

## ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ

*М. П. Бронштейн, Ленинград*

Известно, что  $\beta$ -лучи, испускаемые радиоактивными элементами, обнаруживают спектр скоростей, состоящий из ряда резких линий на непрерывном фоне. Такой спектр может быть получен на фотографической пластинке, на которую падают  $\beta$ -электроны, испытавшие отклонение в магнитном поле. Этот метод был впервые применен более 20 лет назад Бейером, Ганом и Мейтнером<sup>1</sup>, которые обнаружили существование резких линий, не сумев, впрочем, обнаружить непрерывного фона. Резкие линии, вообще, представляют наиболее заметную часть  $\beta$ -спектра, хотя по общему числу электронов непрерывный фон значительно их превосходит. Это обстоятельство обнаружил впервые в 1914 г. Чэдвик<sup>2</sup>, применявший для подсчета числа электронов в различных местах  $\beta$ -спектров ионизационную камеру и счетчик.

Почти одновременно с этим Резерфорд, Робинсон и Раулинсон<sup>3</sup> нашли, что  $\gamma$ -лучи, испускаемые в том же радиоактивном распаде, при котором наблюдается испускание  $\beta$ -линий, способны вырывать из металлических листов группы вторичных электронов с дискретными скоростями; поэтому Резерфорд<sup>4</sup> высказал вполне подтвердившееся дальнейшими исследованиями предположение, что сами  $\beta$ -линии представляют не что иное как вторичные электроны, вырванные из электронной оболочки атома, которому принадлежит радиоактивное ядро,  $\gamma$ -лучами, испускаемыми этим ядром. Таким образом первичными электронами (т. е.  $\beta$ -лучами в настоящем смысле слова) оказываются не электроны  $\beta$ -линий, но электроны непрерывного  $\beta$ -спектра. Непрерывный характер этого спектра является существенной чертой  $\beta$ -распада и не связан ни с какими вторичными явлениями; это доказывается экспериментами Эллиса и Вустера<sup>5</sup>, из которых видно, что первичные  $\beta$ -лучи уже при самом вылете из радиоактивного ядра обладают непрерывным распределением скоростей. Поэтому наличие именно такого непрерывного  $\beta$ -спектра является необходимым и достаточным признаком  $\beta$ -распада. Резкие  $\beta$ -линии, напротив, не имеют ничего общего с  $\beta$ -распадом, а представляют результат частичного фотоэлектрического поглощения  $\gamma$ -лучей, испускаемых ядрами, в электронных оболочках, окружающих эти ядра; такое фотоэлектрическое поглощение  $\gamma$ -лучей получило название в н у т

ренной конверсии. Поэтому линейный  $\beta$ -спектр неизбежно сопутствует испусканию  $\gamma$ -лучей как в том случае, когда испусканием  $\gamma$ -лучей сопровождается  $\beta$ -распад, так и в том случае, когда им сопровождается  $\alpha$ -распад. Классическим примером радиоактивного вещества, испускающего также (вторичные)  $\beta$ -лучи, несмотря на то, что никакого  $\beta$ -распада с ним не происходит, является радий.

Сравнительная сложность линейных  $\beta$ -спектров и богатство линиями объясняются тем, что одна и та же частота  $\gamma$ -лучей может приводить к появлению многих  $\beta$ -линий, так как поглощение  $\gamma$ -кванта может происходить в различных слоях электронной оболочки атома, например в слое  $K$ , в слое  $L_1$ ,  $L_2$  и т. д. Энергия электрона, вырванного при внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей, будет равна энергии  $\gamma$ -кванта минус та работа, которую нужно затратить, чтобы вырвать электрон из соответствующего слоя. Эта работа равна величине  $h\nu$  для границы соответствующей рентгеновской серии. Поэтому при анализе линейных спектров  $\beta$ -лучей мы должны находить группы  $\beta$ -линий, обладающие тем свойством, что энергии всех линий данной группы получаются из энергии самой медленной линии этой группы прибавлением всевозможных  $h\nu$  рентгеновской  $K$ -серии соответствующего химического элемента. Так как рентгеновские частоты и границы рентгеновских серий хорошо известны и так как энергия электронов  $\beta$ -лучей тоже может быть хорошо измерена, то это дает возможность определить с достаточной точностью частоту  $\gamma$ -лучей, испускаемых ядрами и частично конвертируемых в электронных оболочках. Такой метод исследования  $\gamma$ -спектров является наиболее надежным из всех существующих, поскольку речь идет об измерении частоты  $\gamma$ -лучей, хотя, в отличие от методов, основанных на эффекте Комптона или на обыкновенном фотоэффекте, он не позволяет определять непосредственно интенсивности.

Однако для того чтобы этот метод исследования  $\gamma$ -спектров был возможен, необходимо знать, в каком именно атоме происходит внутренняя конверсия — в атоме ли исходного радиоактивного вещества или в атоме его продукта. Иными словами, необходимо знать, происходит ли испускание  $\gamma$ -лучей до того, как произошел радиоактивный распад, или после. Мейтнер <sup>6</sup> впервые высказала тот взгляд, что испускание  $\gamma$ -лучей происходит после радиоактивного распада; иными словами, оно является результатом того, что часть ядер, возникающих при радиоактивном распаде, находится в возбужденном состоянии и лишь затем переходит в нормальное состояние, испуская  $\gamma$ -лучи, которые при этом частично конвертируются. Так, например, если мы имеем какой-нибудь радиоактивный элемент с атомным номером  $Z$ , подвергающийся  $\alpha$ -распаду и испускающий при этом  $\gamma$ -лучи, то это значит, что  $\gamma$ -лучи, собственно, испускаются уже ядром с атомным номером  $Z-2$ , т. е. возбужденным ядром, возникшим в результате  $\alpha$ -распада; таким же точно образом, если элемент с атомным номером  $Z$  подвергается  $\beta$ -распаду, испуская при этом

лучи, то они, собственно, испускаются уже возникшим в результате  $\beta$ -распада ядром с атомным номером  $Z+1$ ; поэтому те  $\beta$ -линии, о которых обычно говорят, что они принадлежат элементу с номером  $Z$ , на самом деле представляют результат конверсии в электронной оболочке атома с атомным номером  $Z-2$ , если происходит  $\alpha$ -распад, или  $Z+1$ , если происходит  $\beta$  распад. Так как рентгеновские частоты растут с увеличением атомного номера, то гипотеза Мейтнера смогла быть проверена, как только удалось измерять энергию  $\beta$ -линий с настолько большой точностью, чтобы с уверенностью определить атомный номер, соответствующие которому рентгеновские частоты равны разностям между энергиями  $\beta$ -линий. Так как различие между рентгеновскими частотами больше, когда атомный номер меняется на 2, чем когда он меняется на 1, то естественно, что гипотеза Мейтнера сперва была ею проверена и подтверждена на случаях  $\alpha$ -распада (заметим, что в настоящее время дальнейшим и совершенно независимым от  $\beta$ -линий подтверждением этого же взгляда служит весь комплекс явлений тонкой структуры  $\alpha$ -лучей и ее связи с  $\gamma$ -лучами<sup>7</sup>. Затем Эллис и Вустер<sup>8</sup> подтвердили точку зрения Мейтнера, произведя весьма точное измерение энергий электронов, вырванных  $\gamma$ -лучами RaB и RaC в платине (обыкновенный фотоэффект) и в оболочках самих атомов RaB и RaC (внутренняя конверсия). Приведем пример из этой работы:  $\beta$ -линия, представляющая результат внутренней конверсии одной из  $\gamma$ -линий RaC в K-слое, дает  $H_p = 2980$  (заметим, что скорости  $\beta$ -электронов-обыкновенно задаются через величину  $H_p$  — произведение магнитного поля на радиус кривизны траектории, — которая определяется из эксперимента непосредственно и равна  $\frac{cm_0v}{e\sqrt{1-v^2/c^2}}$  (где  $m_0$  — покоящаяся масса электрона,  $v$  — его скорость,  $e$  — его заряд в абсолютных электростатических единицах); энергия этой линии равна  $h\nu - K_{84}$ , где  $h\nu$  — энергия  $\gamma$ -кванта, если верна точка зрения Мейтнера, т. е. если  $\gamma$ -квант испускается после того, как ядро RaC ( $Z=83$ ) превратилось в ядро RaC' ( $R=84$ ) и она же равна  $h\nu - K_{83}$ , если  $\gamma$ -квант испускается до превращения RaC  $\rightarrow$  RaC'. Энергия же электрона, вырванного тем же  $\gamma$ -квантом из K-слоя платины, равна  $h\nu - K_{78}$ . Так как все три величины ( $K_{78}$ ,  $K_{83}$ ,  $K_{84}$ ) известны, то можно вычислить, что если  $\gamma$ -квант испускается после перехода RaC  $\rightarrow$  RaC', то  $H_p$  для электрона, вырванного из K-слоя платины, должно быть на 56 больше, чем для электрона самой  $\beta$ -линии RaC, а если этот квант испускается до перехода, то всего на 46 больше. Измерение дало число 57, т. е. полностью подтвердило точку зрения Мейтнера. Другие способы проверки (изучение рентгеновских лучей, испускаемых при восстановлении электронной оболочки, из которой внутренняя конверсия вырвала электрон<sup>9</sup>, а также изучение электронов, вырванных этими рентгеновскими квантами при их конверсии в более наружных слоях оболочки<sup>10</sup>, также подтвердили эту точку зрения. Поэтому в настоящее время принято, говоря о происхождении той или иной  $\beta$ - или  $\gamma$ -линии, указывать сразу два элемента, из которых

первый является традиционным собственником этой линии, а второй испускает ее в действительности: так, например, мы говорим о  $\gamma$ -линиях и  $\beta$ -электрозах  $\text{RaB}\cdot\text{C}$  или  $\text{ThC}\cdot\text{C}''$  и т. д.

В настоящее время изучение линейных  $\beta$ -спектров представляет обширную главу ядерной физики. <sup>11</sup> В качестве примера укажем на работу Эллиса <sup>11</sup>, измерявшего энергии и интенсивности (числа электронов)  $\beta$ -линий препарата тория В, находящегося в состоянии равновесия со своими продуктами распада; в промежутке от 0,05 до 3 млн. В он измерил 71 линию  $\beta$ -спектра. Заметим, что  $\beta$ -линии каждого доступного источника радиоактивных излучений (например, хотя бы того же ториевого препарата, состоящего из элементов  $\text{ThB}$ ,  $\text{ThC}$ ,  $\text{ThC}'$ ,  $\text{ThC}''$ ,  $\text{ThD}$ ) обозначаются следующим образом <sup>12</sup>: наиболее интенсивные линии обозначаются большими латинскими буквами (например, линии  $A$ ,  $B$  и т. д. в порядке возрастающих энергий); линии средней интенсивности, лежащие в промежутке между  $A$  и  $B$ , обозначаются  $Aa$ ,  $Ab$ ,  $Ac$  и т. д., и, наконец, совсем слабые линии, лежащие между  $Ab$  и  $Ac$ , обозначаются  $Ab_1$ ,  $Ab_2$ ,  $Ab_3$  и т. д. Что касается  $\gamma$ -линий, то они обозначаются прибавлением буквы  $\gamma$  к названию наиболее интенсивной  $\beta$ -линии, представляющей результат конверсии этой  $\gamma$ -линии. Так, например, принадлежащая торью  $\text{C}''$  (или, точнее,  $\text{ThC}''\cdot\text{D}$ , т. е. испускаемая ядром изотопа свинца) интенсивная  $\gamma$ -линия с энергией 2,62 млн. В, вызывающая (при конверсии в слоях  $K$ ,  $L$ ,  $M$ , атома  $\text{Pb}$ )  $\beta$ -линии  $X$ ,  $Xa$   $Xa_1$ , называется  $\gamma X$ .

Из всего сказанного видно, что между  $\gamma$ -спектрами и линейными  $\beta$ -спектрами радиоактивных веществ существует тесное соотношение, которое заключается в том, что каждой  $\gamma$ -линии соответствует ряд  $\beta$ -линий, представляющих результат ее конверсии во всевозможных слоях электронной оболочки, и каждой  $\beta$ -линии соответствует одна  $\gamma$ -линия, которая может быть обнаружена и каким-либо независимым методом (например, методом Скобельцына или же фотоэлектрическим методом) и в результате конверсии которой возникает рассматриваемая  $\beta$ -линия. Разумеется, в некоторых отдельных случаях возможна и исключения. Так, например, может случиться, что фотоны данной  $\gamma$ -линии настолько сильно поглощаются в окружающей ядро электронной оболочке, что лишь очень немногие из них (а может быть и никакие) выходят наружу и делаются доступны наблюдению фотоэлектрическим или каким-нибудь иным методом. Примером может служить тот факт, открытый Тибо <sup>13</sup>, что в линейном  $\beta$ -спектре  $\text{RaC}'$  существуют три довольно заметные линии, которые должны быть приписаны конверсии  $\gamma$ -линии с энергией 1,426 млн. В в слоях  $K$ ,  $L$  и  $M$ , электронной оболочки  $\text{RaC}'$ , и, тем не менее, никаких следов этой  $\gamma$ -линии не удается обнаружить в скоростном спектре электронов, вырываемых  $\gamma$ -лучами  $\text{RaC}$  в различных металлах. Это значит, что в этом случае конверсия оказывается полной или во всяком случае необычно высокой. (Заметим, что Скобельцын <sup>14</sup>, применяя к исследованию  $\gamma$ -спектра  $\text{Ra}(\text{B} + \text{C})$  свой метод подсчета электронных треков в камере Вильсона, пре-

исходящий фотоэлектрический метод своей чувствительностью обнаруживанию присутствия  $\gamma$ -излучения, но все же уступающий ему по точности определения длины волны, нашел в области, близкой к 1,4 млн. V, более интенсивное излучение, чем это соответствовало бы находящейся там и открытой в фотоэлектрическом спектре Эллисом и Астоном <sup>15</sup> слабой  $\gamma$ -линии  $1,389 \cdot 10^6$  V; поэтому возможно, что слабая  $\gamma$ -линия с энергией  $1,426 \cdot 10^6$  V все же существует, хотя, как мы увидим дальше, это не очень хорошо согласуется с теоретическими представлениями.) Таким образом мы видим, что простота соотношения между  $\beta$ - и  $\gamma$ -спектрами может быть нарушена аномально высокой конверсией отдельных  $\gamma$ -линий. Возможны, по видимому, и обратные случаи аномально низкой конверсии, в которых наблюдаемой  $\gamma$ -линии не соответствует никакой заметной эмиссии  $\beta$ -электронов. Так, например, в  $\gamma$ -спектре ThC·C' Скобельцын <sup>16</sup> обнаружил своим методом присутствие  $\gamma$  линии с энергией около  $1,65 \cdot 10^6$  V. Существование  $\gamma$ -линии приблизительно такой энергии подтверждается также и тем обстоятельством, что среди возбужденных состояний, в которых оказывается большая часть ядер ThC' после  $\beta$ -распада ThC  $\rightarrow$  ThC', существует одно с энергией, превосходящей энергию нормального состояния на  $1,78 \cdot 10^6$  V (такова по измерениям Розенблюма и Валадара <sup>17</sup> разность между энергией главной длиннопробежной группы  $\alpha$ -частиц, испускаемой торием C', и энергией основной группы  $\alpha$ -частиц). Тем не менее, Эллис <sup>11</sup> не сумел обнаружить соответствующих конвертированных линий в  $\beta$ -спектре Th(B + C). Поэтому, быть может, следует заключить, что конверсия этого  $\gamma$ -излучения аномально мала. Однако возможно, что она все же существует, потому что Же Ши-юань <sup>18</sup> обнаруживает в  $\beta$ -спектре Th(C + C' + C'') слабую линию с энергией  $1,569 \cdot 10^6$  V; если сюда прибавить  $0,093 \cdot 10^6$  V, т. е. работу вырывания электрона из K-слоя ThC' ( $Z = 84$ ), то получится  $1,662 \cdot 10^6$  V, т. е. число, близкое к приводимому Скобельцыным. Здесь, впрочем, как и в случае  $\gamma$ -линии с энергией  $1,426 \cdot 10^6$  V, вопрос экспериментально не вполне выяснен (энергия по Скобельцыну и Же Ши-юаню меньше, чем по данным тонкой структуры), тем более что  $\beta$ -линия  $1,569 \cdot 10^6$  V находится согласно Же Ши-юаню в соседстве с двумя другими слабыми  $\beta$ -линиями  $1,441 \cdot 10^6$  V и  $1,415 \cdot 10^6$  V, происхождение которых трудно понять. Наконец, третий возможный тип нарушения простоты соотношения между  $\beta$ - и  $\gamma$ -спектрами может встретиться тогда, когда вследствие случайного числового совпадения две различные  $\gamma$ -линии, конвертируясь в различных слоях электронной оболочки, дают вторичные электроны одной и той же энергии. Вероятность такого совпадения при точности современных измерений ничтожна; но, тем не менее, Эллис <sup>11</sup> нашел два таких курьезных случая. Так, например, линия M исследованного им  $\beta$ -спектра Th(B + C) состоит из электронов, вырванных  $\gamma$ -линией  $\gamma L$  ( $0,510 \cdot 10^6$  V, ThC''·D) в слое  $L_1$  атома Pb (=ThD), и из электронов, вырванных  $\gamma$ -линией  $\gamma M$  ( $0,582 \cdot 10^6$  V; ThC''·D) в слое K того же атома. При этом случайное совпадение оказывается настолько точным, что на при-

водимой Эллисом фотографии  $\beta$ -спектра „двойная“ линия  $M$  оказывается ничуть не шире, чем соседняя столь же интенсивная линия  $L$  (скорее имеет место обратное). Мы увидим ниже, как теория внутренней конверсии позволяет разобраться в таких случаях.

Резюмируя сказанное, мы можем охарактеризовать внутреннюю конверсию количественно следующим образом: пусть дано некоторое большое число атомов, содержащих возбужденное ядро в состоянии  $i$  (предположим, что состояния ядра обозначены 1, 2, 3... в порядке возрастания энергии). Рассмотрим ту долю этого числа атомов, которая совершает переход от состояния ядра  $i$  к состоянию ядра  $j$  ( $j < i$ ). Обозначим эту долю  $p_{ij}$  (нет надобности в том, чтобы было  $\sum_{j=1}^{i-1} P_{ij} = 1$ , так как может случиться, что некоторая часть ядер подвергается радиоактивному распаду, испуская, например, длиннопробежную  $\alpha$ -частицу). Как может атом потерять при этом тот избыток энергии, которым он обладает, держа ядро в состоянии  $i$ , по сравнению со своим конечным состоянием, когда он содержит ядро в состоянии  $j$ ? Он может сделать это на несколько различных ладов. Он может, например, испустить фотон,  $h\nu$  которого равно потерянному избытку энергии; он может испустить из  $K$ -слоя своей электронной оболочки электрон с энергией  $h\nu - K$ , где  $K$  — работа вырывания электрона из этого слоя, и вслед за этим отдать остальные  $K$  эрг или в виде рентгеновского излучения, испускаемого при восстановлении электронной оболочки, или отчасти в виде электронов, выбрасываемых из более высоких слоев, а отчасти в виде рентгеновского излучения (такая внутренняя конверсия рентгеновских лучей изучалась многими авторами<sup>19</sup>); таким же образом может быть вырван электрон с энергией  $h\nu - L_1$  из слоя  $L_1$ , а оставшая энергия  $L_1$  отдана в виде рентгеновских квантов и отчасти в виде электронов из более высоких слоев и т. д. Конечное состояние системы во всех этих случаях одно и то же, а именно — атом с ненарушенной электронной оболочкой и с невозбужденным ядром. (Строго говоря, при описании всех этих процессов нужно было бы принимать во внимание и энергию отдачи атома, которой, однако, здесь, в противоположность тому, что имеет место при испускании  $\alpha$ -частиц, практически можно пренебречь.)

Как отметили впервые Смекаль и Росселанд<sup>20</sup>, мы должны ограничиться при определении внутренней конверсии лишь описаниями того, в какой форме атом отдает свой избыток энергии, не настаивая при этом описании на том, что обязательно сперва ядро испускает фотон с энергией  $h\nu$  и затем этот фотон поглощается в электронной оболочке. (В значительной мере, как мы увидим дальше, споры о том, заключается ли внутренняя конверсия в предварительном испускании и последующем поглощении фотона  $\gamma$ -лучей или же происходит более непосредственное взаимодействие между ядром и электронной оболочкой, имеют филологический характер.) Если мы обозначим  $p_{ij}(1 - \alpha_{ij})$  вероятность того, что произойдет ядерный переход  $i \rightarrow j$  и при этом

из атома уйдет  $\gamma$ -фотон с полной потерянкой при этом  $h\nu_{ij}$  и если мы обозначим через  $p_{ijk} \cdot \alpha_{ij}$  вероятность того, что произойдет переход  $i \rightarrow j$  и при этом из атома уйдет электрон с энергией  $h\nu_{ij} - K$ , через  $p_{ijl} \cdot \alpha_{ij}$  вероятность того, что произойдет переход  $i \rightarrow j$  и из атома уйдет электрон с энергией  $h\nu_{ij} - L$  и т. д., то должно иметь место соотношение:

$$\alpha_{ij} = K \cdot \alpha_{ij} + L_1 \alpha_{ij} + L_2 \alpha_{ij} + \dots$$

Величина  $\alpha_{ij}$ , которая может считаться вероятностью поглощения  $\gamma$ -фотона  $h\nu_{ij}$  в электронной оболочке атома, называется полным коэффициентом внутренней конверсии этой  $\gamma$ -линии, величина  $K \alpha_{ij}$  ее коэффициентом конверсии в  $K$ -слое и т. д.

Измерение коэффициентов внутренней конверсии  $\gamma$ -линий радия В + С было произведено Эллисом и Астоном<sup>15</sup>. Их метод заключался в том, что толстостенная платиновая трубочка наполнялась эманацией радия, находящейся в равновесии со своими продуктами распада, в том числе RaB и RaC, количество которых в этом равновесном состоянии может быть подсчитано из количества эманации. Испускаемые радием В + С  $\gamma$ -лучи поглощались в платиновой стенке, которая поэтому испускала фотоэлектроны. Главная группа фотоэлектронов, соответствующих  $\gamma$ -линии  $h\nu$ , обладает энергией  $h\nu - K_{pl}$ ; соответствующая линия в  $\beta$ -спектре платиновой трубочки должна быть несколько размазана в сторону малых энергий, так как электроны, вырывающиеся вблизи от внутренней стороны стенки, тормозятся при прохождении через толщу платины. Фотометрируя фотографию такой  $\beta$ -линии, Эллис и Астон заключали о количестве электронов, вырывающихся  $\gamma$ -квантами из  $K$ -слоя атомов трубочки. Для того чтобы отсюда перейти к количеству  $\gamma$ -квантов, испускаемых радием В или С, необходимо знать вероятность фотоэлектрического поглощения. В этом заключается наиболее деликатный пункт всего исследования; для определения фотоэлектрического коэффициента Эллис и Астон использовали эмпирическую формулу Грея<sup>21</sup>. В результате таких расчетов получаются для трех  $\gamma$ -линий RaB следующие числа  $\gamma$ -квантов, испускаемых на каждое распадающееся ядро.

Энергия $\gamma$ -линии в млн $\gamma$	Число $\gamma$ -квантов на ядро RaB
0,243	0,115
0,297	0,258
0,331	0,450

Для RaC получается аналогичная таблица:

Энергия $\gamma$ -линии	Число квантов
0,612	0,658
0,773	0,065
0,941	0,067
1,130	0,206
1,248	0,063
1,390	0,064
1,426	
1,778	0,258
2,219	0,071

Заметим при этом, что так как фотометрирование дает лишь относительные числа электронов  $\beta$ -линий, переход к абсолютным числам  $\gamma$ -квантов, помещенных во втором столбце таблицы, совершается с помощью того, что общее количество энергии, испускаемой в виде  $\gamma$ -излучения на данное количество ядер, может быть измерено калориметрически. Эллис и Астон использовали калориметрические измерения Грея.

Количество электронов, вырываемых данной  $\gamma$ -линией из  $K$ -слоя электронной оболочки самого атома, содержащего возбужденное ядро, определялось Эллисом и Астоном посредством фотометрирования фотографии  $\beta$ -спектра, испускаемого непосредственно осадком радия В + С, нанесенным на наружную сторону трубки. Деля число  $\beta$ -электронов, вырываемых  $\gamma$ -линией из  $K$ -слоя, рассчитанное на один распад, на соответствующее число  $\gamma$ -квантов, избегших конверсии (т. е. на число из второго столбца приведенной таблицы), мы получаем отношение  $\frac{K^2}{1-\alpha}$  для данной  $\gamma$ -линии. Полученные таким образом результаты дают следующую таблицу:

$K^2$		$\frac{K^2}{1-\alpha}$
	RaB·C	
0,243		0,364
0,297		0,186
0,354		0,117
	RaC·C'	
0,612		0,0061
0,773		0,0048
0,941		0,0061
1,130		0,0062
1,248		0,0057
1,300		0,0014
1,426		—
1,778		0,0016
2,219		0,0013

Что касается коэффициентов конверсии в иных слоях, то отношение их к коэффициенту конверсии в  $K$ -слое может быть определено из относительных количеств электронов соответствующих  $\beta$ -линий. Измерение этих относительных количеств дает следующие результаты:

$\gamma$ -линия млн. V	$Ll^2$ $K^2$	$Ml^2$ $K^2$	$Nl^2$ $K^2$
0,243	0,12	0,03	—
0,297	0,13	0,02	—
0,612	0,22	0,04	0,04
1,130	0,16	0,08	—
1,426	0,14	—	—

Таковы экспериментальные результаты, относящиеся к коэффициентам внутренней конверсии. Работа Эллиса и Астона, содержащая эти результаты, является пока единственной попыткой непосредственного определения коэффициентов  $\alpha$ . Самой трудной частью задачи является, конечно, определение интенсивностей отдельных  $\gamma$ -линий. Измерения Скобельцына<sup>14</sup> также позволяют

судить о распределении энергии, в  $\gamma$ -спектре Ra (B + C), причем полученные им результаты, хотя и относящиеся лишь к общей форме распределения энергии, а не к отдельным линиям, в общем согласуются с измерениями Эллиса и Астона, хотя, как уже отмечено выше, в области вблизи  $1,4 \cdot 10^6$  V существует расхождение между результатами измерений, до сих пор удовлетворительно необъясненное.

Результаты измерений Эллиса и Астона (коэффициенты внутренней конверсии в K-слое) нанесены в виде крестиков на рис. 1 и 2. На оси абсцисс отложены отношения  $\frac{mc^2}{h\nu}$  для  $\gamma$ -линий, т. е. длины волн, измеренные в единицах  $\frac{h}{mc}$ , где  $m$  — масса электрона. Соответствующие энергии в миллионах вольт нанесены вверху рисунков. Смысл кривых, проведенных на тех же рисунках,

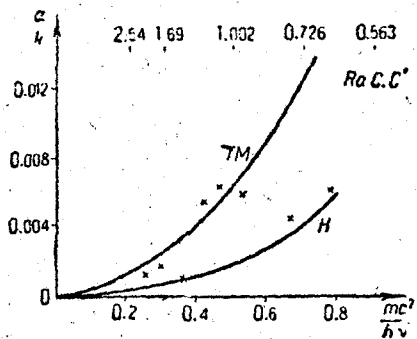


Рис. 1.

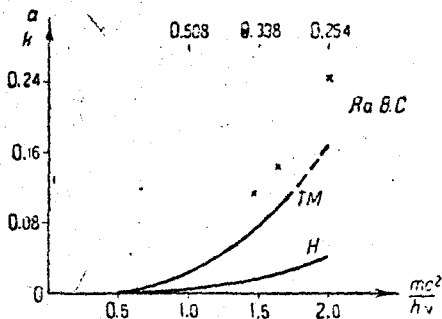


Рис. 2.

см. ниже. Мы видим, что в случае RaB наблюдается регулярное (поскольку можно судить по трем точкам) уменьшение конверсии с возрастанием жесткости, а в случае RaC имеется, наоборот, весьма нерегулярный ход. При этом у RaC все коэффициенты конверсии меньше, чем, 0,7%; исключение составляет лишь линия RaC с энергией  $1,426 \cdot 10^6$  V, не обозначенная на рисунке, коэффициент конверсии которой весьма велик (больше 80% для K-слоя). У RaB коэффициент конверсии в общем значительно больше, чем у RaC. (Кроме приведенных в таблицах линий можно указать и на слабые  $\gamma$ -линии  $0,471 \cdot 10^6$  V радия В. С. и  $0,429 \cdot 10^6$  V радия С. С', из которых вторая несколько сильнее первой, в то время как число конвертированных электронов у первой в пять раз больше, чем у второй.)

Теорией внутренней конверсии занимались сперва мисс Суэрлз<sup>23</sup> (еще до измерений Эллиса и Астона), Казимир<sup>20</sup> и Хелм<sup>24</sup>. Все они подходил к задаче так: один электрон находится в кулоновском поле ядра, обладающего зарядом  $Z$ ; состояние электрона определяется квантовыми числами, соответствующими K- или L-слою. Действием остальных электронов, т. е. всякого рода результатами экранирования, совершенно прене-

брегали. На кулоновское поле накладывается в качестве возмущения поле герцеевского вибратора (диполя с переменным электрическим моментом) с частотой  $\nu$ . Это возмущение приводит к вероятности перехода электрона из начального состояния (например, из состояния  $K$ ) в состояние, в котором он вырван из атома и движется с энергией  $h\nu - K$ . Такая вероятность вычисляется и затем помножается на число электронов в соответствующем слое (например, на 2 в случае  $K$ -слоя); это и дает теоретический коэффициент конверсии. При этом недостатком вычислений мисс Суарлз было то, что она пользовалась уравнением Шредингера, пренебрегая релятивистскими эффектами, которыми в данном случае нельзя пренебречь. У нее получились коэффициенты конверсии раз в 10 меньше, чем получаются из эксперимента для большинства линий (не говоря уже об аномальной линии  $1,426 \cdot 10^6$  V, где расхождение составляет несколько сотен раз). Казимир впервые применил к вычислению коэффициентов конверсии релятивистское уравнение Дирака, причем с целью упростить вычисления он допустил, что отношение  $h\nu : mc^2$  очень велико, и затем экстраполировал свой результат на меньшую жесткость (иными словами, он пользовался асимптотической формулой, выведенной для  $h\nu \rightarrow \infty$ ). У него тоже получились слишком малые  $\alpha$ . Поэтому возникла мысль о том, что внутренняя конверсия  $\gamma$ -лучей представляет явление типичного релятивистски-квантового характера, не укладывающееся в рамки существующей теории и связанное с особым типом взаимодействия между ядром и наружными электронами, возникающим вследствие того, что наружные электроны обладают волновой функцией, которая может принимать заметные значения и вблизи ядра. Такое „механическое“ взаимодействие впервые ввел Фаулер<sup>25</sup> для объяснения конверсии линии  $1,426 \cdot 10^6$  V; см. также работу Дельбрюка и Гамова<sup>26</sup>, где по этому поводу внутренняя конверсия названа *infernal conversion* вместо *internal conversion*. Однако Хелм (l. c.) получил более удовлетворительные результаты, сумев проделать весьма громоздкие вычисления без предположения о том, что  $h\nu \gg mc^2$ . Вычисления коэффициента  $\alpha$  Хелм произвел для шести линий (1,778 p  $10^6$  Нр 1,13  $\cdot 10^6$ , 0,8  $\cdot 10^6$ , 0,612  $\cdot 10^6$ , 0,354  $\cdot 10^6$ , 0,243  $\cdot 10^6$  V); через полученные точки проведена кривая (обозначенная  $H$  на наших рисунках). При этом принималось  $Z = 84$  (атомный номер продукта распада  $RaC \rightarrow RaC'$ ; для  $RaB, C$  нужно было бы взять  $Z = 83$ , но разница слишком мала, и ею можно пренебречь). Из рис. 1 видно, что несколько экспериментальных точек для  $RaC$  довольно хорошо укладываются на кривую Хелма, откуда следует, что для этих линий предложенное объяснение конверсии (дипольное излучение с последующим фотоэффектом) является правильным. Однако три точки  $RaC$ , не говоря уже об аномальной линии, а также все три точки  $RaB$  не укладываются на хелмовскую кривую. Хелм вычислил также (для случая  $h\nu \gg mc^2$ ) отношение  $\alpha_{L_I} : \alpha_{L_{II}} : \alpha_{L_{III}}$  и нашел его равным 6,7 : 1,0,0086 : 0,044 (впрочем, по экспериментальным данным  $\alpha_{L_{II}}^2$  всегда  $> \alpha_{L_{III}}^2$ ). Отношение  $\alpha_{L_I} : \alpha_{L_{II}}$  было вычислено в отдель-

ности для  $h\nu = 0,72 \cdot 10^6$  V и найдено равным 7. Поэтому оно, вероятно, не зависит от частоты. Это отношение хорошо согласуется с измерениями Элиса и Астона.

Тейлор и Мотт<sup>27</sup> произвели обширное исследование, в котором был в значительной мере выяснен физический смысл предположения о том, что излучение имеет дипольный характер. Если предположим, что процесс возбуждения ядра заключается в том, что одна заряженная частица (например,  $\alpha$ -частица), двигаясь в неизменном поле остальных частей ядра, переходит в состояние с более высокой энергией, то испускаемое ею излучение при обратном переходе имеет, как показывает квантовая механика, дипольный характер в том случае, если азимутальное квантовое число (момент количества движения, измеренный в единицах  $\frac{h}{2\pi}$ )

меняется при этом на 1; если же оно не меняется или меняется на 2, то поле испускаемого излучения будет иметь не дипольный, а квадрупольный характер. Имея дело с атомами, мы привыкли к тому, что вероятность квадрупольных переходов очень невелика (так называемые запрещенные линии); однако в случае ядра может быть, что вероятность квадрупольных переходов вполне сравнима с вероятностью дипольных (удовлетворительное объяснение этого может дать лишь будущая теория ядра, в которой будут объяснены свойства ядерных электронов; с точки же зрения обычной волновой механики это обозначает только, что дипольный момент ядра весьма мал). Рассматривая переходы  $\alpha$ -частицы из одного состояния в другое, Тейлор и Мотт вводят взаимодействие этой  $\alpha$ -частицы с наружным электроном. При этом, вообще говоря, можно пренебречь влиянием электрического поля внутри ядра, в котором движется  $\alpha$ -частица, на волновую функцию электрона, т. е. „механическим“ взаимодействием электрона с ядром. Исключение представляет лишь переход  $\alpha$ -частицы, в котором азимутальное квантовое число равно нулю до и после перехода, т. е. переход типа  $S \rightarrow S$ . Такой переход, сопровождающийся излучением, абсолютно запрещен правилами отбора волновой механики; он может произойти лишь под влиянием „механического“ взаимодействия электрона с ядром, причем электрон берет на себя всю освобождающуюся при переходе энергию. Уже Фаулер (l. c.) объяснял этим аномальную линию  $1,426 \cdot 10^6$  V. Во всех прочих случаях взаимодействие  $\alpha$ -частицы, двигающейся внутри барьера, с электроном, находящимся вне барьера, может быть вычислено по методу Меллера<sup>28</sup>, который позволяет учесть эффект запаздывания следующим образом: вычисляется плотность заряда и тока, соответствующая данному переходу  $\alpha$ -частицы, и запаздывающие потенциалы, происходящие от этого заряда и тока, подставляются в качестве возмущения в релятивистское волновое уравнение для электрона, находящегося снаружи. Этот метод является в то же самое время описанием механического взаимодействия между  $\alpha$ -частицей и электроном и описанием фотоэлектрического поглощения испускаемых  $\alpha$ -частицей  $\gamma$ -лучей; поэтому, как подчеркивают Тейлор и

Мотт, различие между обеими точками зрения имеет в этом случае лишь филологический характер.

Кривая квадрупольного излучения, вычисленная Тейлором и Моттом в дополнение к дипольной кривой Хелма, обозначена на наших рисунках буквами *ТМ*. Мы видим, что все точки подходят близко либо к той, либо к другой кривой. Так, например, из двух точек, лежащих на  $\alpha=0,006$  и обозначенных прямыми крестиками (так отмечены у нас те измерения, которые Эллис считает особенно надежными), одна лежит на кривой Хелма, а другая — на кривой Тейлора-Мотта. В случае  $RaB$  совпадение несколько хуже: вычисленный по Тейлору и Мотту коэффициент конверсии на треть меньше измеренного, но ход с частотой и здесь передан правильно. Так как измерения очень трудны, то нельзя быть уверенным в том, что эти расхождения имеют реальный характер. Таким образом в общем можно сказать, что измеренные коэффициенты конверсии удовлетворительно объясняются фотоэлектрическим поглощением в электронной оболочке  $\gamma$ -фотонов, испускаемых в ядерных переходах с изменением азимутального квантового числа на 1, 2 и 0.

В качестве примера тех услуг, которые оказывает теория внутренней конверсии при анализе  $\beta$ -спектров, приведем разбор происхождения отмеченной выше „двойной“  $\beta$ -линии Моториевого препарата (Эллис)<sup>11</sup>. Линия *L* в  $\beta$ -спектре этого препарата, принадлежащая  $ThC'$ , *D* имеет энергию  $0,42198 \cdot 10^6$  V, а линия *M*, принадлежащая этому же ядру, — энергию  $0,49417 \cdot 10^6$  V. Если к энергии линии *L* прибавить работу вырывания электрона из *K*-слоя свинца, равную  $0,08750 \cdot 10^6$  V, то получится  $0,50948 \cdot 10^6$ , а, если к энергии линии *M* прибавить работу вырывания из  $L_1$ -слоя, равную  $0,01582 \cdot 10^6$  V, то получится  $0,50999 \cdot 10^6$  — совпадение, достаточное для того, чтобы говорить о существовании  $\gamma$ -линии с энергией  $0,51 \cdot 10^6$  V. Но (в произвольных единицах, принятых в работе Эллиса) интенсивность линии *L* равна 1,70. Так как отношение  $k\alpha: L_1\alpha$  на основании опыта и теории должно равняться семп, то можно было бы ожидать, что интенсивность линии *M* должна быть равна 0,24. Однако она равна 1,70. Поэтому приходится допустить, что остальные 1,46 имеют какое-то иное происхождение. Если мы прибавим к энергии линии *M* работу вырывания из *K*-слоя, то получим  $0,58167 \cdot 10^6$  V. Существует в том же  $\beta$ -спектре линия *N*, которая дает, если к ней прибавить работу вырывания из  $L_1$ -слоя, энергию  $0,58240 \cdot 10^6$  V. Поэтому можно говорить о существовании  $\gamma$ -линии с энергией  $0,58 \cdot 10^6$  V, конверсия которой в *K*-слое объясняет часть 1,46 линии *M* и конверсия которой в  $L_1$ -слое объясняет линию *N*. Если это объяснение справедливо, то интенсивность линии *N* должна была бы равняться 0,2. Эксперимент дает 0,3, что для такой сравнительно слабой линии может считаться хорошим совпадением. Дальнейшим подтверждением является существование линий  $Ma$  и  $Ma_1$ , которые могут быть истолкованы как результат конверсии тех

же двух  $\gamma$ -линий  $0,51 \cdot 10^6$  и  $0,58 \cdot 10^6$  В в  $M_1$ -слое, причем их интенсивности равны 0,05 и 0,07, что приблизительно в нужное количество раз меньше интенсивностей 1,70 и 1,46. Таким образом не только энергетические соображения, но и подсчет интенсивностей, основанный на теоретических представлениях о внутренней конверсии, помогает распутывать закономерности  $\beta$ -спектров.

По мнению Эллиса и Мотта<sup>29</sup> теория внутренней конверсии в состоянии помочь при истолковании системы ядерных уровней, когда речь идет о том, чтобы найти соответствующие этим уровням азимутальные числа. В качестве примера они рассматривают систему уровней  $\text{ThC}''$ , найденную Розенблумом и Валадаром<sup>17</sup> при исследовании тонкой структуры  $\alpha$ -лучей, испускаемых при переходе  $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$ . По измерениям Розенблума и Валадара 77% ядер  $\text{ThC}$  превращаются в  $\text{ThC}''$  с энергией возбуждения  $0,041 \cdot 10^6$  В (энергия отсчитывается от нормального уровня) 2,2% превращаются в  $\text{ThC}''$  с энергией возбуждения  $0,332 \cdot 10^6$  В, затем 0,4% дают  $\text{ThC}''$  с энергией возбуждения  $0,477 \cdot 10^6$  В и, наконец, 1,5% дают  $\text{ThC}''$  с энергией на  $0,498 \cdot 10^6$  В превосходящей энергию нормального уровня. Уровням  $\text{ThC}''$  присвоены названия  $\alpha_1$  (нормальный уровень),  $\alpha_0$  ( $0,041 \cdot 10^6$  В),  $\alpha_2$  ( $0,332 \cdot 10^6$  В),  $\alpha_4$  ( $0,477 \cdot 10^6$  В),  $\alpha_3$  ( $0,498 \cdot 10^6$  В),  $\alpha_5$  ( $0,626 \cdot 10^6$  В).

Так как количество ядер  $\text{ThC}$ , переходящих в определенное состояние, например  $\alpha_2$  ядра  $\text{ThC}''$ , должно равняться количеству ядер  $\text{ThC}$ , переходящих из состояния  $\alpha_2$  в более глубокие состояния  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ , минус число ядер  $\text{ThC}''$ , переходящих в состояние  $\alpha_2$  из более высоких состояний  $\alpha_4$ ,  $\alpha_3$ ,  $\alpha_5$ , то мы имеем, следовательно, определенные равенства, которым должны удовлетворять числа ядер  $\text{ThC}$ , переходящих из одного состояния в другое. Обозначим эти числа, рассчитанные на один распад  $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$  буквами  $p$ . Мы должны, например, иметь  $p(\alpha_2 \rightarrow \alpha_0) + p(\alpha_2 \rightarrow \alpha_1) - p(\alpha_4 \rightarrow \alpha_2) - p(\alpha_3 \rightarrow \alpha_2) = 0,022$ . При этом  $p(\alpha_2 \rightarrow \alpha_0)$  равно числу  $\gamma$ -квантов с энергией  $\alpha_2 - \alpha_0 = 0,291 \cdot 10^6$  В, испускаемых на один распад  $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$  и т. д. Числа  $p$  не измерены, но измерены соответствующие числа электронов, испускаемые при конверсии этих линий в определенном слое (например  $K$ -слое) атома  $\text{ThC}''$ , т. е. произведения чисел  $p$  на соответствующие коэффициенты конверсии. Для того чтобы определить числа  $p$ , необходимо сделать гипотезу о том, является ли соответствующая  $\gamma$ -линия дипольной или квадрупольной, что дает возможность определить коэффициент конверсии теоретически по кривой Хелма или Тейлора-Мотта. Мы приводим таблицу тех переходов ядра  $\text{ThC}''$ , при которых действительно испускаются  $\gamma$ -лучи заметной интенсивности, и приведем в ней числа  $\gamma$ -квантов на один распад по квадрупольной и дипольной гипотезе:

	Квадр.	Дип.
$\alpha_3 \rightarrow \alpha_0$	0,0076	0,023
$\alpha_4 \rightarrow \alpha_0$	0,0069	0,022
$\alpha_4 \rightarrow \alpha_1$	0,033	0,010
$\alpha_2 \rightarrow \alpha_0$	0,025	0,16
$\alpha_2 \rightarrow \alpha_1$	0,0081	0,041

Как выбрать между двумя гипотезами? Рассмотрим, например, уровень  $\alpha_2$ . Мы должны иметь  $p(\alpha_2 \rightarrow \alpha_1) + p(\alpha_2 \rightarrow \alpha_0) = 0,022$ . Ясно, что из всех возможностей, предоставляемых нам нашей таблицей, только возможность  $p(\alpha_2 \rightarrow \alpha_0) = 0,025$ ,  $p(\alpha_2 \rightarrow \alpha_1) = 0,0081$  позволяет приблизительно удовлетворить этому требованию. Таким образом ясно, что  $\gamma$ -линии  $\alpha_2 \rightarrow \alpha_0$  и  $\alpha_2 \rightarrow \alpha_1$  и имеют квадрупольный характер.

Если предположить что, впрочем, весьма произвольно, что азимутальное квантовое число основного уровня  $\alpha_1$  равно нулю, то придется положить азимутальные квантовые числа уровней  $\alpha_0$  и  $\alpha_2$  равными 2, так как переход  $0 \rightarrow 0$  запрещен. Аналогичным образом Эллис и Мотт выводят азимутальные квантовые числа для этих уровней. Дальнейшие экспериментальные исследования должны проверить правильность этих выводов.

Заметим, что теорией внутренней конверсии в последнее время отчасти воспользовался и Гамов<sup>30</sup> при построении схемы уровней ядра  $\text{RaC}'$ .

Можно сделать общее заключение, что несмотря на наличие некоторых пока трудно объяснимых разногласий между теорией и измерениями, теория внутренней конверсии может служить ценным вспомогательным орудием при расшифровке  $\gamma$ -спектров и систем ядерных уровней.

## ЛИТЕРАТУРА

1. O. v. Baeyer u. O. Hahn, *Physik. Zs.* **11**, 488, 1910; O. v. Baeyer u. Hahn u. L. Meitner, *Physik. Zs.* **12**, 273, 278, 1911; **13**, 264, 1912.
2. J. Chadwick, *Verhand. d. Deutsch. Phys. Ges.* **16**, 3<sup>o</sup>3, 1914.
3. E. Rutherford, H. Robinson a. W. T. Rowlinson, *Phil. Mag.* **28**, 281, 1914.
4. E. Rutherford, *Phil. Mag.* **28**, 305, 1914; **34**, 153, 1917.
5. C. D. Ellis a. W. A. Wooster, *Proc. Roy. Soc. A.* **97**, 109, 1927; L. Meitner u. W. Orthmann, *Zs. Physik.* **60**, 143, 1930.
6. L. Meitner, *Zs. Physik.* **9**, 131, 145, 1922.
7. S. Rosenblum, *Journ. Phys. Rad.* **1**, 458, 1930; G. Gamow, *Nature*, **126**, 396, 1930; C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc. A.* **136**, 393, 1932.
8. C. D. Ellis a. W. A. Wooster, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **22**, 844, 1925.
9. E. Rutherford a. W. A. Wooster, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **22**, 834, 1925.
10. D. H. Black, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **22**, 838, 1925.
11. C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc. A* **138**, 318, 1932.
12. C. D. Ellis, *Nature* **129**, 276, 1932.
13. J. Thibaud, *Thèse*, Paris 1925.
14. D. Skobelzyn, *Zs. Physik.* **43**, 354, 1927; **52**, 853, 1928; **58**, 595, 1929.
15. C. D. Ellis a. G. H. Aston, *Proc. Roy. Soc. A.* **129**, 189, 1930.
16. D. Skobelzyn, *C. R. Acad.*, Paris **194**, 1483, 1932.
17. S. Rosenblum et M. Valadares, *C. R. Acad.*, Paris **194**, 967, 1932.
18. S. Y. Szè, *C. R. Acad.*, Paris **194**, 2206, 1932; *Ann. d. Phys.* (франц) **19**, 52, 1933.
19. H. Robinson, *Proc. Roy. Soc. A.* **104**, 455, 1923; P. Auger, *Journ. d. Phys. Rad.* **6**, 205, 1925; C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc. A.* **139**, 336, 1933.
20. A. Smekal, *Zs. Physik.* **10**, 275, 1922; S. Rosseland, *Zs. Physik.* **14**, 73, 1923.

21. L. H. Gray, Proc. Camb. Phil. Soc. **27**, 103, 1931.
  22. Miss B. Swirles, Proc. Roy. Soc. A. **116**, 491, 1927; **121**, 447, 1928.
  23. H. Casimir, Nature **126**, 953, 1930; Physik. Zs. **32**, 685, 1931.
  24. H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. A. **138**, 643, 1932.
  25. R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc. A. **129**, 1, 1930.
  26. M. Delbrück u. G. Gamow, Zs. Physik. **72**, 492, 1931.
  27. H. M. Taylor a. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. A. **138**, 665, 1932.
  28. C. Müller, Zs. Physik. **70**, 786, 1932.
  29. C. D. Ellis a. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. A. **139**, 369, 1933.
  30. G. Gamow, Nature, **131**, 433, 1933.
-