радиоактивные ядра образуют *три радиоактивных семейства*, называемых семейством урана (${}_{92}^{238}\text{U}$), семейством тория (${}_{90}^{232}\text{Th}$) и семейством актиния (${}_{89}^{235}\text{Ac}$). Свои названия они получили по «родоначальнику» – долгоживущему изотопу с наибольшим периодом полураспада. Все семейства после цепочки α - и β -распадов заканчиваются на устойчивых ядрах изотопов свинца – ${}_{82}^{206}\text{Pb}$, ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ и ${}_{82}^{207}\text{Pb}$. Семейство нептуния, начинающееся от трансуранового элемента нептуния ${}_{93}^{237}\text{Np}$, получено искусственным путем и заканчивается на ${}_{83}^{200}\text{Bi}$.

3.4.5. Ядерные реакции и их основные типы

Ядерная реакция – это превращение атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами (в т.ч. и с γ -квантами) или друг с другом. Наиболее распространенным видом ядерной реакции является реакция, записываемая символически следующим образом:



где X и Y – исходные и конечные ядра; a и b – бомбардирующая и испускаемая (или испускаемые) в ядерной реакции частица.

В ядерной физике эффективность взаимодействия характеризуют **эффективным сечением** σ . С каждым видом взаимодействия частицы с ядром связывают своё эффективное сечение: **эффективное сечение рассеяния; эффективное сечение поглощения**.

Эффективное сечение ядерной реакции σ находится по формуле

$$\sigma = dN / (nNdx),$$

где N – число частиц, падающих за единицу времени на единицу площади поперечного сечения вещества, имеющего в единице объёма n ядер; dN – число этих частиц, вступающих в реакцию в слое толщиной dx . Эффективное сечение σ имеет размерность площади и характеризует вероятность того, что при падении пучка частиц на вещество произойдёт реакция.

Единица измерения эффективного сечения ядерных процессов – **барн** ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$).

В любой ядерной реакции **выполняются законы сохранения электрических зарядов и массовых чисел**: сумма зарядов (и сумма массовых чисел) ядер и частиц, вступающих в реакцию, равна сумме зарядов (и сумме массовых чисел) конечных продуктов (ядер и частиц) реакции. Выполняются также **законы сохранения энергии, импульса и момента импульса**.

В отличие от радиоактивного распада, который всегда протекает с выделением энергии, ядерные реакции могут быть как **экзотермические** (с выделением энергии), так и **эндотермические** (с поглощением энергии).

Важнейшую роль в объяснении механизма многих ядерных реакций сыграло предположение Н. Бора (1936 г.) о том, что **ядерные реакции протекают в две стадии по следующей схеме**:



Первая стадия – это захват ядром X частицы a , приблизившейся к нему на расстояние действия ядерных сил (примерно $2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$), и об-

разование промежуточного ядра C , называемого составным (или компаунд-ядром). Энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между нуклонами составного ядра, в результате чего оно оказывается в возбуждённом состоянии. При столкновении нуклонов составного ядра один из нуклонов (или их комбинация, например дейтрон) или α -частица могут получить энергию, достаточную для вылета из ядра. В результате наступает **вторая стадия ядерной реакции** – распад составного ядра на ядро Y и частицу b .

В ядерной физике вводится **характерное ядерное время** – время, необходимое для пролета частицей расстояния порядка величины, равной диаметру ядра ($d \approx 10^{-15}$ м).

Ядерные реакции классифицируются по следующим признакам:

- по роду участвующих в них частиц – реакции под действием нейтронов; реакции под действием заряженных частиц (например: протонов, дейтронов, α -частиц); реакции под действием γ -квантов;

- по энергии вызывающих их частиц – реакции при малых энергиях (порядка электронвольт), происходящие в основном с участием нейтронов; реакции при средних энергиях (порядка до нескольких МэВ), происходящие с участием γ -квантов и заряженных частиц (протоны, α -частицы); реакции, происходящие при высоких энергиях (сотни и тысячи МэВ), приводящие к появлению отсутствующих в свободном состоянии элементарных частиц и имеющих большое значение для их изучения;

- по роду участвующих в них ядер – реакции на лёгких ядрах ($A < 50$); реакции на средних ядрах ($50 < A < 100$); реакции на тяжёлых ядрах ($A > 100$);

- по характеру происходящих ядерных превращений – реакции с испусканием нейтронов; реакции с испусканием заряженных частиц; реакции захвата (в этих реакциях составное ядро не испускает никаких частиц, а переход в основное состояние происходит при испускании одного или нескольких γ -квантов).

3.4.6. Деление ядер

Изучение взаимодействия нейтронов с веществом привело к открытию ядерных реакций нового типа. В 1939 г. О. Ган и Ф. Штрассман исследовали химические продукты, получающиеся при бомбардировке нейтронами ядер урана. Среди продуктов реакции был обнаружен барий – химический элемент с массой много меньше, чем масса урана. Задача была решена немецкими физиками Л. Мейтнером и О. Фришем, пока-

завшими, что при поглощении нейтронов ураном происходит деление ядра на два осколка:



где $k > 1$.

При делении ядра урана тепловой нейтрон с энергией $\sim 0,1$ эВ освобождает энергию ~ 200 МэВ. Существенным моментом является то, что этот процесс сопровождается появлением нейтронов, способных вызывать деление других ядер урана, – *цепная реакция деления*. Таким образом, один нейтрон может дать начало разветвленной цепи делений ядер, причем число ядер, участвующих в реакции деления, будет экспоненциально возрастать. Открылись перспективы использования цепной реакции деления в двух направлениях:

- *управляемая ядерная реакция деления* – создание атомных реакторов;
- *неуправляемая ядерная реакция деления* – создание ядерного оружия.

Следствием зависимости удельной энергии связи от A (рис. 3.4.2) является существование двух процессов – *синтеза и деления ядер*. Рассмотрим взаимодействие электрона и протона. При образовании атома водорода высвобождается энергия 13,6 эВ, и масса атома водорода оказывается на 13,6 эВ меньше суммы масс свободного электрона и протона. Аналогично масса двух легких ядер превышает массу после их соединения на ΔM . Если их соединить, то они сольются с выделением энергии ΔMc^2 . Этот процесс называется *синтезом ядер*. Разность масс может превышать 0,5 %.

Если расщепляется тяжелое ядро на два более легких ядра, то их масса будет меньше массы родительского ядра на 0,1 %. *У тяжелых ядер существует тенденция к делению на два более легких ядра с выделением энергии. Энергия атомной бомбы и ядерного реактора представляет собой энергию, высвобождающуюся при делении ядер. Энергия водородной бомбы* – это энергия, выделяющаяся при ядерном синтезе.

В среднем при делении урана высвобождается энергия 200 МэВ. Масса покоя ядра урана – $2,2 \cdot 10^5$ МэВ. В энергию превращается около 0,1 % этой массы, что равно отношению 200 МэВ к величине $2,2 \cdot 10^5$ МэВ.

Оценка энергии, освобождающейся при делении, может быть получена из формулы Вайцеккера

$$E_{\text{св}} = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 Z^2 / A^{1/3} - \alpha_4 (A/2 - Z)^2 / A + \alpha_5 A^{-3/4}.$$

При делении ядра на два осколка изменяется поверхностная энергия $E_{\text{п}} = \alpha_2 A^{2/3}$ и кулоновская энергия $E_{\text{к}} = \alpha_3 Z^2 / A^{1/3}$, причем поверхностная энергия увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается. Деление возможно в том случае, когда энергия, высвобождающаяся при делении, $E > 0$:

$$E \approx \alpha_3 \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} 0,37 - \alpha_2 A_1^{2/3} 0,26 > 0.$$

Здесь $A_1 = A/2$, $Z_1 = Z/2$. Отсюда получим, что деление энергетически выгодно, когда $Z^2/A > 17$. Величина Z^2/A называется **параметром делимости**. Энергия E , освобождающаяся при делении, растет с увеличением Z^2/A .

В процессе деления ядро изменяет форму – последовательно проходит через следующие стадии (рис. 3.4.5): шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сферических осколка.

Массы осколков, образующихся при делении тепловыми нейтронами, не равны. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический остов. На рис. 3.4.6 приведено распределение по массам при делении ^{235}U . Наиболее вероятная комбинация массовых чисел – 95 и 139.

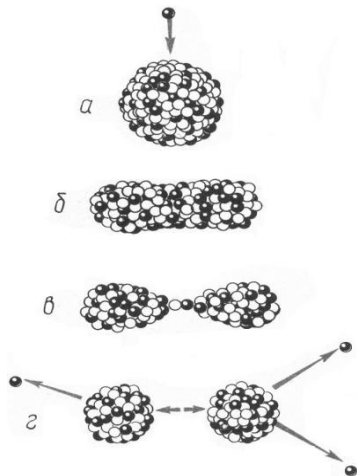


Рис. 3.4.5

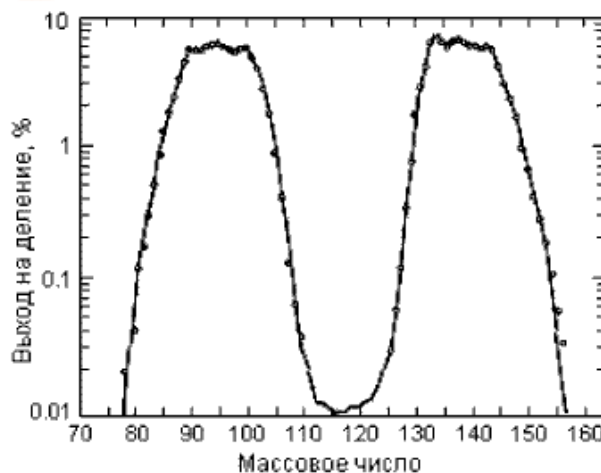


Рис. 3.4.6

Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре ^{235}U равно 1,55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение составляет 1,25–1,45. Следовательно, осколки деления сильно перегружены нейтронами и неустойчивы к β -распаду – радиоактивны.

В результате деления ядра высвобождается энергия ~ 200 МэВ. Около 80 % ее приходится на энергию осколков. За один акт деления образуется более двух *нейтронов деления* со средней энергией ~ 2 МэВ.

В 1 г любого вещества содержится $mc^2 = 9 \cdot 10^{13}$ Дж. Деление 1 г урана сопровождается выделением $\sim 9 \cdot 10^{10}$ Дж. Это почти в 3 млн раз превосходит энергию сжигания 1 г угля ($2,9 \cdot 10^4$ Дж). Конечно, 1 г урана обходится значительно дороже 1 г угля, но стоимость 1 Дж энергии, полученной сжиганием угля, оказывается в 400 раз выше, чем в случае уранового топлива. Выработка 1 кВт·ч энергии обходилась в 1,7 цента на электростанциях, работающих на угле, и в 1,05 цента на ядерных электростанциях.

Благодаря *цепной реакции* процесс деления ядер можно сделать *самоподдерживающимся*. При каждом делении вылетают 2 или 3 нейтрона (рис. 3.4.7). Если одному из этих нейтронов удастся вызвать деление другого ядра урана, то процесс будет самоподдерживающимся.

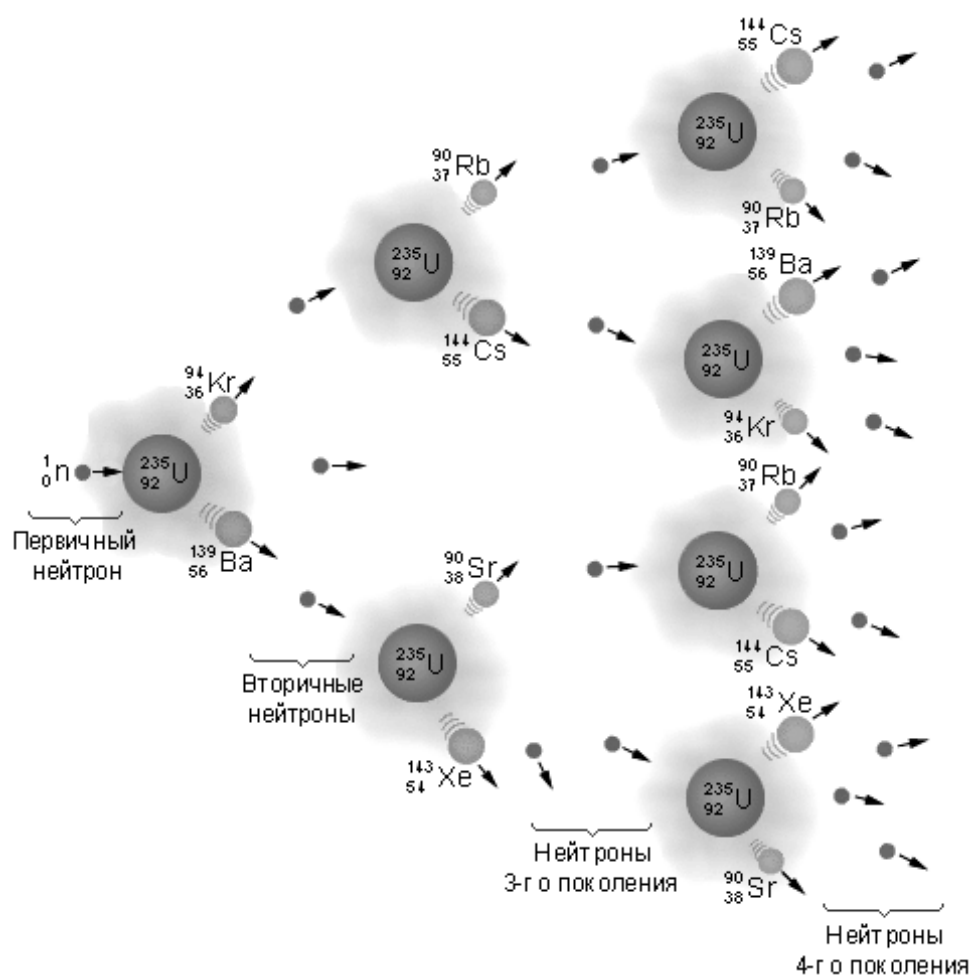


Рис. 3.4.7

Совокупность делящегося вещества, удовлетворяющая этому требованию, называется *критической сборкой*. Первая такая сборка, названная *ядерным реактором*, была построена в 1942 г. под руководством Энрико Ферми на территории Чикагского университета (рис. 3.4.8).

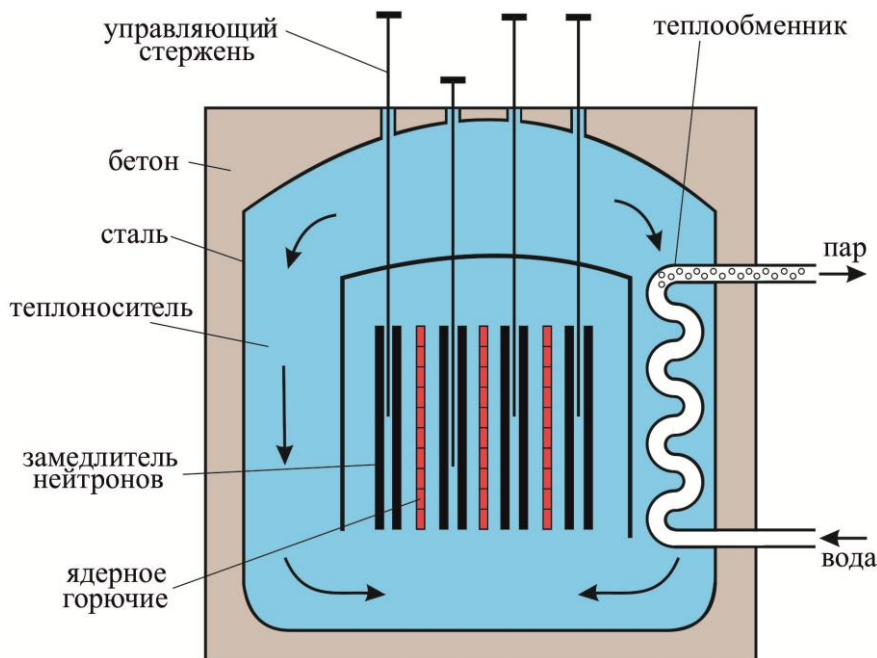


Рис. 3.4.8

Первый ядерный реактор был запущен в 1946 г. под руководством И. Курчатова в Москве. Первая атомная электростанция мощностью 5 МВт была пущена в СССР в 1954 г. в г. Обнинске (рис. 3.4.9).

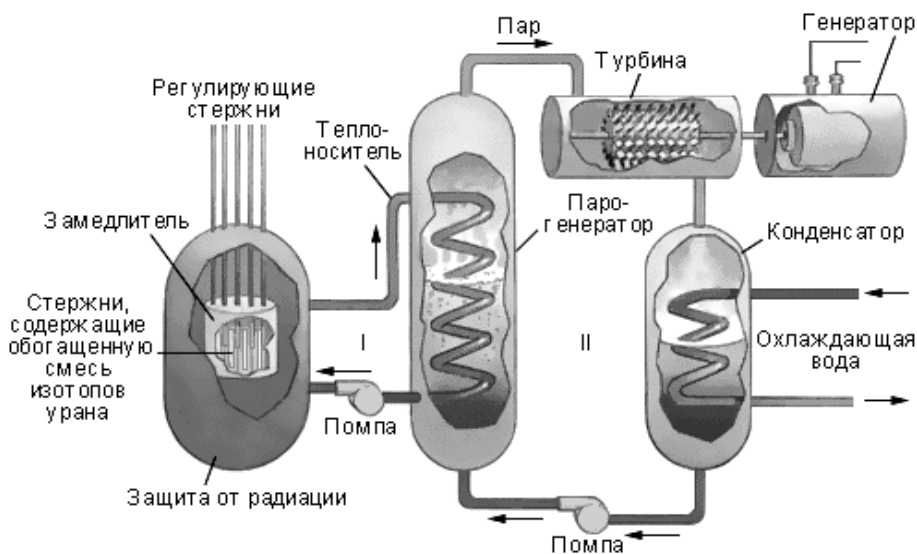


Рис. 3.4.9

Массу ^{235}U и ^{239}Pu можно также сделать **надкритической**. В этом случае возникающие при делении нейтроны будут вызывать несколько вторичных делений. Поскольку нейтроны движутся со скоростями, превышающими 10^8 см/с, надкритическая сборка может полностью прореагировать (или разлететься) быстрее, чем за тысячную долю секунды. Такое устройство называется **атомной бомбой**. Ядерный заряд из плутония или урана переводят в надкритическое состояние обычно с помощью взрыва. Подкритическую массу окружают химической взрывчаткой. При ее взрыве плутониевая или урановая масса подвергается мгновенному сжатию. Поскольку плотность сферы при этом значительно возрастает, скорость поглощения нейтронов оказывается выше скорости потери нейтронов за счет их вылета наружу. В этом и заключается условие надкритичности.

На рис. 3.4.10 изображена схема атомной бомбы «Малыш», сброшенной на Хиросиму. Ядерной взрывчаткой в бомбе служил ^{235}U , разделенный на две части, масса которых была меньше критической. Необходимая для взрыва критическая масса ^{235}U создавалась в результате соединения обеих частей «методом пушки» с помощью обычной взрывчатки.

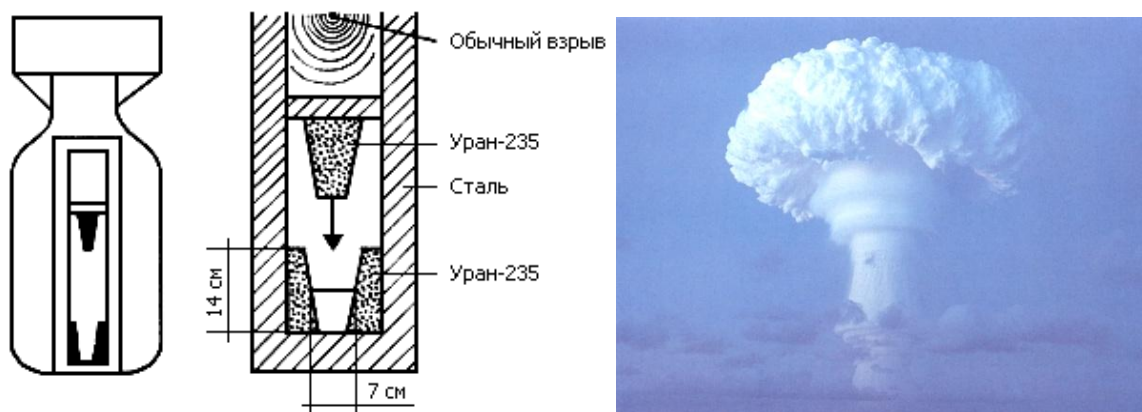


Рис. 3.4.10

При взрыве 1 т тринитротолуола (ТНТ) высвобождается 10^9 кал, или $4 \cdot 10^9$ Дж. При взрыве атомной бомбы, расходующей 1 кг плутония ^{235}U , высвобождается около $8 \cdot 10^{13}$ Дж энергии. Это почти в 20 000 раз больше, чем при взрыве 1 т ТНТ. Такая бомба называется 20-килотонной бомбой. Современные бомбы мощностью в мегатонны в миллионы раз мощнее обычной ТНТ-взрывчатки.

Производство плутония основано на облучении ^{238}U нейтронами, ведущем к образованию изотопа ^{239}U , который в результате бета-распада превращается в ^{239}Np , а затем, после еще одного бета-распада, в ^{239}Pu . При поглощении нейтрона с малой энергией оба изотопа (^{235}U и ^{239}Pu) испытывают деление. Продукты деления характеризуются более сильной связью (~ 1 МэВ на нуклон), благодаря чему в результате деления высвобождается примерно 200 МэВ энергии.

Каждый грамм израсходованного плутония или урана порождает почти грамм радиоактивных продуктов деления, обладающих огромной радиоактивностью.

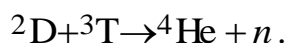
3.4.7. Синтез ядер

Масса, или энергия покоя, двух легких ядер оказывается больше, чем у суммарного ядра. Если легкие ядра привести в соприкосновение, то результирующее ядро имело бы меньшую массу и высвободилась бы энергия, равная разности масс. Если соединить два дейтрона и получить ядро гелия, масса которого меньше суммарной массы двух дейтронов на 24 МэВ, то высвободится энергия синтеза 24 МэВ. При объединении двух дейтронов с образованием гелия в энергию превращается 0,6 % их первоначальной массы покоя.

Процесс синтеза примерно в 6 раз эффективнее процесса деления урана. В воде озер и океанов имеются неограниченные запасы недорогого дейтерия. Серьезным препятствием на пути к получению энергии из «воды» является закон Кулона. Электростатическое отталкивание двух дейтронов при комнатной температуре не позволяет им сблизиться до расстояний, на которых сказываются короткодействующие ядерные силы притяжения. Для этого необходима температура $T = 5,6 \cdot 10^8$ К.

Если бы удалось нагреть дейтерий до таких высоких температур, то было бы возможно осуществить реакцию синтеза. Благодаря тому, что имеется возможность проникновения сквозь барьер, нет необходимости в создании столь высоких температур. Для получения управляемой термоядерной энергии и для инициирования термоядерного взрыва водородной бомбы достаточно температуры около $5 \cdot 10^7$ К.

*Ядерные реакции, требующие для своего осуществления температур порядка миллионов градусов, называются **термоядерными**. Мгновенные температуры, развивающиеся при взрыве атомной бомбы, оказываются достаточно высокими, чтобы поджечь термоядерное горючее, т.е. чтобы прошла реакция*



Происходит взрыв водородной бомбы. Термоядерное горючее для водородной бомбы (дейтерид лития-6) дешево, и нет ограничений на его количество при использовании в отдельной бомбе. Проводились испытания бомб мощностью 60 мегатонн (с ГНТ-эквивалентом $6 \cdot 10^7$ т).

Энерговыведение при взрыве термоядерной водородной бомбы можно почти удвоить (при этом стоимость ее увеличится не намного) за счет использования оболочки из ^{238}U (слойка Alarm Clock), рис. 3.4.11.

В этом случае нейтроны, возникающие в результате термоядерных реакций, вызывают деление ядер ^{238}U , что приводит к увеличению числа нейтронов, бомбардирующих ^6Li , и т.д.

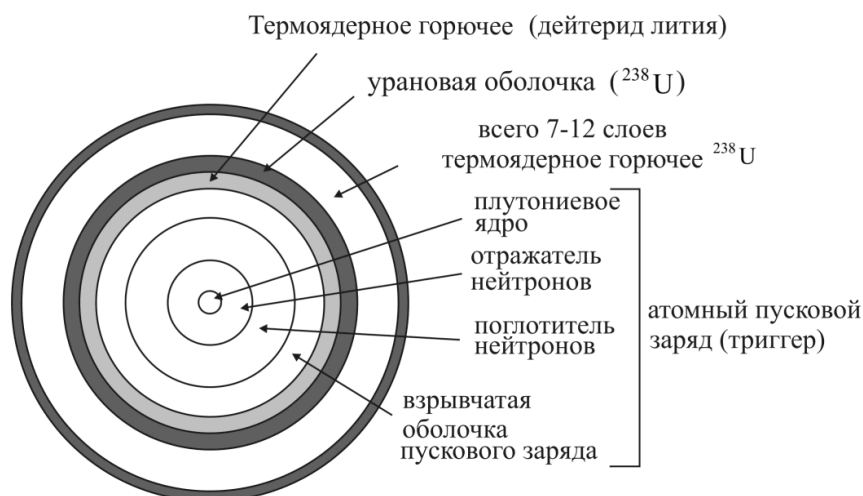


Рис. 3.4.11

В большинстве взрывов водородных бомб энерговыведение, обусловленное делением ядер, оказывается таким же, как и получаемое в процессе синтеза, и сопровождается опасными выпадениями радиоактивных продуктов деления.

3.4.8. Управляемый синтез

Чтобы с помощью ядерного синтеза получить полезную энергию, термоядерные реакции должны быть управляемыми. Необходимо найти способы создания и поддержания температур во много миллионов градусов. Одна из технических проблем связана с тем, что высокотемпературный газ или плазму нужно удерживать таким образом, чтобы не расплавились стенки соответствующего объема. На решение этой технической задачи уже затрачены и затрачиваются огромные усилия. Плазму пытаются изолировать от стенок с помощью сильных магнитных полей. Задача заключается в том, чтобы удерживать плазму в изоли-

рованном состоянии в течение достаточно продолжительного времени и при этом выработать мощность, превышающую ту, которая была затрачена на запуск термоядерного реактора. На рис. 3.4.12 показана предполагаемая схема конструкции реактора.

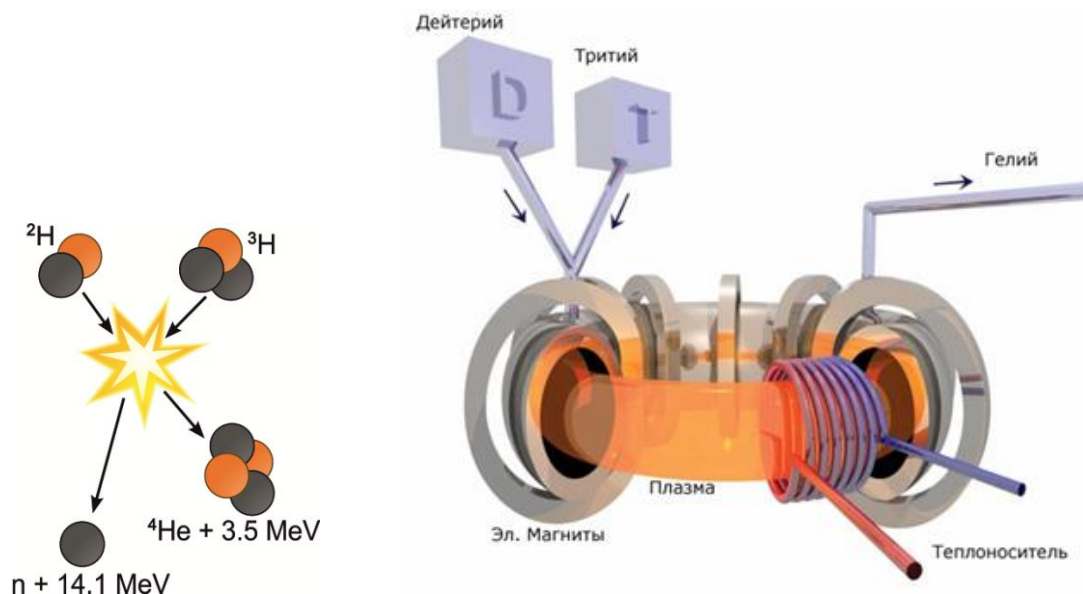


Рис. 3.4.12

Электростанция, работающая на термоядерной реакции, из-за отсутствия в ней продуктов деления должна иметь значительно меньшую радиоактивность по сравнению с ядерными реакторами. Однако в термоядерных установках испускается, а затем захватывается большое число нейтронов, что, как правило, приводит к образованию радиоактивных изотопов. Поэтому вокруг камеры с плазмой предполагается создавать оболочку («бланкет») из лития. И в этом случае нейтроны будут производить тритий (изотоп водорода ^3T с периодом полураспада 12 лет), который можно использовать в дальнейшем как горючее.

В настоящее время, в рамках осуществления мировой термоядерной программы, интенсивно разрабатываются новейшие системы типа токамак. На рис. 3.4.13 изображена схема токамака: 1 – первичная обмотка трансформатора; 2 – катушки тороидального магнитного поля; 3 – лайнер, тонкостенная внутренняя камера для выравнивания тороидального электрического поля; 4 – катушки тороидального магнитного поля; 5 – вакуумная камера; 6 – железный сердечник (магнитопровод).

Первый российский сферический токамак «Глобус-М» создан в Санкт-Петербурге. Планируется создание крупного токамака ТМ-15 для исследования управления конфигурацией плазмы.

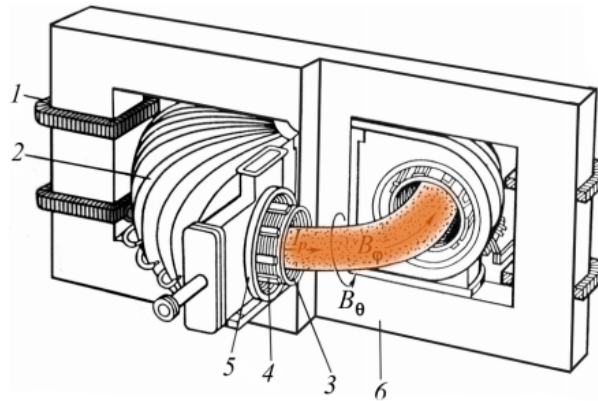


Рис. 3.4.13

Идея лазерного термоядерного синтеза заключается в облучении лазерным излучением небольшой сферической оболочки, заполненной газообразным или твердым топливом (рис. 3.4.14).

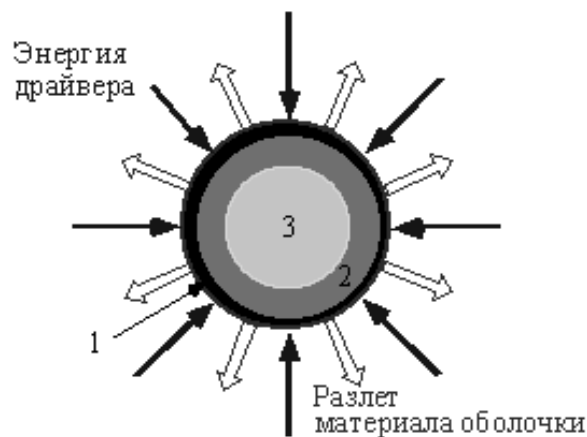


Рис. 3.4.14

Под действием излучения материал оболочки 1 испаряется и создает реактивные силы, способные сжать оболочку и содержащуюся в ней реагирующую смесь 2 и 3.

Параллельно с лазерами в 60-е гг. развивались и другие мощные драйверы – ионные и электронные пучки, которые также могли бы обеспечивать требуемые мощности на поверхности мишеней. Были разработаны импульсные системы питания, способные создавать и подводить к мишеням энергию 1–10 МДж за 10^{-8} с, т.е. получать пиковые мощности на уровне 10^{15} Вт. Появление новой технологии повлекло за собой интенсивные исследования физики взаимодействия мощного излучения и пучков частиц с твердым телом и привело к разработке термоядерных мишеней, способных давать положительный выход энергии.

В природе существует еще один механизм удержания, обеспечивающий непрерывное выделение термоядерной энергии, – это гравитационное удержание. Однако, чтобы обеспечить достаточно сильное гравитационное поле, потребуется масса порядка солнечной. Как мы увидим в следующей главе, источниками энергии в звездах, безусловно, являются термоядерные реакции.

3.4.9. Радиационная безопасность

Количество несчастных случаев, связанных с атомной энергетикой, значительно меньше на АЭС, чем в других областях человеческой деятельности. Тем не менее происшедшая более 20 лет назад авария в Чернобыле заставляет пересмотреть наше отношение к организации безопасности работы АЭС и защите от неконтролируемого развития ядерной реакции. Необходимо дальнейшее снижение вероятности возникновения аварийных ситуаций, хотя, вероятно, полностью избежать их никогда не удастся.

Для того чтобы внедрение атомной энергетике и использование радиоактивности в народном хозяйстве не принесло большего ущерба, чем тот, который наносится природе в настоящий момент, существует специальная дисциплина, именуемая **радиационной безопасностью**.

Радиационная безопасность – новая научно-практическая дисциплина, возникшая с момента создания атомной промышленности.

Воздействие различных видов ионизирующего излучения на вещество характеризуют **дозой ионизирующего излучения**. Различают поглощенную, экспозиционную и биологическую дозы излучения.

Поглощенная доза излучения – физическая величина, равная отношению энергии излучения к массе облучаемого вещества.

Единица поглощенной дозы излучения – **грей** (Гр): $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$ – доза излучения, при которой облученному веществу массой 1 кг передается энергия любого ионизирующего излучения 1 Дж.

Экспозиционная доза излучения – физическая величина, равная отношению суммарного заряда всех ионов одного знака, созданных в воздухе при полном торможении вторичных электронов, образующихся в элементарном объеме, к массе воздуха в этом объеме.

Единица экспозиционной дозы излучения – кулон на килограмм (Кл/кг); внесистемной единицей является рентген (Р): $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

Биологическая доза излучения – величина, определяющая воздействие излучения на организм.

Единица биологической дозы – биологический эквивалент рентгена (бэр): 1 бэр – доза любого вида ионизирующего излучения, производя-

щего такое же биологическое действие, как и доза рентгеновского или γ -излучения в 1 Р (1 бэр = 10^{-2} Дж/кг).

Мощность дозы излучения – величина, равная отношению дозы излучения ко времени облучения. Различают: **мощность поглощающей дозы** (единица – грей на секунду) и **мощность экспозиционной дозы** (единица – ампер на килограмм).

В табл. 3 приведены характеристики радиоактивных элементов и меры предосторожности при работе с ними.

Таблица 3

Название элемента	Характеристика элемента и меры предосторожности	Период полураспада
Радон-222	Газ, испускающий α -частицы. Образуется в горных породах. Опасен при накоплении в подвалах, необходимо проветривание	3,8 суток
Ксенон-133	Газообразные изотопы. Образуются и распадаются в процессе работы атомного реактора. В качестве защиты – изоляция	5 суток
Йод-131	Испускает β -частицы и γ -излучение. Образуется при работе атомного реактора. Вместе с зеленью усваивается животными и переходит в молоко. Накапливается в щитовидной железе человека. В качестве защиты от облучения применяют «йодную диету», т.е. вводят в рацион человека стабильный йод	8 суток
Криптон-85	Тяжелый газ, испускающий β -частицы и γ -излучение. Входит в состав отработанного топливного элемента реактора. Выделяется при хранении. Защита – изолированное помещение	10 лет
Стронций-90	Металл, испускающий β -частицы. Основной продукт деления в радиоактивных отходах. Накапливается в костных тканях человека	29 лет
Цезий-137	Металл, испускающий β -частицы и γ -излучение. Накапливается в клетках мышечной ткани	30 лет
Радий-226	Тяжелый газ, испускающий α -частицы, β -частицы и γ -излучение. Защита – укрытия, убежища	1600 лет
Углерод-14	Испускает β -частицы. Естественный природный изотоп углерода. Используется при определении возраста материала	5500 лет
Плутоний-239	Испускает α -частицы. Содержится в радиоактивных отходах. Защита – качественное захоронение радиоактивных отходов	24000 лет
Калий-40	Испускает β -частицы и γ -излучение. Содержится во всех растениях и животных	1,3 млрд лет

Биологическое действие ионизирующих излучений и способы защиты от них

Различают два вида эффекта воздействия на организм ионизирующих излучений: *соматический* и *генетический*.

При соматическом эффекте последствия проявляются непосредственно у облучаемого, при генетическом – у его потомства.

Соматические эффекты могут быть ранними или отдалёнными. Ранние возникают в период от нескольких минут до 30–60 суток после облучения. К ним относят покраснение и шелушение кожи, помутнение хрусталика глаза, поражение кровеносной системы, лучевая болезнь. Острая лучевая болезнь развивается при кратковременном облучении всего организма, при получении им дозы от 1 до 100 и более грей (Гр) за 1–3 дня. Летальным исходом, как правило, заканчиваются случаи, в которых организм получил более 10 Гр за 1–3 дня. При получении дозы до 10 Гр развивается острая лучевая болезнь четырех степеней тяжести.

Острая лучевая болезнь легкой степени тяжести развивается при воздействии излучения в дозе 1–2,5 Гр. Первичная реакция (первые 2–3 дня) – головокружение, тошнота. Латентный период (около 1 месяца) – постепенное снижение первичных признаков. Восстановление полное.

Острая лучевая болезнь средней степени тяжести развивается при воздействии излучения в дозе 2,5–4 Гр. Первичная реакция (первые 1–2 часа) – головокружение, тошнота, рвота. Латентный период (около 25 дней) – наличие изменения слизистых оболочек, инфекционных осложнений, возможен летальный исход.

Острая лучевая болезнь тяжелой степени развивается при воздействии излучения в дозе 4–10 Гр. Первичная реакция (первые 30–60 минут) – головная боль, повторная рвота, повышение температуры тела. Латентный период (около 15 дней) – инфекционные поражения, поражения слизистых оболочек, лихорадка. Частота летальных исходов выше, чем при средней степени тяжести.

Острая лучевая болезнь крайне тяжелой степени развивается при воздействии излучения в дозе более 10 Гр. Летальный исход почти неизбежен.

Лечение острой лучевой болезни заключается во введении в организм антибиотиков с целью предотвратить инфекционные осложнения, введении в организм донорских тромбоцитов, пересадке костного мозга.

Хроническая лучевая болезнь возникает при ежедневном получении дозы в 0,005 Гр. Наблюдается развитие различных заболеваний, связанных с дисфункцией желез внутренней секреции; нарушение артериального давления. Профилактика хронической лучевой болезни за-

ключается в неукоснительном соблюдении принятых норм радиационной безопасности.

Несмотря на ту опасность, которую представляет атомная энергетика, она является той экологически чистой индустрией, на которую возлагает свои надежды все передовое человечество.

3.5. Физика элементарных частиц

3.5.1. Общие сведения об элементарных частицах

Дать строгое определение понятию *элементарные частицы* оказывается затруднительным. В качестве первого приближения можно понимать под *элементарными частицами* такие микрочастицы, внутреннюю структуру которых на современном уровне развития физики нельзя представить как объединение других частиц. Во всех наблюдавшихся до сих пор явлениях каждая такая частица ведёт себя как единое целое. Элементарные частицы могут превращаться друг в друга (протон в нейтрон и наоборот, γ -квант в e^-e^+ и наоборот и т.д.).

В настоящее время общее число известных элементарных частиц (вместе с античастицами) приближается к 400. Пока мы встречались только с электроном e^- (позитроном e^+), протоном p , нейтроном n , фотоном γ и электронным (анти) нейтрино ν_e ($\bar{\nu}_e$). Эти частицы стабильны или квазистабильны, и они существуют в природе в свободном или слабосвязанном состоянии. Так, квазистабильные нейтроны входят в состав атомных ядер, многие из которых являются абсолютно устойчивыми. Почти все остальные элементарные частицы крайне нестабильны и образуются во вторичном космическом излучении или получают в лаборатории с помощью ускорителей, а затем быстро распадаются, превращаясь в конечном итоге в стабильные частицы. Основные классы элементарных частиц и их наиболее важные представители рассмотрены ниже.

Для описания свойств отдельных элементарных частиц вводится целый ряд физических величин, значениями которых они и различаются. Наиболее известными среди них являются масса, среднее время жизни, спин, электрический заряд, магнитный момент. О других характеристиках частиц, в т.ч. о зарядах, отличных от электрического, будем говорить по ходу изложения.

На рис. 3.5.1 показаны масштабы пространства и способы его исследования.

Из соотношений неопределенностей следует, что для выявления деталей структуры порядка Δr нужно иметь зондирующие частицы

с импульсом ($\Delta p > h/\Delta r$). Если принять $\Delta p = E/c$, то $\Delta r = hc/E$. Современные ускорители позволяют получать частицы с энергией до 1000 ГэВ $\approx 10^{12}$ эВ. Следовательно, с их помощью можно проникнуть вглубь вещества на расстояние порядка

$$\Delta r \approx (10^{-34} \cdot 10^8)/(10^{12} \cdot 10^{-19}) \approx 10^{-19} \text{ м.}$$

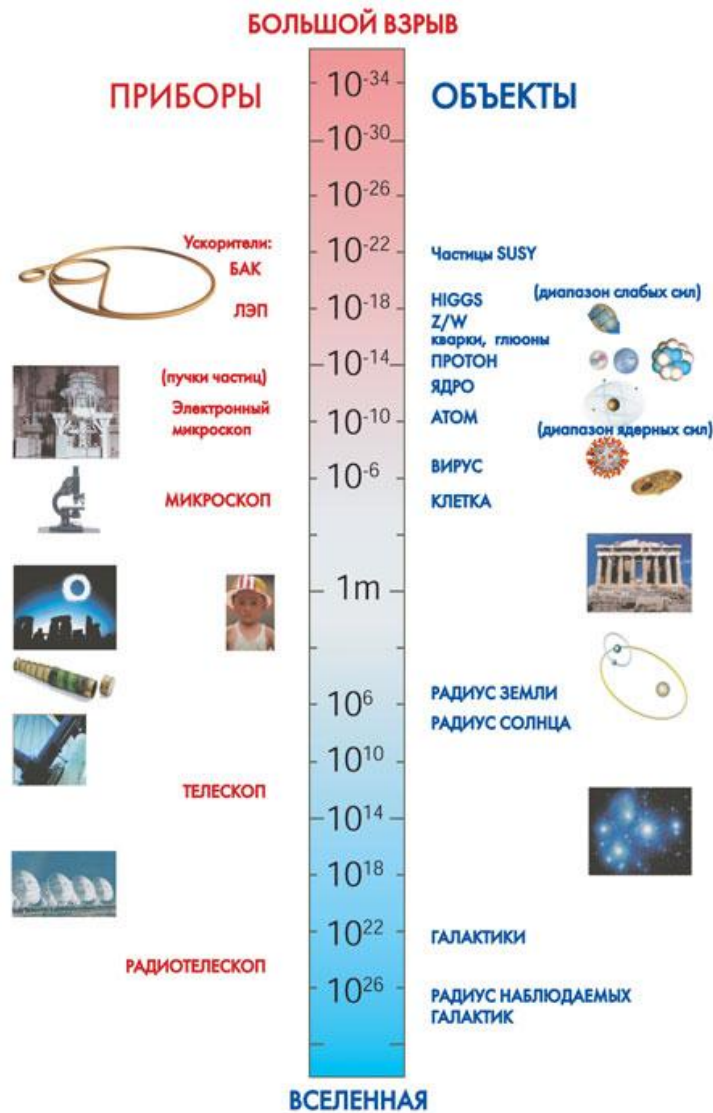


Рис. 3.5.1

Различают *три уровня микромира*:

- молекулярно-атомный: $E = 1 - 10$ эВ, $\Delta r \approx 10^{-8} - 10^{-10}$ м;
- ядерный: $E = 10^6 - 10^8$ эВ, $\Delta r \approx 10^{-14} - 10^{-15}$ м;
- элементарные частицы: $E > 10^8$ эВ, $\Delta r < 10^{-15}$ м.

3.5.2. Виды взаимодействий

Известны *четыре вида взаимодействий* между элементарными частицами: *сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное* (они перечислены в порядке убывания интенсивности). *Интенсивность взаимодействия принято характеризовать так называемой константой взаимодействия α , которая представляет собой безразмерный параметр, определяющий вероятность процессов, обусловленных данным видом взаимодействия.* Для электромагнитного взаимодействия константа

$$\alpha = \frac{E}{m_0 c^2},$$

где E – энергия взаимодействия двух электронов, находящихся на расстоянии λ .

Отношение констант даёт относительную интенсивность соответствующих взаимодействий.

Сильное взаимодействие. Этот вид взаимодействия обеспечивает связь нуклонов в ядре. Константа сильного взаимодействия имеет величину порядка 1–10. Наибольшее расстояние, на котором проявляется сильное взаимодействие (радиус действия), составляет примерно 10^{-15} м.

Электромагнитное взаимодействие. Константа взаимодействия равна $1/137 \approx 10^{-2}$ (константа тонкой структуры). Радиус действия не ограничен ($r = \infty$).

Слабое взаимодействие. Это взаимодействие ответственно за все виды β -распада ядер (включая e -захваты), за распады элементарных частиц, а также за все процессы взаимодействия нейтрона с веществом. Константа взаимодействия равна величине порядка $10^{-10} - 10^{-14}$. Слабое взаимодействие, как и сильное, является короткодействующим.

Гравитационное взаимодействие. Константа взаимодействия имеет значение порядка 10^{-38} . Радиус действия не ограничен ($r = \infty$). Гравитационное взаимодействие является универсальным, ему подвержены все без исключения элементарные частицы. Однако в процессах микромира гравитационное взаимодействие ощутимой роли не играет.

В табл. 4 приведены значения константы разных видов взаимодействия, а также среднее время жизни частиц, распадающихся за счёт данного вида взаимодействия (время распада).

Таблица 4

Тип взаимодействия	Механизм обмена	Интенсивность α	Радиус r , м	Характерное время жизни τ , с
Сильное	глюонами	≈ 1	$\approx 10^{-15}$	$\approx 10^{-23}$
Электромагнитное	фотонами	$\approx \frac{1}{137}$	∞	$\approx 10^{-18}$
Слабое	промежуточными бозонами	$\approx 10^{-10}$	$\approx 10^{-18}$	$\approx 10^{-13}$
Гравитационное	гравитонами	$\approx 10^{-38}$	∞	?

3.5.3. Краткая классификация и свойства частиц

Для того чтобы объяснить свойства и поведение элементарных частиц, их приходится наделять, кроме массы, электрического заряда и типа, рядом дополнительных (характерных для них) величин (квантовых чисел), о которых мы поговорим ниже.

Элементарные частицы обычно подразделяются на **четыре класса**. Помимо этих классов, предполагается существование ещё одного класса частиц – **гравитонов** (квантов гравитационного поля). Экспериментально эти частицы ещё не обнаружены.

Дадим краткую характеристику четырем классам элементарных частиц.

К одному из них относится только одна частица – **фотон**.

Фотоны γ (кванты электромагнитного поля) участвуют в электромагнитных взаимодействиях, но не обладают сильным и слабым взаимодействием.

Второй класс образуют **лептоны**, третий – **адроны** и, наконец, четвертый – **калибровочные бозоны** (табл. 5).

Таблица 5

Элементарные частицы			
Лептоны	Калибровочные бозоны	Адроны	
$e^- \mu^- \tau^-$ $\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$	$\gamma, W^+, W^-, Z, 8g$	Барионы (qqq) $B = 1$	Мезоны ($q\bar{q}$) $B = 0$
		n, p , гипероны $\lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ и др. Барионные резонансы	$\pi, K, J/\Psi$ и др. Мезонные резонансы

Лептоны (греч. «лептос» – лёгкий) – *частицы, участвующие в электромагнитных и слабых взаимодействиях.* К ним относятся частицы, не обладающие сильным взаимодействием: электроны (e^-, e^+), мюоны (μ^-, μ^+), таоны (τ^-, τ^+), а также электронные нейтрино ($\nu_e, \tilde{\nu}_e$), мюонные нейтрино ($\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$) и тау-нейтрино ($\nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$). Все лептоны имеют спины, равные $1/2\hbar$, и, следовательно, являются **фермионами**. Все лептоны обладают слабым взаимодействием. Те из них, которые имеют электрический заряд (т.е. мюоны и электроны), обладают также и электромагнитным взаимодействием. Нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях.

Адроны (греч. «адрос» – крупный, массивный) – *частицы, участвующие в сильных электромагнитных и слабых взаимодействиях. Сегодня известно свыше сотни адронов, и их подразделяют на барионы и мезоны.*

Барионы – адроны, состоящие из трёх кварков (qqq) и имеющие барионное число $B = 1$.

Класс барионов объединяет в себе нуклоны (p, n) и нестабильные частицы с массой, большей массы нуклонов, получившие название **гиперонов** ($\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-, \Omega^-$). Все гипероны обладают сильным взаимодействием и, следовательно, активно взаимодействуют с атомными ядрами. Спин всех барионов равен $1/2\hbar$, так что барионы являются **фермионами**. За исключением протона, все барионы нестабильны. При распаде бариона, наряду с другими частицами, обязательно образуется барион. Эта закономерность является одним из проявлений закона сохранения барионного заряда.

Мезоны – адроны, состоящие из кварка и антикварка ($q\bar{q}$) и имеющие барионное число $B = 0$.

Мезоны – сильно взаимодействующие нестабильные частицы, не несущие так называемого барионного заряда. К их числу принадлежат π -мезоны, или пионы (π^+, π^-, π^0), K -мезоны, или каоны ($K^+, K^-, K^0, \tilde{K}^0$), и η -мезоны.

В отличие от лептонов мезоны обладают не только слабым и, если они заряжены, электромагнитным, но также и сильным взаимодействием, проявляющимся при взаимодействии их между собой, а также при взаимодействии между мезонами и барионами. Спин всех мезонов равен нулю, так что они являются **бозонами**.

Калибровочные бозоны – *частицы, осуществляющие взаимодействие между фундаментальными фермионами* (кварками и лептонами). Это частицы W^+, W^-, Z^0 и восемь типов глюонов g . Сюда же можно отнести и фотон γ .

Свойства элементарных частиц

Каждая частица описывается набором физических величин – квантовых чисел, определяющих её свойства. Наиболее часто употребляемые характеристики частиц следующие:

Масса частицы m . Массы частиц меняются в широких пределах: от 0 (фотон) до 90 ГэВ (Z -бозон). Z -бозон – наиболее тяжелая из известных частиц. Однако могут существовать и более тяжелые частицы. Массы адронов зависят от типов входящих в их состав кварков, а также от их спиновых состояний.

Время жизни τ . В зависимости от времени жизни частицы делятся на *стабильные частицы*, имеющие относительно большое время жизни, и *нестабильные*.

К *стабильным частицам* относят частицы, распадающиеся по слабому или электромагнитному взаимодействию. Деление частиц на стабильные и нестабильные условно. Поэтому к стабильным частицам принадлежат такие частицы, как электрон, протон, для которых в настоящее время распады не обнаружены, так и π^0 -мезон, имеющий время жизни $\tau = 0,8 \cdot 10^{-16}$ с.

К *нестабильным частицам* относят частицы, распадающиеся в результате сильного взаимодействия. Их обычно называют *резонансами*. Характерное время жизни резонансов – 10^{-23} – 10^{-24} с.

Спин J . Величина спина измеряется в единицах \hbar и может принимать 0, полуцелые и целые значения. Например, спин π -, K -мезонов равен 0. Спин электрона, мюона равен 1/2. Спин фотона равен 1. Существуют частицы и с большим значением спина. Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми – Дирака, с целым спином – Бозе – Эйнштейна.

Электрический заряд q . Электрический заряд является целой кратной величиной от $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, называемой элементарным электрическим зарядом. Частицы могут иметь заряды 0, ± 1 , ± 2 .

Внутренняя четность P . Квантовое число P характеризует свойство симметрии волновой функции относительно пространственных отражений. Квантовое число P имеет значение +1, –1.

Наряду с общими для всех частиц характеристиками используют также *квантовые числа, которые приписывают только отдельным группам частиц*.

Квантовые числа: барионное число B , странность s , очарование (*charm*) c , красота (*bottomness*, или *beauty*) b , верхний (*topness*) t , изотопический спин I приписывают только сильно взаимодействующим частицам – адронам.

Лептонные числа: L_e, L_μ, L_τ . Лептонные числа приписывают частицам, образующим группу лептонов. Лептоны e, μ и τ участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Лептоны ν_e, ν_μ и ν_τ участвуют только в слабых взаимодействиях. Лептонные числа имеют значения $L_e, L_\mu, L_\tau = 0, +1, -1$. Например, e^- , электронное нейтрино ν_e имеют $L_e = +1$; $e_\mu^+, \tilde{\nu}_e$ имеют $L_e = -1$. Все адроны имеют $L_e = L_\mu = L_\tau = 0$.

Барионное число B . Барионное число имеет значение $B = 0, +1, -1$. Барионы, например: n, p, Λ, Σ , нуклонные резонансы имеют барионное число $B = +1$. Мезоны, мезонные резонансы имеют $B = 0$, антибарионы имеют $B = -1$.

Странность s . Квантовое число s может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$ и определяется кварковым составом адронов. Например, гипероны Λ, Σ имеют $s = -1$; K^+, K^- -мезоны имеют $s = +1$.

Charm c . Квантовое число c может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. В настоящее время обнаружены частицы, имеющие $c = 0, +1$ и -1 . Например, барион Λ^+ имеет $c = +1$.

Bottomness b . Квантовое число b может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. В настоящее время обнаружены частицы, имеющие $b = 0, +1, -1$. Например, B^+ -мезон имеет $b = +1$.

Topness t . Квантовое число t может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. В настоящее время обнаружено всего одно состояние с $t = +1$.

Изоспин I . Сильно взаимодействующие частицы можно разбить на группы частиц, обладающих схожими свойствами (одинаковое значение спина, чётности, барионного числа, странности и др. квантовых чисел, сохраняющихся в сильных взаимодействиях) – *изотопические мультиплеты*. Величина изоспина I определяет число частиц, входящих в один изотопический мультиплет; n и p составляют изотопический дуплет $I = 1/2$; $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$ входят в состав *изотопического триплета* $I = 1$; Λ – *изотопический синглет* $I = 0$; число частиц, входящих в один *изотопический мультиплет* составляет $2I + 1$.

G – четность – это квантовое число, соответствующее симметрии относительно одновременной операции зарядового сопряжения c и изменения знака третьего компонента I изоспина. G -четность сохраняется только в сильных взаимодействиях.

3.5.4. Странные частицы

В начале 50-х гг. XX в. было обнаружено, что некоторые из недавно открытых частиц, а именно K, Λ, Σ , ведут себя странно в двух отношениях:

- во-первых, они всегда рождаются парами. Например, реакция $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$ проходит с вероятностью, близкой к 1, а реакция $\pi^- + p \rightarrow K^0 + n$ никогда не наблюдалась. Это казалось тем более странным, что вторая реакция не нарушала ни одного из известных законов сохранения и для её осуществления было достаточно энергии;

- во-вторых, хотя рождение *странных* частиц (как их стали называть) было обусловлено сильным взаимодействием (т.е. происходило с большой вероятностью), их распады не имели характерного для сильного взаимодействия времени жизни, хотя они и распадались на сильно взаимодействующие частицы (например: $K \rightarrow 2\pi$, $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$). Вместо величин порядка 10^{-23} с, как следовало ожидать для частиц, распадающихся за счёт сильного взаимодействия, их время жизни оказалось в пределах от 10^{-10} до 10^{-8} с, что характерно для слабого взаимодействия.

Для объединения этих фактов было введено новое квантовое число *странность* и *новый закон сохранения (странности)*. Так вот в первой реакции странность частиц до реакции совпадает со странностью частиц после реакции, а во второй реакции странность не сохраняется, и поэтому эта реакция не идет.

Сохранение странности оказалось первым примером «частично сохраняющейся величины», странность сохраняется в сильном и не сохраняется в слабом взаимодействии.

3.5.5. Кварки и глюоны

Почти все наблюдаемые частицы принадлежат одному из двух семейств: *лептонам* или *адронам*. Основное различие между ними состоит в том, что адроны участвуют в сильном взаимодействии, а лептоны не участвуют. Другое важное различие состоит в том, что в 60-х гг. были известны четыре лептона ($e^-, \mu^-, \nu_e, \nu_\mu$) и их античастицы и более сотни адронов.

Лептоны считаются элементарными частицами, т.к. они, насколько известно, не распадаются на составные части, не обнаруживают никакой внутренней структуры и не имеют определённого размера. (Попытки определить размеры лептонов показали, что верхний предел составляет 10^{-18} м). С другой стороны, адроны оказались более сложными частицами. Обилие уже открытых и вновь открываемых адронов наводит на мысль, что все они построены из каких-то других, более фундаментальных, частиц. С наибольшим успехом эта идея реализована в кварковой модели адронов. Кварковая модель объясняет не только

систематику, но и динамику адронов. Она приводит к массе оправдывающихся предсказаний и в настоящее время считается общепризнанной. В 1963 г. Гелл-Манном и независимо от него Цвейгом была выдвинута гипотеза, подтвержденная дальнейшими исследованиями, что все адроны построены из более фундаментальных частиц, которые, по предложению Гелл-Манна, были названы кварками. На основе кварковой гипотезы не только была понята структура уже известных адронов, но и предсказано существование новых. К настоящему времени установлено существование шести разновидностей (или так называемых ароматов) кварков: верхний – u , нижний – d , странный – s , очарованный – c , прекрасный (прелестный) – b , высший – t . Все кварки имеют спин $1/2$ (фермионы), барионный заряд $1/3$ и дробный электрический заряд. Кварки u , c , t называют верхними, т.к. они имеют дробный электрический заряд $+2/3$. Остальные кварки d , s , b с электрическим зарядом $-1/3$ принято называть нижними. *Полный набор* всех квантовых чисел для каждого кварка *носит название аромат*. Таким образом, кварки имеют *шесть ароматов*. Каждому кварку соответствует свой антикварк. Кварки являются «кирпичиками» адронов.

Кварковый состав барионов. Спин бариона полуцелый, поэтому барионы состоят из нечетного (кроме одного) числа кварков. В основном барионы состоят из трех кварков (частицы с большим нечетным числом кварков, например из пяти – пентакварк, относятся к разряду экзотических). Рассмотрим случай, когда барион имеет спин, равный $1/2$ (когда спины двух кварков параллельны, а спин третьего направлен противоположно). К таким частицам относятся, например, протон и нейтрон. Протон состоит из двух u -кварков и одного d -кварка ($p \rightarrow uud$), нейтрон состоит из одного u -кварка и двух d -кварков ($n \rightarrow udd$). Их античастицы построены из антикварков: $\bar{p} \rightarrow \bar{u}\bar{u}\bar{d}$, $\bar{n} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{d}$.

Кварковый состав мезонов. Мезоны, обладая целочисленным спином (бозоны), построены из двух кварков: кварка и антикварка. Наиболее легкие заряженные мезоны представляются комбинациями $u\bar{d}$ и $d\bar{u}$. Это π -мезоны: $\pi^+ = u\bar{d}$, $\pi^- = d\bar{u}$. Нейтральный π^0 -мезон состоит также из кварка и антикварка. Но здесь проявляется *необычное* свойство микромира – *линейная суперпозиция структур (состояний)*, π^0 -мезон с равной вероятностью может находиться в состоянии $u\bar{d}$ и в состоянии $d\bar{u}$ ($\pi^0 = u\bar{d} - d\bar{u}$).

При создании бариона зачастую необходимо, чтобы два (или более) идентичных кварка находились в одном и том же состоянии. Омега-частица, например, состоит из трех s -кварков, причем все эти кварки

должны находиться в одном и том же состоянии. Это возможно только для частиц, которые подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна. Кварки имеют полуцелый спин, но при этом они должны удовлетворять статистике, которой подчиняются частицы, имеющие целый спин. Связь спина со статистикой является собой *непоколебимый* принцип релятивистской квантовой механики. Его можно вывести непосредственно из теории, и его нарушений никогда не наблюдалось. Поскольку он справедлив для всех других известных частиц, то кварки невозможно исключить из области его господства. Для выхода из этого тупика было предложено, что каждый аромат кварка имеет *три разновидности*, равные по массе, спину, электрическому заряду и всем прочим измеримым величинам, но различные по дополнительному свойству, которое стало известно под названием *цвет*. Тогда можно было удовлетворить принципу исключения, и кварки могли оставаться фермионами, потому что в таком случае не все кварки в барионе занимали бы одно и то же состояние. Кварки могут отличаться по цвету, даже если все остальные их свойства абсолютно одинаковы. Квантовое число «цвет» приписывается всем кваркам, независимо от типа (аромата). Цвет имеет *три* значения. Обычно их обозначают *красный (K), зеленый (З), синий (С)*. Каждый кварк обладает единичным цветовым зарядом K , $З$ или $С$. Цвет соответствующего антикварка обозначается \tilde{K} (антикрасный), $\tilde{З}$ (антизеленый), $\tilde{С}$ (антисиний) и является *дополнительным* к цвету кварка. Сильное взаимодействие кварка не зависит от его цветового состояния, т.е. оно одинаково для всех трех цветов. Понятие «цвет» введено не случайно, а связано с аналогией. В видимом оптическом свете существуют три основных цвета (красный, зеленый, синий), которые при смешении дают *белый, бесцветный* свет. Все наблюдаемые *адроны* не обладают квантовым свойством «цвет», следовательно, они являются *бесцветными (белыми)*. Барионы состоят из трех кварков, в них все цвета (K , $З$, $С$) смешаны *равномерно*. Мезоны состоят из двух кварков, окрашенных в «цвет» и «антицвет». Так как антицвет является дополнительным к своему цвету, то комбинации $K\tilde{K}$, $З\tilde{З}$, $С\tilde{С}$ считаются *бесцветными (белыми)*. По современным представлениям сильные взаимодействия осуществляются путем обмена между кварками безмассовыми частицами со спином 1 и нулевой массой покоя. Эти частицы называются *глюонами* (в переводе с английского языка глюон означает клей). Обмен глюонами между кварками *меняет их цвет*, но оставляет *неизменными* все остальные квантовые числа, т.е. сохраняет *аромат* кварка. Как и кварки, глюоны являются «цветными» частицами, но поскольку каждый глюон изменяет цвета сразу двух кварков (кварка, который испус-

кает глюон, и кварка, который поглотил глюон), то глюон *окрашен дважды*, неся на себе цвет и антицвет, отличный от цвета. Из трех цветов и антицветов можно составить всего девять комбинаций. Каждой такой *окрашенной* комбинации соответствует глюон, следовательно, возможно существование восьми глюонов, обладающих характеристикой «цвет». Глюоны электрически нейтральны и не обладают слабым взаимодействием. Глюоны взаимодействуют *только* с кварками и другими глюонами. Взаимодействие глюонов между собой приводит к тому, что силовые линии цветного взаимодействия кварков представляют собой *жгут* силовых линий, протянутый между кварком и антикварком. Это отличается от электромагнитного взаимодействия, в котором силовые линии расходятся от их источника – электрического заряда – *вее-ром*, ибо виртуальные фотоны, испущенные одновременно источником, не взаимодействуют друг с другом. Сами глюоны, имея цветовые заряды, становятся источниками новых глюонов, число которых нарастает по мере их удаления от кварка.

Такая картина взаимодействия соответствует зависимости потенциальной энергии взаимодействия между кварками от расстояния между ними, показанной на рис. 3.5.2. До расстояния $r < 10^{-13}$ см зависимость $U(r)$ имеет воронкообразный характер, причем сила цветового заряда в этой области расстояний относительно невелика, при этом кварки в этой области расстояний можно в первом приближении рассматривать как свободные, невзаимодействующие частицы. Это явление носит специальное название *асимптотической свободы кварков* при малых r . Однако, при r больше некоторого критического $r_{кр} \approx 10^{-13}$ см, величина потенциальной энергии взаимодействия $U(r)$ становится прямо пропорциональной величине r . Отсюда следует, что сила $F = -dU/dr = const$ не зависит от расстояния.

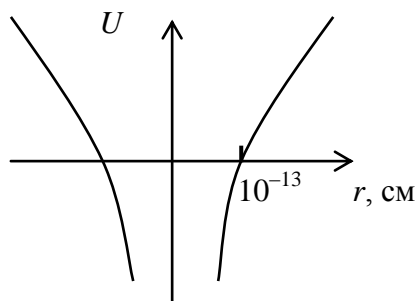


Рис. 3.5.2

Никакие другие взаимодействия, которые физики изучали ранее, *не обладали* столь необычным свойством. Расчеты показывают, что силы, действующие между кварком и антикварком, действительно, начиная с $r_{кр} \approx 10^{-13}$ см, перестают зависеть от расстояния, оставаясь на уровне огромной величины, близкой к 20 т. На расстоянии $r \sim 10^{-12}$ см (равном радиусу средних атомных ядер) цветные силы более чем в 100 тысяч раз больше электромагнитных сил. Если сравнить цветную силу с ядерными силами между протоном и нейтроном внутри ядра, то оказывается, что цветная сила в тысячи раз больше ядерных! Однако *выделить цветную энергию невозможно*. Это связано с тем, что при увеличении расстояния между кварками линейно растет потенциальная энергия взаимодействия до тех пор, пока энергетически становится более выгодным образовать разрыв с рождением кварк-антикварковой пары частиц. Это происходит тогда, когда потенциальная энергия в месте разрыва больше энергии покоя кварка и антикварка. Отделение кварка, например, от протона, составляющим которого он является, требует энергии $\sim 10^{13}$ ГэВ. Но задолго до достижения такого уровня энергии вмешался бы другой процесс. Из энергии, поставленной для выделения одного кварка, материализовались бы новые кварк и антикварк. Новый кварк занял бы в протоне место удаленного, и частица была бы восстановлена. Новый антикварк прицепился бы к вытесненному кварку, образуя мезон. Вместо отделения цветного кварка мы добились бы лишь создания бесцветного мезона. Этот механизм не дает нам увидеть отдельный кварк, отдельный глюон или любую комбинацию кварков или глюонов, которая имела бы цвет.

Такие качественные представления о рождении кварка-антикварка позволяют понять, почему одиночные кварки вообще не наблюдаются и не могут наблюдаться в природе.

В цветовом взаимодействии участвуют **три** вида цветовых «зарядов», и это приводит к «вечному пленению» кварков и глюонов внутри адронов, поэтому выделение цветовой энергии *невозможно*. Это явление невылета кварков (глюонов) называется *конфайнментом* (*ограничение, заключение, удержание*). Следовательно, *ядерные силы*, как и силы Ван дер Ваальса, *не являются* действительно *фундаментальными*, а являются лишь «слабым» следом *цветового* (сильного) взаимодействия кварков и глюонов. Описание сильного взаимодействия кварков и глюонов дает специальная теоретическая дисциплина – *квантовая хромодинамика* (КХД).

3.5.6. Виды взаимодействий и их великое объединение

Одна из главных задач физики – описать разнообразие природы единым способом. Самые большие научные достижения прошлого были шагами к этой цели: объединение земной и небесной механики Исааком Ньютоном в XVII столетии; оптики с теорией электричества и магнетизма Джеймсом Клерком Максвеллом в XIX столетии; геометрии пространства-времени и гравитации Альбертом Эйнштейном с 1905 по 1916 г., а также химии и атомной физики в квантовой механике в 20-х гг.

Последняя в ряду таких объединений – *Стандартная модель* взаимодействия элементарных частиц (СМ), включающая в себя минимальную модель электрослабого взаимодействия Глэшоу – Вайнберга – Салама и квантовую хромодинамику (КХД). Можно сказать, что на сегодняшний день именно СМ является реальным итогом многолетней работы сотен тысяч людей – от теоретиков до простых инженеров и лаборантов.

Есть идеи относительно того, как теория сильных взаимодействий может быть объединена с теорией слабых и электромагнитных взаимодействий. Такое объединение часто называется великим объединением, но оно может сработать, только если подключить гравитацию. Это само по себе является тяжелой задачей.

Стандартная модель – квантово-полевая теория. Основные объекты такой теории – поля, включая электромагнитное поле. Колебания таких полей переносят энергию и импульс. Эти волны собираются в пакеты, или кванты, которые наблюдаются в лаборатории как элементарные частицы. В частности, квант электромагнитного поля – частица, известная как фотон.

Чтобы завершить стандартную модель, необходимо подтвердить существование скалярных полей и выяснить, сколько существует типов полей. Это проблема обнаружения новых элементарных частиц бозонов Хиггса, которые могут быть зарегистрированы по схеме, изображенной на рис. 3.5.3, как кванты этих полей. Имеется достаточно оснований ожидать, что эта задача будет выполнена к 2020 г., поскольку ускоритель, называемый Большим адронным коллайдером (рис. 3.5.4), Европейской лаборатории физики элементарных частиц, близ Женевы (CERN), будет работать для этого более десяти лет. На этом коллайдере должна быть обнаружена по крайней мере одна электрически нейтральная скалярная частица.

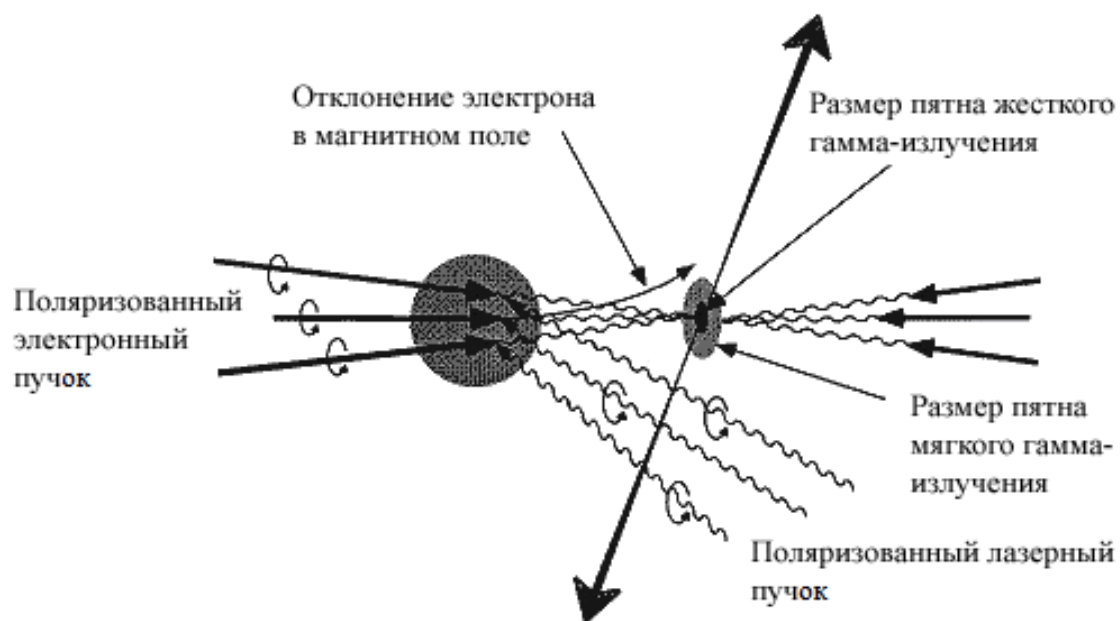


Рис. 3.5.3

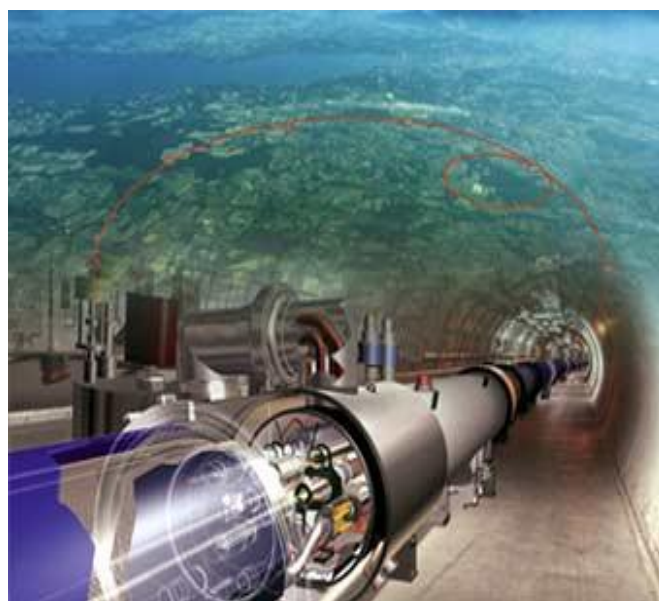


Рис. 3.5.4

Объединение разнородных явлений в одной теории уже долгое время является центральной темой физики. Стандартная модель физики частиц успешно описывает три (электромагнетизм, слабые и сильные взаимодействия) из четырех известных науке сил, но впереди еще окончательное объединение с общей теорией относительности, которая описывает гравитацию и природу пространства и времени (табл. 6).

Таблица 6

электричество	электромагнетизм	электрослабое взаимодействие	Стандартная модель	?	
магнетизм					
свет					
бета-распад	слабое взаимодействие				
нейтрино					
протоны	сильное взаимодействие				
нейтроны					
пионы					
земное притяжение	универсальная гравитация				Общая теория относительности
небесная механика					
	геометрия пространства-времени				

Великое объединение всех видов взаимодействий произошло *в реальности единственный раз, в первые мгновения* после Большого взрыва (образование нашей Вселенной), когда отсутствовали различия между гравитационными, электромагнитными, слабыми и сильными взаимодействиями, существовала *полная, или абсолютная, симметрия* между ними. Размер Вселенной в это время соответствовал Планковской длине $\sim 10^{-33}$ см, а ее температура – энергии $\sim 10^{18}$ ГэВ. При расширении Вселенной ее температура падала и при энергиях до $\sim 10^{16}$ ГэВ произошло *первое* нарушение симметрии, единое взаимодействие разделилось на *гравитационное* и на *сильноэлектрослабое* взаимодействие.

Второе нарушение полной симметрии произошло при дальнейшем остывании до энергии ~ 100 ГэВ. *Сильное* взаимодействие отделилось от *электрослабого*.

Последнее – *третье* – нарушение симметрии произошло после 100 ГэВ, когда *электрослабое* взаимодействие разделилось на *слабое* и *электромагнитное*. Степень симметрии системы нередко зависит от температуры: обычно при высокой температуре симметрия проявляется сильнее, чем при низкой. Например, жидкость «изотропна»: все ее направления эквивалентны. При остывании из нее могут образоваться кристаллы. Вот они уже могут быть какими угодно, только не изотропными; они обладают четко определенной симметрией, но не такой полной, как изотропия. Обратным примером являются постоянные магниты. Асимметрия, отражаемая существованием отдельного северного и южного полюсов, исчезает, когда магнит нагревается, теряя свои магнитные свойства. Таким образом, специалисты по физике частиц рассматривают наблюдаемые асимметрии природы как искусственный признак, вызванный преобладающей во Вселенной низкой температурой. Современная средняя температура Вселенной очень низкая, всего

на 3 К выше абсолютного нуля (нам просто повезло, что мы живем вблизи Солнца), что и привело к «*кристаллизации*» отдельных видов взаимодействий. При более высоких температурах врожденная симметричность Вселенной проступает более явно.

Современная физика элементарных частиц поставила вопрос о единой природе всех взаимодействий (*Великое объединение*). Работы, посвященные частицам, которые уже открыты или будут открыты в обозримом будущем, получили название *феноменологические*. Работы, посвященные частицам, которые никогда не будут открыты, получили название *теоретические*. Эти работы исходят из того, что квантовая теория поля вообще и Стандартная модель в частности являются эффективными феноменологическими теориями. А фундаментальной является теория не точечных частиц, а *струн* размером порядка 10^{-33} см. Такое разделение теорий на феноменологические и теоретические теории Великого объединения связано с тем, что между энергиями современных ускорителей (БАК) меньше 100 ГэВ до Планковских энергий $\sim 10^{18}$ ГэВ – огромная пропасть, и с помощью ускорителей ее вряд ли удастся преодолеть. Но, как известно, такие энергии существовали на ранней стадии развития Вселенной. В этом существует глубокая *связь между физикой элементарных частиц и космологией*. Поэтому изучение ранней Вселенной может дать ответы на поставленные вопросы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы закончили изучение последнего и важнейшего раздела курса общей физики «Оптика. Квантовая механика. Атомная и ядерная физика. Физика элементарных частиц». Из пройденного материала видно, что среди всех дисциплин в вузе нет таких, которые могли бы сравниться с курсом физики по богатству и многообразию идей, методов исследования и фундаментальности изучаемых в нем достижений науки и техники.

При изложении основных физических идей, методов и результатов авторы стремились показать, что между классической и современной физикой нет глубокой пропасти и разрыва. Физика представляет собой непрерывно развивающуюся науку, в которой одни физические идеи, теории и результаты закономерно сменяются другими.

Современная наука (и техника), развивающаяся необыкновенно быстрыми темпами, приводит к резкому повышению требований, которые предъявляются к современному курсу физики в вузе. Эти требования находят свое выражение в повышении научно-технического уровня курса, внедрении инновационных технологий, направленных на активизацию познавательной деятельности студентов, развитие их творческих способностей, научного мышления.

Данный курс лекций охватил все основные разделы классической и современной физики. Мы изучили основы классической механики и, рассмотрев границы ее применимости, перешли к специальной теории относительности. Далее были рассмотрены основы термодинамики и молекулярной физики; учение о электричестве и магнетизме; колебательные, волновые процессы, включая учение об электромагнитных волнах и оптику. Существенное место отведено квантовым свойствам излучения, основам квантовой оптики и элементам квантовой механики.

В конце курса мы разобрали вопросы, посвященные современным достижениям физики XXI в.: атомной физики, физики атомного ядра и элементарных частиц. Они стали возможными благодаря быстрому расширению технических возможностей эксперимента и развитию квантовой механики, применению ее к теории твердых тел, расчетам ускорителей, ядерных и термоядерных реакторов, квантовых генераторов, усилителей и т.д.

Наряду с большими достижениями физики во всех ее разделах остается много вопросов. Например, построение квантовой теории тяготения, проблемы физики плазмы и атомного ядра, построение теории, объединяющей все известные силы взаимодействия.

Из сказанного ясно, какое значение имеет для будущего инженера изучение физики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Тюрин Ю.И. Физика. Ч. 3. Оптика. Квантовая физика: учеб. пособие для технических университетов / Ю.В. Тюрин, И.П. Чернов, Ю.Ю. Крючков. – Томск: Изд-во Томского ун-та, 2004. – 738 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 5 кн. Кн. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учеб. пособие для втузов. – М.: АСТ: Астрель, 2006. – 368 с.
3. Бондарев Б.В. Курс общей физики. В 3 кн. Кн. 2. Электромагнетизм. Волновая оптика. Квантовая физика: учеб. пособие / Б.В. Бондарев, Н.П. Калашников, Г.Г. Спирин. – 2-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2005. – 438 с.
4. Суханов А.Д., Голубева О.Н. Лекции по квантовой физике: учеб. пособие. – М.: Высш. шк., 2006. – 300 с.: ил.
5. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: учеб. пособие для втузов. – 4-е изд., испр. – М.: Высш. шк., 2002. – 718 с.
6. Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. – 9-е изд., перераб. и доп. – М.: Издат. центр «Академия», 2004. – 560 с.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов: в 5 т. Т. 5. Атомная и ядерная физика. – 3-е изд., стер. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 784 с.

Дополнительная

8. Ларионов В.В. Физический практикум: в 3 ч.: учеб. пособие для вузов. Ч. 3. Оптика. Атомная и ядерная физика / В.В. Ларионов, В.И. Веретельник, Ю.И. Тюрин, И.П. Чернов. – Томск, 2005. – 217 с.
9. Кузнецов С.И. Колебания и волны. Геометрическая и волновая оптика: учеб. пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 170 с.
10. Кузнецов С.И. Квантовая физика: учеб. пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006. – 62 с.
11. Кузнецов С.И. Квантовая оптика. Атомная и ядерная физика. Физика элементарных частиц: учеб. пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 154 с.
12. Тюрин Ю.И. Физика. Краткий курс: учеб. пособие / Ю.И. Тюрин, И.П. Чернов, Ю.Ю. Крючков, Э.В. Поздеева, Э.Б. Шошин. – Томск: Изд-во ТПУ, 2009. – 138 с.

Приложение I

ОТ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ

К КВАНТОВОМУ КОМПЬЮТЕРУ

Копенгагенская интерпретация волновой функции

Как известно, эксперименты подтвердили гипотезу де Бройля в опытах по дифракции электронов на кристаллах, а в дальнейшем – по дифракции протонов, нейтронов, атомов и молекул. Здесь возникает парадокс, связанный с тем, что, если электрон – волна (как и другие частицы), а волна неограниченно делима, то мы должны найти половину или часть электрона. Однако во всех экспериментах электрон всегда был целым, как, впрочем, и фотон, и другие частицы. Физики придумали математический формализм, с помощью которого устраняется данный парадокс.

Этот формализм ставит в соответствие каждой частице амплитуду вероятности $\Psi(x, y, z, t)$, которая представляет собой функцию координат и времени.

Было придумано уравнение движения квантовых частиц – уравнение Шредингера с использованием пси-функции.

Одно из важных свойств волновой функции Ψ – **принцип суперпозиции квантовых состояний**, которое формально является следствием линейности уравнения Шредингера для пси-функции.

Из принципа суперпозиций квантовых состояний следует, что

$$w = |\Psi|^2 = \left| \sum_n C_n \Psi_n \right|^2 = \sum_n |C_n|^2 |\Psi_n|^2.$$

В таком состоянии квадрат модуля коэффициента C_n определяет вероятность того, что **при измерении**, проведенном над системой с волновой функцией Ψ , мы обнаружим ее в квантовом состоянии, описываемом волновой функцией Ψ_n .

Матричный математический аппарат для расчета этой вероятности был разработан В. Гейзенбергом.

Данная интерпретация волновой функции, озвученная официально на конгрессе физиков в Копенгагене, получила название **Копенгагенская интерпретация**.

При такой интерпретации, по **современной терминологии**, матрицами плотности описывается **смешанное** состояние квантовой системы.

Смешанное состояние возникает тогда, когда рассматривается квантовая система и *неконтролируемое* воздействие на нее окружающей среды.

Данная интерпретация волновой функции отвергает формальную логику («да-нет», «истина-ложь») и приводит к новой – *вероятностной логике*.

Защитником такой трактовки был Н. Бор, противником – А. Эйнштейн, который не мог смириться с мыслью, что «*Бог играет с нами в кости*».

Интерпретация Шредингера

Другая интерпретация волновой функции была предложена Шредингером, но в то время она не получила широкой поддержки из-за *невероятных следствий*, вытекающих из нее.

Прежде чем перейти к интерпретации Шредингера, отметим, что *принцип суперпозиции* в квантовой физике является *основополагающим*, в то время как в классической физике этот принцип – *приближенный*.

Согласно классической физике исследуемый объект может находиться в каком-то *одном* из множества возможных состояний. Однако он не может находиться *в нескольких состояниях одновременно*, т.е. нельзя придать никакого смысла сумме возможных состояний. Если я нахожусь сейчас в аудитории, я, стало быть, не в коридоре. Состояние, когда я одновременно нахожусь и в аудитории, и в коридоре, *лишено смысла*. Я ведь не могу одновременно находиться и там, и там! И не могу одновременно выйти отсюда через дверь и выскочить через окно. Я либо выхожу через дверь, либо выскакиваю в окно. Как видно, такой подход полностью согласуется с житейским здравым смыслом, т.е. с экспериментом.

Однако в квантовой физике такая ситуация является лишь *одной из возможных*. Состояния системы, когда возможен либо один вариант, либо другой, в квантовой механике называют *смешанными*. Это состояния, которые нельзя описать с помощью волновой функции из-за *неизвестности компонент*, обусловленных её *взаимодействием с окружением*. Они описываются матрицей плотности. В этом случае можно говорить только о вероятности различных исходов экспериментальных измерений. Это и привело к тому, что Копенгагенская интерпретация волновой функции стала основной на некоторое время.

Сейчас хорошо известно, что в природе имеет место и совершенно другая ситуация, когда объект находится *в нескольких состояниях одновременно*, т.е. имеет место наложение двух или более состояний друг

на друга. И не просто наложение, а наложение *без какого-либо взаимного влияния*.

Например, экспериментально доказано, что одна частица может *одновременно* проходить через две щели в непрозрачном экране. Частица, проходящая через первую щель, – это *одно состояние*. Та же частица, проходящая через вторую щель, – *другое состояние*. И эксперимент показывает, что наблюдается *сумма этих состояний*, т.е. частица *одновременно проходит через две щели*. В таком случае говорят о *суперпозиции состояний*.

Речь идет о *квантовой суперпозиции (когерентной суперпозиции)*, т.е. о суперпозиции состояний, которые не могут быть реализованы одновременно с классической точки зрения. Далее под словом *суперпозиция* понимается именно *квантовая суперпозиция*.

Наличие этих двух типов состояний – *смеси* и *суперпозиции* – является *узловым* для понимания квантовой картины мира.

Другой важной для нас темой будут *условия перехода суперпозиции* состояний в *смесь* и наоборот. Эти вопросы мы разберём качественно (эксперименты по дифракции частиц описаны выше) на примере знаменитого двухщелевого эксперимента (рис. П.1).

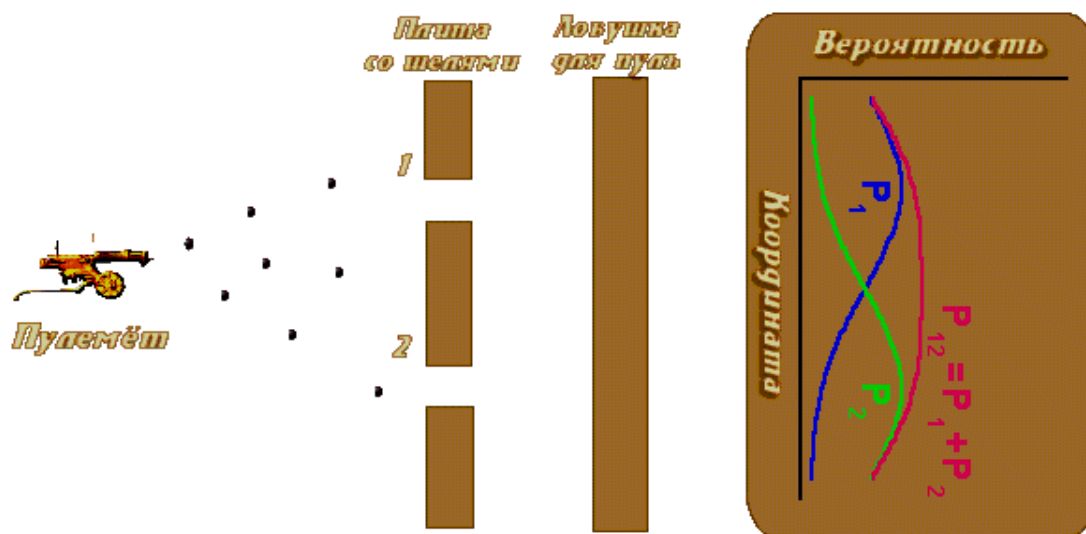


Рис. П.1

Поставим пулемет (макроскопические частицы) перед препятствием с двумя щелями и будем стрелять. Можно пересчитать число пуль, застрявших в ловушке на единицу её длины, и разделить его на полное число выпущенных пуль. Эту величину – число застрявших пуль на единицу длины ловушки в окрестности некоторой точки X , отнесённой к полному числу пуль, мы будем называть вероятностью попадания пу-

ли в точку X . Заметим, что мы можем говорить только о вероятности; ведь мы не можем сказать определённо, куда попадёт очередная пуля. Ведь пуля, даже попав в дыру, может срикошетить от её края и уйти вообще неизвестно куда. Сравнив величины P_1 , P_2 и P_{12} , мы можем сделать вывод, что вероятности *просто складываются*:

$$P_1 + P_2 = P_{12}.$$

Итак, для пуль действие двух щелей складывается из действия каждой щели в отдельности.

Представим себе такой же опыт с электронами (дифракция электронов), рис. П.2.

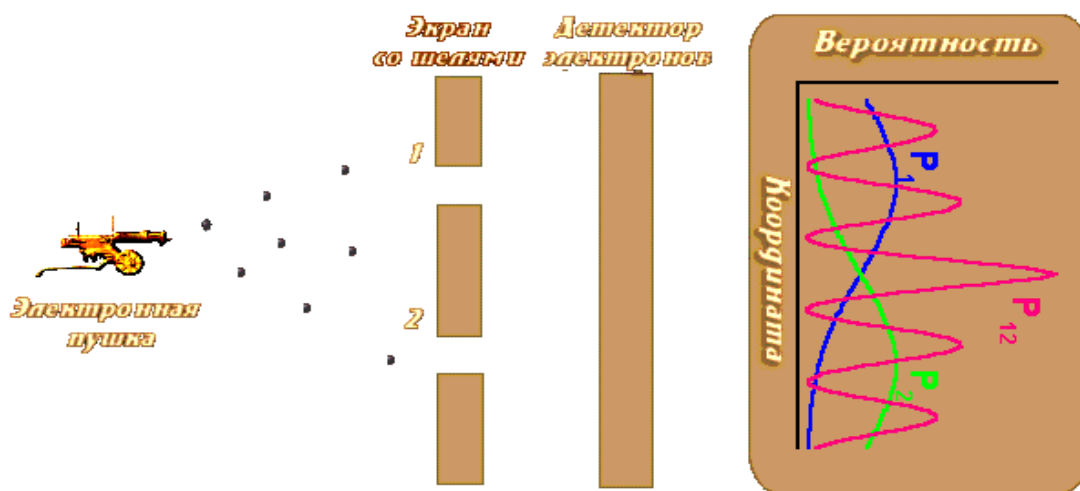


Рис. П.2

Результаты измерений для электронов в случае, когда одна из щелей закрыта, выглядят вполне разумно и весьма похожи на наш опыт с пулемётной стрельбой (синяя и зелёная кривая на рисунке). А вот для случая, когда обе щели открыты, мы получаем совершенно *неожиданную* кривую P_{12} , показанную красным цветом. Она явным образом не совпадает с суммой P_1 и P_2 . Получившуюся картину называют интерференционной картиной от двух щелей. А теперь вспомним, что интерференция в классической физике возникает из-за делимости волн, однако в случае электронов *его части экспериментально не обнаружены* и, следовательно, корпускулярно-волновой дуализм электронов (как и других частиц) обусловлен другой причиной.

Давайте попробуем разобраться, в чём тут дело. Если мы исходим из гипотезы, что электрон проходит либо через щель 1, либо через щель 2, то в случае двух открытых щелей мы должны получить сумму эффектов от одной и другой щели, как это имело место в опыте с пулемётной стрельбой.

Вероятности независимых событий складываются, и в этом случае мы бы получили $P_1 + P_2 = P_{12}$. Может, мы не учли какой-нибудь существенный эффект и суперпозиция состояний здесь совсем ни при чём? Может быть, у нас очень мощный поток электронов и разные электроны, проходя через разные щели, как-то искажают движение друг друга?

Для проверки этой гипотезы надо модернизировать электронную пушку так, чтобы электроны вылетали из неё достаточно редко. Скажем, не чаще, чем раз в полчаса. За это время каждый электрон уж точно пролетит всё расстояние от пушки до детектора и будет зарегистрирован, так что никакого взаимного влияния летящих электронов друг на друга уж точно не будет.

Мы модернизировали электронную пушку и полгода провели возле установки, проводя эксперимент и набирая необходимую статистику. Каков же результат? Он не изменился.

Но, может быть, электроны каким-то образом блуждают от отверстия к отверстию и только потом достигают детектора? Это объяснение также не проходит: на кривой P_{12} при двух открытых щелях есть точки, в которые попадает значительно меньше электронов, чем при любой из открытых щелей. И наоборот, есть точки, количество электронов в которых более чем вдвое превышает сумму электронов, прошедших из каждой щели по отдельности.

Стало быть, утверждение о том, что электроны проходят либо сквозь щель 1, либо сквозь щель 2, *неверно*. Они проходят через обе щели *одновременно*.

Существует квантовая суперпозиция состояний.

Таким образом, в интерпретации Шредингера для описания *изолированной* от окружения (*замкнутой*) квантовой системы используется понятие *чистого* (или *когерентного*) состояния, которое характеризуется волновой функцией, называемой ***вектором состояния***:

$$\Psi = \sum_{n=1}^N C_n \Psi_n.$$

Наблюдатель

Как формируется вектор состояния, рассмотрим на примере *кота* Шредингера. Кот Шредингера (кошка Шредингера) – герой кажущегося парадоксальным мысленного эксперимента Эрвина Шредингера. Суть мысленного эксперимента заключается в том, что в закрытый ящик помещён кот. В ящике имеется механизм, содержащий радиоактивное ядро и ёмкость с ядовитым газом. Параметры эксперимента подобраны

так, что вероятность того, что ядро распадётся за 1 час, составляет 50 %. Если ядро распадается, оно приводит механизм в действие, он открывает ёмкость с газом, и кот умирает.

Согласно квантовой механике, если над ядром не производится наблюдения, его состояние описывается суперпозицией двух состояний – распавшегося ядра и нераспавшегося ядра; следовательно, кот, сидящий в ящике, и *жив*, и *мёртв одновременно*. Это вектор состояния квантового кота.

А теперь внимание! *Происходит действие*. Если ящик *открыть*, то *наблюдатель* увидит только какое-нибудь одно конкретное состояние – «ядро распалось, кот мёртв» или «ядро не распалось, кот жив». В этом случае физики говорят, что вектор состояния *при внешнем воздействии* (наблюдении) *коллапсирует*. Исчезают все остальные состояния и остается только одно – *собственное*.

В проблеме *кота* вектор состояния по определению может «коллапсировать» двумя способами: уступив «мертвому коту» или «живому коту».

Допустим, наблюдатель увидел, что кот жив. Возникает вопрос: а куда делся мертвый кот?

Эверетт, Уилер и Грэхем предложили иную модель, сокращенно называемую по начальным буквам их фамилий – ЭУГ (EWG). В этой модели вектор состояния никогда не «коллапсирует». Каждый возможный исход проявляется в *различных собственных состояниях*.

Так как эти собственные состояния должны где-то существовать и не могут сосуществовать в пределах одного и того же пространства-времени, *они существуют в различных вселенных*. В другой вселенной собственное состояние содержит мёртвого кота. Это происходит каждый раз, когда возникает вероятность 50 %, – вектор состояния «расщепляется» на два вектора в двух вселенных.

Никто еще не вычислил точного числа параллельных миров (называемых *мирами Эверетта*), существующих согласно этой модели, но, т.к. все возможные вселенные должны были возникнуть из одного Большого взрыва (как принимается в этой модели), это число является очень большим, но не бесконечным. Доктор Брайс де Витт в «Физике тудэй» (1970) оценил его как превышающее 10¹⁰⁰, но не смог уточнить, насколько превышающее. Когда попадем в другие вселенные, то проверим правильность этой модели.

Но мы отвлеклись от темы *наблюдатель*. Когда *кот* со всем оборудованием находился в закрытом ящике, для нас (*наблюдателей*) эта квантовая система была *замкнутой* и, следовательно, находилась в *чистом, когерентном* состоянии, которое для *наблюдателя невидимо*.

Чтобы узнать о свойствах системы, *наблюдатель должен воздействовать на нее (открыть дверцу), тем самым заставить вектор состояния системы коллапсировать, т.е. проявить систему в нашей реальности.* Такой процесс называется *декогеренцией*, он переводит квантовую систему из *чистого* состояния в *смешанное*. *Воздействие («наблюдение») на замкнутую («невидимую») квантовую систему заставляет проявляться ее в нашей реальности.*

Нелокальность нашего Мира

В чистом суперпозиционном состоянии квантовая система *невидима*, т.е. *никак не проявляется в физическом мире, не имеет материального носителя, неосятима, ни с чем не связана. Она нелокальна.*

Таким образом, если рассматривать *Вселенную (Мир в целом)*, которая по определению является *замкнутой системой*, то следует вывод о том, что *Вселенная*, рассматриваемая как единое целое, является *чистой квантовой системой*. *Вселенная в целом находится в чистом запутанном состоянии (ЧЗС), или, как говорил Гермес Трисмегист, «мир является невидимым в своей целостности».*

Наш мир нелокален. Парадоксы квантовой механики, корпускулярно-волновой дуализм и т.д. могут быть выведены именно отсюда, из *нелокальности*. В чистом запутанном состоянии Вселенной в целом *есть всё, что есть, всё, что было, и всё, чего не было. Там есть и то, чего там нет!*

Она все. И она ничто. Абсолютный вакуум. Пустота.

Другими словами, *реальность* – это *локализация* объектов из ЧЗС всей системы, где эти объекты находятся в *нелокальном* виде.

«Видимой» систему делает процесс декогеренции, когда внешнее воздействие («наблюдателя») «проявляет» эту систему в нашем Мире.

Наблюдатель и декогеренция

Рассмотрим процесс декогеренции, локализации объектов из нелокального чистого квантового состояния на примере наших электронов. Давайте теперь видоизменим наш опыт так, чтобы можно было «проследить» за электроном, проследить, через какую щель он проходит (рис. П.3). Поставим возле одной из щелей детектор, который регистрирует прохождение электрона сквозь неё. В этом случае, если пролётный детектор регистрирует прохождение электрона через щель 2, мы будем знать, что электрон прошёл через эту щель, а если пролётный детектор

не даёт сигнала, а основной детектор электронов даёт сигнал, то ясно, что электрон прошёл через щель 1.

Результат этого эксперимента качественно ничем не отличается от опыта с пулемётной стрельбой. Таким образом, мы нашли, что когда мы смотрим на электрон, то обнаруживаем, что он проходит либо через одно отверстие, либо через другое.

Суперпозиции этих двух состояний нет. А когда мы на него не смотрим, он одновременно проходит через две щели (суперпозиция квантовых состояний), и распределение их на экране совсем не такое, чем тогда, когда мы на них смотрим. Таким образом, для *декогеренции* (локализации) объекта **существенным** оказывается только сам факт **фиксации** (наблюдения – взаимодействия) состояния объекта.

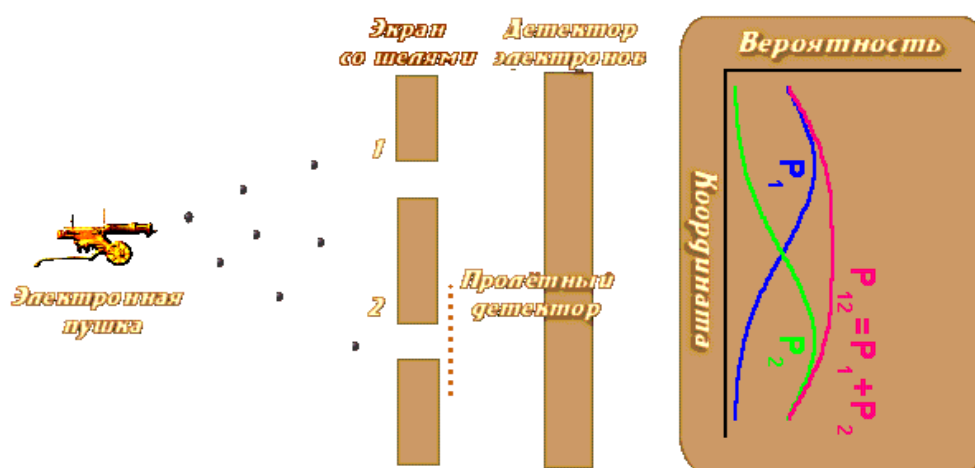


Рис. П.3

Иначе говоря, *взаимодействие* квантовой (замкнутой) системы с *окружением*, к которому относится и *измерительная система* (наблюдатель), приводит к *необратимому* квантовому эффекту – разрушению квантовой когеренции (*декогеренции квантовых состояний*).

В конечном итоге квантовая система *достигает термодинамического равновесия с окружением* и **локализуется** в нашем пространстве – времени в **смешанном** состоянии (смесь).

Запутанные состояния и квантовые корреляции

Запутанные состояния могут возникать в системе, которая состоит из *нескольких взаимодействующих подсистем*. Например, если электрон сталкивается с атомом, то образуется запутанное состояние, в котором состояние электрона будет *скоррелировано* (*запутано*) с состоянием атома.

Запутанные состояния необходимы для описания совокупной системы, образованной *из всех когда-то провзаимодействовавших* между собой частей.

Так вот, теория *декогеренции* утверждает, что *суперпозиция состояний* в какой-либо системе **возможна** лишь в том случае, если **в окружении** не записывается информация, **достаточная** для разделения компонент *суперпозиции*. Другими словами, важно, чтобы состояния нашей системы не слишком «перепутывались» с состоянием окружения.

Отсюда следует, что запутанные состояния частиц означают наличие связи каких-то характеристик этих частиц после их взаимодействия, и эта связь куда *более жёсткая*, чем следует из классических представлений.

Если частицы когда-то *провзаимодействовали*, то в замкнутых системах связь между ними будет *сохраняться всегда*, и изменение состояния одной частицы приведет к *мгновенному* изменению состояния другой, *на каком бы расстоянии* друг от друга они не находились. Мир – нелокален!

Кроме того, для наблюдателя Б, ничего *не знающего* о манипуляциях со своей частицей наблюдателя А, изменение состояния его частицы *будет казаться чудом*. *Есть следствие – нет причины*.

В настоящее время проведено около сотни экспериментов, доказывающих нелокальность окружающего нас мира.

Интересно, что мысленный эксперимент, близкий к экспериментам, проведённым совсем недавно, провёл ещё Альберт Эйнштейн, пытаясь опровергнуть квантовую механику. Но мир оказался *гораздо фантастичнее*, чем это ему представлялось.

Чтобы сказанное выше стало понятнее, рассмотрим эксперимент (когда физики научились получать запутанные состояния), проведённый в Рочестерском университете Ричардом Манделом с коллегами в середине 90-х гг. прошлого столетия.

Лазерный луч (рис. П.4) с помощью полупрозрачного зеркала *расщеплялся* на два пучка, а затем каждый из пучков направлялся на так называемый *нелинейный кристалл*, т.е. преобразователь частоты, способный *расщеплять квант света (фотон)* на два дочерних кванта. Затем с помощью системы зеркал делалось так, что каждая из этих двух пар фотонов *интерферировала* между собой примерно так, как *интерферировали* компоненты суперпозиции в нашем опыте с рассеянием электронов на двух щелях. Результаты наблюдения *интерференционной картины* фиксировались детекторами Д1-Д2 для первой пары фотонов и детекторами Д3-Д4 – для второй пары.

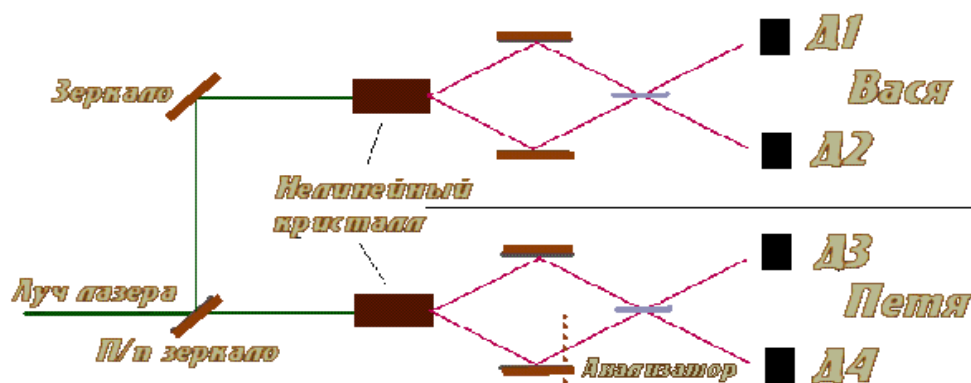


Рис. П.4

Любая частица, обладающая ненулевым спином, в т.ч. фотон, характеризуется поляризацией, т.е. проекцией спина на направление движения. Фотоны могут обладать двумя состояниями поляризации, отвечающими двум возможным проекциям спина – вдоль и против направления движения (*суперпозиция*). Поэтому анализатором можно выделять компоненты суперпозиции.

Итак, Ричард Манделл пространственно разнёс два пучка на достаточно большое расстояние (в современных экспериментах – до сотни километров) и начал менять с помощью анализатора соотношение между компонентами суперпозиции на одном из них (нижнем на рисунке).

В силу его манипуляций с анализатором интерференционная картина на этом пучке менялась. Второй пучок он вообще не трогал. Но интерференционная картина, наблюдаемая на этом (втором) пучке, точь-в-точь повторяла интерференционную картину на пучке, с которым экспериментировал Манделл. И картина эта *менялась мгновенно (телепортация фотона)*, в то же самое время, когда менялась картина на первом пучке. И это притом, что никаких «объективных» причин для изменения картины на первом пучке просто не было. Ведь человек в этом случае никак не взаимодействовал с объектом наблюдения, и никакого материального носителя взаимодействия между пучками не было.

Выходит, квантовый объект каким-то *невероятным образом узнавал*, что происходит с другим объектом, удалённым от него на значительное расстояние.

Это явление обычно называют *квантовыми корреляциями*. *Квантовые корреляции – неотъемлемое свойство запутанных состояний*. Если частицы когда-то провзаимодействовали, *то в замкнутых системах связь между ними будет сохраняться всегда*.

Если с помощью анализатора или другого устройства мы определяем состояние (например, поляризацию) одной частицы из пары, то состояние

второй частицы тоже *мгновенно становится определённым, независимо от расстояния* до первой частицы. И вести себя эта частица будет *теперь иначе*, чем до измерения, проведённого с первой частицей.

Рассмотрим это на примере, наделив (временно) квантовые частицы свойствами, чувственно воспринимаемыми нами. Например, цветом – черным и белым. Каждая частица изначально белая или чёрная, мы только *не знаем их цвет*. Вылетевшие частицы будут вести себя как *серые*, т.е. в каждой из них будет присутствовать *суперпозиция белого и чёрного*, и это проявится в эксперименте.

Но так будет происходить только до тех пор, пока мы не определим цвет одной из частиц.

Если мы определили её цвет как чёрный, то другая *немедленно перестает вести себя как серая* и начинает проявлять себя в эксперименте как *белая, на каком бы расстоянии она ни находилась*, т.е. поведет себя *иначе*, чем до измерения с первой частицей.

Теперь представим, что возле одного из пучков находится Петя, который проводит эксперименты, а возле другого – Вася, который не знает о существовании Пети. Для Васи изменение результатов эксперимента на его пучке выглядит *как чудо, чудо в самом мракобесном понимании*. Ведь Вася ничего не делает со своим пучком, все условия эксперимента остаются постоянными, а интерференционная картина по совершенно непонятным причинам меняется: то он видит «белые» частицы, то «серые», то «чёрные». А никаких причин для изменения картины Вася не найдёт, как бы он ни старался. Для него это выглядит так, как будто *есть следствие, но нет причины*.

Похожую схему установки можно использовать и для *мгновенной* передачи информации между Васей и Петей, для этого лишь необходимо, чтобы они согласовали свои действия. Собственно говоря, никакой передачи информации не происходит, информация просто распределена между подсистемами, а Вася и Петя в ходе подобного эксперимента *имеют доступ к единому нелокальному объекту*.

Часто спрашивают: не противоречит ли возможность мгновенной передачи информации теории относительности? Нет, не противоречит.

Теория относительности говорит о пределе в виде скорости света на скорость движения материальных объектов и скорость передачи взаимодействия между ними. Это совершенно справедливо для локальных (классических) объектов.

В случае же пар фотонов в *запутанном* состоянии *нет никакого взаимодействия между ними, нет никакой передачи информации* между ними. Они просто остаются *единым объектом*, как бы далеко друг от друга ни находились.

Это *грань реальности*, которая выходит за рамки теории относительности.

Давайте теперь вообразим, что Вася находится возле нас, а Петя вместе со своей установкой – возле звезды, расстояние до которой миллион световых лет, т.е. Петя поставил свои эксперименты миллион лет назад, а до Васи только сейчас долетел свет из расщеплённого пучка, и он начал свои эксперименты с ним.

Что же будет? Будет то же самое: эксперименты Васи изменят результаты экспериментов Пети (в прошлом), который, может быть, уже давным-давно умер (правда неизвестно, сколько живет инопланетянин Петя) и даже успел опубликовать результаты. Ведь определение Васей состояния фотонов определяет свойства Петиних фотонов, и результаты у того меняются вне зависимости от расстояния между ними.

Отсюда вывод: ***мы из будущего можем менять состояние системы в прошлом.***

А что происходит, когда мы наблюдаем свет далёких звёзд? Или наблюдаем температурные неоднородности и поляризацию реликтового излучения, которое возникло задолго до возникновения первых звёзд и галактик? Совершенно верно, мы можем менять состояние далёкого прошлого Вселенной, а стало быть, менять историю!?

Данный парадокс отметил еще Эйнштейн в полемике о квантовой физике, предложив в качестве «наблюдателя» мышшь (*мышшь Эйнштейна*), которая могла наблюдать окружающий мир (в т.ч. и диспуты физиков) и менять историю. На что ему образно ответили, что у мышши мало мозгов. И это справедливо, потому что наше воздействие пока (пока?) *не достаточно* для разделения компонент суперпозиции.

А теперь кратко изложим основное из вышесказанного.

Физическим системам *нельзя приписать* (по крайней мере, всегда) характеристики как *объективно существующие и независимые от проводимых измерений*. Другими словами, характеристики объекта *создаются* наблюдателем. Вне акта наблюдения (воздействия внешней среды на систему) состояние любого объекта во многом является *неопределённым*.

Частицы, образованные когда-то в одном акте, остаются в замкнутой системе *единым объектом*, вне зависимости от того, на каком расстоянии они находятся и как давно произошло их разделение. Такие объекты находятся в замкнутой системе *езде и нигде*. В этом проявляется *нелокальность* нашего мира.

В *замкнутой системе* понятия времени и пространства, причины и следствия *теряют смысл*.

Похоже, что замкнутая система типа нашей Вселенной – и есть такой объект.

На пороге эры квантовых компьютеров

А теперь спросим: эти «безумные» следствия из интерпретации Шредингера волновой функции *можно* использовать на практике? Да, можно! К изложению этих возможностей и перейдем.

Свойство квантовых частиц быть одновременно во многих состояниях, называемое *квантовым параллелизмом*, успешно используется в квантовых вычислениях.

Сейчас каждый из вас хотя бы в самых общих чертах представляет, что такое обычный компьютер. А что вы скажете насчет компьютера, информационный ресурс которого превышает число частиц во Вселенной (по оценкам специалистов, оно равно 10^{80}), т.е. компьютера, который по своей эффективности превосходил бы обычный ПК примерно во столько же раз, во сколько Вселенная превосходит один атом?

Скажете, что такое просто невозможно? И будете неправы! Поскольку в настоящее время работа над такими компьютерами идет полным ходом. Их называли *квантовыми компьютерами*.

Для этого устройства нужно не так уж много рабочих ячеек памяти, обрабатывающих информацию (для обычного ПК – это объем оперативной памяти), — достаточно будет всего лишь нескольких сотен. Скажем, довольно трёхсот ячеек, чтобы информационный ресурс компьютера примерно на 10 порядков превысил число частиц во Вселенной ($2^{300} = 10^{90}$). И весь этот гигантский массив информации будет согласованно изменяться (вследствие квантового параллелизма) за один рабочий такт.

Каждая ячейка памяти обычного ПК может находиться в двух основных состояниях: 0 и 1 (один бит), общее число состояний для N ячеек равно 2^N (булевы состояния). Классический компьютер в каждый момент времени может реализовать лишь одну последовательность состояний из 0 и 1 для своих битов регистра памяти.

Так, классический компьютер с регистром из 300 бит может последовательно перебрать те же 2^{300} состояний, но в каждый момент времени он *может находиться лишь в одном из них*. Поэтому время, затраченное на такой перебор (учитывая быстродействие современных ПК), превышает возраст Вселенной.

Для квантовых компьютеров, каждое состояние квантовой системы из N двухуровневых квантовых элементов [они получили наименование *кубитов* (*quantum bits*)], в отличие от классической, может находиться в некоторой когерентной суперпозиции из 2^N булевых состояний, т.е. характеризуется вектором состояния в 2^N -мерном гильбертовом пространстве.

Когда же в квантовом компьютере *изменяется один кубит*, то вместе с ним *согласованно меняются* все остальные, и вся суперпозиция *мгновенно* перестраивается.

Проще говоря, если в обычном компьютере мы совершаем логические операции над булевыми состояниями 2^N раз, то в квантовом компьютере число квантовых логических операций, действующих в 2^N -мерном гильбертовом пространстве, равно N .

За счет этого обеспечивается гигантское быстродействие и, по оценкам специалистов, получается, что вычислительные ресурсы квантового компьютера будут *экспоненциально велики* по сравнению с классическим.

Когда *банкиры осознали*, что квантовый компьютер способен за реальное время «*взломать*» шифры в банковской сфере, где широко применяется криптосистема, основанная на *невозможности* разложения достаточно большого числа на простые множители за *приемлемое для обычных компьютеров время*, они направили огромные средства на научные исследования в области квантовых вычислений.

В эту же сферу устремились и многие научные коллективы, срочно переориентировав свою тематику. Квантовым вычислениям стало посвящаться наибольшее количество научных публикаций по сравнению с другими разделами физики. В отдельные годы число напечатанных в реферируемых журналах статей на эту тему превышало количество публикаций на все другие темы из области физики, вместе взятые. Все это способствовало тому, что достаточно быстро были созданы реальные прототипы квантового компьютера, а теоретические основы, необходимые для его создания, получили очень мощный импульс к развитию.

Для примера рассмотрим один физический носитель, на основе которого можно создавать кубиты для квантового компьютера. Это кристаллы гидроксипатита кальция $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{OH}$.

Эти монокристаллы считаются очень перспективными кандидатами на роль физической основы твердотельного квантового компьютера, который можно реализовать методами ядерно-магнитного резонанса (ЯМР). Природа, словно по заказу, создала материал, идеально подходящий для реализации квантового компьютера. Микроструктура кристалла представляет собой плоскости, перпендикулярные одномерным цепочкам протонов гидроксильных групп ОН (рис. П.5). Каждая цепочка окружена шестью аналогичными, и *существенно то*, что расстояние между отдельными «нитями» почти в *три раза больше*, чем расстояние между протонами в самой цепочке.

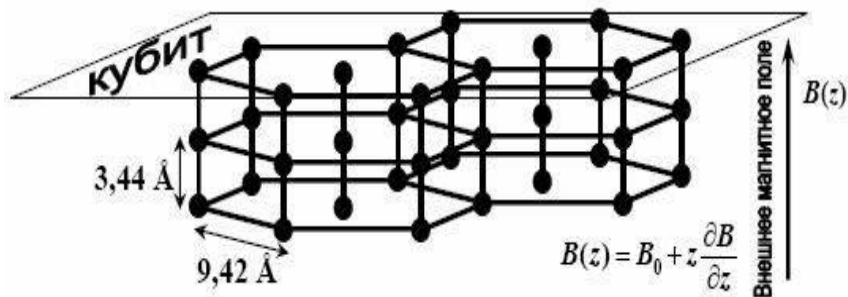


Рис. П.5

Поскольку диполь-дипольное взаимодействие (ДДВ) ядерных спинов убывает с расстоянием как $1/r^3$, константа ДДВ между ближайшими ядрами в одной цепочке в десятки раз больше максимальной константы ДДВ спинов в соседних «нитях».

Поэтому можно считать, что отдельные цепочки ядерных спинов слабо взаимодействуют между собой. В некотором приближении можно рассматривать структуру гидроксиапатита как квазиодномерную (линейную). Это позволяет оперировать целыми плоскостями протонов так, как будто это одиночные, линейно расположенные ядерные спины.

Поэтому предлагается создать твердотельный квантовый компьютер методами ЯМР на монокристалле гидроксиапатита кальция, помещенном в сильное магнитное поле, изменяющееся вдоль одной из осей монокристалла. В таком компьютере можно организовать согласованную работу очень большого числа кубитов. В случае с гидроксиапатитом существенно то, что монокристалл представляет собой параллельные плоскости, состоящие из протонов, и *каждая такая плоскость* может играть роль кубита. Таким образом, кубитом является не отдельный спин, а большое число ядерных спинов, лежащих в одной плоскости, и манипулировать ими становится гораздо легче, поскольку речь идет о макроскопических величинах.

Особое внимание к этому монокристаллу связано с тем, что в головном мозге человека есть небольшой орган – *эпифиз*, или *шишковидное тело*. *Шишковидное тело* (*corpus pineale*) представляет собой конусовидное образование длиной 6 мм и диаметром 4 мм, присоединенное к крыше третьего желудочка уплощенным поводком (*habenula*). Эту железу также называют *эпифизом*.

Внутренность шишковидного тела состоит из замкнутых фолликул, окруженных врастаниями соединительной ткани. Фолликулы заполнены эпителиальными клетками, смешанными с известковым веществом – *мозговым песком* (*acervulus cerebri*). Известковые отложения также обнаруживаются в поводке эпифиза и вдоль сосудистых сплетений.

Функция шишковидного тела неизвестна. Декарт полагал, что эпифиз является «седалищем духа». Обратите внимание на то, что в шишковидной железе содержится мельчайший «песок», о роли которого современной науке неизвестно практически ничего.

Исследования показали, что этого «песка» нет у детей примерно до 7 лет, и у людей слабоумных, и вообще у всех тех, кто страдает теми или иными расстройствами умственной организации.

Самое интересное оказывается то, что этот «песок» содержит в своем составе *гидроксиапатит кальция*. Именно о нем шла речь как об одном из самых подходящих «кандидатов» на роль физической основы квантового компьютера. Поразительное совпадение, и, вероятно, не случайное.

Возникла гипотеза, что мозг человека содержит квантовый компьютер. В рамках предлагаемой гипотезы интересно проанализировать еще и такой вопрос: а что происходит с человеком, у которого удален эпифиз? Такие операции проводят при наличии в нем злокачественной опухоли.

Встречаются описания случаев, когда после удаления эпифиза люди испытывают так называемое «*би-размещение*». Они демонстрируют *виртуальное «би-размещение»*, при котором существуют одновременно и в *призрачной реальности* (описываемое больным), и в *настоящем* (совпадающее с реальностью окружающих людей).

Здесь видится аналогия со сломанным квантовым компьютером, когда *теряется способность* выделить из суперпозиционного состояния подходящую «картинку» *восприятия*, и они остаются наложенными друг на друга.

Приложение II

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ И ФОРМУЛЫ

1. Геометрическая и волновая оптика

Геометрическая оптика

Закон отражения света: $\alpha = \gamma$.

Закон преломления света: $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c}{v} = n_{21}$.

Предельный угол $\alpha_{\text{пр}} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$.

Оптическая сила тонкой линзы $D = \frac{1}{F} = \left(\frac{n_{\text{л}}}{n_{\text{ср}}} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$.

Формула тонкой линзы – $\frac{1}{d} \pm \frac{1}{f} = \pm \frac{1}{F} = D$.

Увеличение линзы $\Gamma = \frac{h}{H} = \frac{f}{d}$.

Увеличение лупы $\Gamma = \frac{d_0}{F}$.

Угловое увеличение телескопа $\Gamma = \frac{F_1}{F_2}$.

Увеличение микроскопа $\Gamma = d_0 a D_1 D_2$.

Фокусное расстояние сферического зеркала $F = \frac{R}{2}$.

Оптическая сила сферического зеркала $D = \frac{1}{F}$.

Формула сферического зеркала – $\pm \frac{1}{F} = \frac{1}{d} \pm \frac{1}{f}$.

Поток излучения $\Phi = \frac{W}{t}$.

Энергетическая светимость (излучательность) $R = \frac{\Phi}{S}$.

Энергетическая сила света $I = \frac{\Phi}{\omega}$.

Энергетическая яркость (лучистость) $B = \frac{\Delta I}{\Delta S}$.

Освещенность $E = \frac{d\Phi}{dS}$, или $E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha$.

2. Волновая оптика. Интерференция света

Амплитуда результирующего колебания, при сложении двух колебаний, $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$.

Интенсивность результирующей световой волны

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1J_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Видность $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$, или $V = \frac{2\sqrt{I_1I_2}}{I_1 + I_2}$.

Оптическая длина пути $L = nS$.

Оптическая разность хода $\Delta = L_2 - L_1$.

Условие интерференционных максимумов $\Delta = \pm m\lambda_0$ ($m = 0, 1, 2, \dots$).

Условие интерференционных минимумов $\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}$.

Координаты максимумов интенсивности

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Координаты минимумов интенсивности

$$x_{\min} = \pm(m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Время когерентности $\tau_{\text{ког}} = \frac{\pi}{\Delta\omega}$.

Критический максимум $m_{\text{кр}} = \frac{\lambda}{2\Delta\lambda}$.

Оптическая разность хода, при интерференции в тонких пленках,

$$\Delta = 2nh \cos \beta \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2}.$$

Оптическая разность хода, при интерференции на клине,

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)} \pm \frac{\lambda_0}{2}.$$

Радиус m -го светлого кольца Ньютона $r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda_0 R}$.

Радиус m -го темного кольца Ньютона $r_m = \sqrt{mR\lambda_0}$.

Дифракция света

Условие дифракционных максимумов от одной щели –

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

Условие дифракционных минимумов от одной щели –

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

Интенсивность света при дифракции на одной щели –

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\pi \frac{b \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\left(\pi \frac{b \sin \varphi}{\lambda} \right)^2}.$$

Условие максимума дифракционной решетки –

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

Условие минимума дифракционной решетки – $b \sin \varphi = \pm m \lambda$.

Взаимодействие света с веществом

Зависимость угла отклонения лучей призмой φ от преломляющего угла A призмы и показателя преломления n $\varphi = A(n - 1)$.

Дисперсия вещества $D = \frac{dn}{d\lambda}$, или $D = \frac{dn}{dv}$.

Поляризация света

Степень поляризации $P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$.

Закон Малюса: $J = \frac{1}{2} J_0 \cos^2 \alpha$.

Оптическая разность хода в эффекте Керра $\Delta l(n_o + n_e) = k_2 l E^2$.

Угол вращения плоскости поляризации в кристаллах $\varphi = \alpha d$.

Угол вращения плоскости поляризации в растворах $\varphi = [\alpha] C d$.

3. Квантовая механика. Атомная и ядерная физика. Физика элементарных частиц

Квантовая природа излучения

Энергетическая светимость тела $R = \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu$.

Поглощательная способность тела $\alpha_{\nu, T} = \frac{d\Phi'_\nu}{d\Phi_\nu}$.

Универсальная функция Кирхгофа: $\frac{r_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} = f(\nu, T)$.

Закон Стефана – Больцмана: $R = \sigma T^4$.

Энергетическая светимость серого тела $R_{\text{сер}} = \alpha_{\nu, T} \sigma T^4$.

Закон смещения Вина: $\frac{\nu_{\text{max}}}{T} = \text{const}$, или $\lambda_{\text{max}} = \frac{b}{T}$.

Формула Планка:

$$r_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad \text{или} \quad r_{\lambda, T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1}.$$

Квантовые явления в оптике

Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта: $h\nu = \frac{m\nu^2}{2} + A$.

Энергия фотона $E = h\nu = h\left(\frac{c}{\lambda}\right)$.

«Красная граница» фотоэффекта $\nu_{\text{кр}} = \frac{A}{h}$; $\lambda_{\text{кр}} = \frac{hc}{A}$.

Ток насыщения $I_{\text{нас}} = en$.

Масса фотона $m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}$.

Импульс фотона $\vec{p} = \hbar\vec{k}$; $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$.

Волновые вектор и число $\vec{k} = \frac{2\pi}{h}\vec{p}$ и $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi\nu}{v} = \frac{2\pi}{T}$.

Связь между энергией и импульсом фотона: $E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}$.

Изменение длины волны в эффекте Комптона $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_K \sin^2 \frac{\varphi}{2}$.

Комптовская длина волны $\lambda_K = \frac{h}{mc}$.

Коротковолновая граница рентгеновского спектра

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{ch}{eU}.$$

Закон Мозли: $\nu = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$.

Импульс, переданный фотоном при поглощении, $p_{\text{погл}} = \frac{h\nu}{c}$.

Импульс, переданный фотоном при отражении, $p_{\text{отр}} = \frac{2h\nu}{c}$.

Энергетическая освещенность поверхности $E_e = Nh\nu$.

Давления света $P = \frac{E_e}{c}(1 + K)$.

Волновые свойства микрочастиц вещества

Длина волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\nu}$.

Фазовая скорость волн де Бройля $v_{\text{фаз}} = \frac{\omega}{k} = \frac{c^2}{v}$.

Групповая скорость волн де Бройля $u = \frac{d\omega}{dk} = v$.

Связь длины волны с кинетической энергией — $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mK}}$.

Длина волны, соответствующая атому массой m , $\lambda = \frac{h}{\sqrt{3mkT}}$.

Элементы квантовой механики

Соотношение неопределенностей Гейзенберга: $\Delta x \Delta p \geq h$, $\Delta E \Delta t \geq h$.

Плотность вероятности $\frac{dW}{dV} = |\Psi(x, y, z, t)|^2$.

Вероятность нахождения частицы в элементе объема $W = \int_V |\Psi|^2 dV$.

Условие нормировки вероятностей – $\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dV = 1$.

Среднее расстояние электрона от ядра $\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} r |\Psi|^2 dV$.

Общее уравнение Шредингера: $-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t) \Psi = i\hbar \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}$.

Уравнение Шредингера для стационарных состояний –

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0 \quad \text{или} \quad \hat{H} \Psi = E \Psi.$$

Оператор энергии (гамильтониан) $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U$.

Движение частицы в одномерной потенциальной яме

Уравнение Шредингера для свободной частицы: $\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0$.

Энергия свободной частицы $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$.

Связь энергии с импульсом – $E = \frac{p^2}{2m}$.

Плотность вероятности обнаружения частицы $|\Psi|^2 = \Psi \Psi' = |A|^2$.

Потенциальная энергия для прямоугольной ямы $E_{\text{п}} = \begin{cases} \infty, & x < 0; \\ 0, & 0 \leq x \leq l; \\ \infty, & x > l. \end{cases}$

Уравнение Шредингера для частицы в яме:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k^2 \Psi = 0.$$

Общее решение уравнения Шредингера – $\Psi(x) = A \sin kx$.

Энергия частицы в яме $E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$

Собственные функции частицы в яме – $\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x$.

Энергетический интервал между двумя соседними уровнями

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n^2.$$

Минимальная энергия частицы в яме $E_{\min} = \frac{\Delta P^2}{2m} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2}$.

Уравнение Шредингера для квантового осциллятора:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \Psi = 0.$$

Энергия квантового осциллятора $E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega$.

Минимальная (нулевая) энергия квантового осциллятора $E_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega$.

Правило отбора: $\Delta n = \pm 1$.

Коэффициент прозрачности прямоугольного потенциального барьера

$$D = D_0 \exp\left(\frac{2l\sqrt{2m(U-E)}}{\hbar} \right).$$

Распределение Бозе – Эйнштейна: $\langle N_i \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - u}{kT} \right) - 1}$.

Распределение Ферми – Дирака: $\langle N_i \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - u}{kT} \right) + 1}$.

Уровень Ферми в собственном полупроводнике $E_F = \frac{\Delta E}{2}$.

Удельная проводимость собственных полупроводников

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kt} \right).$$

Правило Стокса для люминесцентного излучения: $h\nu = h\nu_{\text{люм}} + \Delta E$.

Модели атомов. Атом водорода по теории Бора

Обобщенная формула Бальмера – $\nu = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, или

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (k = 1, 2, 3, \dots \quad m = k + 1, k + 2, k + 3, \dots).$$

Первый постулат Бора (правило квантования орбит):

$$m_e v r = n\hbar, \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

Второй постулат Бора (правило частот): $h\nu = E_n - E_k$.

Уравнение Шредингера для электрона в атоме водорода:

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

Радиусы стационарных орбит $r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{k_0 m_e Z e^2}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Энергия электрона в водородоподобном атоме

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

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

Энергия ионизации атома водорода $E_i = -E_1 = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}$.

Водородоподобные системы в квантовой механике

Волновая функция положения электрона в атоме: $\Psi(r) = \sqrt{\frac{1}{\pi r_1^3}} \cdot e^{-\frac{r}{r_1}}$.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром

$$E_{\text{п}}(r) = -k_0 \frac{Ze^2}{r}.$$

Уравнение Шредингера для электрона в атоме:

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

Магнитный момент атома $P_m = \frac{e}{2m_e} L = \frac{e\hbar^2}{2m_e} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}$.

Магнетон Бора $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}$.

Квантование орбитального момента импульса $L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$.

Связь между магнитным моментом и орбитальным моментом импульса электрона: $\vec{P}_m = -\gamma \vec{L}_e = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_e$.

Орбитальное гиромагнитное отношение $\gamma = \frac{e}{2m_e}$.

Квантование спина электрона $L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}$.

Численное значение спина электрона $L_s = \pm \frac{\hbar}{2}$.

Спиновое гиромагнитное отношение $\gamma_s = \frac{P_{msz}}{L_{sz}} = -\frac{e}{m_e}$.

Принцип Паули: $Z(n, l, m, m_s) = 0$ или 1.

Физика атомного ядра и элементарных частиц

Радиус ядра $R = R_0 A^{1/3}$.

Массовое число $A = Z + N$.

Спин ядра $L_{яд} = \hbar \sqrt{I(I+1)}$.

Связь между магнитным моментом ядра и спином: $P_{m_{яд}} = \gamma_{яд} L_{яд}$.

Ядерный магнетон $\mu_{яд} = \frac{e\hbar}{2m_p}$.

Квадрупольный электрический момент ядра $Q = \frac{2}{5} Z_e (b^2 - a^2)$.

Дефект массы ядра $\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{я} = \frac{W_{св}}{c^2}$.

Энергия связи нуклонов в ядре

$$W_{св} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{яд}] \cdot c^2.$$

Удельная энергия связи ядра $\omega_{св} = \frac{W_{св}}{A}$.

Закон радиоактивного распада: $N = N_0 e^{-\lambda T}$.

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

Среднее время жизни радиоактивного ядра $\tau = \frac{1}{\lambda}$.

Активность нуклида $A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N$.

Правило смещения для α -распада: ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2 He$.

Правило смещения для β^- -распада: ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + {}^0_{-1} e$.

Правило смещения для β^+ -распада: ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + {}^0_1 e$.

Символическая запись для ядерной реакции: $X + a \rightarrow Y + b$, или $X(a,b)Y$.

Эффективное сечение поглощения ядерной реакции $\sigma = \frac{dN}{nNdx}$.

Формула Вайцеккера –

$$E_{\text{св}} = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \alpha_4 \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 A + \alpha_5 A^{-3/4}.$$

Константа взаимодействия между элементарными частицами

$$\alpha = \frac{E}{m_0 c^2}.$$

Три уровня микромира:

молекулярно-атомный: $E = 1 - 10$ эВ, $\Delta r \approx 10^{-8} - 10^{-10}$ м;

ядерный: $E = 10^6 - 10^8$ эВ, $\Delta r \approx 10^{-14} - 10^{-15}$ м;

элементарные частицы: $E > 10^8$ эВ, $\Delta r < 10^{-15}$.

Приложение III

СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ

Фундаментальные физические постоянные

Гравитационная постоянная	$G = 6,6720 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$
Скорость света в вакууме	$c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 12,5663706144 \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$
Электрическая постоянная	$\varepsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Постоянная Планка	$h = 6,626176 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Масса покоя электрона	$m_e = 9,109534 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Масса покоя протона	$m_p = 1,6726485 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса покоя нейтрона	$m_n = 1,6749543 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Отношение массы протона к массе электрона	$m_p/m_e = 1836,15152$
Элементарный заряд	$e^- = 1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Отношение заряда электрона к его массе (удельный заряд)	$e^-/m_e = 1,7588047 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$
Атомная единица массы	$1 \text{ а.е.м.} = 1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Постоянная Авогадро	$N_A = 6,022045 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Постоянная Больцмана	$k = 1,380662 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Постоянная Стефана – Больцмана	$\sigma = 5,67 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$
Постоянная Вина	$b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
Постоянная Ридберга	$R' = 10\,967\,758 \text{ м}^{-1}$
Постоянная Ридберга	$R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$
Комптоновская длина волны e^-	$\lambda_c = 2,4263089 \cdot 10^{-12} \text{ м}$
Магнетон Бора	$\mu_B = 9,274078 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}$
Ядерный магнетон	$\mu_{\text{яд}} = 5,050824 \cdot 10^{-27}$

Греческий алфавит

А α – альфа	Н η – эта	Ν ν – ню	Τ τ – тау
Β β – бета	Θ θ – тэта	Ξ ξ – кси	Υ υ – ипсилон
Γ γ – гамма	Ι ι – йота	Ο \omicron – омикрон	Φ ϕ – фи
Δ δ – дельта	Κ κ – каппа	Π π – пи	Χ χ – хи
Ε ϵ – эпсилон	Λ λ – ламбда	Ρ ρ – ро	Ψ ψ – пси
Ζ ζ – дзета	Μ μ – мю	Σ σ – сигма	Ω ω – омега

**Внесистемные единицы измерений
и их перевод в единицы СИ**

Единица	Обозначение	Перевод в единицы СИ
микрон	мкм	$1 \cdot 10^{-6}$ м
ангстрем	Å	$1 \cdot 10^{-10}$ м
световой год	св.год	$9,46 \cdot 10^{15}$ м
парсек	пк	$3,09 \cdot 10^{16}$ м
литр	л	$1 \cdot 10^{-3}$ м ³
атомная единица массы	а.е.м.	$1,66 \cdot 10^{-27}$ кг
тонна	т	1000 кг
минута	мин	60 с
час	ч	3600 с
сутки	сут	86400 с
секунда	"	$4,85 \cdot 10^{-6}$ рад
минута	'	$2,9 \cdot 10^{-4}$ рад
градус	°	0,017 рад
оборот	об	6,28 рад
полный телесный угол	–	12,57 ср
оборот в секунду	об/с	1 с^{-1}
оборот в минуту	об/мин	$0,0167 \text{ с}^{-1}$
километр в час	км/ч	0,278 м/с
оборот в секунду	об/с	6,28 рад/с
оборот в минуту	об/мин	0,105 рад/с
миллиметр ртутного столба	мм. рт. ст.	133 Па
бар	бар	$1 \cdot 10^5$ Па
киловатт-час	кВт · ч	$3,6 \cdot 10^6$ Дж
электронвольт	эВ	$1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж
ампер-час	А · ч	$3,6 \cdot 10^{-3}$ Кл
калория	кал	$4,19 \cdot 10^6$ Дж
рентген	Р	$2,58 \cdot 10^{-3}$ Кл/кг
рад	рад	0,01 Дж/кг
кюри	Ки	$3,7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$
распад в секунду	расп./с	1 с^{-1}

Диаметры атомов и молекул d , нм

Гелий	0,20	Кислород	0,30
Водород	0,23	Азот	0,30

Множители и приставки для образования десятичных кратных и дольных единиц и их наименований

Множитель	Приставка	Обозначение
$1\ 000\ 000\ 000\ 000 = 10^{12}$	тера	Т
$1\ 000\ 000\ 000 = 10^9$	гига	Г
$1\ 000\ 000 = 10^6$	мага	М
$1\ 000 = 10^3$	кило	к
$100 = 10^2$	гекто	г
$10 = 10^1$	дека	да
$0,1 = 10^{-1}$	деци	д
$0,01 = 10^{-2}$	санци	с
$0,001 = 10^{-3}$	милли	м
$0,000001 = 10^{-6}$	микро	мк
$0,000000001 = 10^{-9}$	нано	н
$0,0000000000001 = 10^{-12}$	пико	п
$0,0000000000000001 = 10^{-15}$	фемто	ф
$0,000000000000000001 = 10^{-18}$	атто	а

Основные характеристики элементарных частиц

Наименование	Обозначение	Масса покоя, m_e	Заряд, e^-	Спин, \hbar	Время жизни, с
Фотон	γ	0	0	1	Стабилен
Лептоны					
Электронное нейтрино	ν_e	$<4 \cdot 10^{-4}$	0	1/2	Стабилен
Электронное антинейтрино	$\tilde{\nu}_e$	$<4 \cdot 10^{-4}$	0	1/2	Стабилен
Мюонное нейтрино	ν_μ	<8	0	1/2	Стабилен
Мюонное анти-нейтрино	$\tilde{\nu}_\mu$	<8	0	1/2	Стабилен
Электрон	e^-	1	-1	1/2	Стабилен
Позитрон	e^+	1	+1	1/2	Стабилен
Отрицательный мюон	μ^-	206,77	-1	1/2	$2,21 \cdot 10^{-6}$
Положительный мюон	μ^+	206,77	+1	1/2	$2,21 \cdot 10^{-6}$
Мезоны					
Пи-плюс	π^+	273,18	+1	0	$2,55 \cdot 10^{-8}$
Пи-минус	π^-	273,18	-1	0	$2,55 \cdot 10^{-8}$
Пи-нуль	π^0	264,2	0	0	$2,3 \cdot 10^{-16}$
Ка-плюс	K^+	966,6	+1	0	$1,22 \cdot 10^{-8}$
Ка-минус	K^-	966,6	-1	0	$1,22 \cdot 10^{-8}$
Ка-нуль	K^0	974,2	0	0	$K_1^0 \sim 10^{-10}$
Анти-ка-нуль	\tilde{K}^0	974,2	0	0	$K_2^0 \sim 6 \cdot 10^{-8}$
Барионы нуклоны					
Протон	p	1836,12	-1	1/2	Стабилен
Антипротон	\tilde{p}	1836,12	+1	1/2	Стабилен
Нейтрон	n	1838,65	0	1/2	$1,01 \cdot 10^3$
Антинейтрон	\tilde{n}	1838,65	0	1/2	$1,01 \cdot 10^3$
Барионы гипероны					
Ламбда-нуль	Λ^0	2182,8	0	1/2	$2,51 \cdot 10^{-10}$
Анти-ламбда-нуль	$\tilde{\Lambda}^0$	2182,8	0	1/2	$2,51 \cdot 10^{-10}$
Сигма-плюс	Σ^+	2327,7	+1	1/2	$0,81 \cdot 10^{-10}$
Анти-сигма-плюс	$\tilde{\Sigma}^+$	2327,7	-1	1/2	$0,81 \cdot 10^{-10}$
Сигма-минус	Σ^-	2342,6	-1	1/2	$1,6 \cdot 10^{-10}$
Анти-сигма-минус	$\tilde{\Sigma}^-$	2342,6	+1	1/2	$1,6 \cdot 10^{-10}$
Сигма-нуль	Σ^0	2333,4	0	1/2	$<10 \cdot 10^{-14}$
Анти-сигма-нуль	$\tilde{\Sigma}^0$	2333,4	0	1/2	$<10 \cdot 10^{-14}$
Кси-минус	Ξ^-	2584,7	-1	1/2	$1,7 \cdot 10^{-10}$
Анти-кси-минус	$\tilde{\Xi}^-$	2584,7	+1	1/2	$1,7 \cdot 10^{-10}$
Кси-нуль	Ξ^0	2572	0	1/2	$3,5 \cdot 10^{-10}$
Анти-кси-нуль	$\tilde{\Xi}^0$	2572	0	1/2	$3,5 \cdot 10^{-10}$
Омега-минус	Ω^-	3278	-1	1/2	$\sim 0,7 \cdot 10^{-10}$
Анти-омега-минус	$\tilde{\Omega}^-$	3278	+1	3/2	$\sim 0,7 \cdot 10^{-10}$

