

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## **ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ КВАНТОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ**

***И. С. Шапиро***

### **СОДЕРЖАНИЕ**

|  |     |
|--|-----|
| I. Внутренняя конверсия на атомных электронах.   |     |
| 1. Мультипольность излучения. Электромагнитные поля мультиполей . . . . .              | 190 |
| 2. Физическая природа явления внутренней конверсии. Теоретические результаты . . . . . | 197 |
| 3. Экспериментальные методы . . . . .  | 210 |
| II. Внутренняя конверсия с образованием пар  |     |
| 4. Особенности парной конверсии . . . . .  | 221 |
| 5. Основные экспериментальные результаты . . . . .                                     | 227 |

Исследование внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей является весьма эффективным методом установления характеристик (энергии, момента количества движения, чётности волновой функции) уровней радиоактивных ядер. Измерение энергии конверсионных электронов с помощью магнитных  $\beta$ -спектрографов в настоящее время является одним из самых точных и распространённых способов определения энергии  $\gamma$ -излучения радиоактивных элементов. Применение внутренней конверсии для установления остальных перечисленных выше квантовых характеристик ядерных уровней привлекает большое число исследователей по двум причинам. Во-первых, теоретические вычисления вероятности внутренней конверсии могут быть проведены без каких-либо модельных предположений о структуре ядра; таким образом, путём сравнения теоретических и экспериментальных результатов открывается возможность получения сведений, не базирующихся на гипотезах, о свойствах ядерных уровней. Во-вторых, экспериментальные средства современной ядерной физики вполне позволяют выполнение достаточно точных исследований в этой области. Вместе с тем в результатах измерений коэф-

фициентов внутренней конверсии до сих пор существует разнбой. Последнее обстоятельство делает желательным проведение сравнительного анализа основных применяющихся экспериментальных методов.

Теоретические вычисления коэффициентов внутренней конверсии для большинства представляющих интерес случаев в основном закончены в 1948—1949 гг. Поскольку результаты теоретических работ, выполненных иногда при различных упрощающих расчёты предположениях и потому обладающих различными областями применимости, содержатся главным образом в оригинальных статьях, разбросанных по большому числу журналов, представляется также целесообразным обзор и обсуждение теоретических данных. Рассмотрение перечисленных вопросов и составляет предмет настоящей статьи.

## I. ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ НА АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

### 1. МУЛЬТИПОЛЬНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ МУЛЬТИПОЛЕЙ

В этом разделе мы напомним основные факты, связанные с мультипольностью электромагнитного излучения. Рассмотрим вначале с классической точки зрения электромагнитное поле некоторой системы зарядов на расстояниях, больших по сравнению с размерами этой системы. Как известно, скалярный потенциал статической системы зарядов даётся выражением

$$\varphi = \sum_i \frac{e_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, проведённый из начала координат, выбранного внутри системы, в точку наблюдения, а  $\mathbf{r}_i$  — радиус-вектор, проведённый из начала координат в точку, занимаемую  $i$ -м зарядом. Если  $|\mathbf{r}_i| \ll |\mathbf{r}|$ , то, разлагая правую часть (1) в ряд по степеням  $\frac{r_i}{r}$ , получаем (см., например,<sup>1)</sup>:

$$\varphi = \frac{\sum e_i}{r} - \mathbf{D} \operatorname{grad} \frac{1}{r} + \frac{1}{6} Q^{\alpha\beta} \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} \frac{1}{r} + \dots, \quad (1a)$$

здесь:

$$\mathbf{D} = \sum e_i \mathbf{r}_i; \quad Q^{\alpha\beta} = \sum_i e_i (3x_i^\alpha x_i^\beta - r^2 \delta^{\alpha\beta});$$

$$\delta^{\alpha\beta} = \begin{cases} 0 & \text{при } \alpha \neq \beta, \\ 1 & \text{при } \alpha = \beta. \end{cases}$$

В уравнении (1a)  $x_\alpha, x_\beta$  — компоненты  $\mathbf{r}$  ( $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ ),  $x_i^\alpha, x_i^\beta$  — компоненты  $\mathbf{r}_i$ , причём накрест стоящие индексы означают суммирование. Вектор  $\mathbf{D}$  носит название дипольного момента

системы зарядов, симметричный тензор 2-го ранга  $Q^{23}$  — квадрупольного момента. Вообще,  $(n+1)$ -й член разложения (1а) может быть аналогичным образом выражен через тензор  $n$ -го ранга, составленный из зарядов и их радиусов-векторов и носящий название мультипольного момента системы. Величина мультипольного момента зависит от пространственного распределения зарядов. Можно себе представить системы, для которых разложение (1а) состоит только из одного члена, т. е. системы, обладающие только одним мультипольным моментом. Следовательно, статическое поле любой произвольной системы зарядов на расстояниях, больших по сравнению с размерами системы, можно представить как наложение полей различных мультиполей. Аналогичное положение имеет место для векторного потенциала поля постоянных токов. Например, магнитным дипольным моментом называется вектор

$$\mathbf{p} = \frac{1}{2c} \sum e_i [\mathbf{r}_i \mathbf{v}_i], \quad (16)$$

где  $\mathbf{v}_i$  — скорость  $i$ -го заряда, причём напряжённость постоянного магнитного поля выражается через магнитный дипольный момент совершенно так же, как напряжённость статического электрического поля через электрический дипольный момент. Рассмотрим теперь поле произвольно движущихся зарядов. Будем исходить из выражения для запаздывающих потенциалов:

$$\psi = \int \frac{1}{R} \rho_{r' - \frac{R}{c}} dV; \quad \mathbf{A} = \frac{1}{c} \int \frac{1}{R} \mathbf{j}_{r' - \frac{R}{c}} dV, \quad (2)$$

где  $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$  ( $\mathbf{r}'$  — переменная интегрирования),  $\rho$  и  $\mathbf{j}$  — плотности заряда и тока,  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал. Если  $r' \ll r$ , то, разлагая  $R$  в ряд по степеням  $\frac{r'}{r}$  и ограничиваясь первым членом разложения, получаем:

$$R = r - \mathbf{r}' \mathbf{n}; \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (2a)$$

Допустим, для простоты, что мы имеем дело с монохроматическими электромагнитными волнами, так что

$$\begin{aligned} \rho_{r' - \frac{r}{c} + \frac{\mathbf{r}' \mathbf{n}}{c}} &= \rho_0(\mathbf{r}') e^{i\omega t'} e^{-i\mathbf{k} \mathbf{r}'} e^{i\mathbf{k} \mathbf{r}'}, \\ \mathbf{j}_{r' - \frac{r}{c} + \frac{\mathbf{r}' \mathbf{n}}{c}} &= \mathbf{j}_0(\mathbf{r}') e^{i\omega t'} e^{-i\mathbf{k} \mathbf{r}'} e^{i\mathbf{k} \mathbf{r}'}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор ( $\mathbf{k} = k\mathbf{n}$ ).

Поскольку

$$e^{i\mathbf{k} \mathbf{r}'} = 1 + \frac{1}{2} \mathbf{k} \mathbf{r}' + \dots, \quad (3a)$$

то при

$$k r' \ll 1 \quad (3b)$$

последние сомножители в правых частях уравнения (3) можно положить равными 1. В этом случае, пренебрегая в знаменателях

подинтегральных выражений в (2) величиной  $\mathbf{nr}'$  по сравнению с  $r$  и произведя замену

$$\int \rho_0 dV = \varepsilon_0, \quad \mathbf{j}_0 = \rho_0 \mathbf{V}, \quad t = t' - \frac{r}{c}, \quad (3b)$$

находим:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \frac{\varepsilon_0 e^{i\omega t'}}{E}, \\ \mathbf{A} &= \frac{e^{i\omega t}}{cr} \int \rho_0 \mathbf{v} dV = \frac{e^{i\omega t}}{cr} \frac{d}{dt} \left\{ \int \rho_0 \mathbf{r}' dV \right\} = \frac{e^{i\omega t}}{cr} \dot{\mathbf{D}}. \end{aligned} \right\} \quad (3r)$$

Таким образом, при условии (3б) потенциалы электромагнитного поля выражаются через полный заряд и производную по времени от электрического дипольного момента системы. Поэтому поле излучения такой системы зарядов получило название дипольного излучения. Легко показать, что разложением (3а) фактически осуществляется разложение потенциалов поля произвольной системы зарядов по степеням  $\frac{v}{c}$  ( $v$  — порядок скорости движения зарядов), причём дипольное излучение даётся членом нулевой степени относительно  $\frac{v}{c}$ . Следующий член разложения (3а) — первого порядка относительно  $\frac{v}{c}$  и выразится через временные производные электрического квадрупольного и магнитного дипольного моментов. С учётом этого члена получаем, например, для векторного потенциала:

$$\mathbf{A} = e^{i\omega t} \left\{ \frac{\dot{\mathbf{D}}}{cr} + \frac{1}{6c^2 r} \ddot{\mathbf{Q}} + \frac{1}{cr} [\dot{\boldsymbol{\mu}}\mathbf{n}] + \dots \right\}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{Q}$  есть вектор, составляющие которого выражаются через квадрупольный момент:

$$Q_\alpha = Q^{\alpha\beta} n_\beta \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3). \quad (4a)$$

Электромагнитные поля, определяемые вторым и третьим членами в (4), называются соответственно электрическим квадрупольным и магнитным дипольным излучениями. Принимая во внимание остальные члены разложения (3а), мы получим поля излучения высших мультипольностей. Таким образом, электромагнитное поле произвольной системы зарядов на расстояниях, больших по сравнению с размерами системы, может быть представлено как суперпозиция полей различных мультипольностей. Если в разложении (4) все величины, зависящие от мультипольных моментов, начиная с некоторого, сравнимы между собой, то наиболее интенсивным будет излучение самой низшей мультипольности. Это следует из того, что разложение (4) есть разложение по степеням  $\frac{v}{c}$ , или, что то же самое, по степеням  $\frac{r'}{\lambda}$  ( $r'$  — величина, характеризующая линейные

размеры системы,  $\lambda$  — длина волны излучения, делённая на  $2\pi$ ). Например, в случае эмиссии ядром  $\gamma$ -лучей, отношение  $\frac{r'}{\lambda}$  не превышает по порядку величины  $10^{-1}$ . Значит, интенсивность излучения, определяемого первым, следующим за самым низким отличным от нуля членом разложения (4), будет в 100 раз меньше по сравнению с интенсивностью радиации низшей мультипольности (так как потенциалы входят в выражения для интенсивностей квадратично). Следовательно, излучения высших мультипольностей будут играть роль только в том случае, если величины, зависящие от моментов низших мультипольностей, исчезающе малы, или, с точки зрения квантово-механической, если излучения низших мультипольностей запрещены какими-либо правилами отбора.

Таким образом, можно ожидать, что в большинстве случаев при эмиссии  $\gamma$ -лучей ядром решающее значение будет иметь излучение какой-нибудь одной мультипольности или смесь излучений электрического и магнитного мультиполей (например, электрического квадрупольа и магнитного дипольа). В связи с этим особый интерес для целого ряда проблем и, в частности, для исследования внутренней конверсии приобретает изучение структуры поля заданной мультипольности. Выражения для потенциалов поля электрических и магнитных  $2^l$ -полей ( $l=1$  соответствует диполью,  $l=2$  — квадруполью,  $l=3$  — октуполью и т. д.) в общей форме получены Берестецким<sup>2</sup>, и для частного случая калибровки ( $\varphi = \text{div } \mathbf{A} = 0$ ) Гайтлером<sup>3</sup>. Поскольку мы рассматриваем поле на больших, по сравнению с размерами системы, расстояниях, мы можем считать излучающий мультиполь точечным. Тогда для электрического  $2^l$ -поля  $\mathbf{A}$  и  $\varphi$  могут быть записаны в виде \*)

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= a_l^m i \left[ \frac{2}{\pi l(l+1)} \right]^{1/2} f_{l-1}(kr) Y_{l,m}^{(-1)}(\theta, \Phi) e^{-i\omega t} + \text{компл. сопр.}, \\ \varphi &= a_l^m \left[ \frac{2l}{\pi(l+1)} \right]^{1/2} f_l(kr) Y_{l,m}(\theta, \Phi) e^{-i\omega t} + \text{компл. сопр.}, \quad (5) \\ f_l(kr) &= \frac{H_{l+1/2}^{(1)}(kr)}{(kr)^{1/2}}. \end{aligned}$$

Здесь  $\theta$  и  $\Phi$  — полярные углы радиуса-вектора точки наблюдения  $\mathbf{r}$ ,  $Y_{l,m}(\theta, \Phi)$  — нормированные шаровые функции Лапласа,  $H_{l+1/2}^{(1)}(kr)$  —

\*) В уравнении (5) и везде в дальнейшем используется удобная система единиц, в которой единицей массы является масса покоя электрона  $m$ , единицей длины — комптоновская длина  $\hbar/mc$ , единицей времени —  $\hbar/mc^2$ . В этой системе единиц все энергии выражаются в  $mc^2$ , импульсы — в  $mc$ , частота, энергия и импульс фотона даются одним числом; заряд электрона  $e = \alpha^{1/2}$  ( $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$  — постоянная тонкой структуры). Для перехода от обычных единиц к данным следует во всех формулах положить  $\hbar = m = c = 1$ .

ганкелевские функции 1 рода.  $Y_{l,m}^{(-1)}$  — так называемый «шаровой вектор», «компоненты» которого  ${}_{(i)}Y_{l,m}^{(-1)}$  имеют вид:

$${}_{(i)}Y_{l,m}^{(-1)} = \beta_{mi} Y_{l-1, m+i}; \quad i = 0, \pm 1, \quad (5a)$$

где  $\beta_{mi}$  — коэффициенты в разложении

$$n_l Y_{l,m} = \alpha_{mi} Y_{l+1, m+i} + \beta_{mi} Y_{l-1, m+i}, \quad (5b)$$

причём  $n_l$  выражаются через компоненты вектора  $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}$  следующим образом:

$$n_0 = n_z, \quad n_{\pm 1} = \pm 2^{-1/2} (n_x \pm i n_y), \quad (5в)$$

а  $\alpha_{mi}$  и  $\beta_{mi}$  удовлетворяют соотношениям

$$\sum_i \alpha_{mi}^2 = (l+1)/(2l+1); \quad \sum_i \beta_{mi}^2 = l/(2l+1). \quad (5г)$$

Подставляя в (5) выражения для «компонент» шарового вектора, мы получим линейные комбинации компонент  $\mathbf{A}$ :

$$A_0 = A_z, \quad A_{\pm 1} = \pm 2^{-1/2} (A_x \pm i A_y). \quad (5д)$$

Употребление в (5) ганкелевских функций, обладающих особенностью в нуле, необходимо в том случае, когда требуется получить отличный от нуля поток излучения через сферу бесконечно большого радиуса, окружающую точечный источник радиации. Именно такие решения, как это будет видно из дальнейшего, требуются для вычисления вероятности процесса внутренней конверсии. В тех задачах, где рассмотрение «бегущих» волн не является необходимым, ганкелевские функции в (5) могут быть заменены функциями Бесселя того же порядка.

Аналогичные выражения имеют место и для потенциалов поля магнитного мультиполя:

$$\mathbf{A} = b_l^m \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} f_l(kr) Y_{l,m}^{(0)}(\theta, \phi) e^{-i\omega t} + \text{компл. сопр.}, \quad \varphi = 0, \quad (6)$$

где

$${}_{(i)}Y_{l,m}^{(0)} = \gamma_{mi} Y_{l, m+i}; \quad \gamma_{m0} = \frac{m}{[l(l+1)]^{1/2}}, \quad (6a)$$

$$\gamma_{m, \pm 1} = \mp [(l \mp m)(l+1 \pm m)/2l(l+1)]^{1/2}.$$

Величины  $a_l^m$  и  $b_l^m$  определяют моменты мультиполей и связаны с потоком радиации через бесконечно удалённую сферу, окружающую излучатель, соотношениями:

$$S_{\text{эл}} = \frac{|a_l^m|^2}{\pi^3}, \quad S_{\text{магн}} = \frac{|b_l^m|^2}{\pi^3}; \quad (7)$$

или, если выразить потоки в квантах в секунду,

$$S_{\text{эл}} = \frac{|a_l^m|^2}{\pi^3 k} \frac{\text{квант}}{\text{сек.}}, \quad S_{\text{магн}} = \frac{|b_l^m|^2}{\pi^3 k} \frac{\text{квант}}{\text{сек.}}, \quad (7a)$$

Обратимся к рассмотрению некоторых вопросов, связанных с квантованием поля. Как известно, обычно при квантовании потенциалы произвольного поля излучения раскладываются в ряд по плоским волнам, причём соответствующие амплитуды рассматриваются как операторы, удовлетворяющие определённым перестановочным соотношениям и обладающие матричными элементами, не обращающимися в нуль только для переходов, в коих испускается или поглощается один квант.

Мы видели выше, что потенциалы поля произвольной системы зарядов могут быть разложены по потенциалам полей мультиполей, даваемых уравнениями (5) и (6). Это обстоятельство может быть использовано для квантования поля, которое выполняется совершенно так же, как и при разложении по плоским волнам. Именно, амплитуды  $a_l^m$  и  $b_l^m$  должны быть заменены операторами, удовлетворяющими перестановочным соотношениям:

$$\begin{aligned} a_l^{m*} a_l^m - a_l^m a_l^{m*} &= b_l^{m*} b_l^m - b_l^m b_l^{m*} = \frac{1}{2k}, \\ a_l^{m*} b_l^m - b_l^{m*} a_l^m &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Фотон, описываемый плоской волной, обладает определённым импульсом. В этом смысле разложение потенциалов поля по плоским волнам вполне аналогично разложению волновой функции частицы по собственным волновым функциям оператора импульса. Как известно, закон сохранения момента количества движения в системе произвольно двигающихся заряженных частиц будет выполнен только в том случае, если мы учтём момент количества движения электромагнитного поля. В классической теории выводится соотношение для момента количества движения электромагнитного поля, которое имеет вид:

$$\mathbf{M} = \int [\mathbf{rS}] dV, \quad (9)$$

где  $\mathbf{S}$  — вектор Умова-Пойнтинга, и интегрирование производится по всему объёму поля.

При квантовании поля с помощью разложения по «собственным волнам» (5) и (6) можно показать<sup>3</sup>, что каждая такая «собственная волна» обладает определённым моментом количества движения. Для электрического или магнитного  $2^l$ -поля собственными значениями оператора момента количества движения будут:

$$M^2 = l(l+1); \quad M_z = m; \quad m = -l, \dots, -1, 0, 1, \dots, l. \quad (10)$$

Если использовать обычно употребляемую старую терминологию, сохранившуюся со времён квантования по Бору, то можно, следовательно, сказать, что квант электрического или магнитного  $2^l$ -польного излучения уносит момент количества движения  $l$ . Разложение по полям мультиполей можно теперь трактовать как разложение по состояниям с определённым моментом количества движения.

С помощью (10) легко получить правила отбора по моменту количества движения для переходов некоторой системы (например ядра) с излучением кванта определённой мультипольности. В самом деле, нам остаётся применить только квантовые правила сложения моментов количества движения. Таким образом, для излучения электрического или магнитного  $2^l$ -польного кванта имеем:

$$\left. \begin{aligned} \Delta J &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l, \\ \Delta m &= 0, \pm 1, \dots, \pm l, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где  $\Delta J$  — возможное изменение квантового числа  $J$ , определяющего полный момент количества движения системы ( $\sqrt{J(J+1)}$ ),  $\Delta m$  — изменение магнитного квантового числа (проекция момента на ось  $z$ ).

Как известно, весьма важной, специфически квантовой характеристикой всякой системы (например ядра) является чётность волновой функции. Напомним, что волновая функция называется чётной, если при зеркальном отражении осей координат знак функции не меняется, и нечётной, если при таком преобразовании координат знак функции меняется на обратный. Чётность является интегралом движения, в связи с чем существуют правила отбора по чётности. Будем характеризовать чётные волновые функции числом  $(+1)$ , нечётные —  $(-1)$ . Тогда из рассмотрения (5) и (6) следует, что при испускании электрического  $2^l$ -польного кванта чётность волновой функции излучающей системы меняется как  $-1)^l$ , а для магнитного  $2^l$ -польного перехода — как  $(-1)^{l+1}$ . Для наглядности все правила отбора сведены в таблицу 1.

Таблица I

Правила отбора для мультипольного перехода

| Электрический<br>$2^l$ -поль | $\Delta J$               | $\Delta m$               | Изменение<br>чётности |
|------------------------------|--------------------------|--------------------------|-----------------------|
|                              | $0, \pm 1, \dots, \pm l$ | $0, \pm 1, \dots, \pm l$ | $(-1)^l$              |
| Магнитный<br>$2^l$ -поль     | $0, \pm 1, \dots, \pm l$ | $0, \pm 1, \dots, \pm l$ | $(-1)^{l+1}$          |

Из таблицы видно, что иногда переход, разрешённый с точки зрения сохранения момента количества движения, может быть запрещён правилами отбора по чётности. Например, если  $\Delta J = 2$  и чётности исходного и конечного состояния ядра различны, то электрический квадрупольный переход невозможен (хотя правилами отбора (11) он разрешён), но могут произойти магнитный квадру-



польный и электрический октупольный переходы. Таким образом, только совокупное действие правил отбора по моментам количества движения и по чётности волновой функции определяет мультипольность излучения, испускаемого системой заряженных частиц.

Допустим теперь, что ядро, испустив  $\gamma$ -квант, перешло из состояния  $n'$  в состояние  $n_0$ , причём момент количества движения  $J_{n_0}$  и чётность волновой функции в состоянии  $n_0$  известны (например,  $n_0$  может быть нижним энергетическим состоянием стабильного ядра). Если, кроме того, известна мультипольность  $\gamma$ -перехода, то с помощью правил отбора можно однозначно установить чётность волновой функции возбуждённого состояния  $n'$  и получить информацию о возможных значениях момента количества движения ядра в этом состоянии. Действительно, если произошёл  $2^l$ -польный переход, это значит, что излучения низших мультипольностей запрещены. Допустим, что этот запрет обусловлен правилами отбора (11). Тогда возможными значениями момента количества движения ядра в состоянии  $n'$  будут:

$$J_{n'} = |J_{n_0} \pm l|. \quad (12)$$

Если же имеет место запрет по чётности (см. разобранный выше пример), то для  $J_{n'}$  получаем:

$$J_{n'} = |J_{n_0} \pm (l-1)|, |J_{n_0} \pm l|. \quad (12a)$$

Очевидно, что для установления мультипольности  $\gamma$ -излучения ядра может быть, по крайней мере в принципе, использован любой эффект, зависящий от мультипольности  $\gamma$ -перехода. Одним из таких эффектов и является внутренняя конверсия  $\gamma$ -лучей.

## 2. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ЯВЛЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

Рассмотрим атом, ядро которого находится в возбуждённом состоянии. В большинстве случаев из возбуждённого состояния возможен переход на уровень с меньшей энергией двумя путями:

- а) с испусканием  $\gamma$ -кванта;
- б) с передачей энергии возбуждения одному из атомных электронов, который выбросится, таким образом, за пределы атома.

Этот последний процесс носит название внутренней конверсии на атомных электронах. Иногда радиационный одноквантовый переход может быть абсолютно запрещён (например, если моменты количества движения для уровней, между которыми происходит переход, равны 0). Тогда возможны только конверсионные переходы, либо переходы с испусканием нескольких квантов. Однако так называемые «(0 — 0)-переходы» мы в данной статье рассматривать не будем.

Задачей теории является вычисление относительной вероятности конверсионного и радиационного переходов. Для решения этой задачи, как и всегда в подобных проблемах, пользуются квантовой теорией возмущений. Причиной конверсионного перехода является электромагнитное взаимодействие атомного электрона с частицами ядра. Таким образом, мы должны ввести в рассмотрение поле излучения ядра. В начальном состоянии нашей системы (возбуждённое ядро + электронная оболочка + поле излучения) число фотонов равно нулю. В конечном состоянии (разрядившееся ядро + электрон вне атома + «остаток» электронной оболочки + поле излучения) фотонов также нет. Благодаря свойствам квантовых операторов поля (см. (8)), матричные элементы которых не обращаются в нуль только для переходов, в коих рождается или поглощается один квант, конверсионный переход в рамках теории возмущений есть процесс, состоящий из двух виртуальных переходов:

I переход: возбуждённое ядро испускает квант, переходя в состояние с меньшей энергией; состояние электронной оболочки остаётся без изменений;

II переход: один из атомных электронов поглощает квант, переходя в состояние сплошного спектра. Оба виртуальных перехода могут иметь место без сохранения энергии, но во всём процессе в целом энергия, конечно, сохраняется. Если  $k$  есть энергия  $\gamma$ -кванта, который может быть испущен при радиационной разрядке ядра, то кинетическая энергия конвергированного электрона, так же как и в случае фотоэффекта, будет:

$$E_{\text{кин}} = k - I, \quad (13)$$

где  $I$  — потенциал ионизации оболочки, в которой находился электрон до вылета из атома. Следует, однако, иметь в виду, что фотоэлектрическое поглощение и внутренняя конверсия суть два различных физических процесса. При внутренней конверсии ядро передаёт энергию возбуждения атомному электрону, причём мы могли бы, если бы не интересовались расчётной стороной вопроса, вообще не вводить  $\gamma$ -квантов. В этом отношении название «внутренняя конверсия  $\gamma$ -лучей» для рассматриваемого нами процесса не вполне точно отражает существо дела, так как квант в процессе конверсии испускается и поглощается виртуально. Часто встречающееся в литературе утверждение о внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей как о процессе, обусловленном с одной стороны, «непосредственным» взаимодействием частиц ядра с атомным электроном, а с другой — «фотоэлектрическим поглощением» испущенного ядром кванта, имеет лишь тот смысл, что всякое электромагнитное взаимодействие в системе заряженных частиц можно формально разделить на кулоновское и запаздывающее.

Авторы всех без исключения теоретических работ по внутренней конверсии при вычислении вероятности этого процесса не пользуются, однако, описанным выше, строгим в рамках квантовой теории возмущений путём расчёта. Обычно применяют полуклассическую схему, эквивалентность которой строгому пути показана недавно Берестецким<sup>4</sup>. В этой схеме ядро заменяется точечным классическим излучателем монохроматических электромагнитных волн, и вычисляется вероятность перехода атомного электрона в состояние сплошного спектра в результате взаимодействия с полем излучения мультиполя. Полученная вероятность относится к потоку (в квантах в секунду) испускаемой мультиполем радиации через сферу большого радиуса, окружающую ядро-излучатель. Такая схема расчёта при всей своей простоте и, казалось бы, наглядности обладает одним весьма крупным недостатком. Именно, не ясно, какой объективно наблюдаемой величине соответствует искусственно введённый поток излучения. В первых вычислениях<sup>5</sup>, когда внутренняя конверсия рассматривалась целиком как эффект фотоэлектрического поглощения, этот поток излучения отождествлялся с полным числом переходов ядра в единицу времени (такая концепция и породила описываемую полуклассическую модель). Однако уже через год после появления первой работы была показана<sup>6</sup> ошибочность подобной точки зрения. Выяснилось, во-первых, что внутренняя конверсия есть некоторый дополнительный, конкурирующий с радиационным переходом путь разрядки ядра, и, во-вторых, что наличие электронной оболочки изменяет вероятность эмиссии  $\gamma$ -квантов совсем не в той мере, в какой это предполагалось в первоначальной трактовке. Подробно вопрос о влиянии наличия электронной оболочки на вероятность испускания  $\gamma$ -квантов в случае малых энергий возбуждения исследован А. С. Давыдовым<sup>7</sup>, результаты которого приведены в таблице II.

Таблица II

Влияние орбитальных электронов на вероятность излучения ядром  $\gamma$ -кванта ( $N_{\gamma_0} - N_{\gamma}$ )

| $k$ | $Z = 20$            |                     | $Z = 40$            |                     |
|-----|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
|     | $l = 2$             | $l = 4$             | $l = 2$             | $l = 4$             |
| 0,1 | $1,4 \cdot 10^{-5}$ | $1,7 \cdot 10^{-7}$ | $5,8 \cdot 10^{-3}$ | $1,7 \cdot 10^{-5}$ |
| 0,5 | $3,5 \cdot 10^{-3}$ | $1,3 \cdot 10^{-5}$ | $2,3 \cdot 10^{-4}$ | $8,1 \cdot 10^{-5}$ |

Из этой таблицы видно, что присутствие атомных электронов уменьшает число излучаемых в единицу времени  $\gamma$ -квантов на ничтожно малую величину, тем меньшую, чем больше мультипольность излучения. Это значит, что наличие электронной оболочки увеличивает

полную вероятность перехода ядра, т. е. уменьшает время жизни ядра в возбуждённом состоянии, но почти не изменяет вероятность эмиссии  $\gamma$ -квантов. Практически, даже в случае квадрупольного излучения при малых энергиях перехода ( $\sim 10^5$  KeV) можно считать, что вероятность испускания  $\gamma$ -кванта для ядра, окружённого электронной оболочкой, остаётся такой же, как и для «голового» ядра. Последнее обстоятельство весьма существенно, ибо теоретические вычисления дают как раз отношение числа конверсионных переходов в единицу времени ( $N_e$ ) к числу радиационных переходов ядра в отсутствие электронной оболочки ( $N_{\gamma_0}$ ). Так как, однако,

$$N_{\gamma_0} \cong N_{\gamma}, \quad (14)$$

точнее

$$N_{\gamma_0} = N_{\gamma} + O(\alpha), \quad (14a)$$

где  $N_{\gamma}$  — число  $\gamma$ -квантов, покидающих атом в единицу времени,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры, то можно утверждать, что теоретические расчёты дают величину  $\frac{N_e}{N_{\gamma}}$ , т. е. отношение чисел покидающих атом в единицу времени конверсионных электронов и  $\gamma$ -квантов.

Обычно в теоретических работах отношение  $w = \frac{N_e}{N_{\gamma}}$  называют коэффициентом конверсии. Как будет видно из дальнейшего (см. раздел 3), в экспериментальных работах чаще всего измеряется величина  $W = \frac{N_e}{N_e + N_{\gamma}}$ , которую также именуют коэффициентом конверсии. Очевидно, что оба определения почти идентичны в том случае, если мала вероятность конверсии, т. е. если  $N_e \ll N_{\gamma}$ . В противном случае величины  $w$  и  $W$  не совпадают: в то время как  $w$  может принимать самые различные значения, как меньшие, так и большие единицы,  $W$  всегда  $< 1$ , причём

$$W = \frac{w}{1+w} \quad (15)$$

$$(W \approx w \text{ при } w \ll 1).$$

Мы в дальнейшем будем называть коэффициентом внутренней конверсии величину  $W$ , т. е. отношение вероятности конверсионного перехода к полной вероятности разрядки ядра в единицу времени.

Обратимся теперь к вычислению величины  $w$ , пользуясь упомянутой выше полуклассической моделью. Нам необходимо вычислить вероятность конверсионного перехода в единицу времени  $N_e$ . По правилам теории возмущений эта вероятность находится с помощью выражения:

$$dN_e = n_e d\Omega_p = 2\pi \Sigma |H_{ab}|^2 \rho_b. \quad (16)$$

$N_e$  получается интегрированием (16) по  $\Omega_p$  ( $d\Omega_p$  — элемент телесного угла в пространстве импульсов электрона в конечном состоянии):

$$N_e = \int_{\Omega_p} n_e d\Omega_p. \quad (16a)$$

$H_{ab}$  есть матричный элемент оператора энергии возмущения В общем релятивистском случае  $H_{ab}$  имеет вид:

$$H_{ab} = \int \phi_a^* H' \phi_b d\tau, \quad (17)$$

$$H' = -\alpha^{1/2} (\alpha \mathbf{A} - \varphi). \quad (17a)$$

$\phi_a$  означает релятивистскую четырёхкомпонентную волновую функцию электрона в начальном состоянии (состояние дискретного спектра),  $\phi_b$  — волновую функцию электрона в конечном состоянии.  $H'$  есть релятивистский оператор энергии взаимодействия электрона с полем излучения мультиполя ( $\alpha$  — матричный вектор скорости Дирака). Интегрирование в (17) распространяется по всему объёму и включает в себя также суммирование по спиновой переменной. Знак суммы в (16) означает суммирование по всем возможным начальным и конечным состояниям электрона (состояния с различными ориентациями спина), а черта — усреднение по всем возможным ориентациям момента мультиполя, определяемым магнитным квантовым числом  $m$ . Такое усреднение необходимо для обеспечения возможности сравнения теоретических результатов с экспериментальными, ибо на опыте всегда наблюдается излучение от очень большого числа ядер, механические моменты которых ориентированы в пространстве хаотическим образом (легко показать с помощью правил отбора, что усреднение по параметру  $m$  в уравнениях (5) и (6) есть фактически усреднение по всем возможным ориентациям спина ядра в начальном и конечном состояниях). Величина  $\rho_b$ , входящая в уравнение (16), даёт «плотность состояний» конвергированного электрона, т. е. число состояний сплошного спектра в единичном интервале энергии:

$$\begin{aligned} \rho_b &= \frac{(\text{элемент объёма в пространстве импульсов электрона})}{(\text{объём фазового пространства, приходящегося на одно электронное состояние})} \frac{1}{dE} = \\ &= \frac{pE}{(2\pi)^3} d\Omega_p, \end{aligned} \quad (176)$$

где  $p = |\mathbf{p}|$  — абсолютная величина импульса электрона в конечном состоянии,  $E$  — энергия электрона (включая массу покоя). Искомая величина  $\omega$  находится теперь из соотношений (16) и (17):

$$\omega = \frac{N_e}{N_\gamma} = \frac{\int n_e d\Omega_p}{S}. \quad (18)$$

Неизвестная нам величина  $a_l^m$  (или  $b_l^m$ ), определяющая момент мультиполя и зависящая, следовательно, от пространственного распределения частиц в ядре, входит в  $S$  квадратично. Из уравнений (16) и (17) легко усмотреть, что числитель формулы (18) также пропорционален  $|a_l^m|^2$  (или  $|b_l^m|^2$ ). Таким образом, отношение  $\frac{N_e}{N_\gamma}$  от  $a_l^m$  (или  $b_l^m$ ) не зависит.

При конкретных вычислениях по формуле (18) возникают двоякого рода трудности. Во-первых, необходимо знать волновую функцию электрона в атоме ( $\psi_a$ ). Поскольку точный вид таких волновых функций известен только для атома водорода, то возникает вопрос о выборе удовлетворительных приближений. Это несложно сделать, если ограничиться рассмотрением внутренних электронных слоёв —  $K$ - и  $L$ -оболочек. Кстати, конверсия только на этих оболочках в подавляющем большинстве случаев и представляет практический интерес. Второй род трудностей связан с тем, что при расчётах по формуле (18), вообще говоря, следует пользоваться релятивистскими волновыми функциями Дирака и, в частности, релятивистскими волновыми функциями сплошного спектра для электрона в кулоновском поле ядра ( $\psi_b$ ). Но вычисления с такими волновыми функциями очень сложны даже для простейшего случая электрического дипольного излучения, причём результат получается численным интегрированием, и с увеличением мультипольности перехода число выражений, подлежащих численному интегрированию, катастрофически растёт. Таким образом, получение этим путём общей аналитической формулы для коэффициента внутренней конверсии невозможно. Поэтому часто прибегают к упрощающим расчёты предположениям. Можно указать два типа приближений.

а) Принимают, что кулоновское поле ядра не влияет существенно образом на движение электрона вне атома, и вследствие этого при выборе волновой функции сплошного спектра ( $\psi_b$ ) считают  $Z=0$  ( $Z$  — заряд ядра). Тогда  $\psi_b$  представится плоской волной и все расчёты довольно легко привоят к простым формулам, дающим зависимость коэффициента конверсии от мультипольности и энергии перехода. Предположение  $Z=0$  (так называемое борновское приближение) является корректным в том случае, если

$$n = \frac{Z\alpha}{v} \ll 1 \quad (19)$$

( $v$  — скорость конвергированного электрона), т. е. применимо для достаточно лёгких ядер и сравнительно больших энергий перехода (заметим, что для очень тяжёлых ядер, например, при  $Z \sim 80$  (19) не выполняется даже при  $v=1$ ). К сожалению, в случае внутренней конверсии на атомных электронах результаты, полученные в борновском приближении, не представляют большого

интереса. Дело в том, что, как это будет видно из дальнейшего, коэффициент внутренней конверсии  $\sim Z^3$  и растёт с уменьшением энергии перехода. Таким образом, как раз в тех случаях, когда вероятность конверсии велика и эффект может быть хорошо изучен экспериментально, условие (19) перестаёт быть справедливым. Поэтому вычисления в борновском приближении полезны, главным образом, лишь в том отношении, что результаты их, благодаря исключительной простоте формул, позволяют очень легко качественно проследить поведение коэффициента внутренней конверсии.

б) Поскольку вероятность конверсии на атомных электронах, как только что отмечалось, возрастает с уменьшением энергии перехода, разумно попытаться решить задачу в нерелятивистском приближении, т. е. при  $v \ll 1$ . В этом случае можно, очевидно, воспользоваться волновыми функциями, являющимися решениями уравнения Шредингера, и нерелятивистской формой оператора энергии взаимодействия электрона с электромагнитным полем. Использование нерелятивистского приближения упрощает расчёты и позволяет получить результаты, область применимости которых включает в себя значительную часть практически важных случаев. Формулы, выведенные в нерелятивистском приближении, справедливы, во-первых, как указано выше, если кинетическая энергия электрона значительно меньше его массы покоя, и, во-вторых, при  $Z \lesssim 50$ . Последнее ограничение связано с тем, что при больших  $Z$  при рассмотрении движения электрона в атоме становится существенным учёт спиново-орбитального взаимодействия, вследствие чего необходимо употреблять релятивистские волновые функции дискретного спектра ( $\psi_a$ ).

Приведём теперь теоретические данные, полученные разными авторами.

#### А. Электрическое излучение

а) Конверсия на  $K$ -оболочке. Во всех расчётах вероятности конверсии на  $K$ -оболочке принимается, что движение  $K$ -электронов не искажается взаимодействием их друг с другом и с другими электронами, т. е. целиком определяется только кулоновским полем ядра. Это приближение вполне законно, что, например, следует из превосходного согласия экспериментальных данных о коэффициенте фотоэлектрического поглощения с теоретическими расчётами, проведёнными в таком же предположении относительно движения  $K$ -электронов. Пренебрежимо малая величина ошибки, вносимой такого рода упрощением, обуславливается тем, что разность между энергиями связи  $K$ -электрона в атоме с учётом и без учёта его взаимодействия с другими электронами, для всех практически интересных случаев, во много раз меньше кинетической энергии конвергированного электрона. Точные реля-

тивистские расчёты коэффициента конверсии на  $K$ -оболочке проделаны только для дипольного и квадрупольного переходов<sup>5,6</sup> при  $Z = 84$ . Результаты этих расчётов приведены на рис. 1. Из рис. 1 отчётливо видно, что коэффициент внутренней конверсии растёт с уменьшением энергии перехода и при увеличении его мультипольности. Для квадрупольного перехода коэффициент конверсии приблизительно в 3 раза больше, чем для дипольного. Для высших мультипольностей расчёты проведены только в нерелятивистском и борновском приближениях Хеббом и Уленбеком<sup>8</sup> (первые пять мультиполей) и Данковым и Моррисоном<sup>9</sup> (в общей форме для любой мультипольности). Последние получили следующую формулу для  $w$ :

$$w_{K,l}^{\text{эл}} = 16 \alpha \frac{l}{l+1} [\Gamma(l + 1/2)]^2 \times \\ \times \left(\frac{2}{k}\right)^{l+1} \frac{n^4 [(l+1)(1+n^2)]^{l-2} e^{-2n \arctg n} - V_e]^3}{(1+n^2)^{l-2} (l^2+n^2) [(l-1)^2+n^2] \dots (1+n^2)(1-e^{-2\pi n})}, \quad (20)$$

где

$$n = \frac{Z\alpha}{[2k - (Z\alpha)^2]^{1/2}}; \quad V_l = \frac{n^l \prod_1^l (i^2 + n^2)}{(l+n^2)^5 (2l)!}, \\ V_{l+1} = V_l (1+n^2) \frac{l+2}{l+1} + \frac{2^{2l+1} l}{(2l+2)!} \frac{1}{(1+n^2)} \prod_1^l (i^2 + n^2), \\ V_0 = 0; \quad V_1 = 0, \quad V_2 = 1/3, \quad V_3 = \frac{4(3+2n^2)}{15}. \quad (20a)$$

В случае больших  $l$  ( $n^2 l \gg 1$ ) выражение (20) значительно упрощается и может быть записано в виде

$$w_{K,l}^{\text{эл}} = Z^3 \alpha^4 \frac{l}{l+1} \left(\frac{2}{k}\right)^{l+3/2} + O\left(\frac{1}{l}\right). \quad (20б)$$

Рассмотрим теперь выражение для  $w_{K,l}^{\text{эл}}$ , найденное в борновском приближении ( $n \ll 1$ ):

$$w_{K,l}^{\text{эл}} = \frac{2Z^3 \alpha^4}{k^3} \left(\frac{k+2}{k}\right)^{l-1/2} \left[ \frac{(l+1)k^2 + 4l}{l+1} \right]. \quad (21)$$

Как выяснено выше, результаты, полученные в борновском приближении, могут представить интерес при  $k \gg 1$ . В этом предположении (21) переходит в соотношение

$$(w_{K,l}^{\text{эл}})_{\text{кр. рел}} = \frac{2Z^3 \alpha^4}{k}. \quad (21a)$$

Таким образом, в крайнем релятивистском случае отношение  $\frac{N_e}{N_{\gamma}}$  обратно пропорционально энергии перехода и не зависит от его мультипольности. Последнее можно понять, исходя из сле-



дующих соображений. Как известно, поле излучения всякой системы зарядов обычно разбивают на две части: так называемую статическую, или кулоновскую, убывающую как  $r^{-2}$  для больших расстояний от излучающей системы, и поперечную, пропорциональную  $r^{-1}$ . Область, где вторая часть поля преобладает над первой, называют волновой зоной. Статическая область имеет размеры порядка длины волны испускаемого излучения. Такое искусственное разделение поля на две части, оправдывающее себя во многих случаях, оказывается, однако, слишком грубым при решении некоторых задач. Например, при вычислении момента количества движения поля с помощью (9) главную роль играет поле как раз в промежуточной зоне<sup>3,10</sup>, где напряжённость электрического поля  $E \sim r^{-2}$ , а напряжённость магнитного поля  $H \sim r^{-1}$ . Иными словами, момент количества движения электромагнитного поля содержится в промежуточной зоне. Поскольку поля различных мультипольностей отличаются именно моментами количества движения, то, основываясь на формуле (18), надо ожидать, что коэффи-

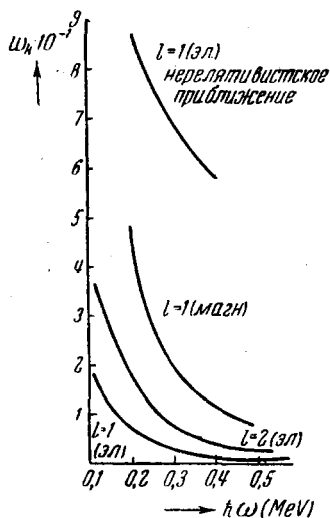


Рис. 1а.

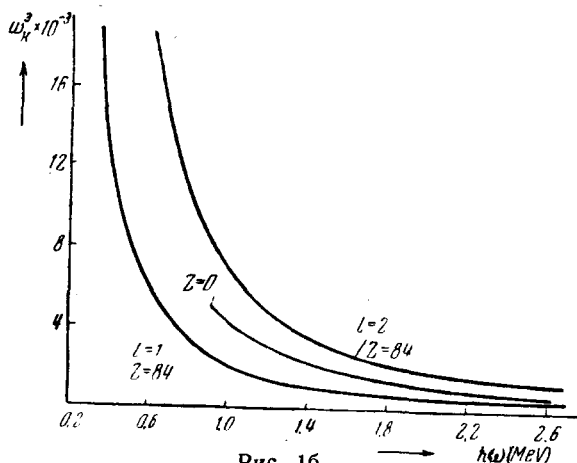


Рис. 1б.

циенты внутренней конверсии на  $K$ -оболочке будут в том случае достаточно резко зависеть от мультипольности перехода, если

отношение  $\frac{\lambda}{a_0}$  не слишком сильно отличается от 1 ( $a_0$  — радиус  $K$ -орбиты, т. е. линейные размеры области, в которой имеется заметная вероятность нахождения  $K$ -электрона). При  $k \gg 1$  отношение  $\frac{\lambda}{a_0} \ll 1$  и поэтому зависимость от мультипольности исчезает.

На рис. 16 для сравнения нанесена кривая коэффициентов конверсий, рассчитанных в борновском приближении при  $l=1$  (дипольный переход). Из сопоставления точных результатов с борновской кривой видно, что борновское приближение в случае тяжёлых ядер даёт завышенные в 2—3 раза коэффициенты конверсии и потому не может быть использовано (существенно иное положение, как мы увидим дальше, имеет место при внутренней конверсии с образованием пар). Точно так же не может применяться для тяжёлых ядер ( $Z > 50$ ) и формула (20), о чём свидетельствуют кривые, приведённые на рис. 1а (см. прим. на стр. 232).

б) Конверсия на  $L$ -оболочке. Коэффициенты внутренней конверсии излучения электрического 2  $L$ -поля на  $L$ -оболочке в нерелятивистском приближении рассчитаны Завелевичем<sup>11</sup> и Хеббом и Нельсоном<sup>12</sup> (результаты обеих работ совпадают). При выборе волновых функций  $L$ -электронов учитывается экранирующее действие  $K$ -оболочки и внешних электронных оболочек. Для отношения

$\frac{w_{L,l}^{\text{эл}}}{w_{K,l}^{\text{эл}}}$  в работе Завелевича получено выражение, имеющее вид:

$$\frac{w_{L,l}^{\text{эл}}}{w_{K,l}^{\text{эл}}} = 2 \frac{q^3}{d^3} \left( \frac{T_1}{T_2} \right)^{l-2} \prod_{s=1}^l \frac{s^3 + d}{s^3 + 4d} \frac{(1 - e^{-2\pi\sqrt{d}})}{(1 - e^{-4\pi\sqrt{d}})} \frac{1}{D_l^2} \left\{ A_l^2 + \right. \\ \left. + \frac{lq}{2l+1} \frac{(l^2 + 4q)}{B_{l-1}^2} + \frac{(l+1)(2l+1)}{4[(l+1)^2 + 4q](1+q)^3} (B_{l+1} + \frac{l+1}{2l+1} C_{l+1})^2 \right\}. \quad (22)$$

Здесь  $T_1 = 377,63 \cdot 10^3 k - (Z-4)^2/4$ ;  $T_2 = 377,63 \cdot 10^3 k - Z^2$ ,  $q = \frac{(Z-4)^2}{4T_1}$ ,  $d = \frac{Z^2}{T_2}$ .

Первый член в фигурной скобке относится к оболочке  $L_I$ , второй и третий члены — к оболочкам  $L_{II}$  и  $L_{III}$ . Они соответствуют двум возможным переходам электронов с орбитальным моментом 1:  $l \rightarrow l-1$  (второй член) и  $l \rightarrow l+1$  (третий член)\*.

$$A_l = a(l+1)[1 + (l+3)q](1+q)^{l-3} L_l; \quad B_l = a(l+2)(1+q)^{l-2} + N_l; \\ C_l = a[l + (2l^2 + 7l + 4)q](1+q)^{l-3} - P_l; \quad D_l = b(l+1)(1+d)^{l-2} - K_l;$$

$$a = e^{-4\sqrt{q} \arctg \sqrt{q}}; \quad b = e^{-2\sqrt{d} \arctg \sqrt{d}}. \quad (22a)$$

\*) Переход  $l \rightarrow l$  в случае электрического излучения запрещён правилами отбора по чётности (с точностью до релятивистских поправок, которые в (22) не учитываются).

Величины  $N_l$ ,  $P_l$ ,  $K_l$  и  $L_l$  для первых пяти значений  $l$  равны:

$$\begin{aligned} N_0 &= 0; N_1 = 1/(1+q); N_2 = \frac{4}{3}; N_3 = \left(\frac{1}{5}\right)(7+3q); \\ N_4 &= \left(\frac{2}{315}\right)(207+122q+11q^2); \\ N_5 &= \left(\frac{1}{2835}\right)(3195+1501q-535q^2-281q^3); \\ P_2 &= 2; P_3 = \left(\frac{1}{3}\right)(9+5q); P_4 = \left(\frac{4}{45}\right)(45+49q+16q^2); \\ P_5 &= \left(\frac{1}{315}\right)(1575+2669q+1909q^2+527q^3); \\ K_1 &= 0; K_2 = \frac{1}{3}; K_3 = \left(\frac{4}{15}\right)(3+2d); \\ K_4 &= \left(\frac{1}{105}\right)(141+188d+71d^2); \\ K_5 &= \left(\frac{2}{2835}\right)(2745+5525d+4219d^2+1151d^3); \\ L_1 &= 0, L_l = \frac{1}{2}(P_l - N_l). \end{aligned} \quad (226)$$

На рис. 2 изображена графически зависимость  $\frac{\omega_{L,l}^{\text{эл}}}{\omega_{K,l}^{\text{эл}}}$  от величины  $\frac{Z^2}{k}$  и мультипольности перехода. Из рис. 2 видно, что коэффициенты конверсии на  $K$ -оболочке, как правило, больше чем на

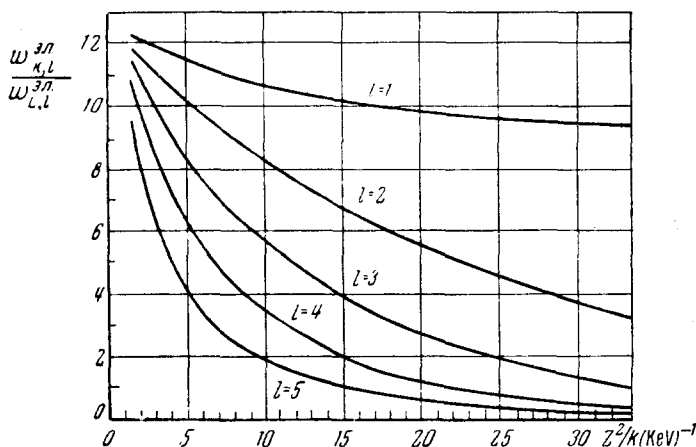


Рис. 2.

$L$ -оболочке. Это обусловлено тем, что  $L$ -электроны находятся дальше от ядра. Положение, однако, меняется при малых энергиях перехода и для достаточно больших  $Z$  и  $l$ . Например, при

$$l=4, Z \approx 30, k \approx 0,1, \frac{\omega_{L,4}^{\text{эл}}}{\omega_{K,4}^{\text{эл}}} \approx 1,5. \text{ Рост отношения } \frac{\omega_{L,l}^{\text{эл}}}{\omega_{K,l}^{\text{эл}}}$$

с уменьшением энергии перехода и увеличением  $Z$  качественно можно объяснить тем, что  $L$ -оболочка «втягивается» в статическую зону мультиполя (ибо с увеличением  $Z$  уменьшается размер  $L$ -оболочки, а с уменьшением  $k$  растёт длина волны), благодаря

чему различие в размерах  $K$ - и  $L$ -оболочек в меньшей мере сказывается на коэффициенте конверсии. Поэтому вероятность конверсии, рассчитанная на один  $L$ -электрон, становится сравнимой с вероятностью, рассчитанной на один  $K$ -электрон. Так как, кроме того, число  $L$ -электронов в четыре раза больше числа

$K$ -электронов, то  $\frac{\omega_{L,l}^{\text{эл}}}{\omega_{K,l}^{\text{эл}}}$  может превосходить 1. Разумеется, если энергия перехода меньше потенциала ионизации  $K$ -слоя, отношение  $\frac{\omega_{L,l}}{\omega_{K,l}} = \infty$ , так как конверсия на  $K$ -оболочке происходить не будет ( $\omega_{K,l} = 0$ ).

Из приведённых выше данных ясно, что измерение отношения  $\frac{\omega_{L,l}}{\omega_{K,l}}$  также может служить хорошим способом установления мультипольности перехода. Это тем более важно, что в некоторых случаях экспериментальное определение  $\frac{\omega_{L,l}}{\omega_{K,l}}$  оказывается гораздо менее сложным и может быть произведено с большей точностью, нежели измерение величины  $\omega_{K,l}$  или  $\omega_{L,l}$ .

### Б. Магнитное излучение

Точные релятивистские расчёты коэффициента конверсии на  $K$ -оболочке излучения магнитного мультиполя проведены только для магнитного дипольного перехода<sup>6</sup> (см. рис. 1а). При вычислении вероятности конверсии радиации магнитного мультиполя становится существенным учёт спинового взаимодействия электрона с полем излучения. Действительно, рассмотрим, например, конверсионный переход с выбрасыванием  $K$ -электрона. Так как орбитальный момент количества движения  $K$ -электрона равен нулю, а момент количества движения излучения магнитного  $2^l$ -поля суть  $l$ , то конвергированный  $l$ -электрон может обладать только моментом  $l$ . Чётность волновой функции электрона с моментом  $l$  есть  $(-1)^l$ , тогда как изменение чётности при поглощении (или испускании) кванта магнитного  $2^l$ -поля есть  $(-1)^{l+1}$  (см. табл. I). Таким образом, если не учитывать спина, рассмотренный переход будет запрещён правилами отбора по чётности. Если же принять во внимание спин электрона, то его полный момент количества движения в состоянии сплошного спектра может быть  $l \pm 1/2$ . Такие значения момента могут быть обусловлены орбитальными моментами  $l$ ,  $l-1$ ,  $l+1$  \*). Поскольку чётность координат

\*) Напомним, что при учёте спина интегралом движения является полный момент количества движения, но не орбитальный и спиновой в отдельности. Поэтому данному значению полного момента могут соответствовать несколько значений орбитального момента, определяемых правилами сложения орбитального и спинового квантовых чисел.

натной волновой функции электрона, как только что указывалось, определяется орбитальным моментом, то теперь никакого запрета по чётности не возникнет. При решении задачи в нерелятивистском приближении требуется применить нерелятивистскую теорию спина, причём весьма важно правильное написание нерелятивистского матричного элемента оператора энергии взаимодействия электрона с полем излучения ядра, учитывающего спиновое взаимодействие. В одной из первых работ<sup>13</sup>, посвящённых конверсии

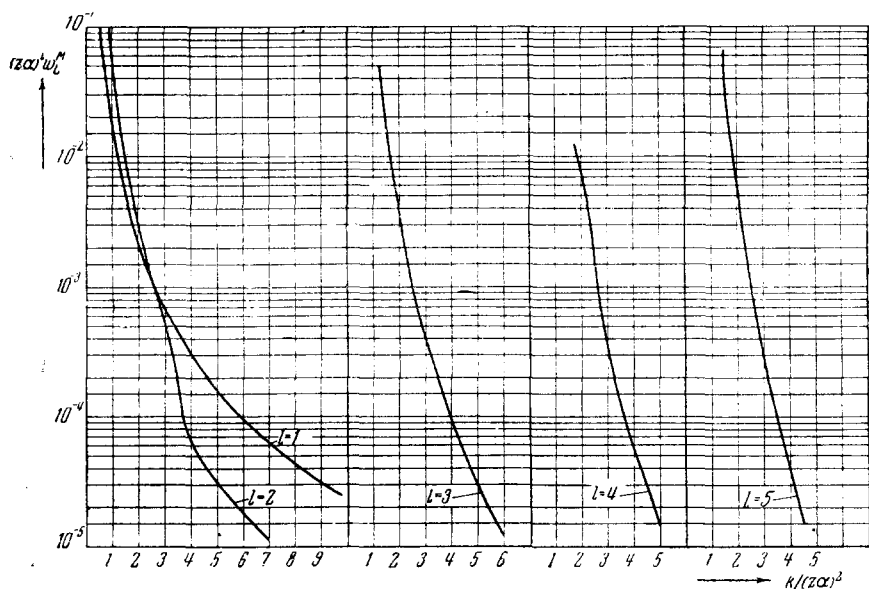


Рис. 3.

излучения магнитного мультиполя, в написании матричного элемента допущена ошибка. Правильные расчёты коэффициентов внутренней конверсии на  $K$ - и  $L$ -оболочках для магнитного излучения в нерелятивистском приближении выполнены Берестецким<sup>14</sup> (см. также<sup>15, 16</sup>).

а) Конверсия на  $K$ -оболочке. Коэффициент конверсии на  $K$ -оболочке для магнитного  $2^l$ -польного перехода выражается через коэффициент конверсии  $2^{l+1}$ -польного электрического излучения<sup>14</sup>:

$$w_K^M = \alpha\pi \left\{ w_{K, l+1}^{\text{эл}} \frac{k^5 l(l+2)}{8(l+1)(2l+1)} + \frac{32Z^4 \alpha^4}{k^{2l+1}} \left( \frac{l+1}{2l+1} \right)^3 [2k - (Z\alpha)^2]^l \times \right. \\ \left. \times \left[ \prod_{i=-l}^{i=+l} \frac{i^2 + n^2}{1 - e^{-2\pi n}} \right] \right\}. \quad (23)$$

Приведём ещё соотношение, полученное в борновском приближении:

$$w_{K,l}^M = \frac{2Z^3\alpha^4}{k} \left( \frac{k+2}{k} \right)^{l+1/2}. \quad (24)$$

Легко видеть, что, так же как и в случае электрического излучения, при  $k \gg 1$  коэффициент внутренней конверсии перестаёт зависеть от мультипольности перехода, причём

$$(w_K^M)_{\text{кр. рел}} = (w_K^{\text{эл}})_{\text{кр. рел}}. \quad (25)$$

б) Конверсия на  $L$ -оболочке. Выражение для коэффициента конверсии на  $L$ -оболочке слишком громоздко. Поэтому мы приведём здесь кривые для коэффициентов конверсии первых пяти мультиполей (рис. 3), построенные с помощью формул, выведенных для любого  $l$  в цитированной выше работе Берестецкого. Кроме того, мы выпишем сравнительно простую формулу, полученную в борновском приближении<sup>12</sup>:

$$w_{L,l}^M = \frac{Z^3\alpha^4}{k} \left( \frac{k+2}{k} \right)^{l+1/2} \left\{ 1 + \left( \frac{Z-\alpha}{4} \right)^2 \left( \frac{k+2}{k} \right) \left[ \frac{l+1}{2l+1} + \frac{l(2l+1)}{4} \left( \frac{2l-1}{2l+1} - \frac{k}{k+2} \right) \right]^2 \right\}. \quad (26)$$

На этом мы заканчиваем обзор теоретических данных и переходим к рассмотрению экспериментальных методов.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

В этом параграфе мы рассмотрим основные экспериментальные методы установления мультипольности переходов, использующие внутреннюю конверсию  $\gamma$ -лучей на атомных электронах. Мы при этом опустим вовсе описание способа измерения коэффициентов конверсии  $\gamma$ -излучения, испускаемого ядрами — продуктами  $\alpha$ -распада, базирующегося на определении относительных интенсивностей  $\gamma$ -линий и групп  $\alpha$ -частиц. Дело в том, что область применимости этого метода ограничивается узкой группой  $\alpha$ -активных изотопов, и кроме того подробный разбор его содержится в имеющейся учебной литературе (см., например, <sup>17, 18</sup>). Объектами нашего внимания будут  $\gamma$ -переходы ядер, образующихся в результате  $\beta$ -распада, и  $\gamma$ -излучение ядер-изомеров. В этих случаях использование внутренней конверсии в целях определения мультипольности  $\gamma$ -излучения осуществляется применением следующих способов:

а) измерение коэффициентов конверсии по отношению площадей, ограничиваемых структурами конверсионной линии и непрерывного  $\beta$ -спектра ( $\beta$ -спектр и спектр конверсионных электронов получают с помощью магнитного спектрографа);

б) измерение относительной вероятности конверсии на  $K$ - и  $L$ -оболочках по отношению площадей соответствующих конверсионных линий;

в) измерение коэффициента конверсии с помощью методики совпадений;

г) непосредственное измерение отношения интенсивностей излучений конверсионных электронов и  $\gamma$ -квантов.

Рассмотрим каждый из перечисленных методов в отдельности.

а) Измерение коэффициента конверсии по отношению площадей.

Этот метод весьма прост по идее и сводится к тому, что в снятом с помощью магнитного спектрографа спектре графическим способом определяются площади, ограничиваемые контурами конверсионной линии и непрерывного  $\beta$ -спектра. Отношение этих площадей даёт полный коэффициент конверсии  $W$ , если время жизни ядра — продукта  $\beta$ -распада — в возбуждённом состоянии много меньше периода полураспада исходного  $\beta$ -активного ядра (что выполняется всегда, если возбуждённое состояние не является метастабильным) и если имеет место «простой»  $\beta$ -спектр, т. е. происходит распад по схеме, изображённой на рис. 4. При всей своей простоте и широкой распространённости описываемый метод обладает

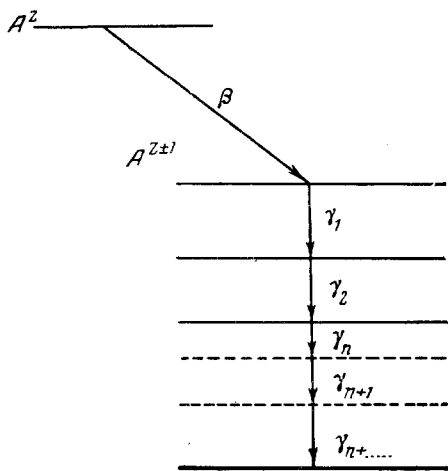


Рис. 4.

существенными недостатками, которые настолько ограничивают его точность, что в настоящее время трудно даже указать примеры надёжно измеренных таким способом коэффициентов конверсий. К недостаткам метода следует, прежде всего, отнести необходимость иметь уверенность в наличии простого  $\beta$ -спектра, что далеко не всегда легко достижимо. В случае сложного  $\beta$ -спектра приходится выделять парциальные  $\beta$ -спектры, а это приводит к ошибкам в определении площадей. Когда интенсивность одного из парциальных спектров мала в сравнении с интенсивностью другого, то ошибкой в коэффициенте конверсии, проистекающей от сложности спектра, если она не превышает 15—20%, можно, конечно, пренебречь. Но и в этом случае должна быть проявлена осторожность. Конечно, надо знать, что изучаемый конверсионный переход следует за интенсивным  $\beta$ -переходом. Последнее не всегда легко выяснить, особенно, если

энергия  $\gamma$ -перехода составляет 50—100 KeV, так что излучение сильно конвергировано. При такой ситуации редко осуществляющийся  $\gamma$ -переход ядра в конверсионном спектре может быть представлен весьма интенсивно, что иногда вводит в заблуждение экспериментатора. Весьма показательным в этом отношении примером является исследование излучения  $\text{Xe}^{131}$ . В спектре  $\text{Xe}^{131}$ , образующегося в результате распада  $\text{J}^{131}$ , первоначально было известно две  $\gamma$ -линии<sup>19</sup> —  $80 \pm 1$  KeV и  $367 \pm 3$  KeV, причём предполагалось (главным образом на основании ошибочных опытов по  $(\gamma - \gamma)$ -совпадениям), что  $\gamma$ -кванты испускаются в каскаде,

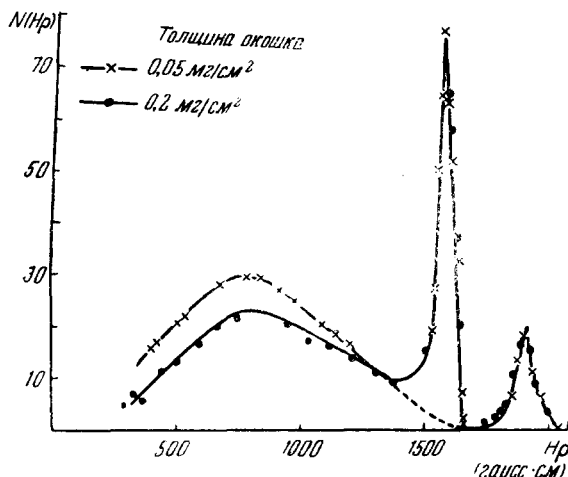


Рис. 5.  $\beta$ -спектр  $\text{Hg}^{203}$ , снятый при разных толщинах окошек счётчика.

а  $\beta$ -спектр  $\text{J}^{131}$  — простой (верхняя граница — 600 KeV). В таком предположении измеренный по отношению площадей коэффициент конверсии  $\gamma$ -излучения с энергией 80 KeV оказался такого же порядка, как и коэффициент конверсии  $\gamma$ -перехода 367 KeV ( $\sim 1\%$ ). Только в самых недавних работах<sup>20, 21, 22</sup> выяснилось, что ядро  $\text{Xe}^{131}$  остаётся после  $\beta$ -распада  $\text{J}^{131}$  на уровне, ответственном за происхождение  $\gamma$ -линии 80 KeV, весьма редко — всего в 6% случаев от полного числа  $\beta$ -распадов, причём  $\gamma$ -излучение с энергией 80 KeV сильно конвергировано (последние данные о коэффициенте конверсии —  $80\% \pm 50\%$ ). Переход же с энергией 367 KeV осуществляется гораздо чаще (в 79% случаев от полного числа распадов), но зато коэффициент конверсии этого  $\gamma$ -излучения мал ( $1,9\% \pm 0,5\%$ ). Одним словом, применение рассматриваемого метода определения коэффициентов конверсии возможно только после внимательного изучения схемы распада ядра. Однако даже в самом благоприятном случае, когда надёжно уста-



новлена схема распада, типа приведённой на рис. 4, ряд аппаратных эффектов значительно снижает точность результатов. Во-первых, получаемый с помощью магнитного спектрографа  $\beta$ -спектр всегда обрезан со стороны малых энергий электронов и, следовательно, площадь, ограничиваемая его контуром, не даёт полного числа  $\beta$ -распадов. Наибольшей величины поправка, связанная с этим эффектом, достигает в тяжёлых  $\beta$ -активных ядрах с небольшой верхней границей  $\beta$ -спектра (порядка сотен KeV). Обрезание нижеэнергетической части спектра обусловлено конечной толщиной окошек счётчиков, применяемых для регистрации электронов в  $\beta$ -спектрографах. Весьма существенно, что конечная толщина окошка счётчика не только срезает определённую часть спектра, но и приводит к искажению его формы. В качестве примера можно привести  $\beta$ -спектр  $\text{Hg}^{203}$  (верхняя граница спектра  $205 \pm 10$  KeV, период полураспада  $43 \pm 0,5$  дня).

На рис. 5 показаны спектры, полученные с разными толщинами окошек счётчиков. Как видно из рис. 5, переход от толщины окошка  $0,05 \text{ мг/см}^2$  к толщине  $0,2 \text{ мг/см}^2$  сильно сказывается на форме спектра (площадь, ограничиваемая контуром спектра, меняется на 35%). Характерно, что в обоих случаях толщина окошек номинально позволяет регистрировать электроны с энергией до 15 KeV, в то время как искажения спектра наблюдаются ещё при 100 KeV. Это свидетельствует о большой роли рассеяния электронов в окошке счётчика, приводящего к удлинению их пути в материале окошка (нилон). К искажению формы «мягкой» части спектра приводит также эффект, обусловленный конечной толщиной самого радиоактивного источника и рассеянием электронов в подкладке, на которую высажено активное вещество. Несколько существенны связанные с этими явлениями искажения

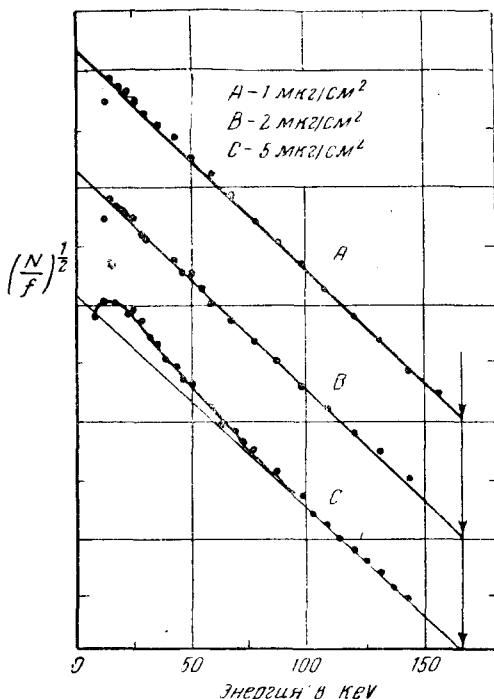


Рис. 6. График Ферми для  $\beta$ -спектра  $\text{S}^{35}$ .

спектра приводит также эффект, обусловленный конечной толщиной самого радиоактивного источника и рассеянием электронов в подкладке, на которую высажено активное вещество. Несколько существенны связанные с этими явлениями искажения

показывают, например, опыты<sup>24</sup> по изучению  $\beta$ -спектра  $S^{35}$ , проведённые с очень тонкими источниками (до  $1 \text{ мкг/см}^2$ ), высаженными на коллоидную плёнку толщиной  $3 \text{ мкг/см}^2$ . Результаты этих экспериментов показывают (см. рис. 6), что источник толщиной всего  $5 \text{ мкг/см}^2$  уже приводит к искажению формы  $\beta$ -спектра вплоть до энергии  $70 \text{ KeV}$ . Легко понять теперь, каковы могут быть искажения спектров в большинстве современных работ, выполненных с источниками толщиной в несколько  $\text{мг/см}^2$ . Кроме перечисленных выше причин, искажение формы  $\beta$ -спектра вызывается также рассеянием электронов и  $\gamma$ -лучей в стенках и на диафрагмах спектрографа и, разумеется, конечной разрешающей силой спектрографа.

Значительная, если не главная, доля ошибки при измерении коэффициента конверсии по отношению площадей происходит от

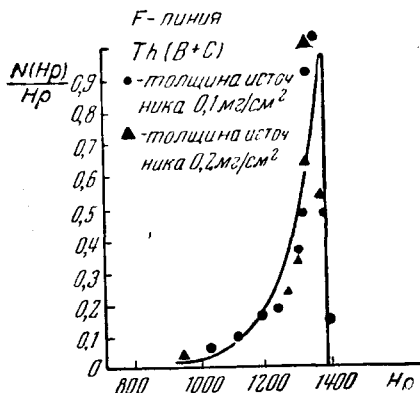


Рис. 7. Форма монохроматической конверсионной линии, полученной с магнитным спектрографом с полукруговой фокусировкой.

неточности в определении площади, занимаемой конверсионной линией. В большинстве магнитных спектрографов с полукруговой фокусировкой конверсионная линия имеет форму, изображённую на рис. 7 (в спектрографах с фокусировкой продольным магнитным полем форма линии, как правило, более симметрична<sup>25</sup>). Широкое основание линии делает иногда затруднительным однозначное разделение площадей, относящихся к конверсионной линии и к непрерывному  $\beta$ -спектру. Аппаратурная ширина тем меньше, чем больше разрешающая сила спектрографа. Таким образом, для возможно более точ-

ного определения коэффициента конверсии необходимо употребление  $\beta$ -спектрографов, обладающих высокой разрешающей способностью. С другой стороны, существенное значение имеет толщина источника. Конверсионные электроны, замедляясь в веществе источника, могут тем самым выйти из интервала  $H_p$ , определяемого разрешающей силой спектрографа. В этом случае площадь конверсионной линии не будет соответствовать полному числу конверсионных переходов. Следовательно, источник должен быть тонким для конверсионных электронов, т. е. его толщина должна быть много меньше пробега конверсионного электрона, и кроме того разброс в энергиях электронов, происходящий от замедления их в источнике, должен быть меньше ширины линии, определяемой разрешающей силой спектрографа. Так же как и для электронов непрерывного спектра, на величине

площади, вырезаемой конверсионной линией, скажется эффект конечной толщины окошка счётчика. Рис. 8 иллюстрирует влияние эффекта электрического заряжения подкладки, на которую высажен препарат<sup>26</sup>. Сплошная кривая получена с заземлённой металлической подкладкой, пунктирная кривая — с более тонкой подкладкой из непроводящего материала (нилон). Как видно из рисунка, эффект заряжения сильно влияет на местоположение и площадь

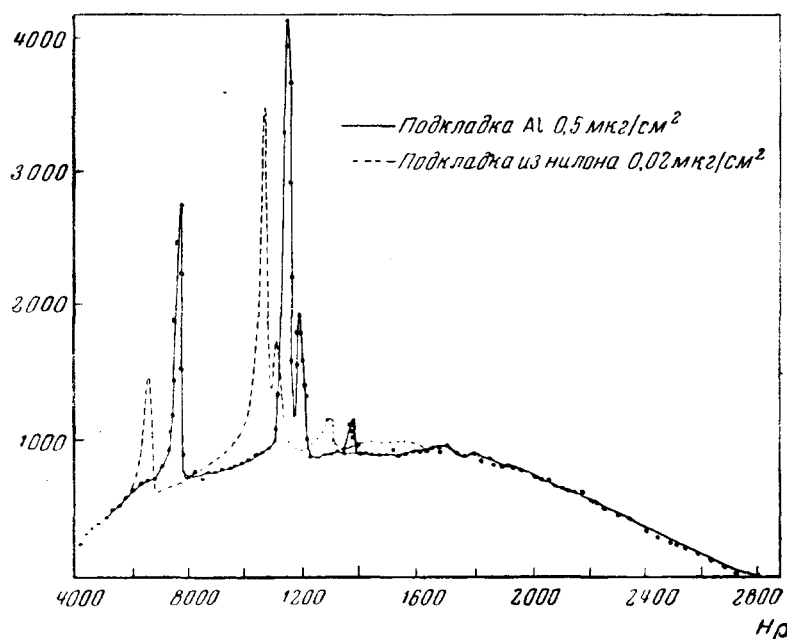


Рис. 8. Влияние эффекта заряжения источника на  $\beta$ -спектр  $\text{Lu}^{177}$ .

конверсионной линии (площадь, занимаемая  $K$ -конверсионной линией от  $\gamma$ -излучения 112 KeV, изменяется, примерно, в 2 раза).

На основании изложенного, можно сделать вывод, что измерение коэффициента конверсии по отношению площадей требует применения тонких источников и, вместе с тем, спектрографов большой разрешающей силы. Но это значит, что необходимо применение больших активностей. Короче говоря, измерение этим методом коэффициента конверсии есть сложная экспериментальная задача. Нет ничего удивительного поэтому, что у разных авторов пока ещё получаются несовпадающие результаты. Так, например, имеющиеся в настоящее время данные о коэффициенте конверсии на  $K$ -слое  $\gamma$ -линии 415 KeV  $\text{Hg}^{198}$ , полученные методом отношения площадей, суть таковы: 1%<sup>27</sup>, 0,7%<sup>28</sup>, 2,6%<sup>29</sup>. Такой разброс данных не даёт возможности однозначно установить мульт-

типольность перехода. Судя по спектрам, приведённым в работах<sup>27, 28, 29</sup>, повидимому, ближе всего к истине последнее из перечисленных значений, но сам по себе факт наличия расхождения результатов более чем в 3 раза свидетельствует о чувствительности их к отмеченным выше условиям эксперимента.

При измерении коэффициента конверсии по отношению площадей, мы фактически измеряем с помощью одного и того же прибора относительные интенсивности конверсионного излучения и излучения  $\beta$ -электронов. Казалось бы поэтому, что значительная часть аппаратурных эффектов, как в большинстве случаев при относительных измерениях, должна была быть исключённой. Однако понимаемая в этом смысле относительность измерений в данном случае является в значительной степени иллюзорной. Искажения в формах конверсионной линии и непрерывного  $\beta$ -спектра вовсе не компенсируют друг друга при вычислении коэффициента конверсии вследствие того, что причины, вызывающие эти искажения, по-разному действуют в различных областях энергий электронов. Исключаются лишь ошибки, связанные с определением светосилы прибора.

Иное положение имеет место при определении относительных интенсивностей двух близлежащих, но вполне разрешённых конверсионных линий.

б) Измерение относительной вероятности конверсии на  $K$ - и  $L$ -оболочках по отношению площадей конверсионных линий.

Величина  $\left(\frac{w_{L, l}}{w_{K, l}}\right)$  может быть измерена по отношению площадей конверсионных линий гораздо более точно, нежели коэффициент конверсии. В самом деле, при энергии перехода порядка сотни или нескольких сотен KeV и для не очень больших  $Z$   $K$ - и  $L$ -конверсионные линии будут близки друг к другу по энергиям. В этом случае описанные выше эффекты, приводящие к искажениям в форме линии, в значительно меньшей мере скажутся на отношении площадей  $K$ - и  $L$ -конверсионных линий, чем на отношении площади конверсионной линии к площади непрерывного  $\beta$ -спектра. Особенно удобно использование данного метода для определения мультипольности  $\gamma$ -излучения ядер — продуктов  $K$ -захвата и изомерных ядер. Так например, мультипольность изомерного перехода  $\text{Br}^{80}$  ( $k = 49$  KeV) была определена Русиновым и Юзефовичем<sup>30</sup> по отношению коэффициентов конверсии на  $K$ - и  $L$ -оболочках. Для  $\frac{w_{L, l}}{w_{K, l}}$  было экспериментально получено значение 0,35—0,5. Теоретические расчёты для электрического излучения дают:  $\frac{w_{L, l}}{w_{K, l}} = 0,1; 0,2; 0,5; 1,5; 3,1$  при  $l = 1, 2, 3, 4, 5$  соответственно.

Таким образом, для исследуемого перехода хорошо подходит  $l = 3$ . Другим примером удачного определения отношения коэффициентов конверсии на  $K$ - и  $L$ -оболочках является исследование  $\gamma$ -излучения  $\text{Cd}^{111}$  (образуется в результате  $K$ -захвата из  $\text{In}^{111}$ ), состоящего из двух каскадно испускаемых  $\gamma$ -квантов с энергиями 173 KeV и 247 KeV<sup>31</sup>. Для первой из перечисленных  $\gamma$ -линий  $\frac{w_{K,l}}{w_{L,l}}$  оказалось равным  $8 \pm 2$ , для второй —  $5 \pm 1$ . Основываясь на этих значениях, можно заключить (см. табл. III), что первый

Таблица III

Коэффициенты конверсии  $\gamma$ -излучения  $\text{Cd}^{111}$

| Энергия излучения<br>в KeV | Величина          | Эксперимент.<br>данные | Теоретические данные   |                 |               |              |
|----------------------------|-------------------|------------------------|------------------------|-----------------|---------------|--------------|
|                            |                   |                        | Род излучения          | Мультипольность |               |              |
|                            |                   |                        |                        | $l = 1$         | $l = 2$       | $l = 3$      |
| 173                        | $w_K$             | $(7,1 \pm 0,8)\%$      | Электрич.<br>Магнитный | 2,7%<br>0,5%    | 14,3%<br>2,3% | 62%<br>13,2% |
|                            | $\frac{w_K}{w_L}$ | $(8,0 \pm 2)\%$        | Электрич.<br>Магнитный | 7,9%<br>7%      | 5,7%<br>6,5%  | 2,7%<br>5,4% |
| 247                        | $w_K$             | $(3,0 \pm 0,5)\%$      | Электрич.<br>Магнитный | 0,9%<br>—       | 3,6%<br>1%    | 11,9%<br>3%  |
|                            | $\frac{w_K}{w_L}$ | $(5,5 \pm 1)\%$        | Электрич.<br>Магнитный | 7,9%<br>7,3%    | 6,4%<br>6,9%  | 3,9%<br>6,1% |

переход является смешанным электрическим квадрупольным и магнитным дипольным, второй — чистым электрическим квадрупольным. Такой вывод согласуется с величинами коэффициентов конверсии  $W_K$  и  $W_L$ , измеренными теми же авторами методом совпадений.

в) Измерение коэффициента конверсии методом совпадений.

Пусть у нас имеется  $\beta$ -активное вещество, распадающееся по схеме, изображенной на рис. 4, причём для простоты предположим, что ядро — продукт  $\beta$ -распада — испускает только один  $\gamma$ -квант. Обозначим через  $W$  сумму коэффициентов конверсии на всех оболочках:

$$W = W_K + W_L + W_M + \dots \quad (27)$$

Представим себе далее, что мы регистрируем излучение  $\beta$ -счётчиком и что сумма толщин препарата и окошка счётчика много меньше пробега наименее энергичного конверсионного электрона. В этом случае счётчиком будут регистрироваться все конверсионные электроны (даже из самых глубоких слоёв источника), вылетающие в телесном угле  $\omega_1$ , определяемом взаимным расположением счётчика и препарата. Если  $N_0$  — активность препарата, то число отсчётов счётчика в единицу времени будет:

$$N_p = N_0 (1 + W) \omega_1 \varepsilon_1, \quad (28)$$

где  $\varepsilon_1$  — эффективность  $\beta$ -счётчика. Будем теперь с помощью двух  $\beta$ -счётчиков и селективной электронной схемы регистрировать совпадения импульсов, вызываемых  $\beta$ -электронами и конверсионными электронами. Допустим, что среднее время жизни возбуждённого состояния ядра — продукта  $\beta$ -распада — значительно меньше разрешающей способности схемы совпадений. Тогда число совпадений определится соотношением

$$N_{\beta, e} = N_0 W \omega_1 \omega_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2, \quad (28a)$$

где  $\omega_2$  — телесный угол, вырезаемый вторым счётчиком, а  $\varepsilon_2$  — его эффективность. Из (28) и (28a) находим:

$$W = \frac{N_{\beta, e}}{N_p \omega_2 \varepsilon_2 - N_{\beta, e}}. \quad (29)$$

$\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  практически равны единице,  $\omega_2$  может быть определён вычислением, либо с помощью применения эталонированных препаратов. Если исследуемое  $\gamma$ -излучение возникает в результате перехода из метастабильного состояния, среднее время жизни которого ( $\tau$ ) сравнимо с разрешающей способностью схемы совпадений ( $dt$ ), то в

| Излучение      | $\omega = \Omega/4\pi$ |                      |                           |
|----------------|------------------------|----------------------|---------------------------|
|                | ( $e, e$ )-совпадения  | ( $e, \gamma$ )-совп | ( $\gamma, \gamma$ )-совп |
|                |                        |                      |                           |
| $e^{113}$      | 0,031                  | 0,049                |                           |
| $e^{247}$      | 0,031                  | 0,049                |                           |
| $\gamma^{113}$ |                        |                      | 0,074                     |
| $\gamma^{246}$ |                        |                      | 0,074                     |

Рис. 9. Схема установки для измерения коэффициента внутренней конверсии  $\gamma$ -излучения  $\text{Cd}^{111}$ .

правой части (28a) появится множитель  $(1 - e^{-\frac{dt}{\tau}})$ .  $\tau$  может быть найдено с помощью методики запаздывающих совпадений<sup>32</sup>. Таким образом, описываемым способом может быть определён

суммарный коэффициент конверсии. Для измерения коэффициента конверсии на каждой из оболочек требуется дополнительное исследование состава конверсионного излучения. Это может быть выполнено либо путём выделения конверсионной линии спектрографом с одновременной регистрацией совпадений между электронами непрерывного спектра и конверсионными электронами, образующими выделенную линию<sup>19</sup>, либо путём нахождения  $\frac{W_K}{W_L}$  по площадям соответствующих конверсионных линий, либо, наконец, с помощью абсорбционных опытов. Рассмотрим, например, определение коэффициентов конверсии  $\gamma$ -излучения упомянувшегося выше  $\text{Cd}^{111}$ . В этом случае исследовались совпадения  $(e, e)$ ,  $(\gamma, e)$ ,  $(\gamma, \gamma)$ , обусловливаемые конверсионными электронами  $(e)$  и  $\gamma$ -квантами, испускаемыми в обоих каскадных переходах<sup>31</sup>. Соотношения между числом наблюдаемых совпадений, единичных отсчётов и коэффициентом конверсии получаются совершенно аналогично приведённому выше выводу формулы (29).

Схематический чертёж (в масштабе) применявшейся установки показан на рис. 9. Полученные в этом эксперименте результаты сведены в таблице III. Непосредственно с помощью методики совпадений находился суммарный коэффициент конверсии  $W$  (см. (27)). Коэффициенты конверсии на  $K$ - и  $L$ -оболочках определены из известных  $\frac{W_K}{W_L}$ , измеренных по отношению площадей конверсионных линий в спектре, полученном с помощью магнитного спектрографа (членами в (27), обусловленными конверсией на  $M$ -оболочке и других внешних оболочках, можно пренебречь). Для сравнения в таблице III приведены теоретические данные. Как видно из таблицы, величины  $\frac{w_K}{w_L}$  и  $w_K$  и  $w_L$  в отдельности приводят к одним и тем же заключениям о мультипольности переходов, что подтверждает правильность измерений.

г) Непосредственное измерение отношения интенсивностей излучений конверсионных электронов и  $\gamma$ -квантов. Этот метод впервые был использован Эллисом и Астоном (см.<sup>34</sup>) для измерения коэффициентов конверсии  $\gamma$ -излучения естественно-радиоактивных элементов. В настоящее время рассматриваемый метод почти не употребляется, однако он может быть полезен при определении коэффициентов конверсии  $\gamma$ -излучения, испускаемого при переходе из метастабильного состояния. Основной недостаток метода состоит в том, что при его использовании требуется определять абсолютную интенсивность  $\gamma$ -излучения. Эллис и Астон измеряли интенсивность  $\gamma$ -лучей по числу фотоэлектронов, выбиваемых исследуемыми  $\gamma$ -лучами

из свинца. Точность полученных ими значений для коэффициентов конверсий не превышает 20—30%, однако ошибки такого порядка позволяют ещё произвести сравнение опытных результатов с теоретическими данными (см. рис. 10). Модификация описываемого метода, сводящая его к сопоставлению относительных интенсивностей  $\gamma$ -линий и конверсионных линий, применена Алихановым, Латышевым и др. (см.<sup>35</sup>). Другой приемлемый в данном случае путь для измерения абсолютной интенсивности монохроматических  $\gamma$ -лучей состоит в использовании  $\gamma$ -счётчиков, эффективность которых по отношению к счёту  $\gamma$ -квантов с энергией, близкой к исследуемой, известна (например, по измерению  $(\beta - \gamma)$ -совпадений, если коэффициент конверсии  $\gamma$ -лучей, ответственных за совпадения, либо промерен, либо очень мал).

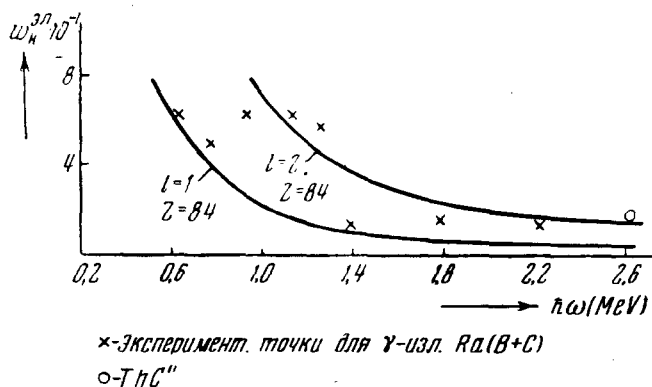


Рис. 10.

Из материала, приведённого в этом параграфе, напрашивается вывод, что наиболее простыми и в то же время эффективными экспериментальными методами определения мультипольности  $\gamma$ -излучения, основанными на применении внутренней конверсии на атомных электронах, являются измерения отношений коэффициентов конверсий на  $K$ - и  $L$ -оболочках и измерение коэффициентов конверсии с помощью счёта совпадений. Вместе с тем следует заметить, что примеры точно измеренных коэффициентов конверсии пока единичны и существующая методика все ещё далека от совершенства. Поскольку сочетание методики совпадений с использованием  $\beta$ -спектрографов (для выделения вызывающей совпадения конверсионной линии) позволяет измерять коэффициенты конверсии при сложных схемах распада, дальнейшее продвижение в накоплении данных о мультипольности  $\gamma$ -излучения ядер неразрывно связано с совершенствованием существующих типов  $\beta$ -спектрографов, главным образом с увеличением светосилы



и разработкой точных экспериментальных способов её измерения. Последние работы в данной области (см., например, <sup>86\*</sup>) позволяют надеяться на получение в ближайшее время серьёзных результатов в этом направлении.

## II. ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ С ОБРАЗОВАНИЕМ ПАР

### 4. ОСОБЕННОСТИ ПАРНОЙ КОНВЕРСИИ

Под внутренней конверсией с образованием пар понимается такой переход ядра из возбуждённого состояния, когда вся энергия идёт на образование пары электрон — позитрон. Очень часто, ради краткости, говорят об образовании пары  $\gamma$ -квантом в поле излучившего этот квант ядра. Это выражение настолько же неточно, насколько несправедлива трактовка внутренней конверсии на атомных электронах как фотоэлектрического поглощения.

В действительности, так же как и в процессе внутренней конверсии на атомных электронах,  $\gamma$ -квант испускается и поглощается виртуально. Всё сказанное в разделе 1 о схеме вычисления коэффициента конверсии справедливо и для конверсии с образованием пар. Различие состоит лишь в том, что волновая функция начального состояния  $\phi_a$  в данном случае описывает электрон в некотором состоянии сплошного спектра с полной отрицательной энергией. Кроме того, выражение для плотности состояний (176) должно содержать также множитель, зависящий от импульса и энергии позитрона. Предварительная оценка вероятности парной конверсии для электрических дипольного и квадрупольного переходов произведена Недельским и Оппенгеймером<sup>87</sup>. Уже из этих расчётов выяснились некоторые характерные черты парной конверсии, а именно, убывание коэффициента конверсии с ростом мультипольности  $\gamma$ -излучения и возрастание его с увеличением энергии перехода. Таким образом, коэффициент парной конверсии обнаруживает зависимость от мультипольности и энергии перехода как раз обратную той, которая имеет место в случае конверсии на атомных электронах. Расчёты Недельского и Оппенгеймера были проделаны в борновском приближении, т. е. в предположении  $Z = 0$ . Точные релятивистские расчёты с учётом кулоновского поля ядра для электрических дипольного и квадрупольного излучений выполнены Хульмом и Егером<sup>88</sup> и для магнитного дипольного перехода совсем недавно произведены Вангом<sup>89</sup>. Результаты

---

\*) В цитированной работе описывается спектрограф с магнитной линзой, светосила которого составляет 8% при разрешающей способности 1,7%. В опытах с использованием совпадений такая разрешающая сила вполне достаточна для удовлетворительного измерения коэффициентов конверсии.

этих расчётов показаны на рис. 11. Такого рода вычисления ещё более громоздки, чем для коэффициента внутренней конверсии на атомных электронах, поскольку в данном случае начальное и конечное состояние электрона принадлежат сплошному спектру. К счастью, коэффициент внутренней конверсии с образованием пар крайне слабо зависит от заряда ядра. На рис. 11 для сравнения нанесена кривая коэффициентов конверсии, рассчитанных в борновском приближении. Как видно из рис. 11, точные результаты, вычисленные для  $Z = 84$ , и борновская кривая ( $Z = 0$ ) различаются всего лишь на 15—20%. Для меньших  $Z$  это различие будет, очевидно, ещё меньше и поэтому коэффициенты

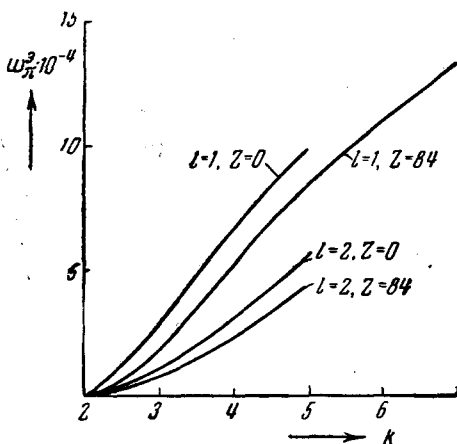


Рис. 11а.

конверсии, вычисленные в борновском приближении, могут применяться для сравнения с экспериментальными данными на пред-

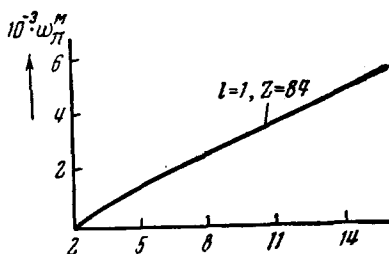


Рис. 11б.

мет установления мультипольности перехода. Что касается очень тяжёлых ядер ( $Z \sim 80$ ), то слабая зависимость коэффициента парной конверсии от  $Z$  делает разумным попытаться свести учёт влияния кулоновского поля ядра к введению некоторого поправочного множителя в коэффициент конверсии, вычисленный в борновском приближении. Такой множитель, позволяющий получить результат, близкий к точному, найден автором<sup>40</sup> и имеет вид:

$$K = \frac{4\pi^2 n_+ + n_-}{(1 - e^{-2\pi n_-})(e^{2\pi n_+} - 1)}, \quad (30)$$

где  $n_+$  и  $n_-$  — определяются уравнением (19), в котором вместо  $v$  должны быть подставлены скорости электрона и позитрона. Фактор  $K$  должен быть помножен на так называемый дифференциальный коэффициент конверсии, вычисленный в борновском

приближении, дающий вероятность образования конверсионной пары с заданным распределением энергии перехода между электроном и позитроном.

Выражения для дифференциального коэффициента парной конверсии в общем случае перехода любой мультипольности получены Берестецким и Шмушкевичем<sup>41</sup> и автором<sup>40</sup> (для отдельных частных случаев см. также<sup>42, 43, 44</sup>). Эти формулы таковы:

1) Электрический  $2^l$ -поль:

$$\begin{aligned} w_{\pi,l}^{\text{эл}}(k, E_+) dE_+ = \\ = \frac{2\alpha}{\pi k^{2l-1}} \left\{ (E_+ E_- + 1) I_{2l-1} + \frac{k}{4} (E_+ - E_-)^2 I_{2l-3} - \frac{1}{4} I_{2l+1} + \right. \\ \left. + \frac{e}{2k^3(l+1)} [(P_+ + P_-)^{2l-2} (E_+ E_- + P_+ P_- - 1 - \right. \\ \left. - \frac{(E_+ + E_-)^2}{2(l-1)} - (P_+ - P_-)^{2l-2} (E_+ E_- - P_+ P_- - \right. \\ \left. - 1 - \frac{(E_+ - E_-)^2}{2(l-1)})] \right\} dE_+; \quad (31) \end{aligned}$$

$$I_{2l+1} = \frac{1}{4(l-1)} \left\{ (P_+ - P_-)^{2l-2} (E_+ E_- - P_+ P_- - 1) - \right. \\ \left. - (P_+ + P_-)^{2l-2} (E_+ E_- + P_+ P_- - 1) + 4lk^2 I_{2l-1} \right\};$$

$$I_1 = \frac{P_+ P_-}{2k^2}, \quad I_3 = \frac{P_+ P_-}{2} - \ln \frac{E_+ E_- + P_+ P_- + 1}{k};$$

$$l \geq 2; \quad P_+ = \sqrt{E_+^2 - 1}; \quad P_- = \sqrt{E_-^2 - 1}.$$

При  $l=1$ :

$$\begin{aligned} w_{\pi,l}^{\text{эл}}(k, E_+) dE_+ = \frac{\alpha}{\pi k^3} \left\{ (E_+^2 + E_-^2) \ln \frac{E_+ E_- + P_+ P_- + 1}{k} + \right. \\ \left. + 2P_+ P_- \right\} dE_+. \quad (31a) \end{aligned}$$

2) Магнитный  $2^l$ -поль:

$$\begin{aligned} w_{\pi,l}^{\text{м}}(k, E_+) dE_+ = \frac{\alpha}{2\pi k^{2l+1}} \left\{ (E_+ E_- + 1) I_{2l+1} + \right. \\ \left. + \frac{k^2 (E_+ - E_-)^2}{4} I_{2l-1} - \frac{1}{4} I_{2l+3} \right\} dE_+; \quad (32) \\ l \geq 1. \end{aligned}$$

Для получения полных коэффициентов конверсии, выражения (31) и (32) должны быть численно проинтегрированы по энергии позитрона ( $E_+$ ) или электрона ( $E_-$ ). Кроме распределения электронов и позитронов внутренней конверсии по энергиям, представляет также интерес угловое распределение, т. е. вероятность

образования конверсионной пары с заданным углом  $\vartheta$  разлёта электрона и позитрона. Угловое распределение может быть получено путём численного интегрирования выражения, имеющего, например, в случае электрического мультиполя, вид:

$$\begin{aligned} w_{\pi,l}^{3\pi}(k, E_+, \vartheta) d\vartheta dE_+ = \\ = \frac{2\alpha}{\pi k^{2l-1}} \left\{ \frac{q^{2l-2}}{k^2 - q^2} \left[ E_+ E_- + 1 + \frac{k^2 (E_+ - E_-)^2}{4q^2} - \frac{q^2}{4} \right] + \right. \\ \left. + \left( \frac{l}{l+1} \right) \frac{q^{2l-2}}{2k^2} \left[ 1 - \frac{(E_+ - E_-)^2}{q^2} \right] \right\} P_+ P_- dE_+ \sin \vartheta d\vartheta, \quad (33) \\ q^2 = P_+^2 + P_-^2 + 2P_+ P_- \cos \vartheta. \end{aligned}$$

На рис. 12 в виде полярной векторной диаграммы показано

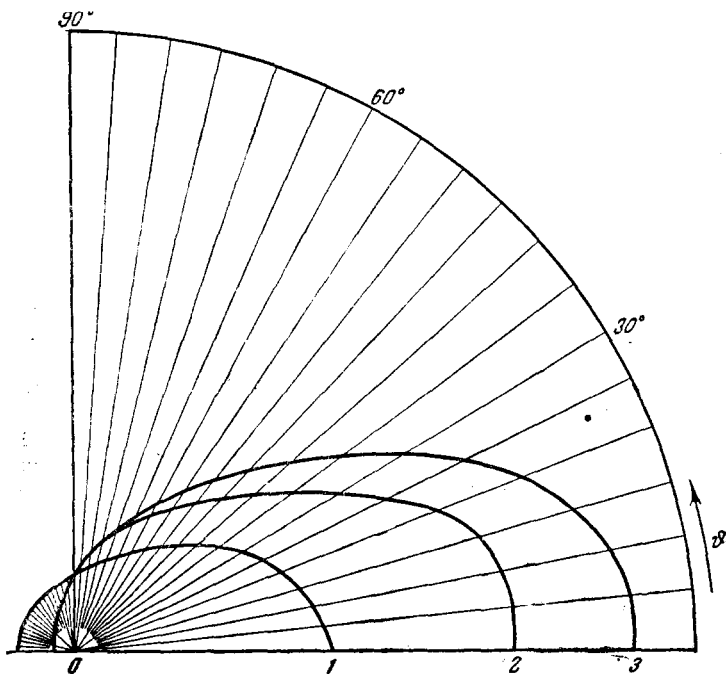


Рис. 12. Кривая 1 — электрический диполь  $l=1$ , кривая 2 — электрический октополь  $l=3$ , кривая 3 — магнитный квадруполь  $l=2$ .  $k=5$ . Импульс электрона  $\mathbf{r}$  направлен по лучу  $\vartheta=0$ . Вероятность образования пары при  $\vartheta=90^\circ$  для всех трёх кривых принята равной 1.

угловое распределение для случаев  $l=1$  и 3 (электрическое излучение) и  $l=2$  (магнитное излучение). Как видно из рис. 12, угловое распределение электронов и позитронов внутренней

конверсии также зависит от мультипольности перехода — с увеличением  $l$  преимущественными становятся малые значения  $\vartheta$ . Это обстоятельство также может быть использовано для установления мультипольности перехода.

Легко заметить, что формулы (31) — (33) симметричны относительно энергий и импульсов позитрона и электрона. Это вполне естественно, так как они выведены в предположении  $Z=0$ , вследствие чего противоположность знаков заряда электрона и позитрона никак не сказывается на результате.

Учёт заряда ядра  $^{80}$  сильно исказит, например, распределение электронов и позитронов по энергиям, даваемое формулами (31) и (32). Распределение по энергиям электронов и позитронов внутренней конверсии для  $Z=0$  и для  $Z=84$  показаны на рис. 13. Мы видим, что в последнем случае наиболее вероятно рождение позитрона с энергией, близкой к максимальной, и электрона с нулевой кинетической энергией. Такой вид распределения по энергиям имеет своей причиной тот факт, что благодаря положительному знаку заряда ядра позитрон ускоряется, а электрон замедляется кулоновским полем.

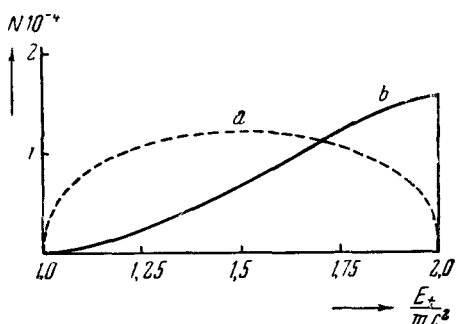


Рис. 13.  $a$  — борновское приближение ( $l=2$ ),  $b$  —  $Z=84$  ( $l=2$ ).

До сих пор мы рассматривали конверсионные переходы с образованием пар, при которых рождённый в процессе конверсии электрон пребывает в состоянии сплошного спектра. Однако, если в электронной оболочке атома имеется свободный уровень, то ядро может совершить такой конверсионный переход с образованием пары, при котором рождённый электрон займёт свободное место в оболочке, а позитрон унесёт всю остальную энергию. Энергия вылетающего позитрона будет тогда равна:

$$E_+ = k - 1 + P_i \quad (i = K, L, M \text{ и т. д.}), \quad (34)$$

где  $P_i$  — потенциал ионизации соответствующей оболочки. Таким образом, в зависимости от того, в какой из оболочек имеется свободное место, вылетающий позитрон будет иметь различную энергию. Должен, следовательно, наблюдаться дискретный спектр позитронов, соответствующий «застреванию» электронов в  $K$ -,  $L$ -,  $M$ - и т. д. оболочках. Если считать, что в оболочке имеются незанятые уровни, то вычисление вероятности образования монохроматической группы позитронов проводится совершенно так же, как и вычисление «обычного» коэффициента конверсии с образованием пар, с той только разницей, что в качестве волновой

функции конечного состояния электрона ( $\psi_b$ ) следует выбрать волновую функцию одного из состояний дискретного спектра. Вычисления такого рода были проделаны Л. А. Сливом<sup>45</sup>, впервые теоретически рассмотревшим этот эффект. Полученные им результаты сводятся к следующему (для  $k=2,74$ ):

$$\eta_{K,l} = \frac{w_{p,l}^K}{w_{\pi,l}} = \begin{cases} 1 & \text{для переходов типа } 0 \rightarrow 0, \\ 1/3 & \text{для электрического диполя,} \end{cases} \quad (35)$$

где  $w_{p,l}^K$  — вероятность конверсионного перехода с высасыванием электрона на свободное место в  $K$ -оболочке,  $w_{\pi,l}$  — вероятность «обычного» конверсионного перехода с образованием пары. Значения отношения (35) для всех остальных мультипольных переходов будут лежать между 1 и  $1/3$ . С уменьшением энергии перехода  $\eta_{K,l}$  растёт, достигая наибольшего значения при энергии, близкой к 2. Отношение (35) непосредственно не может быть измерено на опыте. Это обусловлено двумя причинами. Первая из них состоит в том, что, вообще говоря, в электронной оболочке атома может не быть свободных состояний. Можно указать несколько процессов, приводящих к образованию свободных мест в оболочке. К таким процессам относятся самоионизация атома при  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадах<sup>46, 47</sup> и внутренняя конверсия на атомных электронах. Таким образом, если интересующий нас переход ядра происходит после  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада или если имеет место схема распада, изображённая на рис. 4 (каскадные  $\gamma$ -переходы), всегда будет существовать некоторая вероятность  $\gamma_i$  образования свободных мест в электронной оболочке. Однако, если даже при возбуждённом ядре в оболочке и образовался свободный уровень, то он может быть заполнен не только в результате рассматриваемого процесса, но также переходом электрона с более высокого уровня на данный с испусканием светового или рентгеновского кванта, либо посредством Оже-эффекта. Таким образом, другие возможные пути заполнения свободных мест в оболочках будут конкурировать с заполнением в результате интересующего нас конверсионного перехода. Поэтому вероятность того, что свободный уровень заполнится электроном конверсионной пары, будет равна отношению ширины возбуждённого ядерного уровня  $\Gamma_\gamma$  к полной ширине свободного уровня оболочки  $\Gamma_l$ . Следовательно, для вероятности вылета монохроматического позитрона имеем:

$$W_{p,l}^i = w_{p,l}^i \gamma_i \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_l} \quad (36)$$

или

$$\xi_{i,l} = \frac{W_{p,l}^i}{w_{\pi,l}} = \eta_{i,l} \gamma_i \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_l}. \quad (36a)$$

Монохроматические позитроны внутренней конверсии впервые наблюдались Латышевым, Гей, Башиловым и Барчуком<sup>48</sup>, результаты которых приводятся ниже.

## 5. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Явление внутренней конверсии с образованием пар впервые экспериментально наблюдалось Алихановым и Козодаевым<sup>49</sup>, которые обнаружили наличие небольшого числа позитронов в излучении естественно радиоактивных элементов. Впоследствии Алиханов, Алиханян, Козодаев, Латышев, Желепов, Спивак и др. использовали внутреннюю конверсию с образованием пар для спектроскопии  $\gamma$ -излучения RaC и Th (C + C''). Методика этих экспериментов и их результаты подробно обсуждены в обзорной

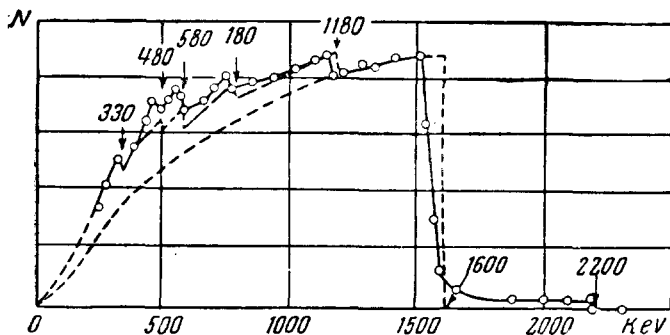


Рис. 14. Спектр позитронов внутренней конверсии Th (C + C''). Пунктиром проведены теоретические кривые.

статье Латышева<sup>35</sup>. Поэтому мы ограничимся здесь лишь краткими замечаниями.

В таблице IV приведены результаты исследования  $\gamma$ -спектра Th (C + C''), проведенного с помощью анализа спектров комптон-электронов и конверсионных электронов (см. рис. 14). Установ-

Таблица IV

| Энергия перехода<br>(в KeV) | Относительные интенсивности $\gamma$ -линий |  | Отношение величин из третьей и второй колонок | Мультипольность перехода *) |
|-----------------------------|---|--|---|-----------------------------|
|                             | из спектра комптон-электронов               | из спектра позитронов внутренней конверсии |   |                             |
| 1350                        | 3,6   | 10,0                                       | 2,77  | Дипольный                   |
| 1500                        | 3,7   | 6,5  | 1,7   | »                           |
| 1600                        | 10,0  | 11,0                                       | 1,1   | Квадрупольный               |
| 1800                        | 6,2   | 6,5  | 1,05  | »                           |
| 2200                        | 5,05  | 10,0                                       | 2   | »                           |
| 2620                        | 100   | 100  | 1,00  | »                           |

\*) Переход с энергией 2620 KeV считается квадрупольным.

ление мультипольности переходов производилось с помощью измерения и сравнения относительных интенсивностей  $\gamma$ -линий по электронам отдачи и по спектрам позитронов внутренней конверсии. Если мультипольность какой-либо одной линии спектра известна, то таким образом могут быть определены мультипольности остальных переходов. В случае  $\text{Th}(\text{C}+\text{C}'')$ , например, из измерений Алиханова<sup>50</sup> следует, что переход с энергией 2,62 MeV — квадрупольный (установлено по измерению коэффициента парной конверсии, который оказался равным  $(4-5) \cdot 10^{-2}\%$ ; теоретическое значение по Хульму и Егеру<sup>88</sup> —  $4,6 \cdot 10^{-2}\%$  \*). Основываясь на этом результате, можно с помощью описанной выше методики определить коэффициенты конверсий остальных  $\gamma$ -линий и сравнить их с теорией (см. рис. 15). Аналогичным образом исследован  $\gamma$ -спектр  $\text{RaC}'$  (табл. V). На рис. 16 приведены участки спектра позитронов внутренней конверсии  $\gamma$ -излучения  $\text{RaC}'$ <sup>48</sup>. На графике отчетливо видны пики монохроматических конверсионных позитронов, обра-

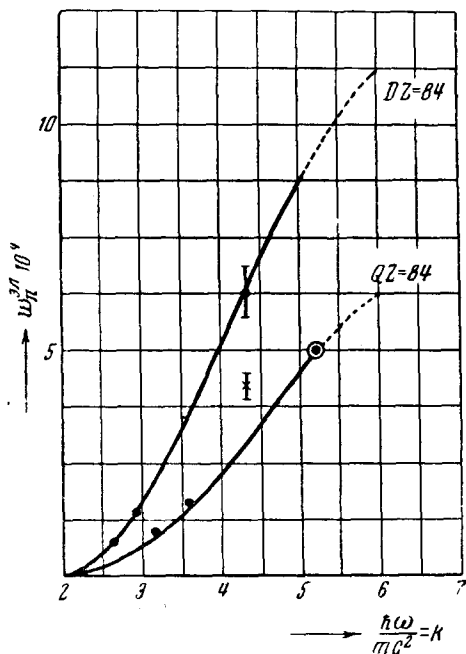


Рис. 15. Коэффициенты парной конверсии  $\gamma$ -излучения  $\text{Th}(\text{C}+\text{C}'')$ . Точка, соответствующая  $\gamma$ -линии 2620 KeV, — реперная.

зующихся в переходах с энергиями 1527 KeV ( $K$ - и  $L$ -линии) и 1620 KeV ( $M$ -линия). Авторами работы<sup>48</sup> измерены величины  $\xi_{K,l}$  и  $\xi_{L,l}$  для перехода с энергией 1527 KeV по отношению площади, занимаемой монохроматическим пиком, к площади, ограничиваемой контуром непрерывного распределения позитронов, рождённых в этом переходе. Результаты измерений таковы:

$$\xi_{K,l}^{1527} = 3 \cdot 10^{-3}; \quad \xi_{L,l}^{1527} = 5 \cdot 10^{-3}. \quad (37)$$

По данным Латышева<sup>51</sup> переход 1527 KeV — электрический квадрупольный. Для этого случая, по расчётам Слива<sup>45</sup>,

$$\eta_{K,l}^{1527} = 0,5. \quad (37a)$$

\*) См. также<sup>84</sup>.



При большом количестве  $\gamma$ -переходов, которые наблюдаются в ядре  $\text{RaC}'$ , можно предположить, что вероятность ионизации  $K$ -оболочки  $\gamma_K$  близка к единице. Ширину  $\Gamma_K$  можно оценить на основе теоретических и экспериментальных данных, имеющих для  $\text{Au}$  ( $Z = 79$ ).  $\Gamma_K$  оказывается равным  $\sim 60 \text{ eV}$ . Аналогичные расчёты

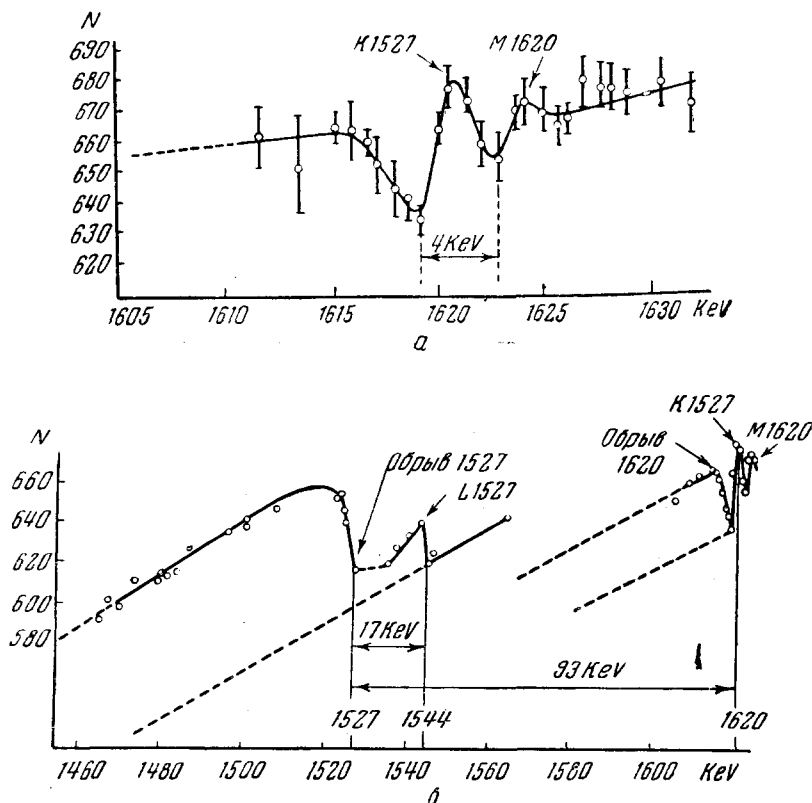


Рис. 16. Участки спектра позитронов внутренней конверсии  $\text{RaC}$ .

можно провести и для  $L$ -линии. Таким путём, с помощью (36а) получено:

$$\Gamma_{\gamma}^{1527} \approx (0,4 - 0,5) \text{ eV.} \quad (38)$$

Из приведённого краткого обзора основных экспериментальных результатов по парной конверсии следует, что использование внутренней конверсии с образованием пар, благодаря экспериментальным работам группы советских физиков, уже привело к накоплению ряда существенных результатов в области спектроскопии  $\gamma$ -излучения естественно-радиоактивных элементов. Вместе

с тем необходимо отметить, что ввиду сравнительно слабой зависимости вероятности парной конверсии от мультипольности перехода, измерения коэффициентов внутренней конверсии с образованием пар должны производиться с точностью, превышающей

Таблица V

| Энергия<br>перехода<br>(в KeV) | Относительные<br>интенсивности<br>$\gamma$ -линий |  | Отношение величин из<br>третьей и второй колонок | Мультипольность перехода                           |  |
|--------------------------------|---|--|--|--|--|
|                                | из спектра комп-<br>тон-электронов                | из спектра по-<br>зитронов внут-<br>ренней конверсии |  | на основании<br>данных второй и<br>третьей колонок | на основании<br>данных второй<br>колонки и относит.<br>интенсивности<br>линий в спектре<br>K-конверсионных<br>электронов |
| 2420                           | 0,34  | 0,36   | 1,06   | Квадрупольный                                      | Квадрупольный  |
| 2200                           |   |  |  | Квадрупольный                                      |  |
| 2090                           |   |  |  | Квадрупольный                                      |  |
| 1820                           | 0,32  | 0,30   | 0,94   | Квадрупольный                                      | Квадрупольный  |
| 1761                           |   |  |  | Квадрупольный                                      |  |
| 1690                           | 2,51  | 2,45   | 0,97   | Квадрупольный                                      | Квадрупольный  |
| 1620                           |   |  |  | Квадрупольный                                      |  |
| 1527                           | 0,56  | 0,52   | 0,93   | Квадрупольный                                      | Квадрупольный  |
| 1370                           |   |  |  | Квадрупольный                                      |  |
| 1290                           | 1,32  | 1,19   | 0,90   | Квадрупольный                                      | Квадрупольный  |
| 1234                           |   |  |  | Квадрупольный                                      |  |
| 1120                           | 0,41  | 0,20   | 0,49   | Квадрупольный                                      | Квадрупольный  |
|                                | 1,76  |  |  |  |  |

Фигурные скобки в первой колонке означают группы линий в спектре комптон-электронов, площади которых не могут быть полностью разделены.

точность измерений коэффициента конверсии на атомных электронах. Например, некоторые переходы ядер  $\text{RaC}'$ ,  $\text{ThC}$ ,  $\text{ThC}''$ , в настоящее время считающиеся электрическими квадрупольными, могут быть также отнесены к магнитным дипольным из-за слишком больших ошибок в коэффициенте конверсии (20% — 25%).

Как видно из рис. 14, определение энергии перехода по спектру конверсионных электронов возможно только благодаря обрывообразной форме линии (см. рис. 13, кривая *b*). В случае лёгких ядер такого обрыва наблюдаться не будет, спектр будет иметь форму, близкую к показанной на рис. 13, *a*. Это обстоятельство затруднит разделение линий и измерение интенсивностей переходов по спектру позитронов. Однако среди лёгких искусственно-

радиоактивных изотопов редко встречаются случаи, когда число  $\gamma$ -переходов с энергией, достаточной для образования пары, превосходит 1 или 2. К сожалению, измерение коэффициентов парной конверсии в лёгких ядрах до сих пор никем не производилось, а между тем именно для малых значений  $Z$  вероятность парной конверсии может превосходить вероятность конверсии на атомных электронах, которая пропорциональна  $Z^3$  и убывает с энергией перехода. Надо полагать, что явление парной конверсии может быть с успехом использовано для определения мультипольности  $\gamma$ -переходов лёгких ядер, где коэффициент конверсии на атомных электронах весьма мал и поэтому трудно измерим (например, при  $Z \sim 10$ ,  $k \sim 5$ ,  $w_K \sim 10^{-4}\%$ , тогда как  $w_\pi \sim 10^{-2}\%$ ).

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Теория поля, Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1948.
2. В. Б. Берестецкий, ЖЭТФ 17, 12 (1947).
3. W. Heitler, Proc. Camb. Phil. Soc. 32, 112 (1936).
4. В. Б. Берестецкий, Диссертация, Институт физических проблем АН СССР, 1948.
5. H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. A 138, 643 (1932).
6. H. M. Taylor a. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. A 138, 635 (1932); H. M. Taylor a. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. A 142, 215 (1933); Hulme, Mott, Taylor a. Oppenheimer, Proc. Roy. Soc. A 155, 315 (1936).
7. А. С. Давыдов, ЖЭТФ 10, 865 (1940).
8. M. H. Hebb a. G. E. Uhlenbeck, Physica 5, 605 (1938).
9. S. M. Danhoff a. P. P. Morrison, Phys. Rev. 55, 423 (1939).
10. M. Abraham, Phys. Zeits. 15, 914 (1914).
11. Г. С. Завелевич, ЖЭТФ 11, 213 (1941).
12. M. H. Hebb a. E. Nelson, Phys. Rev. 58, 486 (1940).
13. В. Б. Берестецкий, ЖЭТФ 16, 672 (1946).
14. В. Б. Берестецкий, J. of Phys. USSR 10, 137 (1946).
15. G. Goertzel a. I. S. Lowen, Phys. Rev. 67, 203 (1945).
16. В. Б. Берестецкий, ЖЭТФ 18, 1057 (1948).
17. Schaifroth, Helv. Phys. Acta 21, 499 (1948).
18. S. D. Drell, Phys. Rev. 75, 132 (1949).
19. Разетти, Основы физики ядра, ГТТИ, 1932.
20. Г. Бете, Физика ядра, ч. II, Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1948.
21. Downing, Deutsch a. Roberts, Phys. Rev. 61, 686 (1942).
22. F. Metzger a. M. Deutsch, Phys. Rev. 74, 1640 (1948).
23. G. E. Owen, D. Moe, C. S. Cook, Phys. Rev. 74, 1879 (1948).
24. D. A. Lind, J. Brown, D. Klein, D. Muller a. J. Du-Mond, Phys. Rev. 75, № 10 (1949).
25. D. Saxon, Phys. Rev. 74, 849 (1948).
26. R. D. Albert a. C. S. Wu, Phys. Rev. 74, 847 (1948).
27. G. Owen a. H. Primakoff, Phys. Rev. 74, 1406 (1948).
28. D. G. Douglas, Phys. Rev. 75, 1960 (1949).
29. D. Saxon, Phys. Rev. 73, 811 (1948).
30. Л. Я. Шавтвалов, ЖЭТФ 19, 633 (1949).
31. Б. С. Желепов, А. А. Башилов, А. В. Золотавин и Н. М. Антоньева, ДАН СССР 64, 803 (1948).
32. Л. Русинов и А. Юзефович, J. of Phys. USSR 3, 281 (1940).

31. F. Boehm, O. Huber, P. Mormier, P. Preiswerk und R. Steffen, *Helv. Phys. Acta* **22**, 69 (1949).
32. O. Hirz, P. Stoll, H. Wäffler, *Helv. Phys. Acta* **20**, 241 (1947).
33. M. L. Wiedenbeck, *Phys. Rev.* **72**, 1164, 1171 (1947).
34. C. D. Ellis a. N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc. A* **139**, 374 (1933).  
C. D. Ellis, *Intern. Conference of Physics*, London, October 1934.
35. Г. Д. Латышев, *Rev. Mod. Phys.* **19**, 132 (1947).
36. Siegbahn, *Phys. Rev.* **75**, 1955 (1949).
37. J. R. Oppenheimer a. L. Nedelsky, *Phys. Rev.* **44**, 948 (1933).
38. J. C. Jaeger a. H. R. Hulme, *Proc. Roy. Soc. A* **148**, 708 (1935).
39. M. H. Wang, *Nature*, **162**, 264 (1948).
40. И. С. Шапиро, *ЖЭТФ* **19**, 597 (1949).
41. В. Б. Берестецкий и И. М. Шмушкевич, *ЖЭТФ* **19**, 591 (1949).
42. M. E. Rose a. G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* **48**, 211 (1935).
43. В. Б. Тисса, *ЖЭТФ* **7**, 696 (1937).
44. G. K. Horton, *Proc. Rhy. Soc.* **60**, 457 (1948).
45. Л. А. Слив, *ДАН СССР* **64**, 321 (1949).
46. Е. Л. Фейнберг, *ДАН СССР* **23**, 778 (1949).
47. А. Мигдал, *ЖЭТФ* **11**, 207 (1941).
48. Г. Д. Латышев, В. В. Гей, А. А. Башилов, И. Ф. Барчук, *ДАН СССР* **63**, 511 (1948).
49. А. И. Алиханов и М. С. Козодаев, *ЖЭТФ* **4**, 531 (1934).
50. А. И. Алиханов, *Bulletin de l'Academie des Scinces de l'URSS*, № 1—2, 33 (1938).
51. Г. Д. Латышев, *ЖЭТФ* **14**, 65 (1944).

#### ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

После сдачи в печать настоящей статьи появилось сообщение Розе, Гертцеля и Спинарда (*Phys. Rev.* **76**, 1883, 1949) о проведённых ими точных релятивистских численных расчётах (с помощью счётных машин) коэффициентов конверсии на  $K$ -оболочке для 23 значений  $Z$  (от  $Z=10$  до  $Z=96$ ) для первых пяти электрических и магнитных мультиполей и для 16 значений  $k$  (от 0,3 до 5,0). Результаты расчётов в заметке не приведены.

Из расчётов выясняется, что область применимости формул для коэффициента конверсии на  $K$ -оболочке, полученных в нерелятивистском приближении, гораздо уже, чем это предполагалось. Даже при  $Z \sim 50$  и  $k \sim 0,3$  значения  $w_K$  даваемые формулами (20) и (23), могут отличаться от точных в 2 и в 3 раза. Причины столь большого расхождения не вполне ясны, и вопрос этот, так же как и уточнение области применимости нерелятивистских формул, требует дополнительного исследования.