

ЛЕКЦИЯ 14

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

1 Волны де Бройля

В 1923 году произошло примечательное событие, которое в значительной степени ускорило развитие квантовой физики. Французский физик Луи де Бройль выдвинул гипотезу об *универсальности корпускулярно-волнового дуализма*. Де Бройль утверждал, что не только фотоны, но и электроны и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также и волновыми свойствами.

Согласно де Бройлю, с каждым микрообъектом связаны, с одной стороны, *корпускулярные характеристики* – энергия W и импульс p , а с другой стороны, *волновые характеристики* – частота ν и длина волны λ .

Корпускулярные и волновые характеристики микрообъектов связаны такими же количественными соотношениями, как и у фотона:

$$W = h\nu, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (220)$$

Гипотеза де Бройля постулировала эти соотношения для всех микрочастиц, в том числе и для таких, которые обладают массой m . Любой частице, обладающей импульсом, сопоставлялся волновой процесс с длиной волны $\lambda = h / p$. Для частиц, имеющих массу,

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h\sqrt{1-v^2/c^2}}{m_0v} \quad (221)$$

В нерелятивистском приближении ($v \ll c$)

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (222)$$

Гипотеза де Бройля основывалась на соображениях симметрии свойств материи и не имела в то время опытного подтверждения. Но она явилась мощным революционным толчком к развитию новых представлений о природе материальных объектов. В течение нескольких лет целый ряд выдающихся физиков XX века – [В. Гейзенберг](#), [Э. Шредингер](#), [П. Дирак](#), [Н. Бор](#) и другие – разработали теоретические основы новой науки, которая была названа *квантовой механикой*.

2 Экспериментальное обоснование гипотезы де Бройля

Первое экспериментальное подтверждение гипотезы де Бройля было получено в 1927 году американскими физиками К.Девиссоном и Л. Джермером. Они обнаружили, что пучок электронов, рассеивающийся на кристалле никеля, дает отчетливую дифракционную картину, подобную той, которая возникает при рассеянии на кристалле коротковолнового рентгеновского излучения. В этих экспериментах кристалл играл роль естественной дифракционной решетки. По положению дифракционных максимумов была определена длина волны электронного пучка, которая оказалась в полном соответствии с формулой де Бройля.

В следующем 1928 году английский физик Дж.Томсон (сын Дж.Томсона,

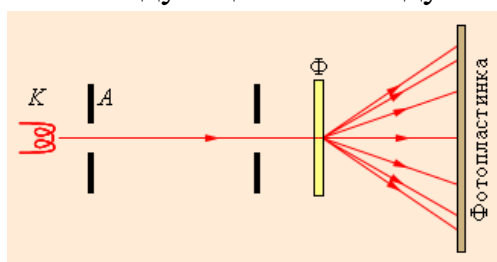


Рисунок 75

открывшего за 30 лет до этого электрон) получил новое подтверждение гипотезы де Бройля. В своих экспериментах Томсон наблюдал дифракционную картину, возникающую при прохождении пучка электронов через тонкую поликристаллическую фольгу из золота. Упрощенная схема опытов Дж. Томсона по

дифракции электронов представлена на рисунке 75. На этом рисунке K – накаливаемый катод, A – анод, Φ – фольга из золота. На установленной за фольгой фотопластинке отчетливо наблюдались концентрические светлые и темные кольца, радиусы которых изменялись с изменением скорости электронов (т. е. длины волны) согласно де Бройлю (рисунок 75).

В последующие годы опыт Дж. Томсона был многократно повторен с неизменным результатом, в том числе при условиях, когда поток электронов был настолько слабым, что через прибор одновременно могла проходить только одна частица (В. А. Фабрикант, 1948 г.). Таким образом, было экспериментально доказано, что волновые свойства присущи не только большой совокупности электронов, но и каждому электрону в отдельности.

Впоследствии дифракционные явления были обнаружены также для нейтронов, протонов, атомных и молекулярных пучков. Экспериментальное доказательство наличия волновых свойств микрочастиц привело к выводу о том, что это универсальное явление природы, общее свойство материи. Следовательно, волновые свойства должны быть присущи и макроскопическим телам. Однако вследствие большой массы макроскопических тел их волновые свойства не могут быть обнаружены экспериментально. Например, пылинке массой 10^{-9} г, движущийся со скоростью 0,5 м/с соответствует волна де Бройля с длиной волны порядка 10^{-21} м, т. е. приблизительно на 11 порядков меньше размеров атомов. Такая длина волны лежит за пределами доступной наблюдению области. Этот пример показывает, что макроскопические тела могут проявлять только корпускулярные свойства.

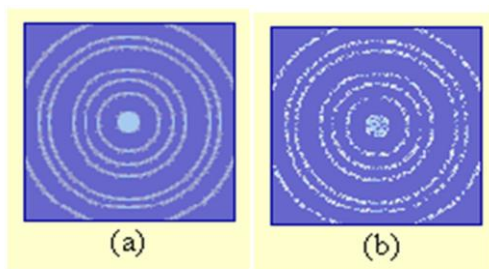


Рисунок 76

Рассмотрим еще один пример. Длина волны де Бройля для электрона, ускоренного разностью потенциалов $U = 100$ В, может быть найдена по формуле:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} \quad (223)$$

Это нерелятивистский случай, т. к. кинетическая энергия электрона $eU = 100$ эВ много меньше энергии покоя $m_0c^2 \approx 0,5$ МэВ. Расчет дает значение $\lambda \approx 0,1$ нм, т. е. длина волны как раз оказывается порядка размеров атома. Для таких электронов кристаллическое вещество является хорошей дифракционной решеткой. Именно такие мало энергичные электроны дают отчетливую дифракционную картину в опытах по дифракции электронов. В то же время такой электрон, испытавший дифракционное рассеяние на кристалле как волна, взаимодействует с атомами фотоэмульсии как частица, вызывая почернение фотоэмульсии в какой-то определенной точке. На рисунке 76 представлена наблюдавшаяся в таких опытах картина дифракции электронов на поликристаллическом образце при длительной экспозиции (а) и при короткой экспозиции (б). В случае (б) видны точки попадания отдельных электронов на фотопластинку.

Таким образом, подтвержденная экспериментально гипотеза де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме коренным образом изменила представления о свойствах микрообъектов.

Всем микрообъектам присущи и волновые, и корпускулярные свойства, однако, они не являются ни волной, ни частицей в классическом понимании. Разные свойства микрообъектов не проявляются одновременно, они дополняют друг друга, только их совокупность характеризует микрообъект полностью. В этом заключается сформулированный знаменитым датским физиком Н. Бором принцип дополнительности. Можно условно сказать, что микрообъекты распространяются как волны, а обмениваются энергией как частицы.

3 Соотношение неопределенностей

В классической механике всякая частица движется по определенной траектории, так что в любой момент времени точно фиксированы ее координата и импульс. Микрочастицы из-за наличия у них волновых свойств существенно отличаются от классических частиц. Одно из основных различий заключается в том, что нельзя говорить о движении микрочастицы по определенной траектории и неправомочно говорить об одновременных точных значениях ее координаты и импульса. Это следует из корпускулярно-

волнового дуализма. Так, понятие «длина волны в данной точке» лишено физического смысла, а поскольку импульс выражается через длину волны, то отсюда следует, что микрочастица с определенным импульсом имеет полностью неопределенную координату. И наоборот, если микрочастица находится в состоянии с точным значением координаты, то ее импульс является полностью неопределенным.

В. Гейзенберг, учитывая волновые свойства микрочастиц и связанные с волновыми свойствами ограничения в их поведении, пришел в 1927 г. к выводу, что объект микромира невозможно одновременно с любой наперед заданной точностью характеризовать и координатой и импульсом. Согласно **соотношению неопределенностей Гейзенберга**, микрочастица (микрообъект) не может иметь одновременно и определенную координату (x, y, z), и определенную соответствующую проекцию импульса (p_x, p_y, p_z), причем неопределенности этих величин удовлетворяют условиям

$$\begin{aligned}\Delta x \Delta p_x &\geq h \\ \Delta y \Delta p_y &\geq h \\ \Delta z \Delta p_z &\geq h\end{aligned}\tag{224}$$

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

Следует отметить, что неравенство (224) не является точным. В литературе часто приводится формула $\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$. Она аналогична (224), но в её правой части стоит \hbar — постоянная Планка «с чертой», называемая приведённой постоянной Планка. Между двумя этими формами записи нет противоречия: они обе справедливы только по порядку величины и обе годятся для качественных оценок. Более точное выражение имеет вид:

$$\sqrt{\langle (\Delta p_x)^2 \rangle \langle (\Delta x)^2 \rangle} \geq \frac{\hbar}{2}$$

Здесь скобки $\langle A \rangle$ обозначают дисперсию A .

В справочнике по физике это соотношение неопределенностей дается в виде:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}\tag{225}$$

Из соотношения неопределенностей (225) следует, что, например, если микрочастица находится в состоянии с точным значением координаты ($\Delta x = 0$), то в этом состоянии соответствующая проекция ее импульса оказывается совершенно неопределенной ($\Delta p \rightarrow \infty$), 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 одновременно с любой наперед заданной точностью измерить координату и импульс микрообъекта.

Принцип неопределённости не просто налагает ограничения на возможные результаты измерений. Он имеет более глубокий смысл и вскрывает новые для нас внутренние свойства самого объекта микромира: **электрон не может одновременно иметь определённые значения проекций импульса и координаты на одно направление.** Это заключение справедливо, конечно, не только для электрона, но и для любой частицы, локализованной в атомных масштабах (порядка ангстрема) и масса которой сравнима с массой атома.

В квантовой теории рассматривается также соотношение неопределенностей для энергии W и времени t . Неопределенности этих величин удовлетворяют условию:

$$\Delta W \Delta t \geq h \quad (226)$$

где ΔW - неопределенность энергии некоторого состояния системы, Δt - промежуток времени, в течение которого оно существует. Система. Имеющая среднее время жизни Δt , не может быть охарактеризована определенным значением энергии; разброс энергии $\Delta W = h / \Delta t$ возрастает с уменьшением среднего времени жизни. Из соотношения (226) также следует, что частота излучаемого фотона также должна иметь неопределенность $\Delta \nu = \Delta W / h$, т.е. линии спектра должны характеризоваться частотой $\nu \pm \Delta W / h$.

Опыт действительно показывает, что все спектральные линии размыты; измеряя ширину спектральной линии, можно оценить порядок времени существования атома в возбужденном состоянии.

Примечание

Дифракционные явления проявляются наиболее отчетливо, когда размеры препятствия, на котором происходит дифракция волн, соизмеримы с длиной волны. Это относится к волнам любой физической природы и, в частности, к электронным волнам. Для волн де Бройля естественной дифракционной решеткой является

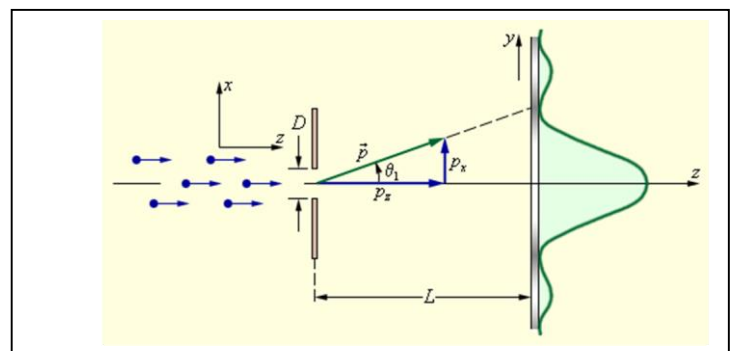


Рисунок 77

упорядоченная структура кристалла с пространственным периодом порядка размеров атома (приблизительно 0,1 нм). Препятствие таких размеров (например, отверстие в непрозрачном экране) невозможно создать искусственно, но для уяснения природы волн де Бройля можно ставить мысленные эксперименты.

Рассмотрим, например, дифракцию электронов на одиночной щели ширины D (рисунок 77). На графике справа приведено распределение электронов на фотопластинке. Более 85 % всех электронов, прошедших через щель, попадут в центральный дифракционный максимум. Угловая полуширина θ_1 этого максимума находится из условия

$$D \sin \theta_1 = \lambda.$$

Это формула соответствует волновой теории.

С корпускулярной точки зрения можно считать, что при пролете через щель электрон приобретает дополнительный импульс в перпендикулярном направлении. Пренебрегая 15 % электронов, которые попадают на фотопластинку за пределами центрального максимума, можно считать, что максимальное значение p_y поперечного импульса равно

$$p_y = p \sin \vartheta_1 = \frac{h}{\lambda} \sin \vartheta_1$$

где p – модуль полного импульса электрона, равный, согласно де Бройлю, h/λ . Величина p при прохождении электрона через щель не меняется, т. к. остается неизменной длина волны λ . Из этих соотношений следует

$$p_y = \frac{h}{D}$$

Квантовая механика вкладывает в это простое на вид соотношение, являющееся следствием волновых свойств микрочастицы, чрезвычайно глубокий смысл. Прохождение электронов через щель является экспериментом, в котором y – координата электрона – определяется с точностью $\Delta y = D$. Величину Δy называют *неопределенностью измерения координаты*. В то же время точность определения y – составляющей импульса электрона в момент прохождения через щель – равна p_y или даже больше, если учесть побочные максимумы дифракционной картины. Эту величину называют *неопределенностью проекции импульса* и обозначают Δp_y . Таким образом, величины Δy и Δp_y связаны соотношением

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq h,$$

которое называется *соотношением неопределенностей Гейзенберга*. Величины Δy и Δp_y нужно понимать в том смысле, что микрочастицы в принципе не имеют одновременно точного значения координаты и соответствующей проекции импульса. Соотношение неопределенностей не связано с несовершенством применяемых приборов для одновременного измерения координаты и импульса микрочастицы. Оно является проявлением двойственной

корпускулярно-волновой природы материальных микрообъектов. Соотношение неопределенностей позволяет оценить, в какой мере можно применять к микрочастицам понятия классической механики. Оно показывает, в частности, что к микрообъектам неприменимо классическое понятие траектории, так как движение по траектории характеризуется в любой момент времени определенными значениями координат и скорости. Принципиально невозможно указать траекторию, по которой двигался какой-то конкретный электрон после прохождения щели и до фотопластинки в рассмотренном мысленном эксперименте.

Рассмотрим еще один мысленный эксперимент – дифракцию электронного пучка на двух щелях (рис. 78). Схема этого эксперимента совпадает со схемой оптического интерференционного [опыта Юнга](#).

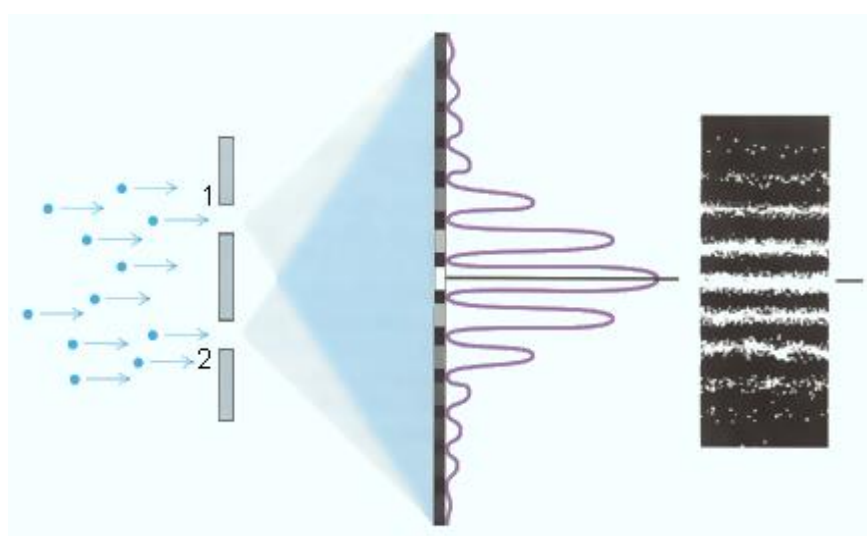


Рисунок 78

Анализ этого эксперимента позволяет проиллюстрировать логические трудности, возникающие в квантовой теории. Те же проблемы возникают при объяснении оптического опыта Юнга, исходя из концепции фотонов.

Если в опыте по наблюдению дифракции электронов на двух щелях закрыть одну из щелей, то интерференционные полосы исчезнут, и фотопластинка зарегистрирует распределение электронов, продифрагировавших на одной щели (рисунок 77). В этом случае все электроны, долетающие до фотопластинки, проходят через единственную открытую щель. Если же открыты обе щели, то появляются интерференционные полосы, и тогда возникает вопрос, через какую из щелей пролетает тот или иной электрон?

Психологически очень трудно смириться с тем, что ответ на этот вопрос может быть только один: электрон пролетает через обе щели. Мы интуитивно представляем себе поток микрочастиц как направленное движение маленьких шариков и применяем для описания этого движения законы классической физики. Но электрон (и любая другая микрочастица) обладает не только

корпускулярными, но и волновыми свойствами. Легко представить, как электромагнитная световая волна проходит через две щели в оптическом опыте Юнга, т. к. волна не локализована в пространстве. Но если принять концепцию фотонов, то мы должны признать, что каждый фотон тоже не локализован. Невозможно указать, через какую из щелей пролетел фотон, как невозможно проследить за траекторией движения фотона до фотопластики и указать точку, в которую он попадет. Опыт показывает, что даже в том случае, когда фотоны пролетают через интерферометр поштучно, интерференционная картина после пролета многих независимых фотонов все равно возникает. Поэтому в квантовой физике делается вывод: фотон интерферирует сам с собой.

Все вышесказанное относится и к опыту по дифракции электронов на двух щелях. Вся совокупность известных экспериментальных фактов может найти объяснение, если принять, что дебройлевская волна каждого отдельного электрона проходит одновременно через оба отверстия, в результате чего и возникает интерференция. Поштучный поток электронов тоже дает интерференцию при длительной экспозиции, т. е. **электрон, как и фотон, интерферирует сам с собой.**

Поясним, что соотношение неопределенностей действительно вытекает из волновых свойств микрочастиц. Пусть поток электронов проходит через узкую щель шириной Δx , расположенную перпендикулярно направлению их движения (рис.77). Так как электроны обладают волновыми свойствами, то при их прохождении через щель, размер которой сравним с длиной волны де Бройля электрона, наблюдается дифракция. Дифракционная картина, наблюдаемая на экране (Э), характеризуется главным максимумом, расположенным симметрично оси Y , и побочными максимумами по обе стороны от главного (их не рассматриваем, так как основная доля интенсивности приходится на главный максимум).

До прохождения через щель электроны двигались вдоль оси Z , поэтому составляющая импульса $p_y = 0$, так что $\Delta p_y = 0$, а координата y частицы является совершенно неопределенной. В момент прохождения электронов через щель их положение в направлении оси Y определяется с точностью до ширины щели, т. е. с точностью Δy . В этот же момент, вследствие дифракции, электроны отклоняются от первоначального направления и будут двигаться в пределах угла 2φ (φ - угол, соответствующий первому дифракционному минимуму).

4 Волновая функция

С точки зрения волновой теории, максимумы в картине дифракции электронов соответствуют наибольшей интенсивности волн де Бройля. В области максимумов, зарегистрированных на фотопластинке, попадает большое число электронов. Но процесс попадания электронов в различные места на фотопластинке не индивидуален. Принципиально невозможно предсказать, куда попадет очередной электрон после рассеяния, существует лишь определенная вероятность попадания электрона в то или иное место. Таким образом, описание состояния микрообъекта и его поведения может быть дано только на основе понятия вероятности.

Необходимость вероятностного подхода к описанию микрообъектов является важнейшей особенностью квантовой теории. В квантовой механике для характеристики состояний объектов в микромире вводится особая функция называемая амплитудой вероятности и обычно обозначаемая греческой буквой «пси»: $\Psi(x, y, z, t)$. Эту величину называют также *волновой функцией*. Амплитуда вероятности должна быть комплексной, и вероятность нахождения частицы в элементе объемом dV равна: $dw = |\Psi|^2 dV$.

Величина $|\Psi|^2 = \frac{dw}{dV}$ (квадрат модуля Ψ -функции) имеет смысл плотности вероятности, т.е. определяет вероятность нахождения частицы в единичном объеме в окрестностях точки с координатами x, y, z . Т.о. физический смысл имеет не сама Ψ -функция, а квадрат её модуля $|\Psi|^2$, которым задается интенсивность волн де-Бройля.

Полная вероятность w нахождения частицы в конечном объёме V получится, если просуммировать dw по элементам dV , заполняющим этот объём.

$$w = \int_V dw = \int_V |\Psi|^2 dV \quad (227)$$

Эта величина должна обращаться в единицу, если за объем V принять бесконечный объём всего пространства. Условие

$$\int_{V \rightarrow \infty} |\Psi|^2 dV = 1 \quad (228)$$

называется нормировочным; оно позволяет находить постоянные множители, входящие в Ψ . (Иногда удобно выбирать «нормировочный объём» хотя и большим, но конечным, это помогает избежать некоторых формальных трудностей с интегрированием, возникающих, например, в случае плоской волны.)

Чтобы волновая функция являлась объективной характеристикой состояния микрочастиц, она должна удовлетворять ряду ограничительных условий.

Функция $\Psi(x, y, z, t)$ должна быть конечной, (вероятность не может быть больше 1), однозначной (вероятность не может быть неоднозначной величиной), непрерывной (вероятность не может изменяться скачком). Производные $\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \frac{\partial \Psi}{\partial t}$ должны быть непрерывны; функция $|\Psi|^2$ должна быть интегрируема.

Волновая функция $\Psi(x, t)$ играет в квантовой теории первостепенную роль: именно она описывает состояние квантовой системы, поэтому волновую функцию стали также называть вектором состояния (по аналогии с тем, как в классической механике положение материальной точки задаётся с помощью радиуса-вектора). Предложенное Борном толкование волн де Бройля исключает их понимание как классических волн материи. Связывая, например, со свободным электроном плоскую волну, не нужно понимать это так, будто бы электрон «размазан» по огромной области: в действительности это означает, что хотя электрон продолжает выступать в теории как точечный объект, вероятность обнаружить его в любой из точек пространства одинакова.

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

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

где C_n – произвольные, вообще говоря комплексные числа.

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

Конкретный вид волновой функции определяется внешними условиями, в которых находится микрочастица. Математический аппарат квантовой механики позволяет находить волновую функцию частицы, находящейся в заданных силовых полях. Безграничная монохроматическая волна де Бройля есть волновая функция свободной частицы, на которую не действуют никакие силовые поля.

5 Уравнение Шредингера

Рассчитать волновые функции для конкретной задачи можно используя основное уравнение *нерелятивистской квантовой механики* сформулированное в 1926 г. Э. Шредингером. Решив его, мы находим набор

энергетических уровней для заданной частицы, а также получаем информацию статистического характера о возможном положении частицы.

Уравнение Шредингера, как законы Ньютона и уравнения Максвелла, вывести нельзя. Оно основано на анализе экспериментальных данных и в масштабах атомов описывает волновые свойства частиц.

Общее временное уравнение Шредингера для одномерного случая движения частицы с массой m , имеет вид:

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \Psi \cdot U = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}}, \quad (229)$$

где $\Psi(x, t)$ – волновая функция. $U(x, t)$ - силовая потенциальная функция, которая зависит от координаты и времени. Для трёхмерного случая уравнение (229) переходит в:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + \Psi \cdot U = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (230)$$

Δ - оператор Лапласа:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

С помощью уравнений (229) и (230) можно описать вероятность перехода электрона на новые стационарные орбиты.

Знание Ψ -функции позволяет находить квадрат модуля Ψ функции - *интенсивность волны де Бройля (плотность вероятности)*.

Условия решения уравнений (229) и (230):

- 1) Должна быть известна $U(t)$
- 2) Должна быть известна $\Psi(x, 0)$ или $\Psi(x, y, z, 0)$
- 3) Граничные условия - знание поведения микрочастицы на границе: $\Psi(0, t)$; $\Psi(l, t)$
- 4) Решением (229) и (230) является Ψ - функция, для которой справедливы стандартные условия, перечисленные выше.

5.1 Уравнение Шредингера для стационарного состояния

Понятие о стационарных состояниях.

У квантовой системы существуют особые состояния, в которых определяемые им вероятности не зависят от времени. Такие состояния называются стационарными. Атомы вещества обычно находятся в стационарных состояниях. Согласно принципу суперпозиции любое

нестационарное состояние можно представить как сумму, как наложение друг на друга стационарных состояний.

Для многих физических явлений, происходящих в микромире, временное уравнение Шредингера можно упростить, исключив зависимость ψ от времени, иными словами, найти уравнение Шредингера для *стационарных состояний* — состояний с фиксированными значениями энергии.

Это возможно, если Ψ - функция удовлетворяет следующим условиям:

1) Потенциальная силовая функция для микрочастицы от времени не зависит:

$$U(x,t) = U(x) = \text{const}$$

В этом случае $U(x)$ - потенциальная энергия микрочастицы.

2) Ψ - функция со временем не меняется: $|\Psi|^2 = \text{const}$ по времени.

3) Полная энергия остаётся постоянной: $E = \text{const}$ по времени.

4) Для стационарных состояний волновая Ψ - функция распадается на 2 сомножителя:

$$\Psi(x,t) = \varphi(t) \cdot \psi(x).$$

$\varphi(t)$ - временной сомножитель; $\psi(x)$ - координатная часть истинно волновой функции.

Для нахождения $\psi(x,y,z)$ из (229) и (230) необходимо составить уравнение без времени. Сделаем переход от (229), используя для одномерного случая возможность замены $\Psi(x,t)$ на $\varphi(t)$ и $\psi(x)$.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \varphi(t) \frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \varphi(t) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}; \quad \varphi(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} E t};$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \psi(x) \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E \cdot \varphi(t) \cdot \psi(x)$$

Из (99), поделив обе части уравнения на $\varphi(t)$, получаем:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + U \cdot \psi(x) = i\hbar \left(-\frac{i}{\hbar} E \right) \cdot \psi(x)$$

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + U \cdot \psi(x) = E \cdot \psi(x)} \quad (231)$$

Уравнение (231) - стационарное уравнение Шредингера.

E - полная энергия, $U(x)$ - потенциальная энергия, m - масса, ψ - волновая функция.

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

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (E - U)\psi = 0$$

Его можно записать в виде:

$$\boxed{\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0} \quad (232)$$

В трехмерном случае

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0, \quad (233)$$

где Δ - оператор Лапласа.

Уравнения (232) и (233) называются уравнениями Шредингера для стационарных состояний. В эти уравнения в качестве параметра входит полная энергия E частицы. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что подобные уравнения имеют бесчисленное множество решений, из которых посредством наложения граничных условий отбирают решения, имеющие физический смысл. Для уравнения Шредингера такими условиями являются условия регулярности волновых функций: волновые функции должны быть конечными, однозначными и непрерывными вместе со своими первыми производными. Таким образом, реальный физический смысл имеют только такие решения, которые выражаются регулярными функциями ψ . Но регулярные решения имеют место не при любых значениях параметра E , а лишь при определенном их наборе, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются *собственными*. Решения же, которые соответствуют собственным значениям энергии, называют собственными функциями. Собственные значения E могут образовывать как непрерывный, так и дискретный ряд. В первом случае говорят о **непрерывном**, или **сплошном**, спектре, во втором — о **дискретном спектре**.

5.2 Атом водорода в квантовой механике

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

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

$$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (234)$$

где r — расстояние между электроном и ядром. Графически функция $U(r)$ изображена жирной кривой на рисунке 78. $U(r)$ с уменьшением r (при приближении электрона к ядру) неограниченно убывает.

Состояние электрона в атоме водорода описывается волновой функцией ψ , удовлетворяющей стационарному уравнению Шредингера (233), учитывающему значение $U(r)$ (234):

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0 \quad (235)$$

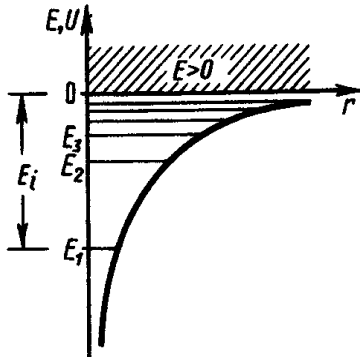


Рисунок 79

где m — масса электрона, E — полная энергия электрона в атоме. Так как поле, в котором движется электрон, является центрально-симметричным, то для решения уравнения (314) обычно используют сферическую систему координат: r, θ, φ . Не вдаваясь в математическое решение этой задачи, ограничимся рассмотрением важнейших результатов, которые из него следуют, пояснив их физический смысл.

Энергия. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения типа (235) имеют решения, удовлетворяющие требованиям однозначности, конечности и непрерывности волновой функции ψ , только при собственных значениях энергии:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \quad (n=1,2,3, \dots) \quad (236)$$

т. е. для дискретного набора отрицательных значений энергии.

Таким образом, решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к появлению дискретных энергетических уровней. Возможные значения E_1, E_2, E_3, \dots показаны на рис. в виде горизонтальных прямых. Самый нижний уровень E_1 , отвечающий минимальной возможной энергии, — основной, все остальные ($E_n > E_1, n=2, 3, \dots$) — возбужденные.

При $E < 0$ движение электрона является **связанным** — он находится внутри гиперболической «потенциальной ямы». Из рисунка 79 следует, что по мере роста главного квантового числа n энергетические уровни располагаются теснее и при $n \rightarrow \infty$ $E_\infty = 0$. При $E > 0$ движение электрона является **свободным**; область непрерывного спектра $E > 0$ (заштрихована на рис.79) соответствует **ионизованному атому**. Энергия ионизации атома водорода равна

$$E_i = -E_1 = \frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} = 13,55 \text{ В} \quad (237)$$

2. Квантовые числа. В квантовой механике доказывається, что уравнению Шредингера удовлетворяют собственные функции $\psi_{nlm_l}(r, \theta, \varphi)$, определяемые тремя квантовыми числами: главным n , орбитальным l и магнитным m_l .

Главное квантовое число n , определяет энергетические уровни электрона в атоме и может принимать любые целочисленные значения, начиная с единицы: $n = 1, 2, 3 \dots$

Из решения уравнения Шредингера вытекает, что *момент импульса* (механический орбитальный момент) электрона квантуется, т. е. не может быть произвольным, а принимает дискретные значения, определяемые формулой $L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}$, где l — **орбитальное квантовое число**, которое при заданном n принимает значения

$$l = 0, 1, \dots, (n - 1), \quad (238)$$

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

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

$$L_{lz} = m_l \hbar,$$

где m_l — магнитное квантовое число, которое при заданном l может принимать значения

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l. \quad (239)$$

т. е. всего $2l + 1$ значений. Таким образом, магнитное квантовое число m_l определяет проекцию момента импульса электрона на заданное направление, причем вектор момента импульса электрона в атоме может иметь в пространстве $2l+1$ ориентации.

Наличие квантового числа m_l должно привести в магнитном поле к расщеплению уровня с главным квантовым числом n на $2l+1$ подуровней. Соответственно в спектре атома должно наблюдаться расщепление спектральных линий.

Действительно, расщепление энергетических уровней в магнитном поле было обнаружено в 1896 г. голландским физиком П. Зеemanом (1865—1945) и получило название **эффекта Зеемана**. Расщепление уровней энергии во внешнем электрическом поле, тоже доказанное экспериментально, называется **эффектом Штарка**.

О.Штерн и В.Герлах, проводя прямые измерения магнитных моментов в 1922 г, обнаружили, что узкий пучок атомов водорода, заведомо находящихся в s-состоянии, в неоднородном магнитном поле расщепляется на два пучка. В

этом состоянии момент импульса электрона равен нулю. Магнитный момент атома, связанный с орбитальным движением электрона, пропорционален механическому моменту, поэтому он равен нулю и магнитное поле не должно оказывать влияния на движение атомов водорода в основном состоянии, т. е. расщепления быть не должно. Однако в дальнейшем при применении спектральных приборов с большой разрешающей способностью было доказано, что спектральные линии атом водорода обнаруживают тонкую структуру (являются дублетами) *даже* в отсутствии магнитного поля.

Для объяснения тонкой структуры спектральных линий, а также ряда других трудностей в атомной физике, американские физики Д. Уленбек (1900—1974) и С. Гаудсмит (1902—1979) предположили, что электрон обладает собственным механическим моментом импульса, не связанным с движением электрона в пространстве, спином. Спин электрона (и всех других микрочастиц) — квантовая величина, у нее нет классического аналога; это внутреннее неотъемлемое свойство электрона, подобное его заряду и массе.

Если электрону приписывается собственный механический момент импульса (спин) \vec{L}_s , то ему соответствует собственный магнитный момент \vec{P}_{ms} . Согласно общим выводам квантовой механики, *спин квантуется по закону*

$$L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}, \quad (240)$$

где s - спиновое квантовое число.

Проекция L_{sz} спина квантуется так, что вектор \vec{L} , может принимать $2s+1$ ориентации. Так как в опытах Штерна и Герлаха наблюдались только две ориентации, то $2s+1=2$, откуда $s=1/2$. Проекция спина на направление внешнего магнитного поля, являясь квантованной величиной, определяется выражением: $L_{sz} = \hbar m_s$, где m_s — *магнитное спиновое* квантовое число; оно может иметь только два значения: $m_s = \pm 1/2$.

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

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

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2 \quad (241)$$

Квантовые числа и их значения являются следствием решений уравнений Шредингера и условий однозначности, непрерывности и конечности, налагаемых на волновую функцию ψ . Кроме того, так как при движении электрона в атоме существенны волновые свойства электрона, то квантовая механика вообще отказывается от классического представления об электронных орбитах. Согласно квантовой механике, каждому энергетическому состоянию соответствует волновая функция, квадрат модуля которой определяет вероятность обнаружения электрона в единице объема.

Вероятность обнаружения электрона в различных частях атома различна. Электрон при своем движении как бы «размазан» по всему объему, образуя электронное облако, плотность (густота) которого характеризует вероятность нахождения электрона в различных точках объема атома. *Квантовые числа n и l характеризуют размер и форму электронного облака, а квантовое число m_l характеризует ориентацию электронного облака в пространстве.*

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

3. Спектр. Квантовые числа n , l и m_l позволяют более полно описать спектр испускания (поглощения) атома водорода, полученный в теории Бора

В квантовой механике вводятся **правила отбора**, ограничивающие число возможных переходов электронов в атоме, связанных с испусканием и поглощением света. Теоретически доказано и экспериментально подтверждено, что для дипольного излучения электрона, движущегося в центрально-симметричном поле ядра, могут осуществляться только такие переходы, для которых:

1) изменение орбитального квантового числа Δl удовлетворяет условию $\Delta l = \pm 1$;

2) изменение магнитного квантового числа Δm_l удовлетворяет условию $\Delta m_l = 0, \pm 1$. В оптических спектрах указанные правила отбора в основном выполняются. Однако в принципе могут наблюдаться и слабые «запрещенные» линии, например возникающие при переходах с $\Delta l = 2$. Появление этих линий объясняется тем, что строгая теория, запрещающая дипольные переходы, разрешает переходы, соответствующие излучению более сложных систем зарядов, например квадрупольных. Вероятность же квадрупольных переходов (переходы с $\Delta l = 2$) во много раз меньше

вероятности дипольных переходов, поэтому «запрещенные» линии и являются слабыми.

6 Принцип Паули. Многоэлектронные атомы

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, так как для фермионов волновая функция должна быть антисимметричной. Обобщая опытные данные, В. Паули сформулировал принцип, 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) 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 однотипных бозонов, находящихся в одном и том же состоянии, не лимитируется.

Напомним, что состояние электрона в атоме однозначно определяется набором четырех квантовых чисел:

главного n ($n = 1, 2, 3, \dots$), орбитального l ($l = 0, 1, 2, \dots, n-1$), магнитного m_l ($m_l = -l, \dots, -1, 0, +1, \dots, +l$), магнитного спинового m_s , ($m_s = +1/2, -1/2$)

Распределение электронов в атоме подчиняется принципу Паули, который может быть использован в его простейшей формулировке: в одном и том же атоме не может быть более одного электрона с одинаковым набором четырех квантовых чисел n, l, m_l и m_s т. е. $Z(n, l, m_l, m_s) = 0$ или 1, где $Z(n, l, m_l, m_s)$ — число электронов, находящихся в квантовом состоянии, описываемом набором четырех квантовых чисел: n, l, m_l, m_s . Таким образом, принцип Паули утверждает, что два электрона, связанные в одном и том же атоме, различаются значениями по крайней мере одного квантового числа.

Согласно формуле (241), данному n соответствует n^2 различных состояний, отличающихся значениями l и m_l . Квантовое число m_s , может принимать лишь два значения ($\pm 1/2$). Поэтому максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых данным главным квантовым числом n , равно

$$Z(n) = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2; \quad (242)$$

Совокупность электронов в многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же главное квантовое число n , называют **электронной оболочкой**. В каждой из оболочек электроны распределяются по подоболочкам, соответствующим

данному l . Поскольку орбитальное квантовое число принимает значения от 0 до $n-1$, число подоболочек равно порядковому номеру n оболочки. Количество электронов в подоболочке определяется магнитным и магнитным спиновым квантовыми числами: максимальное число электронов в подоболочке с данным l равно $2(2l+1)$.

7 Рентгеновские спектры

Рентгеновское излучение было открыто в 1895 г немецким физиком В.Рентгеном. Оно представляет собой электромагнитные волны с длиной волны $\approx 10^{-12}$ - 10^{-8} м. Волновая природа рентгеновского излучения подтверждается опытами по дифракции. Для получения рентгеновского излучения электроны, ускоренные электрическим полем до значительных энергий, бомбардируют металлический анод, испытывая на нем резкое торможение.

Рентгеновский спектр представляет собой наложение двух спектров – сплошного, ограниченного со стороны коротких волн некоторой границей λ_{\min} , называемой границей сплошного спектра и линейчатого спектра – отдельных линий, появляющихся на фоне сплошного спектра. Характер сплошного спектра не зависит от материала анода, а определяется только энергией бомбардирующих электронов. Оно испускается при торможении электронов при взаимодействии с атомами мишени. Поэтому его называют тормозным спектром. Наличие коротковолновой границы объясняется квантовой теорией. Если вся кинетическая энергия электрона переходит в энергию кванта, то

$$E_{\max} = h\nu_{\max} = eU, \quad (243)$$

где U – разность потенциалов, пройденная электроном, ν_{\max} – частота, соответствующая границе сплошного спектра.

$$\lambda_{\min} = c/\nu_{\max} = ch/(eU) = ch/E_{\max}. \quad (244)$$

При достаточно большой энергии бомбардирующих электронов на фоне сплошного спектра появляется линейчатый спектр, определяемый материалом анода и называемый характеристическим рентгеновским спектром (излучением).

Характеристические рентгеновские спектры однотипны и состоят из нескольких серий, обозначаемых K, L, M, N и O. Каждая серия содержит небольшой набор отдельных линий, обозначаемых в порядке убывания длины волны индексами $\alpha, \beta, \gamma \dots$ ($K_\alpha, K_\beta, K_\gamma$)

При переходе к более тяжелым элементам весь спектр смещается в сторону более коротких длин волн. Возникновение характеристического спектра связано с переходами электронов между внутренними оболочками атомов, имеющими сходное строение.

Если под влиянием внешнего электрона или фотона с высокой энергией вырывается один из двух электронов К-оболочки, то при переходе на его место электронов с оболочек L, M, N, ... возникают спектральные линии К-серии. (K_α - L→К, K_β M→К,...). Самой длинноволновой линией К-серии является серия K_α . □□□□ При переходе к следующим линиям серии частоты возрастают, т.к. энергии высвобождаемые при переходе электрона с более удаленных оболочек возрастают. Интенсивности линий в ряду $K_\alpha \rightarrow K_\beta \rightarrow K_\gamma$ □ убывают, так как вероятность переходов с более отдаленных оболочек уменьшается.

К-серия обязательно сопровождается другими сериями, так как при испускании ее линий появляются вакансии на оболочках L, M, N.

Английский физик Г. Мозли в 1913 г. установил соотношение для частот испускаемых линий

$$\nu = R(Z-\sigma)^2\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (245)$$

где R – постоянная Ридберга, σ - постоянная экранирования, $m = 1,2,3...$ определяет рентгеновскую серию, n – принимает целочисленные значения начиная с $m+1$. Коэффициент σ учитывает влияние экранирующих электронов на заряд ядра.

8. Лазеры. Спонтанное и индуцированное излучения

Лазеры или оптические квантовые генераторы – это современные когерентные источники излучения, обладающие целым рядом уникальных свойств. Создание лазеров явилось одним из самых замечательных достижений физики второй половины XX века, которое привело к революционным изменениям во многих областях науки и техники. К настоящему времени создано большое количество лазеров с различными характеристиками – газовых, твердотельных, полупроводниковых, излучающих свет в различных оптических диапазонах.

Лазеры могут работать в импульсном и непрерывном режимах. Мощность излучения лазеров может изменяться в пределах от долей милливатта до 10^{12} – 10^{13} Вт (в импульсном режиме). Лазеры находят широкое применение в военной технике, в технологии обработки материалов, в медицине, в оптических системах навигации, связи и локации, в прецизионных интерференционных экспериментах, в химии, просто в быту и т. д. Хотя первый лазер был построен сравнительно недавно (1960 г.), современную жизнь уже невозможно представить без лазеров.

Одним из важнейших свойств лазерного излучения является чрезвычайно высокая степень его монохроматичности, недостижимая в излучении нелазерных источников. Это и все другие уникальные свойства лазерного

излучения возникают в результате согласованного, кооперативного испускания световых квантов многими атомами рабочего вещества.

Чтобы понять принцип работы лазера, рассмотрим процессы поглощения и излучения атомами квантов света. Атом может находиться в различных энергетических состояниях с энергиями E_1 , E_2 и т. д. В теории Бора эти состояния называются стабильными. На самом деле стабильным состоянием, в котором атом может находиться бесконечно долго в отсутствие внешних возмущений, является только состояние с наименьшей энергией. Это состояние называют основным. Все другие состояния нестабильны. Возбужденный атом может пребывать в этих состояниях лишь очень короткое время, порядка 10^{-8} с, после этого он самопроизвольно переходит в одно из низших состояний, испуская квант света, частоту которого можно определить из второго постулата Бора. Излучение, испускаемое при самопроизвольном переходе атома из одного состояния в другое, называют *спонтанным*. На некоторых энергетических уровнях атом может пребывать значительно большее время, порядка 10^{-3} с. Такие уровни называются *метастабильными*.

Переход атома в более высокое энергетическое состояние может происходить при резонансном поглощении фотона, энергия которого равна разности энергий атома в конечном и начальном состояниях.

Переходы между энергетическими уровнями атома не обязательно связаны с поглощением или испусканием фотонов. Атом может приобрести или отдать часть своей энергии и перейти в другое квантовое состояние в результате взаимодействия с другими атомами или столкновений с электронами. Такие переходы называются *безызлучательными*.

В 1916 году А. Эйнштейн предсказал, что переход электрона в атоме с верхнего энергетического уровня на нижний может происходить под влиянием внешнего электромагнитного поля, частота которого равна собственной частоте перехода. Возникающее при этом излучение называют *вынужденным* или *индуцированным*. Вынужденное излучение резко отличается от спонтанного излучения. В результате взаимодействия возбужденного атома с фотоном атом испускает еще один фотон той же самой частоты, распространяющийся в том же направлении. На языке волновой теории это означает, что атом излучает электромагнитную волну, у которой частота, фаза, поляризация и направление распространения точно такие же, как и у первоначальной волны. В результате вынужденного испускания фотонов амплитуда волны, распространяющейся в среде, возрастает. С точки зрения квантовой теории, в результате взаимодействия возбужденного атома с фотоном, частота которого равна частоте перехода, появляются два совершенно одинаковых фотона-близнеца. Именно индуцированное излучение является физической основой работы лазеров. На рисунке 80 схематически представлены возможные механизмы переходов между двумя энергетическими состояниями атома с поглощением (а), спонтанным испусканием кванта (b) и индуцированным испусканием кванта (с). Рассмотрим слой прозрачного вещества, атомы которого могут находиться в состояниях с энергиями E_1 и $E_2 > E_1$. Пусть в этом слое распространяется

излучение резонансной частоты перехода $\nu = \Delta E / h$. Согласно распределению Больцмана, при термодинамическом равновесии большее количество атомов вещества будет находиться в нижнем энергетическом состоянии. Некоторая часть атомов будет находиться и в верхнем энергетическом состоянии,

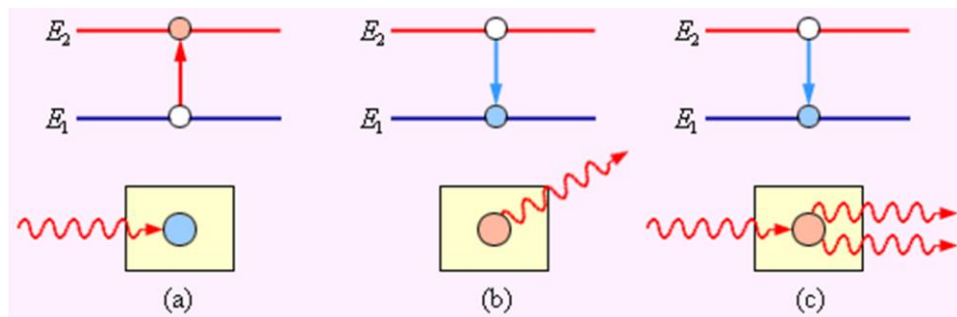


Рисунок 80

получая необходимую энергию при столкновениях с другими атомами. Обозначим населенности нижнего и верхнего уровней соответственно через n_1 и $n_2 < n_1$. При распространении резонансного излучения в такой среде будут происходить все три процесса, изображенные на рисунке 80. Эйнштейн показал, что процесс (a) поглощения фотона невозбужденным атомом и процесс (c) индуцированного испускания кванта

возбужденным атомом имеют одинаковые вероятности. Так как $n_2 < n_1$ поглощение фотонов будет происходить чаще, чем индуцированное испускание. В результате прошедшее через слой вещества излучение будет ослабляться. Излучение, возникающее в результате спонтанных переходов, некогерентно, распространяется во всевозможных направлениях и не дает вклада в проходящую волну.

Чтобы проходящая через слой вещества волна усиливалась, нужно искусственно создать условия, при которых $n_2 > n_1$, т. е. создать **инверсную населенность уровней**. Такая среда является термодинамически неравновесной. Идея использования неравновесных сред для получения оптического усиления впервые была высказана В.А.Фабрикантом в 1940 году. В 1954 году русские физики Н.Г.Басов, А.М.Прохоров и независимо от них американский ученый Ч. Таунс использовали явление индуцированного испускания для создания микроволнового генератора радиоволн с длиной волны $\lambda = 1,27$ см. За разработку нового принципа усиления и генерации радиоволн в 1964 году все трое были удостоены Нобелевской премии.

Среда, в которой создана инверсная населенность уровней, называется **активной**. Она

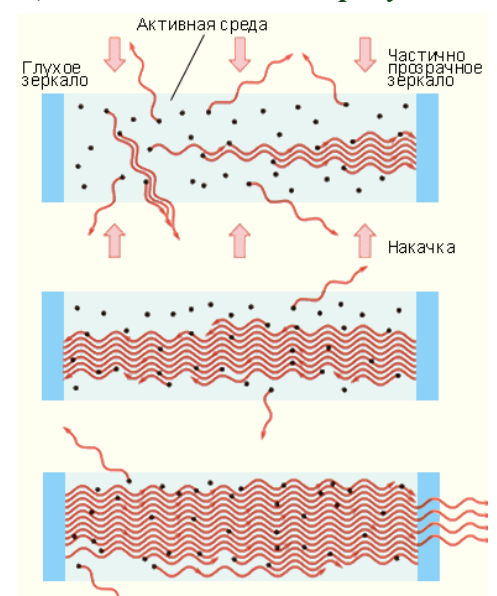


Рисунок 81

может служить резонансным усилителем светового сигнала. Для того, чтобы возникла генерация света, необходимо использовать *обратную связь*. Для этого активную среду нужно расположить между двумя высококачественными зеркалами, отражающими свет строго назад, чтобы он многократно прошел через активную среду, вызывая лавинообразный процесс индуцированной эмиссии когерентных фотонов. При этом в среде должна поддерживаться инверсная населенность уровней. Этот процесс в лазерной физике принято называть *накачкой*.

Начало лавинообразному процессу в такой системе при определенных условиях может положить случайный спонтанный акт, при котором возникает излучение, направленное вдоль оси системы. Через некоторое время в такой системе возникает стационарный режим генерации. Это и есть лазер. Лазерное излучение выводится наружу через одно (или оба) из зеркал, обладающее частичной прозрачностью. На рис. 81 схематически представлено развитие лавинообразного процесса в лазере. Существуют различные способы получения среды с инверсной населенностью уровней. В рубиновом лазере используется оптическая накачка. Атомы возбуждаются за счет поглощения света. Но для этого недостаточно только двух уровней. Каким бы мощным не был свет лампы–накачки, число возбужденных атомов не будет больше числа невозбужденных. В рубиновом лазере накачка производится через третий расположенный выше уровень. Схема трёхуровневой накачки приведена на рисунке 82. На этом рисунке указаны «времена жизни» τ на втором и третьем уровнях.

Уровень E_2 метастабильный. Переход между уровнями E_3 и E_2 безызлучательный. Лазерный переход осуществляется между уровнями E_2 и E_1 . В кристалле рубина уровни E_1 , E_2 и E_3 принадлежат примесным атомам хрома. После вспышки мощной лампы, расположенной рядом с рубиновым стержнем, многие атомы хрома, входящего в виде примеси в кристалл рубина (около 0,05 %),

переходят в состояние с энергией E_3 , а через промежуток $\tau \approx 10^{-8}$ с они переходят в состояние с энергией E_2 . Перенаселенность возбужденного уровня E_2 по сравнению с невозбужденным уровнем E_1 возникает из-за относительно большого времени жизни уровня E_2 . Лазер на рубине работает в импульсном режиме на длине волны 694 нм (темно-вишневый свет), мощность излучения может достигать в импульсе 10^6 – 10^9 Вт. Исторически это был первый действующий лазер (американский физик Т. Майман, 1960 г.).

Одним из самых распространенных лазеров в настоящее время является газовый лазер на смеси гелия и неона. Общее давление в смеси составляет порядка 10^2 Па при соотношении компонент He и Ne примерно 10 : 1. Активным газом, на котором возникает генерация на длине волны 632,8 нм (ярко - красный свет) в непрерывном режиме, является **неон**. Гелий является

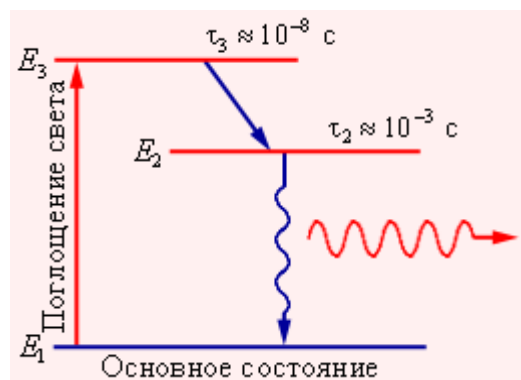


Рисунок 82

буферным газом, он участвует в механизме создания инверсной населенности одного из верхних уровней неона. Излучение He–Ne лазера обладает исключительной монохроматичностью. Реально достигнутая монохроматичность излучения He–Ne лазера делает этот прибор совершенно незаменимым при решении многих научных и технических задач.

Первый гелий-неоновый лазер был создан в 1961 году. На рис. 83 представлена упрощенная схема уровней гелия и неона и механизм создания инверсной населенности лазерного перехода. Прямыми стрелками изображены спонтанные переходы в атомах неона. Накачка лазерного перехода $E_4 \rightarrow E_3$ в неоне осуществляется следующим образом. В высоковольтном электрическом разряде вследствие соударений с электронами значительная часть атомов гелия переходит в верхнее метастабильное состояния E_2 . Возбужденные атомы гелия неупруго сталкиваются с атомами неона, находящимися в основном

состоянии, и передают им свою энергию. Уровень E_4 неона расположен на 0,05 эВ выше метастабильного уровня E_2 гелия. Недостаток энергии компенсируется за счет кинетической энергии соударяющихся атомов. На уровне E_4 неона возникает инверсная населенность по отношению к уровню E_3 , который сильно обедняется за счет спонтанных переходов на ниже расположенные уровни. При достаточно высоком уровне накачки в смеси гелия и неона начинается

лавинообразный процесс размножения идентичных когерентных фотонов. Если кювета со смесью газов помещена между высокоотражающими зеркалами, то возникает лазерная генерация. На рисунке 84 изображена схема гелий-неонового лазера: 1 – стеклянная кювета со смесью гелия и неона, в которой создается высоковольтный разряд; 2 – катод; 3 – анод; 4 – глухое сферическое зеркало с пропусканием менее 0,1 %; 5 – сферическое зеркало с пропусканием 1–2 %. Современные высокостабильные гелий-неоновые лазеры производятся в моноблочном исполнении. Для этого используется стеклообразное вещество–

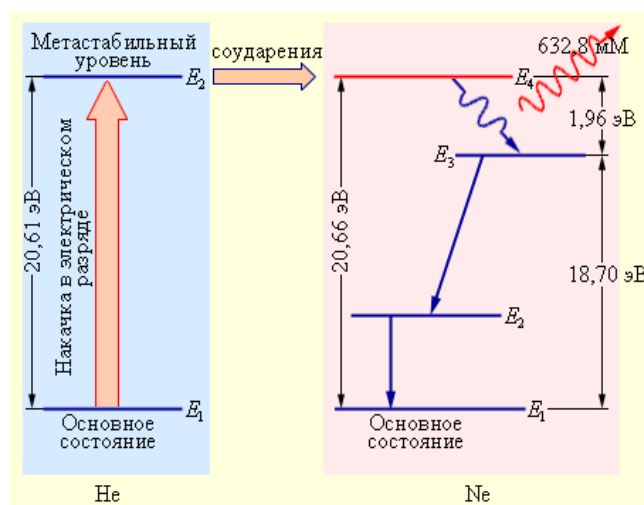


Рисунок 83

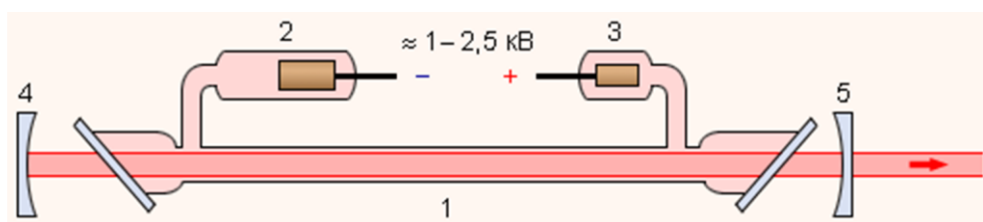


Рисунок 84

ситалл, обладающий практически нулевым температурным коэффициентом расширения.