

Мы оборвали периодическую систему на элементе 109, искусственно полученном к настоящему времени. Это, конечно, не означает, что в дальнейшем не могут быть получены элементы с большими атомными номерами.

7. Успехи теории периодической системы химических элементов несомненны. Однако необходимо иметь в виду и принципиальные недостатки существующей теории. Один из них был уже указан в пункте 2. Добавим к нему следующее. Электроны в каждой оболочке атома характеризуются орбитальными квантовыми числами  $l$ . Это предполагает сохранение численного значения орбитального момента количества движения для каждого электрона. Но закон сохранения момента количества движения справедлив для частицы, движущейся в центрально-симметричном силовом поле, и не имеет места в других случаях. Поле же, в котором движется электрон в атоме, создается ядром и остальными электронами. Оно не обладает сферической симметрией. Даже в случае одного наружного электрона, когда все внутренние оболочки заполнены, сферическая симметрия получается в результате квантовомеханического усреднения. В уравнение же Шредингера, определяющее движение электронов, входит не усредненная потенциальная энергия, а потенциальная энергия, понимаемая классически, как функция координат всех (точечных) электронов (см. § 21, пункт 3).

### § 48. Рентгеновские лучи

1. Рентгеновские лучи в рентгеновских трубках получаются при торможении ускоренных электронов на аноде (в старых трубках — на антикатоде; см. т. III, § 117). Волновые свойства рентгеновских лучей были установлены в 1912 г. Лауз и его сотрудниками Фридрихом (1883—1968) и Книппингом (1883—1935), осуществившими дифракцию этих лучей в кристаллах (см. т. IV, § 61). Еще раньше, в 1905 г., Баркла (1877—1944)

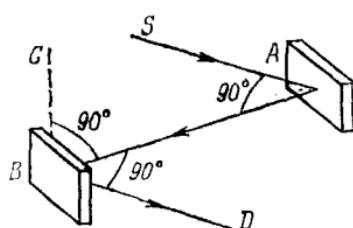


Рис. 86

установил, что если рентгеновские лучи действительно являются волнами, то эти волны должны быть *поперечными*. В опыте Баркла пучок рентгеновских лучей  $S$  (рис. 86) рассеивался на теле  $A$ . Наличие рассеяния обнаруживалось с помощью ионизационной камеры — рентгеновские лучи, попадая в камеру, производили ионизацию воздуха, делая его проводящим. Рас- сеянное под углом  $90^\circ$  излучение попадало на тело  $B$  и вновь рассеивалось. Оказалось, что интенсивность вновь рассеянного излучения в направлении  $BC$ , перпендикулярном к плоскости  $SAB$ , равна нулю, тогда как в других направлениях, в частности в направлении  $BD$ , антипараллельном  $SA$ , рассеяние происходило.

Из этого опыта следует, что рентгеновские лучи — это волны, распространяющиеся в поперечном направлении. А это означает, что волны, излучаемые атомом, не могут быть сферическими, а должны быть волнистыми, т. е. обладать волновыми свойствами. Это было первым экспериментальным доказательством волнового характера излучения атомов.

дило. На основании этого Баркла и заключил, что рентгеновские волны, если рентгеновское излучение действительно состоит из них, должны быть поперечными.

В самом деле, если волны поперечны, то электрический вектор в падающем луче *SA* и возбужденные им колебания электронов в теле *A* можно разложить по направлениям *AB* и *BC*. Первые колебания, в направлении *AB*, излучения не дадут, так как колеблющийся электрон не излучает в направлении его колебаний. К телу *B* дойдет только волна с электрическим вектором, параллельным *BC*. Она возбудит колебания электронов в том же направлении. Следовательно, излучения в направлении *BC* не возникнет.

Разумеется, рентгеновские лучи в опытах Баркла должны были обладать достаточной жесткостью, чтобы на своем пути в воздухе не испытывать заметного поглощения. Для этого напряжение на трубке должно быть достаточно высоким. По той же причине тела *A* и *B* делались из материала с малым атомным номером *Z* (уголь в опытах Баркла). Иначе при высоких напряжениях на трубке в случае больших *Z* получилось бы собственное характеристическое излучение (см. ниже) и притом значительной интенсивности. Уголь, парафин и пр. дают слабое и мягкое собственное излучение, поглощающееся в воздухе на пути уже в несколько сантиметров, а потому не мешающее постановке опыта.

2. Баркла же установил, что рентгеновское излучение, исходящее из антикатода трубы, состоит из двух частей. Одна из них есть *тормозное излучение*, возникающее при торможении электронов в антикатоде. Его свойства совершенно не зависят от материала антикатода. Свойства другого существенно определяются материалом, из которого состоит антикатод. Рентгеновское излучение Баркла характеризовал его *жесткостью*, т. е. способностью проходить через различные вещества. Точная количественная характеристика стала возможной только после опыта Лауз, упоминавшегося выше, когда были разработаны методы рентгеновской спектроскопии, позволившие измерять длины волн рентгеновского излучения (см. т. IV, § 61).

Тормозное излучение дает *сплошной спектр*. По аналогии с белым светом его называют также *белым рентгеновским излучением*. В сторону длинных волн интенсивность тормозного излучения спадает полого и асимптотически стремится к нулю. Со стороны коротких волн сплошной спектр обрывается резко (см. рис. 5). Как уже подробно указывалось в § 2, такая особенность сплошного рентгеновского излучения объясняется его *квантовой природой*. Коротковолновая граница сплошного рентгеновского спектра определяется формулой (2.6). Она совершенно не зависит от материала анода (антикатода), а определяется только напряжением на трубке. Вообще, относительное распре-

деление энергии по длинам волн в спектре тормозного рентгеновского излучения от материала анода не зависит. Последний влияет только на интегральную интенсивность излучения.

*Характеристическое излучение*, напротив, имеет *линейчатый спектр*, т. е. состоит из закономерно расположенных достаточно узких спектральных линий. Их длины волн зависят исключительно от материала анода. В этом отношении характеристическое излучение напоминает линейчатый спектр газов в оптической области. Электронная бомбардировка возбуждает как сплошное, так и характеристическое излучение, тогда как бомбардировка  $\alpha$ -частицами или протонами возбуждает только характеристическое излучение. Рентгеновские лучи, испускаемые веществом при действии других рентгеновских лучей, состоят частично из рассеянного первичного пучка, частично из характеристического излучения самого вещества. Характеристическое излучение появляется только после того, как напряжение на трубке начинает пре-восходить некоторое определенное значение, зависящее лишь от материала анода.

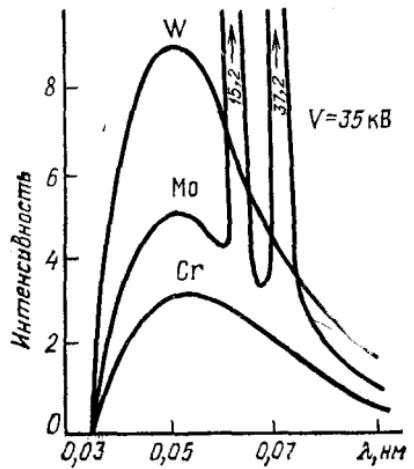


Рис. 87

На рис. 87 для напряжения на трубке  $V = 35$  кВ приведены экспериментальные кривые спектрального распределения энергии рентгеновского излучения в случае антикатодов из вольфрама, молибдена и хрома. За меру интенсивности излучения принят ток в ионизационной камере. В случае молибдена, наряду со сплошным излучением, возбуждаются две линии характеристического излучения с длинами волн примерно  $\lambda = 0,063$  и  $\lambda = 0,071$  нм. Характеристическое излучение появляется и для хрома, но при более длинных волнах, не укладывающихся на рисунке. Но в случае вольфрама напряжения 35 кВ недостаточно для возбуждения характеристического излучения в диапазоне волн, приведенном на рисунке, — получается только сплошной спектр.

3. Каждая линия рентгеновского характеристического излучения, конечно, возникает в результате перехода атома с одного энергетического уровня на другой. Ее частота определяется правилом частот Бора:

$$\hbar\omega = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 \quad (48.1)$$

Поскольку рентгеновское излучение коротковолновое, разность энергий в начальном и конечном состояниях атома очень велика

и в случае тяжелых элементов превосходит в тысячи, десятки и сотни тысяч раз соответствующую разность в оптической области спектра. Это указывает на то, что квантовые переходы совершаются *внутренними*, а не наружными (валентными) электронами атома. Но для того, чтобы такие переходы были возможны, необходимо, чтобы внутри электронной оболочки атома были *свободные места*, не заполненные электронами, на которые могут переходить электроны из других квантовых состояний атома. Такие свободные места образуются при воздействии на атом быстрых электронов, фотонов высоких энергий или других быстрых частиц.

Допустим, например, что с наиболее глубокого слоя *K* атома удален электрон. В результате этого энергия атома возрастает на энергию ионизации из *K*-слоя. Обозначим через  $\mathcal{E}_1$  энергию атома после такого удаления электрона из *K*-слоя наружу. На освободившееся место перейдет электрон из соседнего *L*-слоя. *K*-слой окажется заполненным, а в *L*-слое не будет доставать одного электрона. Иными словами, получится атом, у которого из слоя *L* удален один электрон. Его энергия  $\mathcal{E}_2$  меньше исходной энергии  $\mathcal{E}_1$ . Если в результате излучится рентгеновский квант, то его частота определится соотношением (48.1). На освободившееся место в слое *L* перейдет электрон из слоя *M* с излучением рентгеновского кванта более низкой частоты. То же произойдет с электроном из слоя *N*, и т. д. Конечно, переходы могут происходить не только между соседними слоями, но, например, между слоями *M* и *K*, *N* и *K* и т. д. Они возбуждают более жесткое излучение, чем переходы  $L \rightarrow K$ . В результате всех этих процессов возникнет *весь спектр* рентгеновского характеристического излучения атома.

Итак, частота линии характеристического рентгеновского излучения определяется разностью энергий энергетических уровней атома, найденной в предположении, что из каждого из них *удален один электрон*. При таком удалении атом переходит в возбужденное состояние — его энергия увеличивается на соответствующую энергию ионизации. Последняя тем больше, чем глубже лежит уровень невозбужденного атома. Из изложенного ясно, почему при рассмотрении рентгеновского излучения пользуются схемой уровней возбужденного атома, полученной в предположении, что с рассматриваемого уровня удален один электрон, тогда как число электронов на всех остальных уровнях остается неизменным. Из сказанного выше также следует, что схема уровней так возбужденного атома является *обращенной* по отношению к схеме энергетических уровней невозбужденного атома. Это значит, что в обращенной схеме энергетический уровень расположен тем выше, чем глубже он лежал до удаления с него электрона.

Обращенная схема энергетических уровней атома приведена на рис. 88. Электронные слои невозбужденного атома, соответствующие главным квантовым числам  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ , как известно, обозначаются соответственно через  $K, L, M, \dots$ . Такие

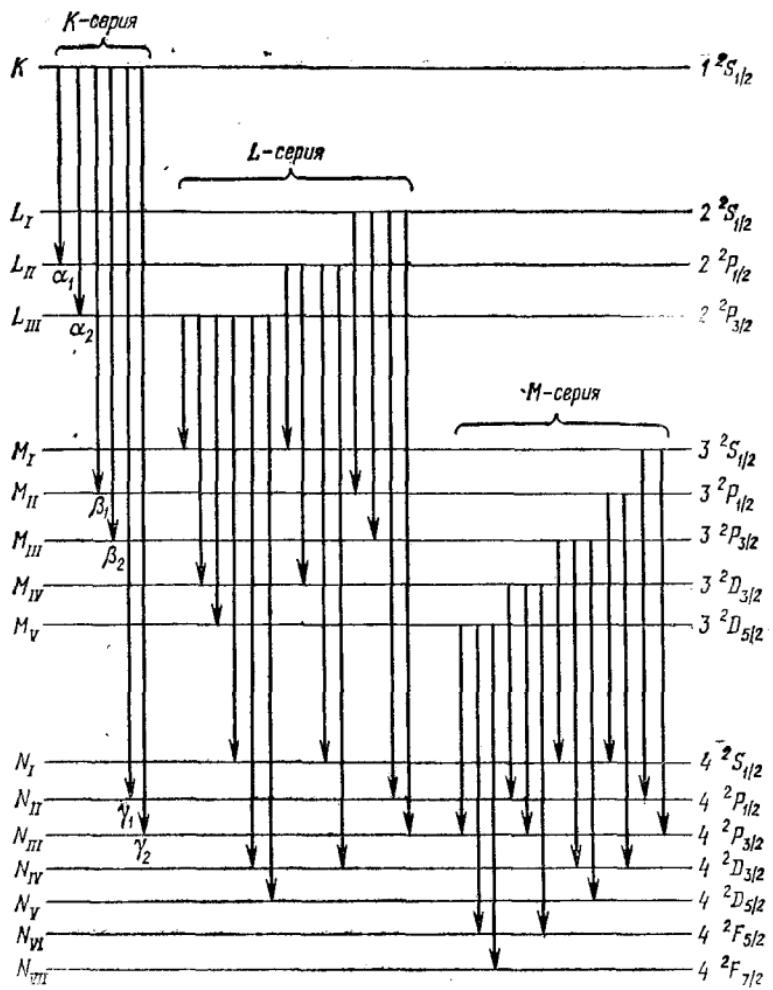


Рис. 88

же обозначения применяются и к атому, возбужденному в указанном выше смысле. Точно так же к возбужденному атому применяют спектроскопические обозначения типа  $2^2S_{1/2}, 2^2P_{1/2}, \dots$ . Целесообразность этого мотивируется тем, что внутренние оболочки атома замкнуты; их момент количества движения равен нулю, а при удалении электрона уносимый им момент количества движения передается с противоположным знаком электронной оболочке, с которой он был удален.

В отсутствие магнитного поля энергия не может зависеть от магнитного квантового числа. Она практически зависит только

от квантовых чисел  $n$  и  $j$ . Слой  $K$  состоит из одного энергетического уровня  $1^2S_{1/2}$  ( $n = 1, l = 0, j = 1/2$ ). Слой  $L$  ( $n = 2$ ) распадается на три подслоя, обозначаемые через  $L_I, L_{II}, L_{III}$ . Подслой  $L_I$  состоит из одной  $2S$ -оболочки. Два остальных подслоя представляют  $2P$ -оболочку, расщепляющуюся на две подоболочки  $2^2P_{1/2}$  и  $2^2P_{3/2}$ . Их энергии различаются из-за спин-орбитального взаимодействия. Аналогично слой  $M$  ( $n = 3$ ) состоит из пяти подслоев, слой  $N$  ( $n = 4$ ) — из семи подслоев, обозначенных на рис. 88, и т. д.

4. Недостаток электрона в замкнутой оболочке атома можно рассматривать как «дырку» в этой оболочке. Формально можно считать, что дырка может находиться в различных квантовых состояниях и переходить из одного состояния в другое. Когда в электронной оболочке атома есть дырка, эта оболочка не замкнута. При переходе дырки на другую замкнутую оболочку последняя перестает быть замкнутой, а исходная оболочка восстанавливается до замкнутой. С этой точки зрения обращенная схема рентгеновских уровней атома аналогична обычной схеме энергетических уровней атома с одним наружным (валентным) электроном. Понятно, что сохраняют силу и все правила отбора при излучении, когда атом (дырка) переходит из одного квантового состояния в другое. Такими правилами отбора являются

$$\Delta J = -1, 0, +1; \quad \Delta L = \pm 1. \quad (48.2)$$

Все переходы, удовлетворяющие этим правилам отбора, изображены стрелками на рис. 88. Стрелки означают переходы возбужденного атома с высших энергетических уровней на более низкие, или, что то же самое, переходы дырки с уровня на уровень. В целях сокращения мы ограничились наличием в атоме только слоев  $K, L, M, N$ . Рисунок нетрудно дополнить переходами на подуровни слоев  $O$  ( $n = 5$ ) и  $P$  ( $n = 6$ ), если такие имеются.

Характеристический спектр рентгеновского излучения состоит из серий линий, которые обозначаются буквами  $K, L, M, N, O$ . Серия  $K$  возникает при переходах возбужденного атома с уровня  $K$  на лежащие ниже подуровни слоев  $L, M, N, \dots$ ; серия  $L$  — при аналогичных переходах с подуровней слоя  $L$ ; серия  $M$  — при переходах с подуровней слоя  $M$  и т. д. Как видно из рисунка, линии серии  $K$  имеют дублетную структуру. Компоненты дублетов обозначаются соответственно через  $\alpha_1, \alpha_2; \beta_1, \beta_2; \gamma_1, \gamma_2$ , как видно из рис. 88. Серии  $L, M, N$  имеют более сложную мультиплетную структуру. Для линий этих мультиплетов применяются также обозначения греческими буквами с индексами. Буква  $\alpha$  указывает, что переход совершился с ближайшего слоя, буква  $\beta$  — со следующего после ближайшего и т. д. Цифровые индексы при буквах  $\alpha, \beta, \gamma$  нумеруют линии в порядке убывания длин волны.

Из приведенного объяснения возникновения характеристического рентгеновского излучения следует, что при возбуждении наиболее глубоко лежащего слоя  $K$  возникает не только серия  $K$ , но и *весь рентгеновский спектр*. Вообще, при возбуждении какой-либо серии или линии рентгеновского излучения появляются и все серии и линии рентгеновского излучения с большими длинами волн.

При освобождении электрона из какой-либо внутренней оболочки электрон за пределами атома может обладать каким угодно запасом кинетической энергии. В этом случае его энергия в конечном состоянии не квантуется. При переходе из этого неквантованного состояния на одно из свободных мест в оболочках атома возникает *сплошное рентгеновское излучение*.

5. В отличие от оптических линейчатых спектров с их сложностью и разнообразием, рентгеновские характеристические спектры различных элементов характеризуются простотой и однообразием. Это связано с тем, что при переходе от одного элемента к следующему структура внутренних электронных оболочек атома изменяется очень мало. При возрастании зарядового числа  $Z$  на единицу рентгеновский характеристический спектр

элемента сохраняет свой вид; происходит лишь незначительное смещение всех рентгеновских линий в сторону более коротких волн. Эта особенность рентгеновских спектров впервые была обнаружена экспериментально Мозли в 1913 г. и истолкована им на основе теории Бора. Мозли систематически исследовал  $K$ - и  $L$ -серии рентгеновского излучения 38 различных элементов. Он пользовался кристаллическим спектрографом, работавшим по принципу брэгговских отражений (см. т. IV, § 61), в котором вместо ионизационной камеры была использована фотопластинка.

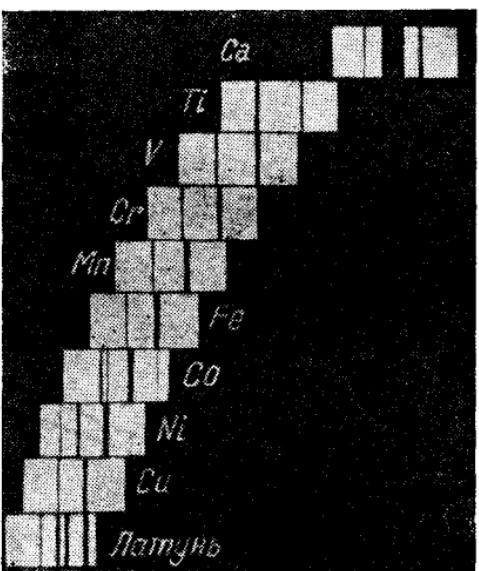


Рис. 89

На рис. 89 воспроизведена фотография  $K$ -серии различных элементов, полученная Мозли. Спектры различных элементов расположены относительно друг друга так, что расстояние каждой линии от левого края рисунка приблизительно пропорционально длине волны этой линии. Сами элементы расположены в порядке возрастания атомных номеров от кальция ( $Z =$

=20) до цинка ( $Z=30$ ), входящего в состав латуни. Замечательна регулярность, с которой возрастает частота характеристического  $K$ -излучения с возрастанием атомного номера элемента. Такой же регулярностью отличаются и изменения частот  $L$ -,  $M$ - и  $N$ -линий характеристического излучения при переходе от одного элемента к следующему. Например, из рис. 89 сразу видно, что между кальцием и титаном пропущен элемент с атомным номером  $Z=21$ . Это — скандий, предсказанный Менделеевым и открытый в 1879 г. Нильсоном и Клеве.

Исследования Мозли впервые экспериментально показали, что основной величиной, определяющей место элемента в периодической таблице, является не атомная масса, а *атомный номер элемента*. Вместе с тем характеристические рентгеновские спектры позволяют однозначно определять атомные номера элементов и таким образом судить, заполнены ли в периодической таблице все места или должны существовать еще не открытые элементы. Уже сам Мозли оставил место под номером 43 для неизвестного в то время элемента, полученного позднее искусственно и названного технецием. До исследований Мозли не было выяснено, какой из элементов — кобальт с атомной массой 58,933 или никель с атомной массой 58,71 — надо поставить раньше в периодической таблице. Из рис. 89 ясно видно, что кобальт надо поставить между железом и никелем, хотя его атомная масса и больше, чем у никеля. Участок периодической системы от  $Z=58$  до  $Z=71$  включительно занят элементами редких земель. Их химические свойства настолько близки, а атомные массы были известны настолько недостоверно, что правильность расположения этих элементов в периодической системе вызывала большие сомнения. Изучение рентгеновских спектров с использованием закона Мозли (см. ниже) устранило всякие сомнения. Оно показало, что от водорода до урана включительно должно существовать ровно 92 химических элемента.

Из изложенного выше о происхождении характеристических рентгеновских лучей следует, что длины волн таких лучей зависят исключительно от внутренней структуры электронных оболочек атома. Это есть *атомное свойство* элемента. Поэтому в сплавах и химических соединениях каждый элемент дает такой же характеристический спектр, какой получился бы в отсутствие других элементов. Это ясно проявляется на рис. 89. Спектр латуни получается простым наложением спектров меди и цинка, а в спектре кобальта отчетливо проявилось его загрязнение железом и никелем.

6. Мозли экспериментально установил, что квадратный корень из частоты колебаний  $\sqrt{\nu}$  данной линии  $K$ -серии в зависимости от атомного номера элемента  $Z$  выражается плавной

кривой, очень близкой к прямой линии:

$$\sqrt{v} = M(Z - a), \quad (48.3)$$

где  $M$  и  $a$  — постоянные. Та же формула, но с другими численными значениями  $M$  и  $a$ , справедлива и для  $L$ -серии, а также для последующих серий  $M$ ,  $N$ ,  $O$ . Эта эмпирическая формула называется *законом Мозли*. Она и определяет смещение характеристических рентгеновских спектров при переходе от одного элемента к следующему. Последующие более точные измерения обнаружили некоторые отступления от простой линейной зависимости (48.3). Впрочем, эти отступления для  $K$ - и  $L$ -серий не являются сколько-нибудь значительными, а становятся заметными лишь для  $M$ -,  $N$ - и  $O$ -серий.

Строгое доказательство и установление точности закона Мозли дать невозможно, так как этот вопрос сводится к проблеме многих тел. Можно дать лишь грубую интерпретацию закона Мозли, сведя проблему многих тел к одноэлектронной задаче. Это приводит к вполне удовлетворительным результатам, в особенности для  $K$ - и  $L$ -серий, а главное — устанавливает физический смысл постоянных, входящих в формулу (48.3).

Пусть в слое  $K$ , состоящем из двух электронов, образовалась дырка, т. е. один электрон из этого слоя был удален за пределы атома. Пусть эта дырка заполняется электроном из слоя  $L$ , в результате чего произойдет излучение  $K_{\alpha}$ -линии. Поведение этого электрона и будет интересовать нас в дальнейшем, пока не произойдет заполнение дырки в слое  $K$ . Можно считать, что на этот электрон все внешние электроны не действуют, так как они как бы образуют внешнюю оболочку со сферически распределенным зарядом в ней. Электрическое поле, действующее на рассматриваемый электрон, создается зарядом ядра и другим электроном, оставшимся в  $K$ -слое. Обе эти частицы можно заменить одной — ядром с «эффективным» зарядом  $(Z - 1)e$ : другой электрон  $K$ -слоя как бы экранирует поле ядра атома.

Такое же рассуждение, хотя и менее четкое, применимо и в том случае, когда образовалась дырка в слое  $L$ , заполняемая в дальнейшем одним из электронов слоя  $M$  с излучением  $L_{\alpha}$ -линии. В этом случае по-прежнему надо интересоваться поведением такого электрона, пока он не заполнит дырку в слое  $L$ . Теперь экранирование производится сначала двумя электронами слоя  $K$  и семью электронами слоя  $L$ . Однако в дальнейшем, пока рассматриваемый электрон не заполнил дырку в слое  $L$ , экранирующее действие некоторых электронов слоя  $L$  постепенно выпадает. Можно приближенно принять, что в экранирующем действии принимает участие как бы половина из оставшихся семи электронов из слоя  $L$ . Это значит, что эффективный заряд ядра можно считать равным  $(Z - a)e$ , где постоянная  $a$  называется *постоянной экранирования*. Можно ожидать, что для

$L_\alpha$ -линии  $a \approx 5,5$ , что не так плохо согласуется с тем, что дает опыт. Впрочем, на приведенное обоснование значения  $a \approx 5,5$  следует смотреть как на грубую оценку. В частности, в наших рассуждениях не учтено, что уровень  $L$  состоит из трех подуровней. Точные значения постоянных экранирования следует определять экспериментально.

В обоих случаях задача свелась к одноэлектронной, подобно тому, как это имело место при объяснении спектральных серий щелочных металлов. Частоты излучаемых линий будут определяться формулой

$$v = cR(Z - a)^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (48.4)$$

где  $R$  — постоянная Ридберга (см. § 13). Отсюда и получается формула (48.3), так как для рассматриваемой линии квантовые числа  $n_1$  и  $n_2$  фиксированы. Для  $K_\alpha$ -линии  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 2$ , а  $a = 1$ , как это было обосновано выше. Поэтому

$$v_{K_\alpha} = \frac{3}{4}cR(Z - 1)^2. \quad (48.5)$$

Для  $L_\alpha$ -линии  $n_1 = 2$ ,  $n_2 = 3$ , так что

$$v_{L_\alpha} = \frac{5}{16}cR(Z - a_{L_\alpha})^2, \text{ где } a_{L_\alpha} \approx 5,5. \quad (48.6)$$

7. Рентгеновские спектры поглощения отличаются той характерной особенностью, что в них *нет обращения линий*. Если через слой какого-либо элемента пропустить пучок тормозного рентгеновского излучения (т. е. излучения, разлагающегося в сплошной спектр), то на месте характеристических линий не появятся темные линии, как это было бы в случае оптических спектров. Это объясняется тем, что в веществе, через которое проходит рентгеновский пучок, *нет атомов в возбужденных состояниях*. Все внутренние электронные оболочки заполнены, в них нет дырок, в которые при облучении рентгеновскими лучами могли бы перейти электроны из более глубоких энергетических уровней.

Поглощение рентгеновских лучей веществом совершенно не зависит от его оптических свойств. Например, белое прозрачное свинцовое стекло толщиной в несколько миллиметров практически полностью поглощает рентгеновские лучи, а потому и применяется для защиты персонала, обслуживающего рентгеновские установки. Тонкий же лист алюминия, абсолютно непрозрачный для видимого света, хорошо пропускает рентгеновские лучи; для рентгеновских лучей, получаемых в технических рентгеновских трубках (при напряжениях  $\sim 100$  кВ), он почти совершенно прозрачен.

8. Параллельный пучок рентгеновских лучей при прохождении через вещество испытывает ослабление. Оно вызывается двумя причинами. Во-первых, *рассеянием*, когда часть лучей *отклоняется в сторону* и поэтому выходит из первоначального

пучка. Это явление аналогично рассеянию видимого света в мутных средах. Но в случае видимого света мутность среды вызывается либо наличием в среде посторонних частиц с другим показателем преломления, либо (при отсутствии таких частиц) флуктуациями плотности самого вещества (см. т. IV, § 98). Рассеяние на флуктуациях плотности называется *молекулярным* или *релеевским*. Для рентгеновских же лучей ввиду малости их длин волн всякая среда является *сильно мутной*. Здесь роль неоднородностей, вызывающих рассеяние, играют не малые макроскопические кусочки вещества, а отдельные атомы и даже электроны в атомах. В случае мягкого рентгеновского излучения, когда длина волны больше или сравнима с размерами атома, электроны в атоме ведут себя как связанные — атом рассеивает как целое, а потому волны, рассеиваемые отдельными электронами атома, *когерентны*. В противоположном случае очень жестких рентгеновских лучей длина волны мала по сравнению с размерами атома. Тогда на электронах атома происходит *некогерентное* комптоновское рассеяние.

Количественное различие в рассеянии видимого света и рентгеновского излучения можно иллюстрировать следующим примером. Параллельный пучок видимого света вследствие молекулярного рассеяния ослабевает в  $e$  раз в слое совершенно чистой воды толщиной  $\approx 1$  км, тогда как рентгеновский луч испытывает такое же относительное ослабление всего на расстоянии  $\approx 5$  см.

Во-вторых, ослабление пучка рентгеновских лучей происходит из-за *истинного поглощения* или *абсорбции*, когда часть энергии пучка в конце концов переходит в тепло.

Если параллельный пучок рентгеновских лучей монохроматичен ( $\lambda = \text{const}$ ), то ослабление его интенсивности  $I$  на отрезке  $dx$  однородного вещества определяется соотношением  $dI = -\mu I dx$ , где постоянная  $\mu$  называется *коэффициентом ослабления* рентгеновских лучей. Отсюда следует

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (48.7)$$

т. е. при прохождении расстояния  $x = 1/\mu$  интенсивность убывает в  $e$  раз. Ослабление интенсивности пучка происходит как за счет истинного поглощения, так и за счет рассеяния рентгеновских лучей, так что можно написать

$$\mu = \tau + \sigma, \quad (48.8)$$

где  $\tau$  называется *коэффициентом истинного поглощения*, а  $\sigma$  — *коэффициентом рассеяния* рентгеновских лучей.

Все коэффициенты  $\mu$ ,  $\sigma$ ,  $\tau$  пропорциональны плотности вещества  $\rho$ , а потому удобнее пользоваться так называемыми *массовыми коэффициентами*, т. е. величинами

$$\mu_m = \mu/\rho, \quad \tau_m = \tau/\rho, \quad \sigma_m = \sigma/\rho. \quad (48.9)$$

Введя  $\mu_m$  в формулу (48.7), запишем ее в виде

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_m \rho x}. \quad (48.10)$$

Если  $S$  — площадь поперечного сечения пучка, то величина  $S\rho x$  означает массу вещества, проходимого рентгеновским пучком на расстоянии  $x$ . Следовательно,  $\rho x$  есть масса вещества, проходимого пучком на расстоянии  $x$ , если площадь поперечного сечения пучка равна единице.

В теоретических расчетах еще удобнее пользоваться так называемыми *атомными коэффициентами*:

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} m = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N_A}, \quad \tau_a = \frac{\tau}{\rho} m = \frac{\tau}{\rho} \frac{A}{N_A}, \quad \sigma_a = \frac{\sigma}{\rho} m = \frac{\sigma}{\rho} \frac{A}{N_A}, \quad (48.11)$$

где  $m$  — масса атома, равная  $m = A/N_A$ ,  $A$  — масса моля,  $N_A$  — постоянная Авогадро. Эти коэффициенты имеют размерность площади, а потому могут быть истолкованы как *поперечные сечения атома* по отношению к ослаблению, поглощению и рассеянию рентгеновских лучей. Например,  $\mu_a$  характеризует ослабление интенсивности рентгеновского пучка в слое, содержащем один атом на единице площади поперечного сечения пучка. Если в формулах (48.11)  $m$  означает массу не атома, а молекулы, то величины, определяемые этими формулами, следует назвать *молекулярными коэффициентами*.

9. Коэффициент поглощения рентгеновских лучей вообще возрастает с увеличением длины волны. Однако при некоторых значениях длины волны он резко падает, а затем начинает снова плавно возрастать. Такая особенность поглощения рентгеновских лучей имеет простое физическое объяснение. Пусть длина волны рентгеновских лучей настолько мала, что возбуждаются все рентгеновские уровни, включая  $K$ -уровень. На это возбуждение затрачивается энергия рентгеновских лучей. При увеличении длины волны, начиная с некоторого значения  $\lambda$ , энергии рентгеновского кванта становится недостаточно, чтобы возбудить  $K$ -уровень. Это и сказывается на резком уменьшении поглощения, — появляется так называемый *край поглощения*. При дальнейшем увеличении длины волны перестают последовательно возбуждаться  $L_{II}$ ,  $L_{III}$ ,  $L_{IV}$ -уровни (см. схему уровней на рис. 88), что ведет к появлению новых краев поглощения и т. д.

Довольно точно соблюдается эмпирически установленное соотношение

$$\tau_a = CZ^4 \lambda^3, \quad (48.12)$$

где постоянная  $C$  испытывает всякий раз скачкообразное уменьшение при переходе через край поглощения. Из формулы

(48.12), конечно, следует

$$\sigma_m = \frac{\tau_a}{\rho} = C' \frac{Z^4 \lambda^3}{A}, \quad (48.13)$$

где  $C' = CN_A$  — новая скачкообразно меняющаяся постоянная.

На схематическом рис. 90 изображен (в произвольных единицах) ход массового коэффициента поглощения для серебра и меди в зависимости от длины волны  $\lambda$ .

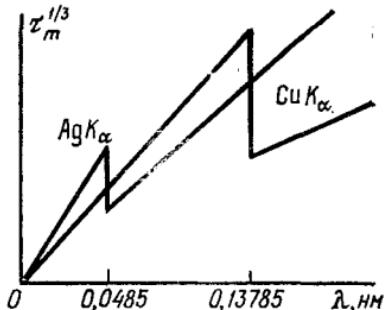


Рис. 90

На вертикальной оси отложена величина  $\tau_m^{1/3}$ . Зависимость всюду линейная, но при длинах волн  $\lambda = 0,0485$  нм для серебра и  $\lambda = 0,13785$  нм для меди наблюдается край поглощения, связанный с прекращением возбуждения  $K$ -уровня.

Если бы кривую поглощения для серебра продолжить в сторону более

длинных волн, то на ней появились бы три зубца при длинах волн

0,3245, 0,3506, 0,3993 нм, соответствующие новым краям поглощения (уровень  $L$  тройной, как видно из рис. 88).

Особенность поглощения рентгеновских лучей состоит в том, что оно является чисто атомным свойством. Молекулярный коэффициент поглощения аддитивно складывается из атомных коэффициентов элементов, входящих в состав молекулы. Пользуясь этим, молекулярные коэффициенты поглощения бесчисленного множества химических соединений можно вычислить, зная атомные коэффициенты поглощения элементов. Далее, как видно из формулы (48.12), атомные коэффициенты поглощения быстро возрастают с увеличением порядкового номера элемента — пропорционально  $Z^4$ . На этих особенностях поглощения рентгеновских лучей основано их применение для целей просвечивания (см. задачу 1 к этому параграфу).

**10.** В заключение этого параграфа рассмотрим еще одно явление, происходящее в электронной оболочке атома и вызывающее также поглощение рентгеновских лучей. Оно называется *эффектом Оже* (р. 1899) или *автоионизацией возбужденного атома*. Это явление связано с перераспределением энергии внутри возбужденного атома. В отличие от обычной фотоионизации, когда поглощенный рентгеновский квант приводит непосредственно к вылету электрона за пределы атома, эффект Оже происходит в две стадии. На первой стадии происходит поглощение рентгеновского кванта, сопровождающееся возбуждением атома, а именно освобождением электрона из  $K$ -слоя, т. е. образованием дырки в этом слое. На второй стадии происходит заполнение этой дырки электроном, перескакивающим из  $L$ -слоя. Избыток энергии  $\mathcal{E}_K - \mathcal{E}_L$  либо выделяется в виде кванта ха-

рактеристического излучения, что было рассмотрено выше, либо приводит к выбрасыванию одного электрона из вышележащих оболочек атома. Этот процесс и называется эффектом Оже, а выброшенный электрон — *электроном Оже*. Таким образом, дырка в *L*-слое сохраняется, но возникает вторая дырка в одном из вышележащих слоев. Иными словами, атом становится дважды ионизованным.

Фотографируя в камере Вильсона фотоэлектроны, освобождаемые рентгеновскими лучами из атомов тяжелых инертных газов (например, криптона), Оже обнаружил, что в некоторых случаях в одной и той же точке берут начало *два электронных следа*. Один электрон образуется в результате обычной фотопионизации на *K*-слое, другой — вследствие внутреннего перераспределения энергии возбужденного атома, т. е. вследствие эффекта Оже.

Электроны Оже всегда уносят значительную долю энергии возбужденного атома. Особенно сильно эффект Оже проявляется в тех случаях, когда переходы с излучением фотонов запрещены (например, в 0—0-переходах).

### ЗАДАЧИ

1. Сравнить коэффициенты поглощения рентгеновских лучей для костей и тканей человеческого тела. Вещество кости в основном составляет фосфорнокислый кальций  $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ . Поглощение ткани обусловлено главным образом входящей в нее водой  $\text{H}_2\text{O}$ .

Решение. На основании формулы (48.12) с учетом значений порядковых номеров элементов получим

$$\frac{(\tau_a)_{\text{кость}}}{(\tau_a)_{\text{ткань}}} = \frac{3 \cdot 20^4 + 2 \cdot 15^4 + 8 \cdot 8^4}{2 \cdot 1^4 + 8^4} \approx 150.$$

Для определения отношения массовых коэффициентов поглощения, согласно (48.13), надо учесть отношение молекулярных масс рассматриваемых химических соединений. Для  $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$   $A = 3 \cdot 40 + 2 \cdot 30 + 8 \cdot 16 = 308$ ; для  $\text{H}_2\text{O}$   $A = 2 \cdot 1 + 16 = 18$ . Поэтому

$$\frac{(\tau_m)_{\text{кость}}}{(\tau_m)_{\text{ткань}}} \approx 150 \cdot \frac{18}{308} \approx 9,$$

т. е. массовый коэффициент поглощения кости примерно в 10 раз превосходит такой же коэффициент ткани. Из-за различия плотностей отношение коэффициентов поглощения  $(\tau)_{\text{кость}}$  и  $(\tau)_{\text{ткань}}$  еще примерно в 2—3 раза больше. Этого достаточно, чтобы понять, почему на рентгеновских снимках тень от костей выделяется так резко.

2. Как известно, у редких земель внутренняя оболочка  $f$  заполняется после заполнения наружных оболочек. Таким образом, внутри электронной атмосферы атома имеются незаполненные места — дырки. Может ли происходить спонтанное рентгеновское излучение, возникающее при заполнении таких дырок?

Ответ. Не может, так как при переходе электрона из наружных оболочек в рассматриваемую дырку энергия атома не уменьшается, а увеличивается.