

УРОВНИ ЭНЕРГИИ

Схемы уровней

1. Каждый химический элемент обладает характеристическим спектром. Эта замечательная особенность не ограничена областью атомных спектров, а распространяется на молекулы и ядра. Все эти системы испускают и поглощают электромагнитное излучение совершенно определенных частот, которые заключены в пределах от радиочастот (для молекул) до рентгеновского излучения с очень короткой длиной волны или γ -излучения (для ядер). Оптические спектры элементов были открыты Г. Кирхгофом и Р. Бунзенем в середине XIX столетия, тогда как радиочастотные спектры молекул и спектры ядерного γ -излучения обнаружены лишь в этом столетии.

Объяснение наблюдаемых спектров заключается в существовании у атомов, молекул и ядер *уровней энергии*. Изучение спектров позволило установить фундаментально важное свойство любой сложной системы: в каждой такой системе существует характерная для нее последовательность уровней энергии, или *стационарных состояний*. Эти уровни обнаруживаются в «малых» системах, какими являются атомы, молекулы или ядра. В этом случае существование дискретных уровней энергии проявляется в наблюдаемых нами спектрах. Но и в «больших» системах, например в газе, твердом теле, жидкости, мы также находим уровни энергии. С первого взгляда трудно обнаружить родство между такими явлениями, как испускание или поглощение γ -излучения ядром и колебания кристалла кварца в каком-нибудь электронном устройстве, но оно существует.

2. В этой главе мы будем изучать уровни энергии в «малых» системах. Мы рассмотрим некоторые из основных экспериментальных фактов и попытаемся их понять с помощью простых теоретических идей. Мы не будем объяснять здесь, *почему* существуют уровни энергии, а примем это свойство природы как основной экспериментальный факт. В гл. 8 перед нами будет стоять задача объяснения этих уровней, и мы увидим, как их можно понять, основываясь на законах квантовой механики.

Наш способ рассмотрения в некоторой степени близок историческому развитию физики. В самом деле, многие свойства *атомных* спектров, рассматриваемые в этой главе, стали известны задолго до появления правильной теории атома (т. е. квантовой механики). Однако наше изложение не следует хронологии. Мы рассматриваем большую совокупность явлений, связанных с существованием

Wave-length	Element	Intensities			Wave-length	Element
		Arc	Spk., [Dis.]	R		
4742.589	Mo	-	10	-	4737.642	Se I
4742.549	Er	3 w	-	-	4737.626	U
4742.5	bh Sc	5	-	Ma	4737.561	Pt I
4742.481	Sm	3	-	-	4737.350	Cr
4742.392	Ng	4	-	-	4737.282	Ca
4742.333	U	10	3	-	4737.1	bh C
4742.325	Pr	7	-	-	4737.05	Ti II
4742.266	Th	4 l	2	-	4736.965	Zr
4742.25	Se I	-	[500]	Rd	4736.958	Sm
4742.227	Sm	2	-	-	4736.945	Er
4742.110	Ti I	15	1	-	4736.9	bh Z
4742.04	Hg	10	3	Ex	4736.75	Dy
4741.997	Er	3 w	-	-	4736.782	Ca
4741.937	Ga II	-	50	-	4736.780	Fe
4741.922	Si I	30	-	Sn	4736.588	Pr
4741.78	Cd II	-	3	Vs	4736.637	Mk
4741.775	Eu	10 w	-	-	4736.628	Fu
4741.726	Sm II	80	-	-	4736.6	Rr
4741.71	O II	-	[20]	Fl	4736.491	Cr
4741.539	Dy	3	2	-	4736.457	S
4741.533	Fe I	12	1	S	4736.30	T
4741.520	W	12	1	-	4735.203	F
4741.503	Pr	30	-	-	4736.151	F
4741.404	Yt I	2	3	-	4736.115	-
4741.398	Er	20	-	-	4736.069	-
4741.282	U	1	2	-	4736.062	-
4741.269	Ru	4	-	-	4735.94	-
4741.10	Ym	3	-	Mc	4735.93	-
4741.018	Sc I	100	5 l h	-	4735.845	-
4741.705	Pr	6	-	-	4735.847	-
4740.97	Se II	-	[500]	Sl	4735.77	-
4740.928	Dy	3	2	-	4735.76	-
4740.68	Cl I	-	[10]	Ks	4735.66	-
4740.614	Cb	3	3	-	4735.45	-
4740.524	Eu	500	2	-	4735.41	-
4740.517	Th	20	15	-	4735.3	-
4740.5	bh Zr	8	-	L	4735.3	-
4740.40	Cl II	-	[150]	Ks	4735.2	-
4740.399	La	5	5	-	4735.1	-
4740.331	Ru	7	-	-	4735.0	-

Рис. 1А. Небольшая часть таблицы спектральных линий из книги: Massachusetts Institute of Technology Wavelength Tables, compiled under the direction of G. R. Harrison. — Cambridge, Mass.: MIT Press, 1939. Эта таблица состоит из 429 страниц и содержит более 100 000 спектральных линий между 10 000 и 2000 Å. Линии приведены в порядке уменьшающихся длин волн. Для каждой линии указан химический элемент — излучатель и приведены некоторые данные с методе возбуждения и об интенсивности. Обычно длины волн в видимой части спектра измерены для воздуха, тогда как у ультрафиолета они приведены к вакууму. Для вакуумной области спектра мы имеем приблизительно $\lambda_{\text{вак}} = 1,0003\lambda_{\text{возд}}$

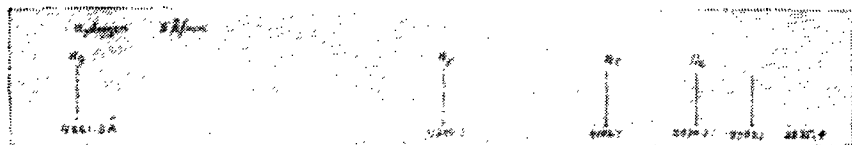


Рис. 1В. Спектр водорода. Длины волн даны в ангстремах. Атом водорода является простейшим из всех атомов и играет поэтому роль пробного камня для атомной теории. Бор объяснил показанное на спектрограмме расположение линий в видимой части спектра и строение остальных, невидимых глазом частей спектра. Это было большим достижением того времени. Современная квантовая механика объясняет спектр водорода во всех деталях. Полная теория атома водорода является захватывающей по интересу главой физики

уровней энергии, например ядерные явления, хотя свойства ядер стали известны гораздо позже.

3. Еще издавна известны некоторые замечательные особенности атомных спектров. В качестве примера рассмотрим *комбинационный принцип Ритца*. Он заключается в том, что волновые числа многих спектральных линий данного элемента равны *разностям* или *суммам* волновых чисел других пар линий. Например, мы наблюдаем у атомов некоторого элемента *) следующие линии: $\tilde{\nu}_1 = 82258,27 \text{ см}^{-1}$, $\tilde{\nu}_2 = 97491,28 \text{ см}^{-1}$ и $\tilde{\nu}_5 = 15232,97 \text{ см}^{-1}$. Имеем $\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1 = 15233,01 \text{ см}^{-1}$. Это значение очень близко к $\tilde{\nu}_5$, и трудно допустить, чтобы такое совпадение было случайным, тем более что аналогичные зависимости наблюдаются и для других спектральных линий того же элемента и для линий многих других элементов.

Позже был открыт более общий принцип. Волновое число $\tilde{\nu}$ для *любой* линии атомного спектра может быть представлено в виде разности $\tilde{\nu} = T' - T''$ двух *спектральных термов* T' и T'' . Каждый атом характеризуется определенным набором таких термов (выраженных в волновых числах), известным под названием *система термов* данного атома.

В этом принципе содержится комбинационный принцип Ритца. Допустим, что с тремя термами связаны три спектральные линии:

$$\tilde{\nu}_{12} = T_1 - T_2, \quad \tilde{\nu}_{13} = T_1 - T_3 \quad \text{и} \quad \tilde{\nu}_{23} = T_2 - T_3. \quad (3a)$$

В этом случае

$$\tilde{\nu}_{23} = (T_1 - T_3) - (T_1 - T_2) = \tilde{\nu}_{13} - \tilde{\nu}_{12}, \quad (3b)$$

что является примером комбинационного принципа Ритца.

4. В современном понимании спектральные термы соответствуют уровням энергии атома и система термов соответствует набору уровней энергии, характеризующих данный атом. Эта идея была впервые сформулирована Нильсом Бором в его работе об атоме водорода **).

Рассмотрим ситуацию в свете того, что нам уже известно о квантовой природе электромагнитного излучения. Квант света, или фотон, с частотой ν и волновым числом $\tilde{\nu} = \nu/c$ несет энергию $E = h\nu = (hc)\tilde{\nu}$. Эта энергия представляет собой разность двух энергий: $E' = (hc)T'$ и $E'' = (hc)T''$, если волновое число есть разность двух термов T' и T'' . Таким образом, термы могут быть выражены через энергию, волновое число, частоту, так как все эти величины линейно связаны через константы h и c . Имея это в виду, можно сказать, что таблица спектральных термов одновременно является и таблицей уровней энергии. Мы увидим, что этот способ выражения имеет реальный физический смысл, а не просто замена терминов.

*) Мы не пишем, о каком элементе идет речь, так как пропадет вся интерес задачи 1 в конце этой главы.

**) Bohr N.— Phil. Mag., 1913, v. 26, p. 1.

5. В некоторых популярных книгах основные свойства атомных спектров и строения атома изложены в форме двух теоретических постулатов.

I. «Атом может существовать лишь в определенных состояниях внутреннего движения. Эти состояния образуют дискретный набор, и каждое из них характеризуется определенным значением полной энергии».

II. «Когда атом поглощает или излучает электромагнитное излучение, он перескакивает из одного состояния в другое. При перескоке из состояния с большей энергией E_u в состояние с меньшей E_l (в этом случае $E_u > E_l$) испускается фотон, частота которого определяется равенством *)

$$h\nu = \hbar\omega = E_u - E_l. \quad (5a)$$

Процесс, обратный испусканию, заключается в поглощении фотона с частотой ν ; в этом случае атом перескакивает из состояния с меньшей энергией в состояние с большей энергией».

Сразу же заметим, что если эти постулаты понимать буквально, то первый из них противоречит второму. «Состояние с большей энергией» не может быть абсолютно стабильным, поскольку в конце концов происходит спонтанный распад этого состояния. В *макроскопической* шкале времени этот распад происходит крайне быстро: типичное время жизни возбужденных состояний атомов и молекул имеет порядок 10^{-8} с. Заметим, однако, что в *атомной* шкале времени эти времена жизни крайне велики. Оптическим фотонам соответствует частота порядка 10^{14} Гц, и период колебаний оказывается на много порядков меньше типичных значений времени жизни возбужденных состояний.

Относительно второго постулата мы должны сказать, что в нем замечен недостаток информации: мы остаемся в полном неведении относительно того, что означает «перескок» атома из одного состояния в другое. Многие вместо термина «перескок» пишут, что «атом совершает *переход* из одного состояния в другое». Это звучит солиднее, но вряд ли здесь содержится больше. Что в действительности происходит при таком переходе?

Несмотря на сделанные замечания, читатель не должен считать эти два постулата бессмысленными: они дали описание весьма сложных явлений в первом приближении, их применение было весьма плодотворным.

6. Чтобы объяснить все наблюдаемые спектральные линии атома (молекулы или ядра), попытаемся построить систему термов, или уровней энергии. Под этим мы понимаем уровни, которым приписаны значения E_0, E_1, E_2, \dots , так что каждой наблюдаемой спектральной линии отвечает переход между двумя уровнями энергии нашей *системы термов*.

*) В п. 8 гл. 2 мы отмечали, что «частотой» называют как ν , так и $2\pi\nu = \omega$. Аналогично, «постоянной Планка» называют как h , так и $\hbar = h/2\pi$. В дальнейшем мы чаще всего будем пользоваться величинами ω и \hbar ; автор предпочитает их ν и h .



Рис. 5А. Несколько участков спектра железа, сфотографированных на общей фотопластинке. Длины волн даны в ангстремах. Эта спектрограмма предназначена не для измерения длин волн в спектре железа, а для калибровки спектрометра с кварцевыми призмами по линиям, длины волн которых хорошо известны

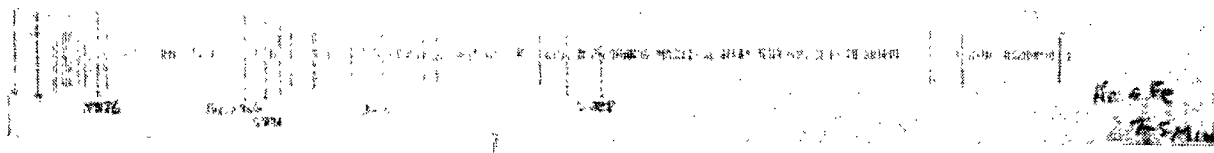


Рис. 5В. Спектр гелия (длинные линии), наложенный на спектр железа (короткие линии). На этой спектрограмме поражает сложность спектра железа по сравнению с простотой спектра гелия

Систему уровней, которую мы хотим построить, часто изображают графически в виде *схемы термов*, пример которой показан на рис. 6А. Горизонтальные линии соответствуют четырем уровням энергии системы. Вертикальные линии, соединяющие разные уровни, указывают на возможные переходы, направление которых (поглощение или испускание) отмечено стрелкой. Частоты шести возможных переходов перечислены в подписи под рисунком. Обычно расстояния между уровнями энергии откладываются в линейном масштабе и частоты переходов при этом прямо пропорциональны длине линий (стрелок), соединяющих соответствующие уровни.

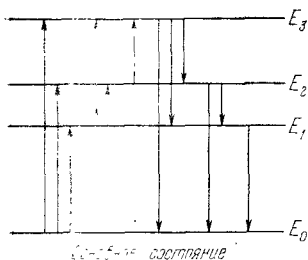


Рис. 6А. Схема уровней. Показаны четыре уровня энергии и переходы между ними. Возможные частоты перехода:

$$\begin{aligned} \omega_{30} &= (E_3 - E_0)/\hbar, & \omega_{31} &= (E_3 - E_1)/\hbar, \\ \omega_{20} &= (E_2 - E_0)/\hbar, & \omega_{21} &= (E_2 - E_1)/\hbar, \\ \omega_{10} &= (E_1 - E_0)/\hbar, & \omega_{23} &= (E_3 - E_2)/\hbar \end{aligned}$$

Как видно из рисунка, относительно небольшому числу уровней отвечает значительное число линий. Действительно, число пар уровней, которое можно образовать из n уровней, равно $n(n-1)/2$. Заметим, однако, что в общем случае мы не будем наблюдать спектральных линий, отвечающих *всем* возможным парам уровней, и в этом смысле рис. 6А ошибочен. Позже мы вернемся к этому обстоятельству, имеющему большое значение.

Создание схемы уровней позволяет упорядочить кажущийся хаос наблюдаемых спектральных линий. Рассмотрим некоторые атомные, а еще лучше молекулярные спектры типа приведенного на рис. 6В. На этом рисунке, изображающем спектр молекулы углерода, виден ряд *полос*. Изучая этот спектр с помощью прибора, обладающего большим разрешением, мы обнаружим, что полосы в действительности состоят из огромного числа близко расположенных спектральных линий. На первый взгляд молекулярный спектр кажется безнадежно сложным. Тем не менее эту сложность можно упорядочить: в большинстве случаев удастся построить схему термов и объяснить с ее помощью каждую из наблюдаемых спектральных линий.

7. Вернемся к рис. 6А и предположим, что на нем показана схема уровней для атома. В этом случае типичные расстояния между уровнями будут иметь порядок электрон-вольта.

Предположим, что мы изучаем *спектр поглощения* атома и используем источник света с непрерывным спектральным распределением. В этом случае в свете, прошедшем через поглощающий слой изучаемого нами моноатомного газа, появятся спектральные линии. Допустим, далее, что газ достаточно холодный, т. е. находится, например, при комнатной температуре. В этом случае мы будем наблю-

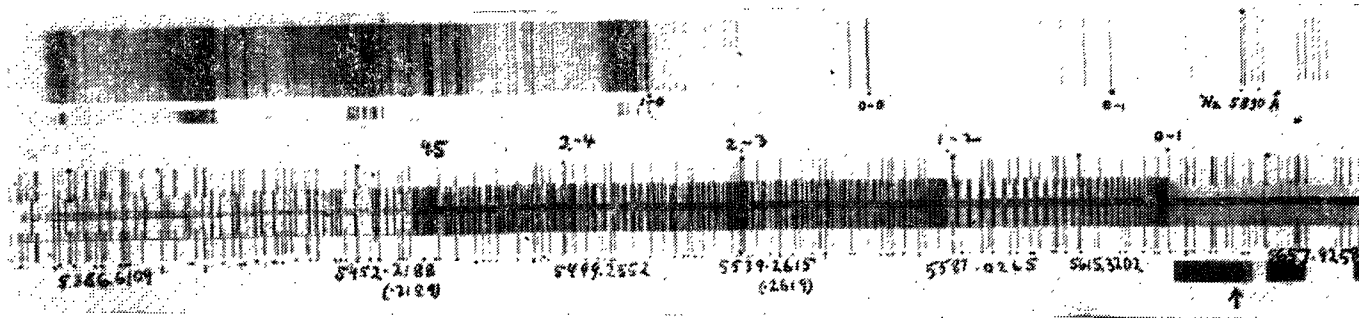


Рис. 6В. Участки спектра молекулы C_2 , полученные при двух разных дисперсиях. Длины волн даны в ангстремах. Верхний спектр получен в спектрометре с малой дисперсией и обнаруживает «полосы», характерные для спектра молекул. Нижний спектр получен при много большей дисперсии, и на нем ясно видны линии, образующие полосы

дать спектральные линии ω_{30} , ω_{20} и ω_{10} , но остальные три линии не будут видны. Объяснение здесь весьма простое: подавляющее большинство газовых молекул находится в основном состоянии, и мы можем наблюдать лишь переходы из основного в одно из более высоких состояний.

При увеличении температуры быстро возрастает вероятность обнаружить атом в одном из возбужденных состояний. В томе V этого курса *) сказано, что если газ находится при температуре T , то отношение числа атомов в n -м возбужденном состоянии к числу атомов в основном состоянии равно

$$\frac{N_n}{N_0} = \exp\left(-\frac{E_n - E_0}{kT}\right). \quad (7a)$$

При комнатной температуре, для которой $kT \approx (1/40)$ эВ, это отношение *пренебрежимо мало*. Поэтому холодный газ не испускает (видимого) света, если его атомы не возбуждены каким-то другим способом.

8. При изучении *спектра испускания* атомарного газа, возбужденного внешним воздействием, например электрическим разрядом, можно наблюдать все указанные на схеме термов спектральные линии. Если атом, первоначально находившийся в основном состоянии, сталкивается с электроном, имеющим большую энергию, последний может передать атому часть своей энергии. Это заставляет атом «перескочить» в одно из более высоких состояний. Отсюда атом может перейти на более низкие уровни. При этом будет испускаться свет. Само собой разумеется, чтобы такой процесс происходил, электрон должен иметь энергию, достаточную для перевода атома в одно из возбужденных состояний. Если энергия электрона меньше $E_1 - E_0$, то он может испытывать лишь *упругие* столкновения с атомами. При большей энергии становятся возможными *неупругие* столкновения, приводящие к испусканию света.

Эта картина, а также постулаты, рассмотренные в п. 5, могут быть проверены экспериментально. Для этого просто нужно менять энергию возбуждающих атом электронов. По мере ее увеличения будет наблюдаться появление новых спектральных линий. На рис. 8А показаны результаты такого опыта для газообразной ртути. Мы видим, что при увеличении энергии электронов появляются новые спектральные линии и эти изменения спектра находятся в соответствии со схемой уровней, показанной на рис. 8В.

9. На рис. 9А показан результат аналогичного опыта. Пары ртути при низком давлении возбуждаются электронной бомбардировкой. Возбужденные атомы возвращаются в основное состояние, испуская фотоны, и их присутствие (в частности, «ультрафиолетовых» фотонов) можно наблюдать по току фотоэлектронов, который они вызывают, попадая на железный электрод. По мере увеличения энергии бомбардирующих электронов возбуждаются новые уровни,

*) Рейф Ф. Статистическая физика.— 3-е изд.— М.: Наука, 1986.

и поэтому возникают новые переходы. С возбуждением нового уровня внезапно увеличивается скорость испускания фотонов, и кривая на рис. 9А при соответствующей энергии обнаруживает резкий излом. Положение этих изломов можно сравнить со схемой уровней, показанной на рис. 8В.

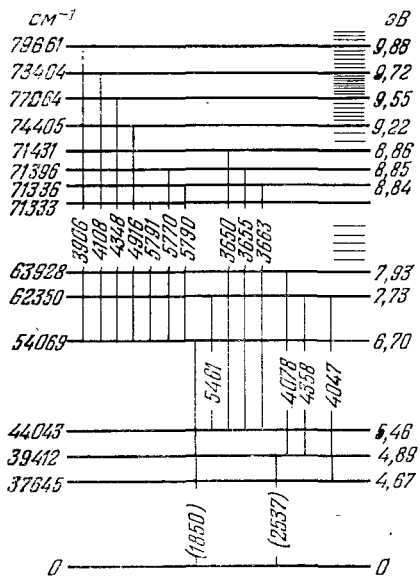
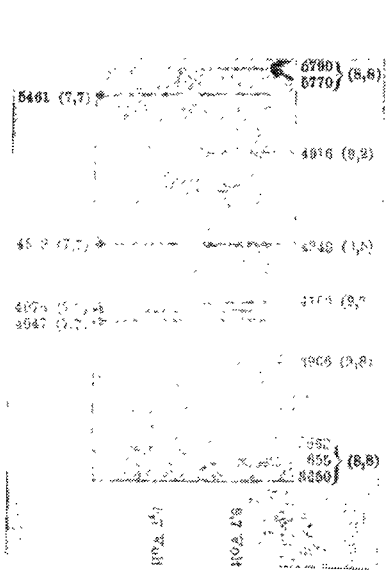


Рис. 8А. Спектр атомов ртути, возбужденный столкновениями с электронами, при двух различных энергиях электронов (*Hertz G. Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronen-stoss.* — *Zs. f. Phys.*, 1924, v. 22, p. 18). Когда энергия электронов возрастает от 8,7 эВ (слева) до 9,7 эВ (справа), появляется ряд новых линий, которых не было на левом снимке. Числа в скобках показывают энергию электронов, при которой впервые появилась линия. Длины волн даны в ангстремах

Рис. 8В. Сильно упрощенная схема уровней нейтрального атома ртути. Приведены уровни, участвующие в переходах, показанных на рис. 8А. Цифры слева — энергия уровня, выраженная в волновых числах; справа — энергии, выраженная в электрон-вольтах. Масштаб не соблюден. Черточками справа указаны уровни, энергии которых не приведены. На линиях, соединяющих уровни, даны длины волн в ангстремах. Все переходы на основной уровень отвечают ультрафиолетовой части спектра. Показаны два таких перехода (длины волн в скобках). Эти линии не видны в спектре. Начало области непрерывного спектра находится при $84\ 184\ \text{см}^{-1}$ (потенциал ионизации равен 10,4 эВ)

Трудно очень точно определить энергию бомбардирующих электронов, тем не менее такого рода опыты широко используются для изучения системы уровней атома. Кривая на рис. 9А позволяет установить приблизительное положение многих уровней. Эти опыты могут сопровождаться точным измерением длины волны испускаемого света. При этом можно установить, с какой энергией электронов впервые появляется данная линия, и таким образом мы получим информацию об уровнях, участвующих в данном переходе. Дополнительные данные можно получить, изучая спектр поглощения. В этом случае нам известно, что нижним уровнем является основное состояние.

Эти методы и множество других были использованы и используются сейчас, чтобы собрать огромное количество данных об атомных спектрах и энергетических уровнях атомов.

10. С помощью схемы уровней на рис. 6А легко понять явление флуоресценции. Фотон с энергией $E_3 - E_0$ поглощается находящимся в основном состоянии атомом, который переходит в состояние,

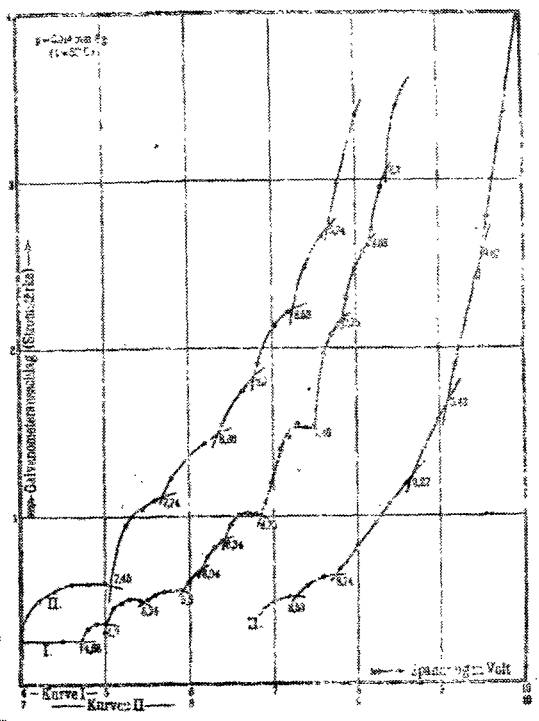


Рис. 9А. Возбуждение атомов ртути (газ при давлении 0.014 мм рт. ст. и температуре 50 °С) электронными ударами (Frank J., Einsporn E. Über die Anregungspotentiale des Quecksilberdampfes. — Zs. f. Phys., 1920, v. 2, p. 18). По оси абсцисс отложена энергия электронов в двух различных масштабах, по оси ординат — интенсивность света, испущенного атомами ртути (см. текст). При увеличении энергии электронов возбуждаются новые уровни, с появлением которых внезапно меняется наклон кривой, так как новый уровень означает возможность новых переходов и дополнительного числа фотонов

отвечающее уровню энергии E_3 . С этого уровня возможны переходы на уровни меньшей энергии, и мы можем наблюдать фотоны всех перечисленных в подписи к рис. 6А частот.

Такая картина объясняет правило Стокса: частота испущенного при флуоресценции света не может быть больше частоты возбуждающего света. Это правило имеет общий характер, но возможны некоторые исключения, если атомы, поглощающие свет, не находились в основном состоянии.

В работе Эйнштейна *) о фотоэффекте обсуждалось также правило Стокса с точки зрения фотонных представлений. В то время идея об энергетических уровнях еще не родилась, но это правило можно понять, исходя из идеи, что энергия испущенного фотона возникает из поглощенной энергии.

11. При определенной энергии возбуждения происходит ионизация атома. Это минимальная энергия, которую нужно сообщить атому для того, чтобы могли возникнуть электрон и однократно ионизованный атом, полностью изолированные друг от друга. При такой энергии и при еще более высокой «атом» перестает существовать как атом, но мы все еще можем рассматривать систему как состоящую из однократно ионизованного атома и электрона. Такая система может иметь *любую* энергию, большую E_1 (рис. 11А). Таким образом, набор возможных энергий атома состоит из ряда дискретных уровней при энергии, *меньшей* энергии ионизации, и из непрерывных значений при *больших* энергиях. Эта ситуация показана на рис. 11А. Заштрихованная область над энергией ионизации E_1 отвечает области непрерывных значений энергии.

Вертикальная линия слева соответствует переходу атома из основного состояния в состояние с энергией E' в непрерывном спектре при поглощении фотона с энергией $E' - E_0$. Этот процесс является фотоэффектом для отдельного атома. Вырванный из атома электрон будет иметь *кинетическую* энергию $E' - E_1$.

Процессом, обратным фотоионизации (фотоэлектрическому эффекту), является *радиационная рекомбинация* электрона и однократно ионизованного атома. Такой процесс показан вертикальной линией справа на рис. 11А. Электрон с кинетической энергией $E'' - E_1$ сталкивается с ионом (в покое), и система «перескакивает» на уровень E_2 , испуская фотон с энергией $E'' - E_2$. С уровня E_2 атом продолжает переход на основной уровень, задерживаясь на некоторое время в первом возбужденном состоянии, как это показано стрелками. Во всех этих переходах испускается *каскад* фотонов соответствующих энергий.

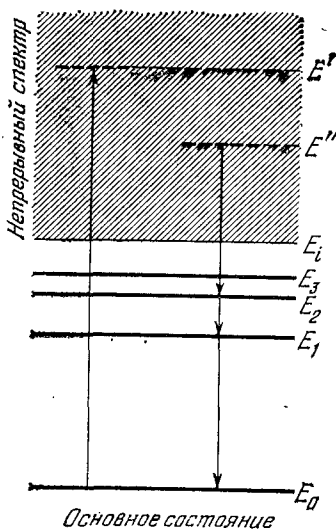


Рис. 11А. Схема уровней, на которой показаны дискретные уровни энергии и область непрерывного спектра (заштриховано), расположенная выше энергии ионизации. Стрелками показаны переходы между дискретными уровнями и между последними и областью непрерывного спектра. Штриховые горизонтальные линии в этой области соответствуют не определенным уровням, а лишь двум из множества возможных состояний энергии системы электрон + ион

*) Einstein A.— Ann. d. Phys., 1905, v. 17, p. 132.

В атомной физике уровню, отвечающему ионизации, часто приписывают нулевое значение энергии. Тогда энергия связанных состояний оказывается отрицательной. В зависимости от обстоятельств может быть выбрана и другая точка нулевой энергии. В ядерной физике нулевую энергию обычно приписывают основному состоянию ядра. Заметим, что выбор нулевой точки условный.

12. До сих пор мы рассматривали в свете двух приведенных постулатов лишь атомы. Идея об уровнях энергии и о переходах между ними имеет, однако, весьма общий характер, и ее с равным успехом

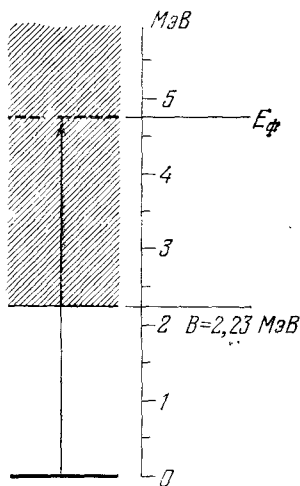


Рис. 12А. Схема уровней системы протон + нейтрон. Показано основное состояние дейтрона и непрерывная область, начинающаяся при энергии диссоциации дейтрона, превышающей энергию основного состояния на $V=2,23$ МэВ. Стрелка обозначает фоторасщепление дейтрона

можно применять к молекулам или ядрам. Рассмотрим произвольную систему частиц любого типа и в любом числе. Уровень ионизации (или диссоциации) такой системы — это значение энергии, сверх которой возможные уровни образуют непрерывный спектр. Это наименьшая энергия, при которой система может существовать в виде двух разделенных частей, находящихся на большом расстоянии друг от друга. Ниже этой энергии мы имеем ряд дискретных уровней энергии, соответствующих связанному состоянию системы. (Это описание в духе двух постулатов нуждается в уточнении.)

В качестве примера схемы термов в ядерной физике рассмотрим схему дейтрона, показанную на рис. 12А. Дейтрон не имеет возбужденных состояний. Его энергия связи равна $V=2,23$ МэВ. Это означает, что область непрерывных значений энергии начинается при энергии V над энергией основного состояния. При больших энергиях

«дейтрон» уже не дейтрон, а система из нейтрона и протона, отделенных один от другого.

Вертикальная стрелка на рисунке соответствует фоторасщеплению дейтрона. Фотон с энергией $E_\phi > V$ производит диссоциацию дейтрона, в результате которой общая кинетическая энергия протона и нейтрона оказывается равной $E_\phi - V$. Этот процесс исследован экспериментально весьма подробно. Он полностью аналогичен фотоионизации атома, рассмотренной в предыдущем пункте. Обратным процессом является радиационный захват нейтрона протоном.

13. Автор надеется, что эти вводные замечания о схемах уровней энергии (термов) показали читателю, что два постулата находят широкое применение при изучении строения атомов, молекул и ядер. С помощью термов удастся классифицировать и упорядочить экспериментальные данные о спектрах. Важной частью второго постулата является соотношение (5а). Утверждение об атоме, «перескакиваю-

цем» в другое состояние, не претендует на подробное описание процессов испускания и поглощения. Это лишь наглядный и не слишком удачный способ выражения того, что происходит.

Постепенно слово «скачок» стало в квантовой физике обычным термином, который, однако, не кажется автору слишком удачным. Можно думать, что при изучении физики этот термин причиняет много лишних затруднений. Выражение «система совершила скачок из одного состояния в другое» опасно тем, что создает впечатление внезапности и мгновенности процесса. Создаваемая таким выражением мысленная картина иногда может привести к серьезным заблуждениям.

Конечная ширина уровней энергии

14. До сих пор мы не испытывали затруднений, связанных с представлением о «скачках». Дело в том, что мы нигде не имели с ними дела и лишь использовали соотношение (5а). Рассмотрим теперь ситуацию, в которой мы столкнемся с трудностями, если слишком буквально будем понимать термин «скачок».

Пусть фотон с частотой ω_0 поглощается атомом, первоначально находившимся в основном состоянии. Пусть частота ω_0 точно соответствует энергии перехода атома из основного состояния в одно из возбужденных и атом поглощает фотон и возбуждается. Затем он возвращается в основное состояние и испускает фотон с частотой ω_0 . Этот фотон может быть испущен в любых направлениях, и это означает, что атом рассеивает свет частоты ω_0 . Допустим теперь, что падающее на атом излучение имеет частоту, немного отличную от частоты ω_0 . Будет ли при этом атом рассеивать свет? На этот вопрос следует дать положительный ответ. Опыт показывает, что если частота ω меняется вблизи ω_0 , то эффективность атома как рассеивателя меняется: сначала она возрастает до резкого максимума при $\omega = \omega_0$ и быстро падает при увеличении частоты. Иногда фотон при «неправильной» частоте также может вызвать «скачок»; мы наблюдаем это на опыте. Возникает еще один вопрос: какова частота рассеянного излучения, если частота падающего на атом $\omega \neq \omega_0$? Из картины «скачков», по-видимому, следует, что эта частота должна иметь «правильное» значение ω_0 , такое, которое опытом не подтверждается: испущенное атомом излучение имеет частоту ω_0 , как этого и следовало бы ожидать на основании закона сохранения энергии (и представления о фотонах).

Это явление известно под названием *резонансной флуоресценции*. Его трудно понять, пользуясь представлением о «скачках».

15. Для понимания этих фактов нужна другая модель. Представим себе атом в виде некоей механической системы, в которой электроны связаны с ядром упругими силами. Такая система будет иметь ряд резонансных частот, одна из которых равна ω_0 . В основном состоянии атома вся эта система находится в покое, но падающая электромагнитная волна возбуждает ее колебания. В результате колеблющиеся электроны испускают электромагнитное излучение *той же*