

## Строение атомов

До самого последнего времени считали, что атомы—последние камни мироздания; что они не могут быть ни сложены, ни разложены, ни превращены один в другой. Но в последнее время накопилось достаточно материала, чтобы прийти к обратному заключению.

1. Существование периодической системы говорит за то, что атомы представляют особый класс сложных веществ, в котором изменения свойств происходят по определенному плану. Периодического закона и периодической системы не существовало бы, если бы каждый атом представлял нечто самодовлеющее, особый мир, не имеющий никаких точек соприкосновения с другими атомами-мирами.

2. Открытие радиоактивности дало фактический материал по вопросу о разрушении одних атомов и образовании за их счет других.

3. Открытие ионов, электрона и положительных лучей указывало на то, что в нейтральном атоме нужно отличать часть, заряженную положительно, и часть, заряженную отрицательно.

4. Наконец, изучение рассеяния  $\alpha$ -частиц при прохождении их через газы привело (Резерфорд) к представлению об атоме как о системе, состоящей из ядра очень небольших размеров и вращающихся около него в большем или меньшем количестве электронов („нуклеарный атом“).

Итак, атомы представляют особый класс *сложных* веществ и, если их до сих пор не удавалось ни разложить, ни превратить один в другой, то это потому, что они чрезвычайно прочно сложены и требуют для их разложения затраты громадного количества энергии.

На очередь стала проблема о строении атома.

После ряда неудачных попыток построения модели атома (Дж. Дж. Томсон, Штарк), наконец, удалось блестяще решить эту задачу датскому физическому Бору (1913 г.).

**Модель атома водорода Резерфорда-Бора.** Резерфорд (Rutherford), основываясь на опытах Гейгера и Марсдена (Geiger und Marsden) об отклонении  $\alpha$ -лучей, пронизывающих вещество, предложил в 1911 г. т. н. *ядерную (нуклеарную)* модель атома.

Модель атома Резерфорда состоит из ядра, заряженного



положительно, вокруг которого вращается рой электронов, число которых равно заряду ядра. В ядре — оно занимает очень небольшой объем — сосредоточен весь положительный заряд и наибольшая часть массы атома. Атом нейтрален.

Против этой модели выдвигалось следующее серьезное возражение. Согласно теории Максвелла (Maxwell) электроны, как электрически заряженные массы, не могут двигаться около ядра, не излучая энергии, вследствие чего они должны очень скоро упасть на ядро. Модель атома, таким образом, неустойчива.

Это возражение было устранено Бором (Bohr, 1913 г.), который сделал два следующих, тогда еще теоретически необоснованных и противоречащих классической механике допущения:

1. Существуют орбиты, двигаясь по которым электроны не излучают энергии.

2. При переходе электрона с одной такой орбиты на другую излучается или поглощается один квант энергии.

Эти допущения называются первым и вторым постулатами Бора.

Первый постулат Бора и выводы из него. Электрон может двигаться без излучения энергии только по таким орбитам, которые удовлетворяют следующему условию: момент количества движения электрона  $mvr$  ( $m$  — масса электрона,  $v$  — скорость его движения,  $r$  — радиус круга, по которому движется электрон) равен кванту действия Планка ( $h$ ), деленному на  $2\pi$  и умноженному на целое число  $n$  ( $n=1, 2, 3, \dots \infty$ ).

$$mvr = \frac{h}{2\pi} \cdot n. \quad (37)$$

Присоединим к условию (37) обычное условие движения по кругу, а именно: центробежная сила при движении по кругу  $\frac{mv^2}{r}$  равна центростремительной, т. е. силе притяжения электрона с зарядом  $e$  к ядру с зарядом  $E$ :

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{eE}{r^2}. \quad (38)$$

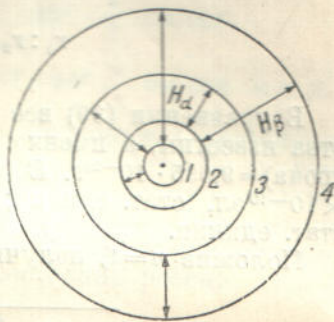


Рис. 28. Модель атома водорода Резерфорда-Бора.

Масса ядра  $(1.6609 \pm 0.0017) \times 10^{-24}$  г или 1.0073 ( $O=16$ ).

Масса электрона  $(9.035 \pm 0.010) \times 10^{-28}$  г или 0.0054 ( $O=16$ ).

Диаметр ядра  $7.7 \cdot 10^{-17}$  см.

Диаметр электрона  $> 1 \cdot 10^{-13}$  см.

Заряд ядра равный заряду электрона  $\pm(4.770 \pm 0.005) \times 10^{-10}$  эл. ст. ед.

Радиус  $n$ -ной орбиты:  $r_n = 0.53 \cdot n^2 \text{ \AA}$ .

Скорость электрона на  $n$ -ной орбите:  $v_n = 2.187 \cdot 10^8 \frac{1}{n} \times \text{см/сек}$ .

1. Исключив из уравнений (37) и (38)  $v$ , получим  $r_n$ , т. е. радиус какого-либо  $n$ -ного круга равен:

$$r_n = \frac{h^2}{4\pi^2 m E e} \cdot n^2, \quad (39)$$

где  $n$  — можно придавать значения  $1, 2, 3, \dots \infty$ .

Из уравнения (39) следует, что радиусы устойчивых орбит относятся, как квадраты натуральных чисел:

$$r_1 : r_2 : r_3 : \dots = 1^2 : 2^2 : 3^2 : \dots \quad (40)$$

В уравнении (39) все члены по правую сторону знака равенства известны, а именно:  $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$  эрг. сек;  $m$  (масса электрона)  $= 9,035 \cdot 10^{-28}$  г.  $E$  (заряд ядра атома водорода)  $= +4,77 \times 10^{-10}$  эл. стат. единиц;  $e$  (заряд электрона)  $= -4,77 \cdot 10^{-10}$  эл. стат. единиц.

Положив  $n=1$ , получим:

$$r_1 = 0,53 \times 10^{-8} \text{ см или } 0,53 \text{ \AA}.$$

Итак, радиус первого устойчивого (квантового) круга, по которому электрон может двигаться вокруг ядра, равен  $0,53 \text{ \AA}$ ; радиус второго —  $r_2 = 0,53 \cdot 2^2 = 0,53 \cdot 4 \text{ \AA}$ ; радиус третьего —  $r_3 = 0,53 \cdot 3^2 \cdot \text{ \AA} = 0,53 \cdot 9 \text{ \AA}$  и т. д., т. е. радиусы орбит, по которым электрон может двигаться без потери энергии, *дискретны* (меняются определенными скачками). Эти орбиты называются *квантовыми орбитами*.

2. Исключив из уравнений (37) и (38)  $r$ , получим, что  $v_n$ , т. е. скорость на каком-либо  $n$ -ном квантовом круге равна:

$$v_n = \frac{2\pi E e}{h} \cdot \frac{1}{n}. \quad (41)$$

Из уравнения (41) следует, что скорости  $v_1 : v_2 : v_3 : \dots$  относятся, как  $\frac{1}{1} : \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : \dots$ , т. е., обратно пропорционально числам натурального ряда:

$$v_1 : v_2 : v_3 : \dots = \frac{1}{1} : \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : \dots \quad (42)$$



Подставив в уравнение (41) значения  $\pi$ ,  $E$ ,  $e$ ,  $h$  и приняв  $n=1$ , получим, что скорость электрона на первом квантовом круге равна:

$$v_1 = \frac{2\pi e^2}{h} = 2,187 \cdot 10^8 \text{ см/сек.},$$

или 2188 км/сек.

Итак, скорость электрона равна:

на первом квантовом круге:  $v_1 = 2,187 \cdot 10^8$  см/сек;

на втором квантовом круге:  $v_2 = 2,187 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{2}$  см/сек;

на третьем квантовом круге:  $v_3 = 2,187 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{3}$  см/сек. и т. д.

Первая орбита самая устойчивая. В нормальном состоянии атома водорода электрон движется по первой орбите. По другим орбитам он движется, когда какими-либо внешними силами (толчками быстро движущихся молекул, электронов, световыми колебаниями) он выбит из своей обычной колеи. Таким образом, диаметр атома водорода в нормальном состоянии равен:

$$d_1 = 0,53 \cdot 2 = 1,06 \text{ \AA}.$$

*Примечание.* Первый постулат Бора в настоящее время нашел свое теоретическое обоснование в волновой механике, а именно, оказалось, что движущийся электрон сопровождается т. н. фазовой волной определенной длины, и квантовые орбиты — это те, на которых фазовая волна вмещается целое число раз.

**Второй постулат Бора.** Если электрон, движущийся по какой-либо дальней орбите, считая от ядра, сходит с нее и падает на какую-либо более близкую, то он всегда теряет квант энергии ( $h\nu$ ) в виде монохроматического излучения, т. е. в виде электромагнитных световых волн определенного числа колебаний:

$$W_{\text{дал}} - W_{\text{бл}} = h\nu, \quad (43)$$

где  $W_{\text{дал}}$  — общая энергия электрона на какой-либо дальней орбите,

$W_{\text{бл}}$  — общая энергия электрона на какой-либо ближней орбите,

$h$  — универсальная константа Планка (квант действия),

$\nu$  — число колебания монохроматического луча.

$\nu$  связано с длиной волны светового колебания ( $\lambda$ ) и скоростью света ( $c$ ) следующим уравнением:

$$\nu = \frac{c}{\lambda}. \quad (44)$$

Из уравнения (43) и (44) следует, что

$$\nu = \frac{W_{\text{дал}} - W_{\text{бл}}}{h}. \quad (45)$$

$$\lambda = c \frac{h}{W_{\text{дал}} - W_{\text{бл}}}. \quad (46)$$



Итак, число колебаний в секунду (частоту колебаний), а, следовательно, и длину волны можно вычислить, если вычислим  $W_{дал} - W_{бл}$ .

Вычислим *общую* энергию (сумму кинетической и потенциальной) электрона на какой-либо дальней орбите, для которой радиус имеет значение  $r_{дал}$  и скорость электрона  $v_{дал}$ . Она равна

$$W_{дал} = \frac{mv_{дал}^2}{2} + \left( -\frac{Ee}{r_{дал}} \right), \quad (47)$$

где  $W_{дал}$  — общая энергия электрона на этой орбите,  $\frac{mv_{дал}^2}{2}$  —

кинетическая энергия электрона,  $-\frac{Ee}{r_{дал}}$  — потенциальная энергия электрона, т. е. работа, которую нужно затратить, чтобы электрон с этой орбиты удалить на бесконечнодалекое расстояние.

Аналогично

$$W_{бл} = \frac{mv_{бл}^2}{2} + \left( -\frac{Ee}{r_{бл}} \right). \quad (48)$$

Из уравнений (47) и (48) получим:

$$W_{дал} - W_{бл} = \frac{m}{2} \left( v_{дал}^2 - v_{бл}^2 \right) + Ee \left( \frac{1}{r_{бл}} - \frac{1}{r_{дал}} \right). \quad (49)$$

Подставив в уравнение (49) вместо  $v_{бл}$ ,  $v_{дал}$ ,  $r_{бл}$  и  $r_{дал}$  их значения (из уравнений 39 и 41), получим:

$$W_{дал} - W_{бл} = \frac{2\pi^2 me^2 E^2}{h^2} \left( \frac{1}{n_{бл}^2} - \frac{1}{n_{дал}^2} \right), \quad (50)$$

где  $n_{дал}$  — обозначает порядковый номер дальней орбиты,

$n_{бл}$  — порядковый номер ближней орбиты, то-есть т. н. *квантовые числа орбит*.

Приняв во внимание, что  $E$  равно  $e$  и что  $W_{дал} - W_{бл}$ , по второму постулату, равно  $h\nu$  получим:

$$W_{дал} - W_{бл} = h\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \left( \frac{1}{n_{бл}^2} - \frac{1}{n_{дал}^2} \right), \quad (51)$$

откуда:

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left( \frac{1}{n_{бл}^2} - \frac{1}{n_{дал}^2} \right) \text{ сек.}^{-1}. \quad (52)$$

Вычислив член  $\frac{2\pi^2 me^4}{h^3}$ , (все входящие в него величины известны), получим:

$$\frac{2\pi^2 me^4}{h^3} = 3,29 \cdot 10^{15}. \quad (53)$$

Следовательно,

$$\nu = 3,29 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{сек.}^{-1}. \quad (54)$$

Итак, уравнение (54) дает возможность вычислить частоту ( $\nu$ ), а следовательно и длину волны (так как  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ) монохроматического света, который испускает атом, когда электрон из какой-либо дальней орбиты возвращается (падает) на какую-либо ближнюю.

Если бы мы хотели уточнить формулы (52) и (54), то следовало бы ввести в них следующую поправку.

Во всех вышеприведенных рассуждениях предполагалось, что масса и заряд ядра остаются неподвижными в центре окружностей, по которым вращается электрон. В действительности ядро и электрон вращаются с одинаковой угловой скоростью вокруг их общего центра инерции. Если принять во внимание и это вращение, то формулы (52) и (54) получают вид:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3} \cdot \frac{m}{m+m_e} \left( \frac{1}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{сек.}^{-1}.$$

и

$$\nu = 3,29 \cdot 10^{15} \cdot \frac{m}{m+m_e} \left( \frac{1}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{сек.}^{-1},$$

где  $m$  — масса ядра,  $m_e$  — масса электрона. Как видно, в формулы нужно ввести еще один множитель  $\frac{m}{m+m_e}$ . Для водорода  $m = 1$ ,

$m_e = \frac{1}{1843}$ . Следовательно, множитель

$$\frac{m}{m+m_e} = \frac{1}{1 + \frac{1}{1843}} = \frac{1843}{1844} = 0,99945.$$

Чем больше будет  $m$  в сравнении с  $m_e$ , тем поправочный множитель будет меньше; напр., для серебра  $m = 108$ ,  $m_e$ , по-прежнему, равно  $\frac{1}{1843}$ .

Следовательно,  $\frac{m}{m+m_e} = \frac{91044}{91045} = 0,99998$ .

**Механизм образования спектра водорода с точки зрения теории Бора.** 1. Пусть электрон сбит какими-либо внешними силами с своей обычной (устойчивой) орбиты, для которой  $n=1$ , на вторую орбиту, для которой  $n=2$ . При возвращении электрона назад излучается световое колебание частоты  $\nu$ . Численное



значение  $\nu$  вычислим по формуле (54), в которой  $n_{\text{бли}}$  нужно принять равным 1, а  $n_{\text{дал}}$  — равным 2. Получим:

$$\nu = 3,27 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \text{ сек.}^{-1}. \quad (55)$$

Аналогично вычисляется  $\nu$  для случаев, когда электрон, сбивтый внешними силами на третью, четвертую, пятую и т. д. орбиты, возвращается на *первую*.

Результаты этих вычислений приведены в таблице 38.

Т а б л и ц а 38

Частоты колебаний ( $\nu$ ) и длина волн ( $\lambda$ ) монохроматического света, испускаемого атомом водорода, когда электрон с какой-либо дальней орбиты возвращается на *первую* квантовую орбиту

Разность (термы)	$\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}$	$\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2}$	$\frac{1}{1^2} - \frac{1}{4^2}$	$\frac{1}{1^2} - \frac{1}{5^2}$	$\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\infty^2}$
Частота колебаний $\nu$	$2,47 \cdot 10^{15}$	$2,92 \cdot 10^{15}$	$3,08 \cdot 10^{15}$	$3,15 \cdot 10^{15}$	$3,29 \cdot 10^{15}$
Длина волны $\lambda$	1216 Å	1026 Å	973 Å	950 Å	910 Å

Таким образом, если электрон, переброшенный на какие-либо дальние квантовые орбиты, возвращается на *первую квантовую орбиту*, то имеют место *излучения* света, частота которых должна быть в пределах  $2,47 \cdot 10^{15} \text{ сек.}^{-1}$  —  $3,29 \cdot 10^{15} \text{ сек.}^{-1}$ , а длина волн — в пределах 1216 Å — 910 Å. В спектроскопе должна быть соответствующая группа (серия) линий. Так как глаз чувствует световые колебания с длинной световой волны 7600 Å — 3800 Å, то этих линий в спектроскопе не видно. Их можно открыть только с помощью фотографической пластинки или флуоресцирующего экрана. Они лежат в *ультрафиолетовой* части спектра.

2. Если электрон, сбивтый на какие-либо дальние орбиты, возвращается на *вторую* квантовую орбиту, то в спектроскопе должна получиться *новая* серия линий. Вычисления в этом случае производятся по формуле:

$$\nu = 3,27 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{ сек.}^{-1}, \quad (56)$$

в которой  $n_{\text{дал}}$  может иметь значения: 3, 4, 5, ..., ∞. Результаты вычислений приведены в таблице 39.

Таблица 39

Частоты колебаний ( $\nu$ ) и длины волн ( $\lambda$ ), когда электрон с какой-либо дальней орбиты возвращается на *вторую* квантовую орбиту

Разность (термы)	$\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}$	$\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2}$	$\frac{1}{2^2} - \frac{1}{5^2}$	$\frac{1}{2^2} - \frac{1}{6^2}$	$\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\infty^2}$
Число колебаний $\nu$ . . .	$0,4569 \cdot 10^{15}$	$0,617 \cdot 10^{15}$	$0,691 \cdot 10^{15}$	$0,731 \cdot 10^{15}$	$0,8224 \cdot 10^{15}$
Длина волны $\lambda$	$6564 \text{ \AA}$	$4862 \text{ \AA}$	$4341 \text{ \AA}$	$4102 \text{ \AA}$	$3648 \text{ \AA}$

Итак, если электрон, сбитый на какую-либо дальнюю орбиту, возвращается на *вторую* квантовую орбиту, то атом водорода испускает монохроматическое колебание, частота которого находится в пределах  $0,4569 \cdot 10^{15} - 0,8224 \cdot 10^{15}$ , а длина волны —  $6564 \text{ \AA} - 3648 \text{ \AA}$ . В спектре водорода в этом случае мы должны наблюдать *новую серию* линий, большинство которых должно быть видимо.

3. Если электрон с какой-либо дальней орбиты возвращается на *третью* квантовую орбиту, то должна получиться еще новая серия линий. Вычисления в этом случае должны производиться по формуле:

$$\nu = 3,27 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{сек}^{-1}, \quad (57)$$

где  $n_{\text{дал}}$  может иметь значения: 4, 5, 6, ...,  $\infty$ . Результаты вычислений сведены в таблице 40.

Таблица 40

Частоты колебаний ( $\nu$ ) и длины волн ( $\lambda$ ), когда электрон, сбитый с какой-либо дальней орбиты, падает на *третью* квантовую орбиту

Разность (термы)	$\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2}$	$\frac{1}{3^2} - \frac{1}{5^2}$	$\frac{1}{3^2} - \frac{1}{6^2}$	$\frac{1}{3^2} - \frac{1}{\infty^2}$
Число колебаний $\nu$ . . .	$0,1599 \cdot 10^{15}$	$0,23 \cdot 10^{15}$	$0,27 \cdot 10^{15}$	$0,3656 \cdot 10^{15}$
Длина волн $\lambda$ . . . .	$18760 \text{ \AA}$	$12752 \text{ \AA}$	$10941 \text{ \AA}$	$8206 \text{ \AA}$

Итак, если электрон, сбитый на какую-либо дальнюю квантовую орбиту, возвращается (падает) на *третью квантовую орбиту*, то атом водорода должен излучать колебания частоты в пределах  $0,1599 \cdot 10^{15} - 0,3656 \cdot 10^{15}$  и длины волн в пределах  $18760 \text{ \AA} - 8206 \text{ \AA}$ . Подобные расчеты можно вести и дальше.



Теория света Ньютона (Newton, 1648—1727 г) представляла световой луч как поток световых частичек (корпускул), которые во многих отношениях подобны материальным частичкам. Теория эта однако затруднялась объяснить такие явления, как *дифракция* и *интерференция* и потому должна была уступить свое место волновой теории света, предложенной Гюйгенсом (Huygens) и разработанной Френелем (Fresnel). По этой теории световой луч есть волнообразное движение светового эфира. По Максвеллу (Maxwell) световой луч есть электромагнитная волна, распространяющаяся в эфире.

В 1900 г. известный немецкий физик Планк, изучая распределение энергии в спектре лучеиспускания абсолютно черного тела, должен был прийти к заключению, что всякое излучение и поглощение энергии (световые лучи, инфракрасные тепловые, ультрафиолетовые невидимые, рентгеновские,  $\gamma$ -лучи радиоактивных веществ, электрические волны и т.д.) происходит *порциями*, имеющими *определенное значение*, характерное для каждого излучения, которое он назвал *световыми квантами* (квантами энергии). Каждый световой квант равен произведению из числа колебаний источника данного луча в секунду ( $\nu$  сек<sup>-1</sup>) на некоторую постоянную, которая теперь называется *универсальной константой Планка* ( $h$ ); численное значение ее, определенное опытом, есть  $6,55 \cdot 10^{-27}$  эрг сек. Планк ее называл *квантом действия*.<sup>1</sup>

Таким образом, чтобы перейти от частоты колебания к световому кванту данного луча, нужно найденную так или иначе частоту колебания для данного луча в секунду ( $\nu$  сек.<sup>-1</sup>) умножить на квант действия ( $h$ ):

$$\nu \text{ сек.}^{-1} \cdot h \text{ эрг сек.} = h\nu \text{ эрг} = 6,55 \cdot 10^{-27} \cdot \nu \text{ эрг.} \quad (58)$$

Следовательно, световой квант будет тем больше, чем больше  $\nu$ , или чем меньше световая волна, и, во всяком случае, для разных лучей различен.

Таблица 41

Значения светового кванта для лучей различной длины волны

	Красный луч	Фиолетовый луч	Крайний ультрафиолетовый	Рентгеновский луч
Длина волны $\lambda$ , . . . . .	7600 Å	3000 Å	1000 Å	1 Å
Частота колебаний $\nu$ сек. <sup>-1</sup> . . . . .	$0,04 \cdot 10^{16}$	$0,08 \cdot 10^{16}$	$0,3 \cdot 10^{16}$	$300 \cdot 10^{16}$
Световой квант (квант энергии) $h\nu$ эрг . . . . .	$0,26 \cdot 10^{-11}$ эрг	$0,52 \cdot 10^{-11}$ эрг	$1,95 \cdot 10^{-11}$ эрг	$1950 \cdot 10^{-11}$ эрг

Световой квант называется часто *фотоном*. Во многих отношениях фотоны можно сравнить с атомами. Они так же неделимы и индивидуальны как атомы и обладают *массой*, которую легко вычислить с помощью основного уравнения теории относительности (см. стр. 26):

$$m = \frac{E}{c^2} \text{ эрг.}$$

Применив это уравнение к фотону, получим:

$$h\nu = mc^2,$$

<sup>1</sup> В механике энергия, умноженная на время, называется *действием*.



откуда

$$m = \nu \frac{h}{c^2} = \nu \frac{6,55 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{20}} = \nu \cdot 7,27 \cdot 10^{-48} \text{ г.} \quad (59)$$

Из уравнения (59) следует, что масса фотона пропорциональна частоте колебаний.

Подсчеты показывают, что масса фотона для красного цвета в несколько сот тысяч раз меньше массы электрона. Для фотонов же  $\gamma$ -лучей (где  $\nu$  очень велико) масса фотона приблизительно равна массе электрона.

При столкновении фотонов с электронами имеет силу не только закон сохранения энергии, но и закон сохранения количества движения ( $mv$ ).

При освещении металла калия ультрафиолетовыми и рентгеновскими лучами, из него вылетают электроны (фото-электрический эффект). Здесь энергия фотонов превращается в кинетическую энергию электронов. Обратное, при бомбардировке антиматериала электронами возникают фотоны рентгеновских лучей за счет кинетической энергии электронов (см. рис. 12)

Итак, с открытием Планка возродилась старая корпускулярная теория света в новом виде (Эйнштейн, 1905 г.). С точки зрения этой теории световой луч есть поток фотонов, обладающих свойствами материальных частичек (корпускул), движущихся со скоростью света, не смешивающихся друг с другом и не дробящихся при столкновении друг с другом или с другими телами.

Свет, понимаемый в самом широком смысле слова (т. е. всякое колебание светового типа), имеет атомную структуру; так же дискретен, как материя и электричество.

Энергия также имеет атомное строение. Квант действия можно сравнить с атомом. Таким образом дискретны: материя, электричество, свет и энергия.

### Оптический спектр водорода как результат прямого опыта.

Чтобы получить спектр водорода, наполняют трубку очень разреженным водород-газом (рис. 29) и пропускают через нее ток высокого напряжения.

Водород, находящийся в трубке, начинает светиться (наиболее яркое свечение наблюдается в узкой части трубки) и, кроме того, испускать темные лучи. При помощи спектроскопа, снабженного кварцевой призмой или дифракционной решеткой, эти излучения разделяют и анализируют.

Невидимые коротковолновые лучи фиксируют при помощи фотографической пластинки; невидимые длинноволновые — при помощи болометра (очень чувствительного электрического термометра).

Спектр водорода оказывается линейным. Каждой линии соответствует колебание определенной длины волны.

При первом же взгляде на спектр водорода видно, что существует несколько групп (серий) спектральных линий. Их называют: 1) *серия Лаймана* (Lyman) — в невидимой ультрафиолетовой части спектра; 2) *серия Бальмера* (Balmer) — часть линий видима, а часть находится в ультрафиолетовой, невидимой части спектра; 3) *серия Пашена* (Paschen) — невидимые линии, находящиеся в инфракрасной части спектра; 4) *серия Браккета*

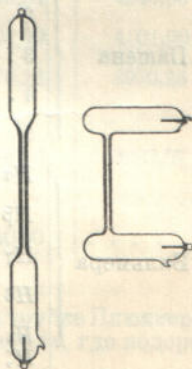


Рис. 29. Трубка Плюккера.



(Brackett) — также находится в инфракрасной части спектра; 5) *серия Пфунда* (пока только одна линия).

В таблице 42 приведен список линий и соответствующие им длины волн спектра водорода. На рис. 30 изображена серия Бальмера.

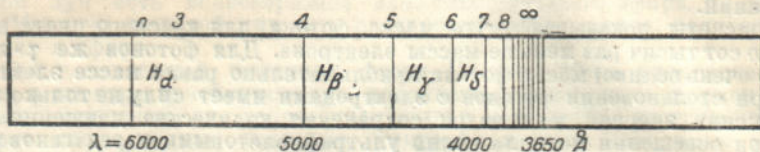


Рис. 30. Серия Бальмера спектра водорода.

Таблица 42  
Оптический спектр водорода

Серии линий	Название линий	Длина волны Å	Серии линий	Название линий	Длина волны Å	
Пфунда . .	1 . . . . .	74 000	Бальмера	$H\gamma$ . . . . .	3 835,59	
	Браккета .	1 . . . . .		40 500	$H\delta$ . . . . .	3 798,0
2 . . . . .		26 300		$H\epsilon$ . . . . .	3 770,8	
Пашена	1 . . . . .	18 751,05		$H\zeta$ . . . . .	3 750,3	
	2 . . . . .	12 818,4		$H\eta$ . . . . .	3 734,5	
	3 . . . . .	10 938		$H\theta$ . . . . .	3 722,0	
	4 . . . . .	10 049,8		$H\iota$ . . . . .	3 712,1	
	5 . . . . .	9 546,2		$H\kappa$ . . . . .	3 704,0	
Бальмера	$H\alpha$ красная . .	6 564,66		Лаймана	. . . . .	. . . . .
	$H\beta$ голубая . .	4 862,71			. . . . .	. . . . .
	$H\gamma$ сине-зеленая	4 341,71	1' . . . . .		1 216	
	$H\delta$ фиолетовая	4 102,91	2' . . . . .		1 026	
	$H\epsilon$ . . . . .	3 971,20	3' . . . . .		972	
	$H\zeta$ . . . . .	3 889,21	4' . . . . .		950	

Из таблицы 42 и рис. 30 видно, что в каждой серии, по мере движения от инфракрасной части спектра к ультрафиолетовой, интервалы меняются — сначала большими скачками, затем все меньшими и меньшими и, наконец, линии сливаются.

Отыскивая закономерность между изменением величин  $\lambda$ , Бальмер (1885 г.) эмпирически, путем математической обработки опытных данных, нашел, что  $\frac{c}{\lambda} = \nu \text{ сек}^{-1}$ , т. е. частота колебаний

в серии 2, названной его именем, меняется согласно формулы:

$$\nu = 3,29 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{сек}^{-1}, \quad (60)$$

где  $n=3, 4, 5, \dots, \infty$ .

Придав  $n$  в формуле Бальмера значения: 3, 4, 5 и т. д., получим очень точно частоту колебаний, а, следовательно, и  $\lambda$ , соответствующие всем линиям этой серии.

В таблице 43 результаты вычислений по формуле Бальмера (60) сравнены с опытными данными.

Таблица 43

Проверка формулы Бальмера (60)

Значение $n$		Вычисление по формуле $\nu = 3,29 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$\nu$ , найденное опытом	$\lambda = \frac{c}{\nu}$ , вычисленное (в Å)	$\lambda$ , найденная опытом (в Å)
3	H $\alpha$	456,995 · 10 <sup>12</sup>	456,996 · 10 <sup>12</sup>	6563,07	6563,07
4	H $\beta$	616,944 · 10 <sup>12</sup>	613,943 · 10 <sup>12</sup>	4861,52	4861,52
5	H $\gamma$	690,976 · 10 <sup>12</sup>	690,976 · 10 <sup>12</sup>	4340,64	4340,66
6	H $\delta$	731,192 · 10 <sup>12</sup>	731,193 · 10 <sup>12</sup>	4101,90	4101,90
7	H $\epsilon$	755,441 · 10 <sup>12</sup>	755,441 · 10 <sup>12</sup>	3970,24	3970,25
..	..	..	..	..	..
20	..	814,365 · 10 <sup>12</sup>	814,361 · 10 <sup>12</sup>	3683,06	3683,07
..	..	..	..	..	..
$\infty$	..	823,000 · 10 <sup>12</sup>	..	3650,00	..

В серии Бальмера, при очень сильном разрежении в трубке Плюккера, можно наблюдать до 25 линий; в небесных же туманностях, где водород чрезвычайно разрежен, можно наблюдать до 33 линий.

Итак, формула Бальмера превосходно обнимает всю серию линий Бальмера. Очень скоро выяснилось, что аналогичной формулой обслуживается серия Пашена, а именно:

$$\nu = 3,29 \cdot 10^{15} \cdot \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{сек}^{-1}, \quad (61)$$

где  $n=4, 5, 6, \dots, \infty$ .



Другой аналогичной формулой обслуживается серия Лаймана:

$$\nu = 3,29 \cdot 10^{15} \cdot \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{сек}^{-1}, \quad (62)$$

где  $n = 2, 3, 4, \dots$ .

Серия Браккета обслуживается формулой

$$\nu = 3,29 \cdot 10^{15} \cdot \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{сек}^{-1}, \quad (63)$$

где  $n = 5, 6, 7, \dots$ .

Линия Пфунда вычисляется по формуле:

$$\nu = 3,29 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{6^2} \right) \text{сек}^{-1}. \quad (64)$$

Очевидно это первая линия новой серии.

Все эти формулы найдены эмпирически путем пересчетов опытных данных; теоретическое обоснование их было совершенно неизвестно. Но все эти формулы оказались идентичными с формулами, выведенными Бором, исходя из предположенной им модели атома водорода (первый постулат) и предложенного им механизма образования спектра (постулат второй; уравнения 55, 56, 57).

Эмпирически найденная, непонятная константа  $3,29 \cdot 10^{15}$  оказалась совпадающей с константой Бора, т. е. состоящей из сочетания универсальных констант:

$$3,29 \cdot 10^{15} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3}, \quad (65)$$

где  $m$  — масса электрона ( $9,997 \cdot 10^{-28}$  г),  $e$  — элементарный электрический заряд ( $4,77 \cdot 10^{-10}$  эл. ст. единиц) и  $h$  — квант действия ( $6,55 \cdot 10^{-27}$  эрг сек).

*Примечание.* Для константы  $\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3}$  первоначально Бор вычислил значения  $3,27 \cdot 10^{15}$ , но, если для универсальных констант взять более точные значения, получается число  $3,29 \cdot 10^{15}$ .

Константа  $\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} = 3,27 \cdot 10^{15}$  называется константой Ридберга (Rydberg), так как Ридберг (в 1895 г.) впервые показал, что она имеет общее значение, т. е. входит в уравнения спектров других атомов. Мы ее будем обозначать символом  $R'$ .

В уравнении (54) и в аналогичных ему уравнениях частоту колебаний обычно заменяют величиной  $\frac{1}{\lambda} = \nu'$ , т. н. волновым числом. Это число волн, уместающееся на протяжении 1 см. Так как

$\nu = \frac{c}{\lambda}$ , где  $c$  — скорость света ( $c = 3 \cdot 10^{10}$  сек<sup>-1</sup>), то формула (54) получает вид:

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = \frac{R'}{c} \left( \frac{1}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{см}^{-1} \quad (66)$$

или

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = 109\,500 \left( \frac{1}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{см}^{-1}. \quad (67)$$

Константа  $\frac{R'}{c}$  обозначаемая буквой  $R$ , называется константой Ридберга. Очевидно,  $R' = Rc$ . Константа  $R$ , вычисленная из опытных данных, равна 109 677,69 или округленно  $1,09 \cdot 10^5$ .

Таблица 44 (на стр. 174) представляет проверку формулы Ридберга в применении ко всем сериям спектра водорода.

Наглядная схема механизма образования серий в спектре водорода. Почти полное совпадение теоретических расчетов

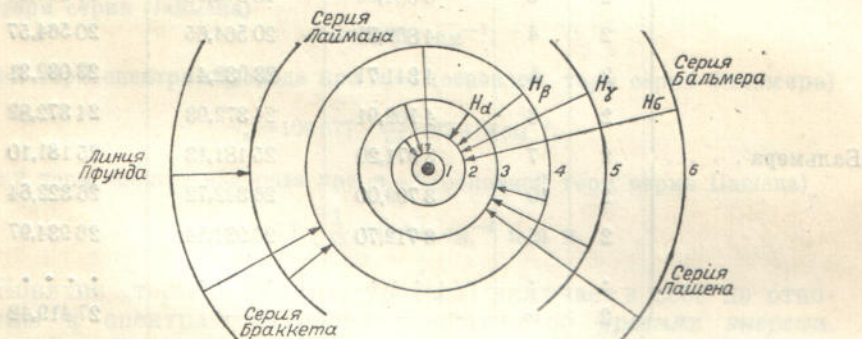


Рис. 31. Схема Бора образования различных серий в спектре водорода.

Бора с опытными данными — совпадение, какое редко встречается — говорит за то, что схема образования спектра водорода Бора, несомненно, близка к истине. Схема эта изображена на рис. 31.

**Спектроскопические термы. Уровни энергии.** Уравнение

$\nu = R' \left( \frac{1}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{сек.}^{-1}$  представляет разность двух членов:

$$\frac{R'}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{R'}{n_{\text{дал}}^2}.$$

Таким образом, каждое световое колебание в спектре водорода рассматривается как разность двух членов. В каждой серии первый член является постоянным и называется постоянным,



Таблица 44

## Проверка формулы Ридберга (66) для серий водородного спектра

Серии	$n_{\text{бл}}$	$n_{\text{дал}}$	$\lambda$ , найденная опытом (в Å)	$\nu' = \frac{1}{\lambda}$ , найденное опытом	$\nu' = \frac{1}{\lambda}$ , вычисленное по формуле (67)
Пфунда . . . . .	5	6	74 000	1 350	1 340
Браккета . . . . .	4	5	40 500	2 470	2 470
	4	6	26 300	3 810	3 808
Пашена . . . . .	3	4	18 751,3	5 332,96	5 331,56
	3	5	12 817,5	7 801,83	7 799,30
	3	6	10 938	9 142,44	9 139,80
	3	7	10 049,8	9 550,45	9 948,08
	2	3	6 564,66	15 233,08	15 233,01
	2	4	4 862,71	20 564,65	20 564,57
	2	5	4 341,71	23 032,41	23 032,31
Бальмера . . . . .	2	6	4 102,91	24 372,93	24 372,82
	2	7	3 971,20	25 181,13	25 181,10
	2	10	3 799,00	26 322,72	26 322,64
	2	15	3 712,70	26 934,54	26 934,97
	.	.	.....	.....	.....
	2	$\infty$	—	—	27 419,42
	1	2	1 216	82 236	82 258,27
Лаймана . . . . .	1	3	1 028	97 465	97 491,28
	1	4	972	102 880	102 822,84
	.	.	.....	.....	.....
	1	$\infty$	—	—	109 677,69

или *основным* термом. Второй член меняется, так как меняется значение  $n^2_{\text{дал}}$ ; он называется *текущим* (меняющимся) *термом*. Каждая серия характеризуется *определенным постоянным термом*.

В серии Бальмера, напр., постоянным является терм  $\frac{R'}{2^2}$ , а те-

кущими:  $\frac{R'}{3^2}$ ,  $\frac{R'}{4^2}$ ,  $\frac{R'}{5^2}$  и т. д.; в серии Пашена постоянным —  $\frac{R'}{3^2}$ ,

текучими:  $\frac{R'}{4^2}$ ,  $\frac{R'}{5^2}$ ,  $\frac{R'}{6^2}$  и т. д. Один и тот же терм, напр.,  $\frac{R'}{2^2}$ , может быть в одних комбинациях постоянным, напр., в серии Бальмера, в других комбинациях — текучим, напр., в серии Лаймана.

В спектроскопии вычисления термов обычно производятся по формуле (68), в которой термами будут  $\frac{R}{n_{\text{бл}}^2}$  и  $\frac{R}{n_{\text{дал}}^2}$ . Следовательно, терм определяется как волновое число  $\nu'$  см<sup>-1</sup> (см. стр. 172—173)

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{см}^{-1}. \quad (68)$$

Здесь  $R$ , равное  $\frac{R'}{c} = \frac{3,29 \cdot 10^{15}}{3 \cdot 10^{10}} = 1,09 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  (см. стр. 173); опытным путем  $R$  определено в  $109\,677,69 \pm 0,06 \text{ см}^{-1}$ .

Примеры. 1-й терм спектра водорода при  $n=1$  (постоянный или основной терм серии Лаймана)

$$\nu_1' = 109\,677 \text{ см}^{-1};$$

2-й терм спектра водорода при  $n=2$  (основной терм серии Бальмера)

$$\nu_2' = 109\,677 \cdot \frac{1}{2^2} = 27\,419 \text{ см}^{-1};$$

3-й терм спектра водорода при  $n=3$  (основной терм серии Пашена)

$$\nu_3' = 109\,677 \cdot \frac{1}{3^2} = 12\,186 \text{ см}^{-1} \text{ и т. д.}$$

Понятие „терм“ (граница, уровень) включает в себе по отношению к спектрам излучения понятие об *уровнях энергии*. Поэтому, если не желают себя связывать определенными представлениями об орбитах, по которым движется электрон, вокруг ядра атома водорода, то говорят о *квантовых*, т. е. меняющихся прерывисто, скачками уровнях энергии.

Вычислим полную энергию электрона на уровне какой-либо орбиты ( $n$ ).

Общая энергия ( $W_n$ ) электрона складывается из суммы его энергий — кинетической и потенциальной:

$$W_n = W_{\text{кин}} + W_{\text{пот}}, \quad (69)$$

но

$$W_{\text{кин}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{2\pi^2 m E^2 e^2}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (70)$$

если вместо  $v$  подставить найденное выше (стр. 162) значение скорости:

$$v_n = \frac{2\pi E e}{h} \cdot \frac{1}{n}.$$



Потенциальная энергия равна работе, которую нужно затратить, чтобы электрон с орбиты радиуса  $r_n$  удалить на бесконечно далекое расстояние от ядра с зарядом  $E$ .

$$W_{nom} = - \int_r^{\infty} \frac{eE}{r_n^2} dr = - \frac{eE}{r_n}.$$

Подставив вместе  $r_n$  найденное выше его значение (см. стр. 162)

$$r_n = \frac{h^2}{4\pi^2 m E e} \cdot n^2, \text{ получим:}$$

$$W_{nom} = - \frac{4\pi^2 m E^2 e^2}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (71)$$

т. е. потенциальная энергия в два раза больше кинетической, но с обратным знаком.

Общая энергия электрона на уровне  $n$  равна:

$$W_n = W_{кин} + W_{nom} = - \frac{2\pi^2 m E^2 e^2}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (72)$$

Для атома водорода  $E = e$  и, как выше было найдено (см. стр. 172),

$$\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} = R' = 3,29 \cdot 10^{15}.$$

Поэтому:

$$W_n = - \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} = - R' \cdot h \cdot \frac{1}{n^2} = - 3,29 \cdot 10^{15} \cdot h \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (73)$$

Так как  $R' = Rc$  (см. стр. 173), то уравнение (73) обычно пишут в форме:

$$W_n = - \frac{Rch}{n^2}. \quad (73bis)$$

Знак минус означает, что на удаление электрона приходится затратить энергию.

Из уравнения (73) следует, что:

$$W_{n_1} : W_{n_2} : W_{n_3} \dots = \frac{1}{n_1^2} : \frac{1}{n_2^2} : \frac{1}{n_3^2} \dots$$

т. е. общая энергия электрона *обратно пропорциональна* ряду

$$\frac{1}{1^2} : \frac{1}{2^2} : \frac{1}{3^2} \dots$$

Из уравнения (73) следует, что на уровне  $n = \infty$   $W_{n\infty} = 0$ , т. е. при удалении электрона от ядра на бесконечно далекое расстояние общая энергия электрона принимается равной нулю. Счет энергии начинается отсюда и идет в сторону отрицательных значений.

То обстоятельство, что полная энергия электрона на всевозможных уровнях выражается отрицательной величиной, т. е. является всегда отрицательной, зависит от вполне произвольного условия — обозначать потенциальную энергию нулем, когда электрон находится на бесконечно далеком расстоянии от ядра, и сила притяжения между ядром и электроном исчезает, а потенциальная энергия достигает максимума. Если атом находится в возбужденном состоянии — его электрон сбив на второй, третий, четвертый и т. д. уровни энергии, то на этих уровнях электрон остается очень недолго и возвращается (падает) на

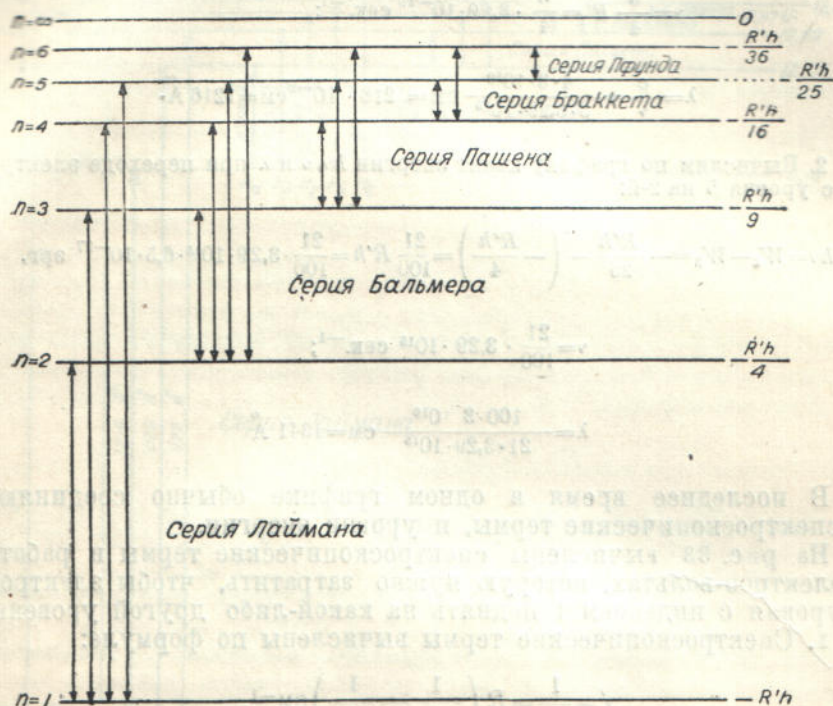


Рис. 32. Уровни энергии атома водорода.

уровень с тем или другим меньшим номером, выделяя квант световой энергии ( $h\nu$ ).

Состояние нулевой энергии соответствует удалению электрона на бесконечно далекое расстояние. В этом случае электрон отрывается от атома совершенно.

Та работа, которую нужно затратить, чтобы удалить электрон на бесконечно далекое расстояние от ядра, называется *ионизационным потенциалом*.

Рис. 32 представляет график уровней энергии около ядра атома водорода, согласно уравнения  $W_n = -R'h \cdot \frac{1}{n^2}$ ; стрелка,



соединяющая два уровня, дает величины испускаемого кванта энергии ( $h\nu$ ).

Примеры. 1. Вычислим по графику квант энергии  $h\nu$ ,  $\nu$  и  $\lambda$  при переходе электрона со второго уровня на первый.

$$\text{Согласно уравнения (43), } h\nu = W_2 - W_1 = -\frac{R'h}{4} - (-R'h) = \frac{3}{4} R'h = \\ = \frac{3}{4} \cdot 3,29 \cdot 10^{15} \cdot 6,5 \cdot 10^{-27} \text{ эрг;}$$

$$\nu = \frac{3}{4} R' = \frac{3}{4} \cdot 3,29 \cdot 10^{15} \text{ сек.}^{-1};$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{4 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{3 \cdot 3,29 \cdot 10^{15}} \text{ см} = 216 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 1216 \text{ \AA}.$$

2. Вычислим по графику квант энергии  $h\nu$ ,  $\nu$  и  $\lambda$  при переходе электрона с уровня 5 на 2-й:

$$h\nu = W_5 - W_2 = -\frac{R'h}{25} - \left(-\frac{R'h}{4}\right) = \frac{21}{100} R'h = \frac{21}{100} \cdot 3,29 \cdot 10^{15} \cdot 6,5 \cdot 10^{-27} \text{ эрг,}$$

$$\nu = \frac{21}{100} \cdot 3,29 \cdot 10^{15} \text{ сек.}^{-1};$$

$$\lambda = \frac{100 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{21 \cdot 3,29 \cdot 10^{15}} \text{ см} = 4341 \text{ \AA}.$$

В последнее время в одном графике обычно соединяют и спектроскопические термы, и уровни энергии.

На рис. 33 вычислены спектроскопические термы и работа в электрон-вольтах, которую нужно затратить, чтобы электрон с уровня с индексом 1 поднять на какой-либо другой уровень.

1. Спектроскопические термы вычислены по формуле:

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{ см}^{-1},$$

где  $R = 109\,677,69$ , т. е. вычисляется т. н. волновое число.

Длина линии, соединяющей два терма, дает волновое число соответствующей спектральной линии.

Пример. Длина линии, соединяющей первый и второй термы, равна  $109\,677 - 27\,419 = 82\,258 = \frac{1}{\lambda}$ . Отсюда  $\lambda = \frac{1}{82\,258} = 1216 \cdot 10^{-8} = 1216 \text{ \AA}$ .

2. Работа, которую нужно затратить, чтобы электрон с ближнего уровня перенести на дальний, вычислена по формуле:

$$W_{\text{дал}} - W_{\text{бл}} = h\nu = R'h \left( \frac{1}{n_{\text{бл}}^2} - \frac{1}{n_{\text{дал}}^2} \right) \text{ эрг.}$$





затратить, чтобы удалить электрон с его нормальной орбиты на бесконечно далекое расстояние. Очевидно, эта работа дается уравнением Бора (51), если в нем принять  $n_{\text{бли}} = 1$ , а  $n_{\text{дал}} = \infty$ .

Тогда для атома водорода работа удаления электрона выразится:

$$W_{\infty} - W_{\text{норм}} = h\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2} = R'h \text{ эрг}, \quad (74)$$

т. е.: она равна кванту энергии наибольшей частоты серии Лаймана.

Чтобы от эргов перейти к электрон-вольтам, нужно эрги умножить на  $0,6285 \cdot 10^{12}$ .

Вычислим эту работу для атома водорода в электрон-вольтах:

$$W_{\infty} - W_{\text{норм}} = R'h \cdot 0,6285 \cdot 10^{12} = 3,29 \cdot 10^{15} \cdot 6,55 \cdot 10^{-27} \cdot 0,6285 \cdot 10^{12} = 13,53 \text{ eV}.$$

**Ионизационный потенциал.** Ионизационным потенциалом называется та разность потенциалов, которую нужно заставить пройти ударяющий электрон, чтобы при столкновении с электроном атома атомный электрон был удален на бесконечно далекое от ядра расстояние. Если ионизационный потенциал умножить на заряд электрона, получим работу ионизации, выраженную в электрон-вольтах:

$$A_{\text{иониз}} = eV.$$

Ионизационный потенциал можно определить опытным путем таким образом: атом бомбардируют электронами; если кинетическая энергия бомбардирующего электрона недостаточна, чтобы оторвать электрон от атома, бомбардирующий электрон отскакивает по законам отражения. Увеличивая все более и более скорость движения бомбардирующего электрона увеличением разности потенциалов, находят, наконец, такую разность потенциалов, когда бомбардирующий электрон сбивает электрон атома с его нормальной орбиты. Энергия электрона в этот момент равна работе ионизации, т. е. ионизационному потенциалу умноженному на заряд электрона. *Ионизационный потенциал* водорода, найденный этим способом (методом толчков), равен 13,53 V.

**Дальнейшее совершенствование боровской модели атома водорода.** При построении своей модели атома водорода Бор принимал как самое простое, что электроны движутся по круговым орбитам. Но так как атом Бора по существу представляет планетарную систему, в которой движение, согласно законам Кеплера, происходит по эллипсам, то, естественно, что следующий этап совершенствования модели Бора должен был состоять в переходе к движению электрона по эллипсам. Это было сделано Зоммерфельдом (1915 г.).



Для определения эллипса уже недостаточно, как для круга, одного квантового числа.

Эллипс определяется длинной полуосью и короткой полуосью (рис. 34). Поэтому необходимы два квантовых числа. Они называются: *главное* квантовое число ( $n$ ), определяющее длинную полуось эллипса, и *побочное* квантовое число ( $k$ ), определяющее короткую полуось эллипса. Главному квантовому числу мы можем давать значения:  $n=1, 2, 3, \dots, \infty$ ; побочному квантовому числу — значения:  $k=1, 2, 3, \dots, n$ .

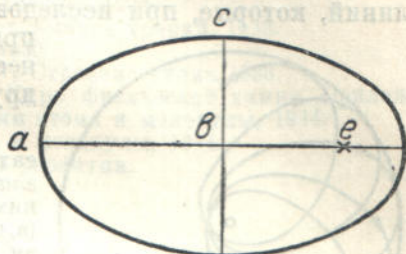


Рис. 34. Главная полуось— $ab$ , короткая— $bc$ ,  $e$ —эксцентриситет.

Если, напр.,  $n=4$ , то  $k$  можно давать значения: 1, 2, 3, 4. Получим четыре эллипса; их обозначают:  $4_1, 4_2, 4_3, 4_4$ , где подстрочные цифры—побочные квантовые числа. В эллипсе  $4_1$  короткая полуось равна  $1/4$  длинной полуоси, в эллипсе  $4_2$ —она равна  $2/4$  (половине) длинной; в эллипсе  $4_3$  она равна  $3/4$  длинной; в эллипсе  $4_4$ —она равна длинной, т. е. эллипс  $4_4$  есть круг.

Во всех трех эллипсах большая полуось равна радиусу круга с квантовым числом 4.

Рис. 35 представляет модель атома водорода по Зоммерфельду с орбитами, определяемыми главными и побочными квантовыми числами.

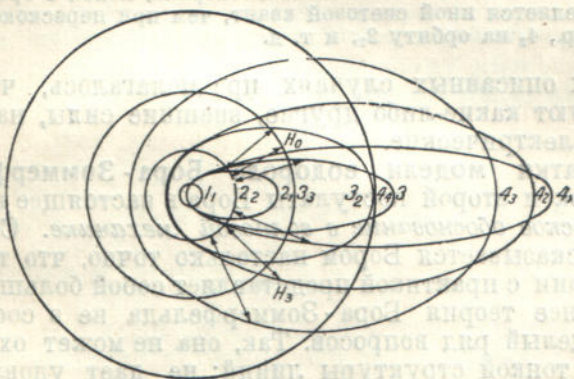


Рис. 35. Модель атома водорода по Зоммерфельду с его квантовыми орбитами:  $1_1; 2_1, 2_2; 3_1, 3_2, 3_3; 4_1, 4_2, 4_3, 4_4$ .

Кроме того, Зоммерфельд учел то обстоятельство, что электроны, двигающиеся по эллипсам, подходят близко к ядру (см. рис. 35), вследствие чего здесь меняют свою скорость, а, следовательно, согласно теории относительности, и свою массу (см. стр. 112).



Наконец, было принято во внимание и то, что орбиты эллипсов должны медленно вращаться около ядра в своей собственной плоскости (движение перигелия), вследствие чего орбита электрона оказывается не замкнутой (см. рис. 36). На рис. 35 для простоты эллипсы показаны замкнутыми.

Идя этим путем, Зоммерфельд вычислил, с известным приближением, т. н. *тонкую структуру* линий, т. е. структуру линий, которые, при исследовании их в усовершенствованных приборах, оказались сложеными из нескольких тесно сближенных друг с другом линий.

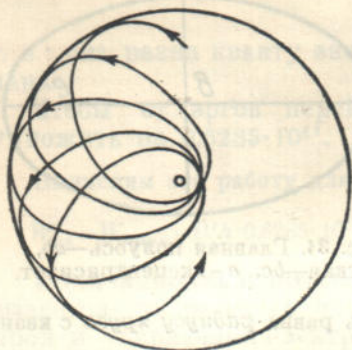


Рис. 36. Вращение перигелия эллипсов, по которому движется электрон (прецессия эллиптической орбиты).

Уровни энергии на различных эллипсах, характеризуемых одним и тем же *главным квантовым числом*, если не принимать во внимание изменение скорости (а, следовательно, и массы) электрона вблизи ядра, *одинаковы*. Они вычисляются по формуле Бора (51), где  $n_{\text{дал}}$  и  $n_{\text{бл}}$  — главные квантовые числа. Поэтому при перескоке электрона, напр., на орбиту  $2_2$  с орбит  $4_1$ ,  $4_2$ ,  $4_3$  или  $4_4$ , появляется всегда один и тот же световой квант.

Но, если принять во внимание изменение скорости электрона вблизи ядра, то энергии на орбитах каждого эллипса будут *различны* (хотя и мало будут отличаться друг от друга). В этом случае при перескоке электрона, напр., с орбиты  $4_1$  на орбиту  $2_2$ , выделяется иной световой квант, чем при перескоке электрона с орбиты, напр.,  $4_2$  на орбиту  $2_2$ , и т. д.

Во всех описанных случаях предполагалось, что на атом не действуют какие-либо другие, внешние силы, напр., магнитные или электрические.

**Недостатки модели водорода Бора - Зоммерфельда.** Как первый, так и второй постулаты Бора в настоящее время *нашли теоретическое обоснование в волновой механике*. Спектр водорода предсказывается Бором настолько точно, что такое совпадение теории с практикой представляет собой большую редкость. Тем не менее теория Бора - Зоммерфельда не в состоянии дать ответ на целый ряд вопросов. Так, она не может охватить количественно тонкой структуры линий; не дает удовлетворительного объяснения *раздвоению спектральных линий в магнитном поле* (эффект Зеемана, 1896 г.) и *раздвоению спектральных линий в электрическом поле* (эффект Штарка, 1913 г.). С помощью теории Бора не удалось построить модель молекулы водорода ( $H_2$ ).

Очевидно, необходимо было дальнейшее совершенствование теории строения атомов. Это случилось очень скоро, именно, когда на смену первоначальной, т. н. *классической, квантовой механики явилась новая квантовая или волновая механика*.

## ЛИТЕРАТУРА

- Бор Нильс.* Три статьи о спектрах и строения атомов, 1923.  
*Крамерс Г. А. и Глст Х.* Строение атома и теория Бора.  
*Зоммерфельд А.* Строение атома и спектры, 1926.  
*Ф. Рейхе,* Геория квантов, ее происхождение и развитие, 1922.  
*Грей.* В мире атомов и молекул, 1923.  
*Элиштейн П.* Применение учения о квантах к теории спектральных серий, 1922.  
*Теренин А. Н.* Введение в спектроскопию, 1933.  
*Эйкен А.* Курс химической физики, выпуск третий, 1933.  
*Хвольсон О.* Физика наших дней, 1930.  
*Хвольсон О.* Курс физики, отдел IV, Строение атома, 1933.  
*Лаури Т., Сегден С, Раковский А.* Курс физической химии. Приложение, А. В. Раковский. Элементы теории атома и молекулы, 1934.  
*Кондратьев В. Н.* Строение атома и молекулы, 1934.  
*Грей.* Теория атома в ее новейшем развитии.

Л. 633-10-739 с.с.

Л. 633-10-739 с.с.



## Атом водорода и волновая механика

**Волны де-Бройля.** Изучение явлений испускания и поглощения лучистой энергии привели Планк (1900 г) и затем Эйнштейна (1905 г) к утверждению, что световой луч<sup>1</sup> есть поток отдельных комплексов (порций) энергии, не смешивающихся друг с другом, движущихся со скоростью света, обладающих массой и столь же индивидуальных, как протон или электрон. Их во всех отношениях можно сравнить с частицами — *корпускулами*. Эти комплексы Планк назвал *квантами энергии* или *атомами излучения*. Впоследствии их назвали *фотонами*.

Квант энергии равен *элементарному кванту действия* ( $h$ ), умноженному на число колебаний вибратора в секунду ( $\nu$  сек<sup>-1</sup>).

*Элементарный квант действия* или, как его еще называют, *универсальная константа Планка*, на основании опытов, принимается равным:

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ эрг сек.}$$

Элементарным квантом действия он называется потому, что в механике энергия, умноженная на время, называется *действием*.

Итак, квант энергии выражается формулой:

$$h \text{ эрг сек.} \cdot \nu \text{ сек}^{-1} = h \nu \text{ (см. стр. 168).}$$

Это представление о световом луче, очевидно, является отчасти возвращением к т. н. *корпускулярной теории света* Ньютона. Таким образом, начиная с 1900 г. в физике оказались две теории света: с одной стороны, нельзя было отвергнуть волновую теорию света, так как новая корпускулярная теория света не могла объяснить явлений дифракции и интерференции; с другой стороны, нельзя было пренебрегать и квантовой теорией излучения, так как опыты действительно указывали на существование квантов энергии.

Чтобы изжить эту двойственность, можно было бы идти двумя путями: или найти доказательства того, что в явлениях интерференции и дифракции создаются такие условия, что фотоны в некоторые участки (трехмерного) пространства не попа-

<sup>1</sup> Под названием „световой луч“ понимаются не только видимые лучи, но и невидимые: инфракрасные, ультрафиолетовые, рентгеновские,  $\gamma$ -лучи, излучаемые радиоактивными веществами, наконец, электрические волны и т. д.



дают, вследствие чего происходит чередование света и темноты; или же связать движение фотонов с волновым процессом.

Французский физик де-Бройль (de Broglie, 1924 г) пошел по второй дороге. Он сделал предположение, что вообще всякая движущаяся частица—корпускула (напр., молекула газа, протон, электрон, фотон и т. д.)—сопровождается некоторым колебательным процессом, квант энергии которого ( $h\nu$ ) равняется энергии самой частицы, т. е. по теории относительности *массе частицы, умноженной на квадрат скорости света*. Длину волны ( $\lambda$ ) колебательного процесса, скорость движения ( $u$ ) и частоту колебания ( $\nu$ ) де-Бройль вычисляет так:

Согласно допущению, квант энергии колебательного движения, сопровождающего движущуюся частицу, равен массе частицы, выраженной в единицах энергии.

$$h\nu = mc^2, \quad (75)$$

где  $h\nu$ —квант энергии колебательного движения;  $mc^2$ —энергия, эквивалентная массе  $m$ ;  $\nu$ —частота сопровождающего колебательного движения,  $c$ —скорость света,  $m$ —масса частицы.

Из уравнения (75) частота сопровождающего колебательного движения вычисляется:

$$\nu = m \frac{c^2}{h}. \quad (76)$$

Так, частота колебательного движения, сопровождающего сравнительно медленно движущийся электрон (скорость движения электрона мало влияет на его массу), равна:

$$\nu_{\text{электрон}} = 9 \cdot 10^{-28} \cdot \frac{9 \cdot 10^{20}}{6,5 \cdot 10^{-27}} = 1,24 \cdot 10^{19} \text{ сек.}^{-1},$$

где  $9 \cdot 10^{-28}$  г есть масса электрона.

Частота колебания движения, сопровождающего движущийся протон, равна:

$$\nu_{\text{протон}} = 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot \frac{9 \cdot 10^{20}}{6,5 \cdot 10^{-27}} = 2,29 \cdot 10^{23} \text{ сек.}^{-1},$$

где  $1,66 \cdot 10^{-24}$  г — масса протона.

Скорость распространения колебания ( $u$ ) равна произведению длины волны колебательного процесса ( $\lambda$ ) на его частоту ( $\nu$ ):

$$u = \lambda\nu. \quad (77)$$

Если же с движущейся частицей связан какой-либо колебательный процесс, то, по теории относительности и из преобразования Лорентца, этот процесс нужно понимать как волну, распространяющуюся со скоростью большей скорости света, именно:

$$u_{\varphi} = \frac{c^2}{v}, \quad (78)$$



где  $u$  — скорость колебательного процесса, а  $v$  — механическая скорость движущейся частицы. Комбинируя уравнения (76), (77) и (78), получаем:

$$\lambda v = \frac{c^2}{v} = \lambda m \frac{c^2}{h},$$

откуда

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (79)$$

Итак, *длина волны колебательного процесса, сопровождающего движущуюся материальную частицу, равна кванту действия, деленному на количество движения материальной частицы.*

Пример. Длина волны колебательного процесса, сопровождающего электрон, движущийся со скоростью равной 20% скорости света, по формуле (68) вычисляется:

$$\lambda_{эл} = \frac{6,55 \cdot 10^{-27} \cdot 100}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 20} = 1,21 \cdot 10^{-9} \text{ см.}$$

В случае более медленных электронов  $\lambda = 10^{-7}$  см, т. е. волны, сопровождающие электрон, оказываются порядка длины волн рентгеновских лучей ( $10^{-5} - 10^{-7}$  см).

В приведенном расчете принималось, что масса электрона, вследствие его движения, мало меняется.

Колебательный процесс, сопровождающий движущуюся материальную частицу или фотон, называется *волнами материи*.

**Дифракция волн материи.** Предположение де-Бройля можно считать в полной мере подтвержденным опытами. Как выяснено выше, расчеты показывают, что волна, сопровождающая электрон, движущийся со скоростью 20—40% скорости света, имеет длину порядка рентгеновских волн. Поэтому, естественно, было поставить опыты дифракции с электронами в таких условиях, как это делается с рентгеновскими лучами. В 1927 г. Девиссон и Джермер (Davisson and Jermer) показали, что пучок электронов, падающий на кристалл, дает такие же дифракционные кольца, как и пучок рентгеновских лучей. В 1928 г. Г. П. Томсон (G. P. Thomson) пропустил электроны через очень тонкие пластинки золота и других металлов (кристаллические решетки) и получил такие же фотографические снимки, какие получаются с рентгеновскими лучами. Рупп (Rupp, 1928 г.) получил дифракционные кольца, применяя обыкновенную дифракционную нанесенную на стекле решетку.

Наконец, дифракционные кольца наблюдались, если поток электронов (электронный луч) заменить потоком ядер атомов (Джонсон) и даже потоком *нейтральных атомов гелия и молекулы водорода* (Штерн, 1929 г.).

На рис. 37 и 38 изображены дифракционные кольца при прохождении пучка электронов через тонкий листочек золота и при ограждении пучка электронов от пластинки золота.



Как известно, измерения дифракционных колец дают возможность вычислить длину волны тех лучей, при помощи которых получены эти кольца. Измерения Руппа показали, что волны де-Бройля имеют именно такую длину, как предсказывает теория.

Волны материи де-Бройля и первый постулат Бора. Принимая, что в модели водорода Бора вокруг ядра движется по замкнутой орбите, с равномерной скоростью, один электрон и что этот электрон сопровождается дебройлевской волной, нетрудно доказать, что те орбиты, на которых возможно было движение (дозволенные орбиты), равны  $\lambda n$ , где  $n$  целое число; иначе говоря, это такие орбиты, которые вмещают целое число сопровождающих электрон волн де-Бройля.

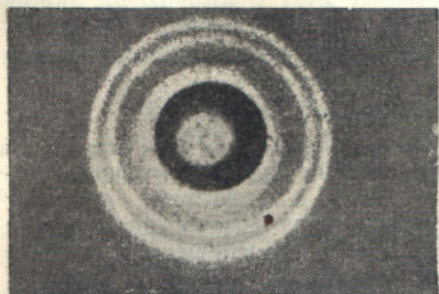


Рис. 37. Дифракционные кольца, полученные при прохождении электронов через золотую пластинку.

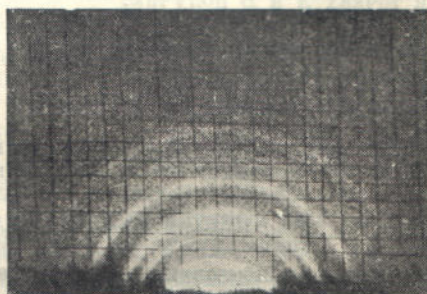


Рис. 38. Дифракционные кольца, полученные при отражении электронов от золотой пластинки.

Таким образом, гипотеза де-Бройля пополняет и подтверждает модель атома Бора. То, что казалось в модели Бора произвольным, недоказанным, теперь является необходимостью. Казалось, что дальнейшее совершенствование модели Бора должно было бы пойти по следующему пути: принимая в целом конкретную модель атомов Бора с электронами, движущимися по орбитам, ввести в расчет еще и волны материи, сопровождающие электроны; но волновая теория пошла не по этому пути.

В курсах физики дается вывод следующей формулы, характеризующей колебательный процесс в любой точке и в любое время:

$$S = A \sin \left[ 2\pi\nu \left( t - \frac{s}{u} \right) \right], \quad (80)$$

где  $S$  — колеблющаяся величина, т. е. величина периодически изменяющаяся во времени, напр., угол (в случае маятника), плотность, напряженность электрического или магнитного поля и т. д.;  $A$  — амплитуда колебания;  $\nu$  — частота колебания;  $t$  — время;  $u$  — волновая скорость;  $s$  — расстояние от начальной точки по прямой.

Формула (80) выведена для случая, когда начало отсчета времени выбрано так, что в этот момент  $S=0$ .



Выражение в квадратных скобках называется *фазой* ( $\varphi$ ). В общем случае нужно прибавить к выражению фазы еще т. н. *фазовую постоянную*. Получим:

$$\varphi = 2\pi\nu \left( t - \frac{s}{u} \right) + E. \quad (81)$$

Применим уравнение (81) к движению волны по замкнутой орбите. Пусть  $ds$  — элемент пути, по которому движется волна; тогда для заданного момента времени согласно уравнения (81):

$$d\varphi = -2\pi\nu \frac{ds}{u}.$$

Если  $A$  и  $B$  две точки замкнутой орбиты и в определенный момент фаза в точке  $A$  равна  $\varphi_1$ , а в точке  $B$  — равна  $\varphi_2$ , то для разностей фаз в точках  $A$  и  $B$  получим:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -2\pi \int_A^B \frac{\nu ds}{u}.$$

Если точки  $A$  и  $B$  раздвинуть на столько, чтобы они (так как орбита замкнута) совпали, то колебательный процесс придет в начальное состояние и согласно уравнения (80):

$$\sin \varphi_2 = \sin \varphi_1,$$

а это возможно только в том случае, когда

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2\pi n,$$

где  $n$  — целое число.

Итак,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2\pi n = -2\pi \oint \frac{\nu ds}{u},$$

откуда

$$\oint \frac{\nu ds}{u} = n. \quad (82)$$

где  $\oint$  — знак интеграла, когда он берется по замкнутому контуру.

Так как  $u = \lambda\nu$ , а  $\lambda = \frac{h}{mv}$  (согласно уравнения 79), то выражение (82) можно написать так:

$$\oint mv ds = nh. \quad (82\text{bis})$$

Если скорость движения по замкнутому контуру постоянна, то остается постоянной и масса, и тогда уравнение (82 bis) превращается в

$$\oint ds = n \cdot \frac{h}{mv} = n\lambda, \quad (83)$$

а это уравнение читается так: *при движении какой-либо массы с постоянной скоростью по замкнутым орбитам возможны только такие орбиты, длина пути которых есть целое кратное длины волны, сопровождающей*



движущуюся массу. Это и есть первый постулат Бора, так как уравнение (83), если орбита есть круг, т. е. для которого  $\oint ds = 2\pi r$ , — можно написать так:

$$2\pi r = n \frac{h}{mv}$$

или

$$rmv = \frac{h}{2\pi} \cdot n, \quad (84)$$

а это и есть та формулировка, которую Бор дал своему первому постулату (см. уравнение 37).

**Волновая механика Шредингера.** Шредингер (Schrödinger, 1925 г.) пришел к такому заключению, что если принять положение де-Бройля о том, что каждая движущаяся масса сопровождается колебательным движением и волновым полем, то основные положения классической механики должны быть пересмотрены. Если до сих пор она удовлетворяла нас, то это только потому, что она рассматривала движения по таким орбитам (напр., небесная механика, движение тел на поверхности земли и т. д.), при которых длина сопровождающей волны была ничтожна в сравнении с орбитой. Если же рассматривать внутриатомные движения, то пренебрегать волнами материи уже нельзя и выводы классической механики здесь не применимы. Аналогично, если не учитывать волн, сопровождающих движение световых квантов, и световой луч рассматривать как поток только движущихся прямолинейно корпускул, то можно объяснить целый ряд таких только световых явлений, где величиной сопровождающей волны можно пренебречь (геометрическая оптика); но там, где этого сделать нельзя (напр., теория микроскопа, явление интерференции, явление дифракции), нужно обратиться к волновой теории света.

Так, если рассматривать движение земли вокруг солнца, то в  $\oint ds = n\lambda$  (уравнение 83)  $\lambda$  чрезвычайно мало сравнительно с  $n$  и, можно сказать, всякая орбита практически будет удовлетворять уравнению (83), т. е. будет дозволенной; но мы видели, что это не так, когда речь идет об атоме.

В процессе работы Шредингеру удалось сделать очень важное открытие, а именно, *уяснить сущность квантования*.

Уже давно было известно, что многие дифференциальные уравнения дают действительные, конечные, непрерывные и однозначные решения лишь только в том случае, когда комплексу некоторых входящих в дифференциальное уравнение величин дают определенные значения, т. е. *характеристические числа*. Соответствующие им решения называются фундаментальными функциями.

**Пример.** В теоретической физике для определения волновых функций в шаровых координатах выводится следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{1}{\sin^2 \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + a\psi = 0$$

Это дифференциальное уравнение имеет только тогда отличное от нуля решение, которое на всей шаровой поверхности имеет конечное значение.



когда величине  $a$  давать значения  $a = [n(n+1)]$ , где  $n=1, 2, 3, 4, \dots$ . Таким образом 2, 6, 12, 20, 30, ... суть характеристические числа для этого уравнения.

Шредингер показал, что *характеристические числа* являются *квантовыми числами*. Квантовые числа, знаменующие прерывистость, являются, таким образом, математической необходимостью и вытекают из дифференциальных уравнений, которые построены на принципе *непрерывности*.

Идеи прерывности (дискретности) и непрерывности давно боролись в физике. То одна, то другая идея брала перевес. С одной стороны, на непрерывности основаны дифференциальное и интегральное исчисления, а также волновая теория света, которая заменила корпускулярную теорию света Ньютона. С другой стороны, атомная теория, которая так способствовала бурному росту химии в XIX веке, основана на представлении о дискретности вещества.

В начале XX века перевес как будто окончательно склонился на сторону прерывности. Атомы элементов, которые чувствовались и подзревались, но существование которых все же принималось как гипотеза, были показаны под микроскопом Перреном (Perrin, 1909 г.) и были сфотографированы Лауэ (Laue, 1912 г.). Электричество, как на это еще раньше указывал Гельмгольц (1881 г.), оказалось дискретным. Элементарный электрический заряд есть настоящий атом электричества.

Наконец, Планк (1900 г.) и Эйнштейн (1905 г.) показали, что и энергия имеет дискретное строение и что световой луч представляет собой поток фотонов, которые можно назвать атомами света. Создалась квантовая механика, исходная точка зрения которой, в отличие от классической механики, состояла в прерывности физических явлений и физических величин. Но вот Шредингер, пользуясь методами дифференциального и интегрального исчислений, указывает на то, что квантование есть не что иное, как нахождение т. н. *характеристических величин и характеристических функций*.

Открытие Шредингера подтвердило то положение, которое и раньше высказывалось, в том числе и автором этой книжки,<sup>1</sup> что греческий термин „*атом*“ от *атомос* (*ἀτομος*) — неделимый, и латинский термин „*индивидуум*“ от латинского *individuum* (неделимое) не обозначают еще механической неделимости. Атомы и кванты неделимы только в известном смысле; животное, стакан, шар, характеристическая функция, каждое нечетное число и т. д. суть атомы, кванты. Разделив животное, стакан, шар и т. д. пополам, мы не получим двух животных, двух стаканов, двух шаров и т. д., а осколки их.

Мы знаем теперь, что и атомы (чего раньше не допускали) механически делимы; что водород можно разделить на протон и электрон, что натрий состоит из ядра и 11 электронов и т. д. А протон и электрон? Можем ли мы утверждать, что они неделимы, что они последние камни мироздания?

Итак, то, что мы называем атомом и что в известном смысле неделимо, оказывается механически делимым и нет никаких оснований полагать, что та субстанция, из которой сложен атом, в свою очередь непрерывна. Мы наблюдаем, что волновая теория света, которая построена на непрерывности светового эфира слилась с современной квантовой корпускулярной теорией света; прерывно меняющиеся величины, самое квантование есть математическая необходимость дифференциальных уравнений, которые постро-

<sup>1</sup> Михайленко Я. П. 1. О формулировке простейших законов, о весовых отношениях, в которых элементы вступают в химическое соединение; О неделимости химического пая, „Университетские известия Киевского у-та“, 1900.

2. О выводе стехиометрических законов химии без помощи атомической гипотезы, „Ж. Р. физ.-хим. о-ва“, т. 36. 1904.

3. О формулировке и сущности закона химических паяв, „Ж. Р. физ.-хим. о-ва“, т. 44, 1912.



ены на принципе непрерывности; самый закон химических паев может быть выведен, исходя из непрерывной структуры вещества, и т. д.

Нужно думать, что точки зрения прерывности и непрерывности должны быть „сняты“ и приведены к высшему единству; комбинацией непрерывно меняющихся величин получаются величины, которые меняются прерывисто. Это — „математические атомы“; комбинацией непрерывной материи получаются комплексы, которые в известном смысле являются неделимыми (атомы), хотя мы хорошо знаем, что механически они делимы.

**Уравнение Шредингера.** Волновая теория света основана на принципе Гюйгенса, который состоит в том, что каждая точка, до которой достигает световая волна, становится, в свою очередь, центром, откуда световые волны распространяются по всем направлениям со скоростью света, в виде шаровых волн.

Математическим выражением принципа Гюйгенса в применении к синусообразным волновым колебаниям служит следующее дифференциальное уравнение, вывод которого нужно искать в курсах физики:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{4 \pi^2 \nu^2}{u^2} \psi = 0. \quad (85)$$

Сумма  $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$ , т. е. сумма вторых производных некоторой

величины  $\psi$  по координатам (выбор системы координат произволен), называется *оператором Лапласа* и обозначается прописной греческой буквой  $\Delta$  (дельта).

Поэтому уравнение (85) обычно пишут так:

$$\Delta \psi + \frac{4 \pi^2 \nu^2}{u^2} \psi = 0, \quad (86)$$

где  $\nu$  — частота колебаний,  $u$  — скорость распространения волнообразного движения.

Это уравнение выведено по принципам классической механики, т. е. без учета волн материи. Шредингер ввел эту поправку. В применении к одной частице эта поправка делается так: комбинируя уравнение (77)

$$u = \lambda \nu$$

и уравнение (79)

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

получаем  $\frac{\nu}{u} = \frac{mv}{h}$  или, возвысив в квадрат:

$$\frac{\nu^2}{u^2} = \frac{m^2 v^2}{h^2}.$$



Так как  $\frac{1}{2}mv^2$  есть кинетическая энергия, а, следовательно, равна разности между полной энергией ( $W_{\text{полн}}$ ) и потенциальной энергией, то уравнение (86) принимает вид:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2}(W_{\text{полн}} - W_{\text{пот}})\psi = 0. \quad (87)$$

Это дифференциальное уравнение и есть *основное уравнение волновой механики Шредингера в применении к одной материальной точке.*

Как пример применения уравнения Шредингера и нахождения *характеристических чисел*, рассмотрим применение уравнения Шредингера к *линейному гармоническому осциллятору.*

*Осциллятором* называется частица (напр., атом или электрон), колеблющаяся около неизменного положения равновесия. Если колебания происходят по прямой линии, то осциллятор называется *линейным*; если кроме того колебание синусоидальное, то осциллятор называется *линейным гармоническим осциллятором.*

Применив уравнение Шредингера (51) к колебанию линейного гармонического осциллятора, для которого оператор Лапласа сводится ко второй производной по  $x$  ( $x$  есть удаление колеблющейся точки от положения равновесия) и для которого

$$W_{\text{пот}} = 2\pi^2\nu^2mx^2$$

получаем:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2}(W_{\text{полн}} - 2\pi^2\nu^2mx^2)\psi = 0. \quad (88)$$

Положив, для сокращения:

$$\frac{8\pi^2m}{h^2}W_{\text{полн}} = \alpha; \quad \frac{4\pi^2m\nu}{h} = \beta,$$

введя новую переменную определим

$$\xi = x\sqrt{\beta}, \text{ откуда } x^2 = \frac{\xi^2}{\beta}$$

и деля уравнение (88) на  $\beta$ , получим:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial \xi^2} + \left(\frac{\alpha}{\beta} - \xi^2\right)\psi = 0. \quad (89)$$

*Характеристические числа* этого дифференциального уравнения, в указанном выше смысле, это:

$$\frac{\alpha}{\beta} = 2n + 1, \quad (a)$$

где  $n$  может быть только целым числом.

Подставив вместо  $\alpha$  и  $\beta$  в уравнение (a) их значения, получим:

$$W_{\text{полн}} = (2n + 1)\frac{h\nu}{2}, \quad (90)$$

где  $n$  может быть только *целым* числом.

Полагая  $n=0, 1, 2, 3, \dots$ , получим следующие характеристические величины для полной энергии  $W_{\text{полн}}$  линейного гармонического осциллятора:

$$\frac{h\nu}{2}, 3\frac{h\nu}{2}, 5\frac{h\nu}{2}, \dots$$

т. е. энергия линейного гармонического осциллятора *меняется скачками*, а именно, она может быть только *нечетным кратным от половины произведения кванта действия на частоту*. Наименьшее количество энергии есть

$$\frac{h\nu}{2} (n=0).$$

При изучении линейного гармонического колебания Планк (1900 г.) пришел к заключению, что энергия осциллятора должна быть *целым кратным произведением элементарного кванта действия на частоту* ( $h\nu$ ). Именно,

$$W_{\text{полн}} = 0, h\nu, 2h\nu, 3h\nu,$$

Как видим, Шредингер пришел к другому результату, т. е. *наименьшее значение энергии осциллятора ( $n=0$ ) отлично от нуля*.

Этот вывод более соответствует фактам, чем вывод Планка (старой квантовой теории). Тепловая энергия твердых тел представлялась как результат колебания атомов около положения равновесия, причем принималось, что при абсолютном нуле (минимум энергии) колебания прекращаются, энергия осциллятора, а следовательно, и тепловая энергия тела равны нулю. Но изучение явлений, наблюдаемых при очень низких температурах, приводило к заключению, что и при абсолютном нуле тепловая энергия не равна 0, а имеет какое-то значение. Теория Шредингера не только приводит к заключению, что при абсолютном нуле энергия осциллятора не равна нулю, но и дает численное значение энергии при абсолютном нуле, а именно  $\frac{1}{2}h\nu$ .

**Уравнение Шредингера и модель атома водорода.** Уравнение Шредингера может быть приложено к разнообразным волновым процессам, напр., колебанию струны, колебанию мембраны, колебанию шара из жидкости, колебанию линейного гармонического осциллятора и т. д. Оно может быть приложено к атому вообще, и, в частности, к атому водорода, если последний рассматривать как *волную систему*.

Атом водорода волновая механика рассматривает как колеблющуюся систему, состоящую из протона и электрона, потенциальная энергия которой

$$W_{\text{пот}} = -\frac{e^2}{r},$$

где  $e$  — элементарный электрический заряд, а  $r$  — расстояние между протоном и электроном.

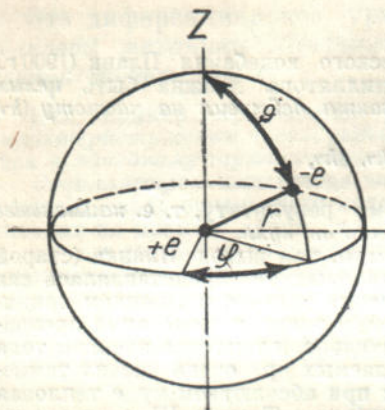
При этом предполагается, что и протон, и электрон представляют *точки*. В действительности этого нет. Ряд наблюдений говорит за то, что электрон вращается около своей оси. Явление это называется *спином* от английского слова spin (вертено). Такой вращающийся электрон является маленьким магнитом. Игнорирование вращения электрона мало отражается на общих выводах.



Поэтому в приложении к атому водорода уравнение Шредингера (87) принимает вид:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left( W_{\text{полн}} + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0. \quad (91)$$

Уравнение (91) подобно уравнению колебаний шара из жидкости. Поэтому при решении его нужно употреблять шаровые (полярные) координаты —  $r$ ,  $\vartheta$  и  $\varphi$  (см. рис. 39). Это усложняет решение.



Сравнивая атом водорода с шаром из жидкости, мы должны определить, какие колебания являются дозволенными и какие в этом случае могут быть стоячие волны.

Чтобы решить уравнение (91), функцию  $\psi$  представляют как произведение двух функций (функции  $r$  — радиуса шара — и функции углов  $\vartheta$  и  $\varphi$ ):

$$\psi = F(r) \cdot Y(\vartheta, \varphi) \quad (92)$$

Рис. 39. Сферические (полярные) координаты. Угол  $\vartheta$  соответствует географической долготе, а  $\varphi$  — географической широте,  $r$  — радиус шара.

и находят решения для каждой функции отдельно. Именно, для функции  $F(r)$  получается следующее выражение:

$$\frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{\partial F}{\partial r} \right) + \frac{8\pi^2mr^2}{h^2} \left( W_{\text{полн}} + \frac{e^2}{r} \right) F = \lambda F, \quad (93)$$

а для функции  $Y(\vartheta, \varphi)$  — следующее:

$$\text{cosec } \vartheta \left[ \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial Y}{\partial \vartheta} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \text{cosec } \vartheta \frac{\partial Y}{\partial \varphi} \right) \right] = -\lambda Y. \quad (94)$$

Решая дифференциальное уравнение (93), Шредингер открыл, что конечные, реальные, однозначные решения могут получаться только тогда, когда параметру  $W_{\text{полн}}$  даются следующие *характеристические* значения:

$$W_{\text{полн}} = -\frac{2\pi^2me^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (95)$$

где  $n=1, 2, 3, 4 \dots \infty$ , т. е. в атоме водорода, если его рассматривать как волнующуюся систему, которая описывается уравнением (91), *дозволены* только такие уровни энергии, которые равны постоянной  $-\frac{2\pi^2me^4}{h^2}$  (она оказывается константой Ридберга  $R'h$ ), деленной на квадраты натурального ряда чисел  $1, 2,$



3, 4, ..., ∞. А этот вывод полностью совпадает с выводом Бора (уравнение 72) из его первого постулата для модели атома водорода, состоящей из неподвижного ядра, вокруг которого движется электрон по замкнутым орбитам, определяемым главными квантовыми числами 1, 2, 3, ..., ∞.

Второе уравнение (94) идентично с таковым же уравнением для волнующегося жидкого шара. Как там, так и здесь в дифференциальном уравнении (94), вследствие циклического характера переменных  $\varphi$  и  $\vartheta$ , константа  $\lambda$  может иметь характеристические значения только такой формы:

$$\lambda = l(l+1),$$

где  $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$ .

Это значит, что для каждого из  $n$  значений полной энергии волнующейся системы ( $W_{полн}$ ) дозволены еще  $(n-1)$  различных значений как функции от  $\vartheta$  и  $\varphi$ :  $Y_0(\vartheta, \varphi)$ ;  $Y_1(\vartheta, \varphi)$ ;  $Y_2(\vartheta, \varphi)$ , ...,  $Y_{n-1}(\vartheta, \varphi)$  как решения уравнения (91).

Напр., для значения полной энергии  $W_5$  во можно (дозволены) состояния:  $W_{5,0}$ ,  $W_{5,1}$ ,  $W_{5,2}$ ,  $W_{5,3}$ ,  $W_{5,4}$  но, не более, т. е. возможны пять дозволенных состояний колебательных движений.

Таким образом, колебательное движение разбираемой системы характеризуется двумя прерывисто изменяющимися (квантовыми) числами  $n$  и  $l$ ;  $n$  может принимать значения:  $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$ ,  $l$  — значения:  $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$ .

Первое число соответствует главному квантовому числу ( $n$ ) модели Бора, второе ( $l$ ) — побочному квантовому числу, иначе, азимутальному квантовому числу  $k$  модели Бора-Зоммерфельда, уменьшенному на единицу.

Как же теория Шредингера представляет себе атом водорода?

В виду того, что дифференциальное уравнение (91) подобно уравнению для шара из жидкости, атом водорода можно представлять себе как воображаемую жидкость, заполняющую все бесконечное пространство, в котором дозволенные уровни энергии (полной) меняются так же, как и в модели Бора, согласно уравнения (95).

Уравнение (94) идентично с уравнением для шара из жидкости. Но в жидком шаре квантовые числа  $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$  определяют распределение стоячих волн и зависимость амплитуды их колебания от углов  $\varphi$  и  $\vartheta$ , так что волнующийся шар из жидкости оказывается разделенным на отделения, которые ограничены узловыми плоскостями по меридиану и по параллельным кругам. Но как представить себе стоячие волны в атоме водорода, состоящем из одного протона и одного электрона? Ответа на этот вопрос волновая механика Шредингера, как таковая, не дает. Она ограничивается только разработкой, так сказать, математической модели атома водорода, не вкладывая в эту модель конкретного физического содержания, подобно тому,



как, выводя соотношение между связанными определенным образом друг с другом величинами  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ , математик не думает о том, к каким конкретным примерам оно будет приложено.

В качестве примера того, как волновая механика описывает атом водорода как колеблющуюся систему, приведем выписку из книги Дарроу, Введение в волновую механику (Darrow, Elementare Einführung in die Wellenmechanik, 1932 г.) с предисловием Шредингера (стр. 55, 56).

„Нормальное состояние:  $n=1$ . (Согласно Бору, электрон в этом случае движется по первому квантовому кругу радиуса  $a_0$ ).

Только одна характеристическая функция  $X_{1,0}(\varrho)$ .

Функция от  $r$  (экспоненциальная) от среднего пункта по всем направлениям постоянно и симметрично уменьшается. Таким образом, колеблющаяся система не имеет никаких узловых сфер. Соответствующая шаровая функция  $Y_0(\theta, \varphi)$  есть величина постоянная. Амплитуда колебаний поэтому описывается уравнением:

$$\psi(r) = \text{const} \cdot e^{-\frac{r}{a_0}}$$

где  $a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}$ , т. е. радиусу первого (устойчивого) круга модели Бора; функция  $\psi(r)$  обладает совершенной симметрией шара.

Первое возбужденное состояние:  $n=2$ . Конечное состояние после эмиссии серии Бальмера. (Моделью Бора-Зоммерфельда оно описывается как вращение электрона или по орбите  $2_1$  — эллипсу, или по орбите  $2_0$  — кругу).

Волновое уравнение Шредингера для этого состояния дает две характеристические функции:  $X_{2,0}$  и  $X_{2,1}$ .

Функция  $X_{2,0}$  описывает колебания с одной узловой сферой. Для получения полной картины колебаний она должна быть еще умножена на соответствующую шаровую функцию  $Y_0(\theta, \varphi)$ . Так как  $Y_0$  есть константа, то получается система стоячих волн совершенной сферической симметрии.

Функция  $X_{2,1}$  не дает узловой сферы, и амплитуда колебания падает экспоненциально от среднего пункта до бесконечности. Функция  $X_{2,1}$  должна быть еще умножена на шаровую функцию  $Y_1(\theta, \varphi)$ . Эта шаровая функция состоит из отдельных членов, из которых каждый член есть произведение синуса (или косинуса) функции  $\varphi$  на т. н. функции Лежандра переменной  $\theta$ .

С помощью их пусть читатель сам вообразит себе различные возможные колебательные системы, т. е. пространственное распределение узловых плоскостей и узловых конусов.

Второе возбужденное состояние:  $n=3$ . Исходное состояние при эмиссии линии  $H_\alpha$ . (Это состояние модель Бора-Зоммерфельда описывает как вращение электрона по одной из следующих дозволенных орбит:  $3_1$  — эллипсу,  $3_2$  — эллипсу и  $3_0$  — кругу).

Волновое уравнение Шредингера для этого состояния дает три характеристических функции:  $X_{3,0}$ ,  $X_{3,1}$ ,  $X_{3,2}$ .

Первая функция  $X_{3,0}$  описывает колебание с совершенной шаровой симметрией и двумя узловыми сферами.

Вторая функция  $X_{3,1}$  описывает различные колебания с одной узловой сферой, с узловыми плоскостями и узловыми конусами, удовлетворяющими функции  $Y_1(\theta, \varphi)$  (эти колебания могут и не иметь шаровой симметрии).

Третья функция  $X_{3,2}$  не имеет узловых сфер, но соответствующая шаровая функция  $Y_2(\theta, \varphi)$ , еще сложнее, чем функция  $Y_1(\theta, \varphi)$ . Здесь возможны еще более разнообразные распределения узловых плоскостей и узловых конусов, чем при  $Y_1$ .



В общем стационарное состояние атома водорода, характеризуемое главным квантовым числом  $n$ , описывается  $n$  различными характеристическими функциями, соответственно колеблющимся системам с  $0, 1, 2, 3, \dots (n-1)$  узловых сфер.

Характеристическая функция с наибольшим числом узловых сфер соответствует шаровой функции  $Y_0$ , т. е. совершенной сферической симметрии, без меридиональных или каких-либо других узловых плоскостей. Все остальные колебательные системы не обладают шаровой симметрией".

Волновая механика Шредингера и явление Штарка. Явлением (эффектом) Штарка называется расщепление спектральных линий в электрическом поле. Явлением (эффектом) Зеемана называется расщепление спектральных линий в магнитном поле.

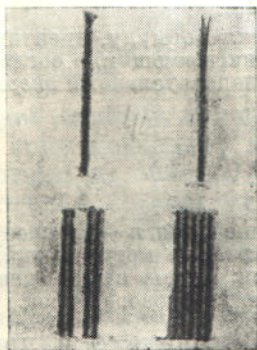


Рис. 40. Фотограмма расщепления линий  $D_1$  и  $D_2$  натрия в магнитном поле (эффект Зеемана).

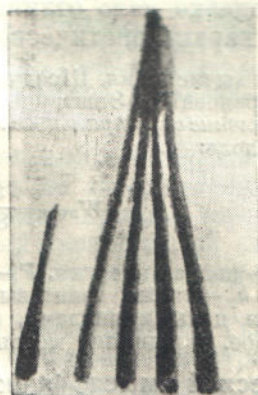


Рис. 41. Фотограмма расщепления линий атома водорода в электрическом поле (эффект Штарка). Электрическое поле возрастает сверху вниз.

Представим себе, что атом водорода находится в электрическом поле напряжения  $F$  и направления  $Z$ .

Потенциальная энергия электрона в этом случае изменится с первоначальной величины  $-\frac{e^2}{r}$  до  $-\frac{e^2}{r} + FZ$ , где  $e$ —по-прежнему элементарный электрический заряд. Основное уравнение Шредингера в этом случае получит вид:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left( W_{\text{полн}} + \frac{e^2}{r} - eFZ \right) = 0. \quad (96)$$

Теория дифференциальных уравнений говорит, что характеристические числа и характеристические функции дифференциального уравнения мало меняются, если в уравнения прибавить не



очень большой член выражающий *возмущение*. Нетрудно вычислить и те изменения характеристических чисел, которые они претерпевают вследствие возмущения.

В уравнении Шредингера несколько независимых переменных; поэтому одному и тому же характеристическому числу соответствует несколько решений, т. е. несколько характеристических (фундаментальных) функций. Если число этих функций равно  $n$ , то говорят, что характеристическое число  $n$  — кратно или что  $n$  *характеристических чисел совпадают*.

При возмущении каждая характеристическая функция меняется неодинаково. Поэтому  $n$  — кратное характеристическое число, расщепляется либо полностью, либо частично на  $n$  составляющих, которые однако мало отличаются друг от друга и от первоначального характеристического числа.

Проведя вычисления, Шредингер получил формулу, идентичную с знаменитым уравнением Эпштейна (1916 г.), описывающим, в согласии с опытом, *расщепление спектральных линий*, а, следовательно, и энергии в электрическом поле:

$$\Delta W_{\text{полн}} = \frac{3}{8\pi^2} \cdot \frac{k^2 F}{m e} n (k_2 - k_1), \quad (97)$$

где  $W_{\text{полн}}$  — полная энергия,  $F$  — напряжение поля,  $n$  — главное квантовое число,  $k_1$  и  $k_2$  — также квантовые числа, которые могут быть или положительными целыми числами, или нулями; сумма их должна быть, по крайней мере, на единицу меньше главного квантового числа.

**Физический смысл функции  $\psi$ .** Величина  $\psi$  в уравнениях Шредингера есть та величина, которая меняется периодически. Периодически могут меняться различные величины, напр., плотность, электрический заряд и т. д. Какая же периодически меняющаяся величина скрыта под буквой  $\psi$ ?

Математиков этот вопрос мало интересует. В математических уравнениях величина эта играет роль переменной под знаком определенного интеграла. Когда интегрирование закончено, она исчезает. Поэтому некоторые математики в своих вычислениях не делают никакого употребления из величины  $\psi$  и интересуются только дифференциальным оператором

$$\Delta\psi - \frac{8\pi^2 m}{h^2} (W_{\text{полн}} - W_{\text{пот}}).$$

Однако, физики с этим не мирятся. Сам Шредингер связывает величину  $\psi$  с *электрической плотностью*, а именно, по его мнению, квадрат амплитуды колебаний  $\psi$  определяет электрическую плотность в данном месте пространства.

При таком понимании величины  $\psi$  оказывается, что заряд электрона в атоме водорода, если атом водорода рассматривать как волну, систему из протона и электрона, не концентрирован в одной точке, а *размазан около ядра в бесконечном пространстве*. Таким образом, атом водорода безграничен.



По мнению Шредингера  $\psi$  (амплитуда колебания  $\psi$ ) есть комплексная величина. Произведение комплексно сопряженных величин  $\psi$  и  $\psi^*$  (умноженное на заряд электрона  $e$ ) и представляет в каждой точке пространства электрическую плотность заряда. Поэтому вычисление электрической плотности ( $D_e$ ) или зарядного облака Шредингер приводит по формуле:

$$D_e = e\psi\psi^* \quad (98)$$

При наличии одной только характеристической функции, т. е. когда по Борю электрон движется по стационарным орбитам, получается, что

$$D_e = \psi^2, \quad (99)$$

т. е. электрическая плотность не зависит от времени, иначе говоря, в каждом данном месте она остается длительно постоянной, а следовательно и нет лучей и искания электромагнитных волн.

Таким образом, волновая механика подтверждает 1-й постулат Бора. То, что с точки зрения классической квантовой механики было произвольным допущением, с точки зрения волновой механики Шредингера есть необходимость.

Следует отметить, что приведенная выше точка зрения противоречит тому исходному положению, по которому атом водорода есть система из протона и электрона, причем заряд каждого сосредоточен в одной точке. Применяя именно к этой системе волновое уравнение Шредингера, были получены результаты, хорошо согласующиеся с опытом.

По принципу неопределенности, высказанному Гейзенбергом, мы не можем опытом определить положение электрона в пространстве в данный момент, вследствие чего нужно решительно отказаться от возможности начертить путь движения электрона; можно только говорить о вероятности нахождения электрона в данном месте в данный момент. Поэтому Борн высказал положение, что квадрат амплитуды  $\psi$  есть мера вероятности того, что электрон в данный момент находится в данном месте.

\* В волновой теории света квадрат амплитуды есть мера интенсивности света; но с точки зрения корпускулярной теории света, интенсивность света есть вероятность количества световых квантов в данном месте. Эту аналогию Борн и использовал.

Если принять эту точку зрения и наблюдать атом водорода в течение продолжительного (сравнительно) промежутка времени или очень много атомов водорода в сравнительно короткий срок, то электрон в различные моменты времени будет находиться в различных пунктах около ядра; вероятность нахождения электрона в том или другом месте около ядра и определяется квадратом амплитуды  $\psi$ .

Если бы мы сумели в течение долгого времени фотографировать атом водорода в отдельные, следующие друг за другом чрезвычайно малые промежутки времени, то на каждой фотографии мы получили бы только две точки — ядро и электрон — различно удаленные друг от друга. Но если бы эти фотографии мы наложили одну на другую, то получили бы следующую картину: в центре яркая точка — протон; около центра облако точек электронов, густота которого быстро уменьшается от центра



к периферии, согласно квадрату амплитуды  $\psi$ . Если бы мы каждую отдельную фотографию окрасили в особый цвет для установления последовательности снимков, мы получили бы траекторию электрона в течение данного времени. Эта картина была бы графиком *статистического атома водорода во времени*.

Если бы мы такой же опыт фотографирования проделали с атомом водорода по Бору, на каждой отдельной фотографии мы получили бы по-прежнему две точки; но, положив все фотографии одна на другую, мы получили бы ряд точек около центральной точки; соединивши точки, мы получили бы *окружность*.

Разница между этими двумя графиками, между прочим, в том, что в первом случае мы имеем *вероятную* траекторию электрона, во втором случае — траекторию, которая является *необходимым следствием* первого постулата Бора и закона центростремительных сил.

Вероятность нахождения электрона в данном пространстве ( $P$ ) по Борну и Гейзенбергу или плотность электронного облака по Шредингеру описывается уравнением:

$$P = \psi \psi^* dV,$$

где  $\psi^*$  — функция, комплексно сопряженная к  $\psi$ , а  $dV$  — элемент объема.

Так как функция  $\psi$  может быть представлена как произведение трех функций, из которых каждая зависит только от одной переменной:

$$\psi = \Phi_m(\varphi) \cdot \Theta_{ml}(\vartheta) \cdot R_{nl}(r), \quad (100)$$

то

$$P = \Phi_m \Phi_m^* \cdot [\Theta_{ml}]^2 \cdot [R_{nl}]^2, \quad (101)$$

где  $\Phi$  — функция от угла  $\varphi$ ;  $\Theta$  — функция от угла  $\vartheta$  и  $R$  — функция от расстояния электрона от ядра;  $\varphi$ ,  $\vartheta$ ,  $r$  — сферические координаты (см. стр. 194); индексы  $l, m, n$  — характеристические (иначе, квантовые) числа, определяющие квантовое состояние электрона.

Физическое значение этих индексов таково:

$n$  — главное квантовое число, определяющее полную энергию электрона:

$$W_n^{\text{полн}} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}; \quad n = 1, 2, 3 \dots \infty;$$

$l$  — побочное квантовое число; оно определяет орбитальный момент количества движения электрона ( $M$ ):

$$M_2 = \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 l(l+1); \quad l = 1, 2, 3 \dots (n-1);$$

$m$  — магнитное квантовое число; оно определяет проекцию орбитального момента количества движения ( $M$ ) на ось  $Z$  ( $\vartheta=0$ ). Оно выявляется, когда вдоль оси  $Z$  приложено магнитное поле.

Каждый множитель в уравнении (101) может быть вычислен отдельно.

Так, вероятность нахождения электрона, или плотность электронного облака ( $D$ ) между сферами радиусов  $r$  и  $r+dr$ , т. е. в объеме  $4\pi r^2 dr$ , иначе говоря, удаление электрона от центра ядра, выражается уравнением:

$$D = [R_{nl}(r)]^2 \cdot 4\pi r^2 dr. \quad (102)$$

Так как функцию  $R_{nl}(r)$  можно вычислить с помощью полиномов Лежандра и полиномов Лагерра, то можно вычислить и  $D$ .

На рис. 42—47 нанесены величины  $D$  для некоторых состояний атома водорода, характеризующихся квантовыми числами  $n$  (главное квантовое число) и  $l$ . Мы видели выше (стр. 196), что, если  $l=0$ , то волнующаяся система обладает совершенной шаровой симметрией.

На абсциссах отложены отрезки, пропорциональные радиусу первого квантового круга модели атома водорода Бора, т. е.  $0,53 \text{ \AA}$ . На ординатах величина  $D$ . Кривые приведены к одному масштабу умножением ординат на квадрат главного квантового числа.

$$n=1; l=0.$$

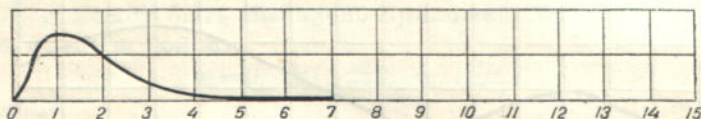


Рис. 42. Атом водорода в нормальном состоянии. Максимум плотности совпадает с радиусом первой стационарной орбиты модели Бора.

$$n=2; l=1.$$

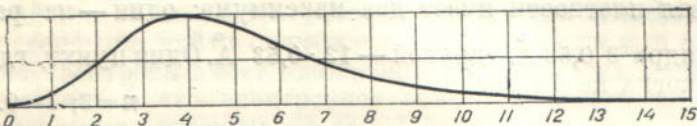


Рис. По Бору-Зоммерфельду  $n=2, k=2$ , т. е. электрон движется по второму стационарному кругу радиуса  $4 \cdot 0,53 \text{ \AA}$ .

Один максимум плотности, *совпадающий с радиусом второго стационарного круга модели Бора.*

$$n=2; l=0.$$

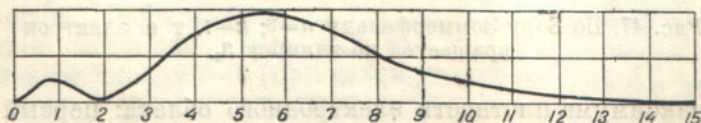


Рис. 44. По Бору-Зоммерфельду  $n=2; k=1$ , т. е. электрон вращается по эллипсу  $2_1$ .

Кривая плотности электронного облака имеет два максимума и один пункт, где плотность  $=0$ , т. е. здесь электрон никогда



не бывает. Первый максимум совпадает с радиусом первой квантовой орбиты Бора, второй — несколько больше  $5 \cdot 0,53 \text{ \AA}$ .

$$n=3; l=2.$$

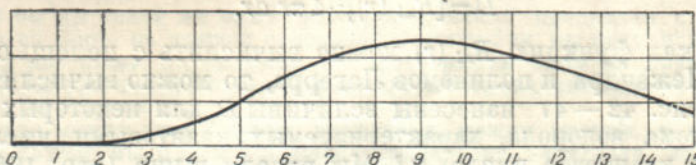


Рис. 45. По Бору-Зоммерфельду  $n=3; k=3$ , т. е. электрон движется по третьей стационарной круговой орбите радиуса  $9 \cdot 0,53 \text{ \AA}$ .

Максимум плотности электронного слоя совпадает с радиусом третьего квантового круга модели Бора.

$$n=3; l=1.$$

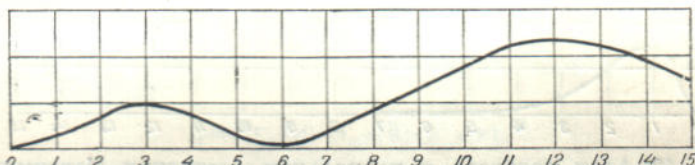


Рис. 46. По Бору-Зоммерфельду  $n=3; k=2$ , т. е. электрон движется по эллипсу  $3_2$ .

Кривая плотности имеет два максимума: один — на расстоянии от ядра  $3 \cdot 0,53 \text{ \AA}$ , другой —  $12 \cdot 0,53 \text{ \AA}$ . Один пункт, где электрон никогда не бывает.

$$n=3; l=0.$$

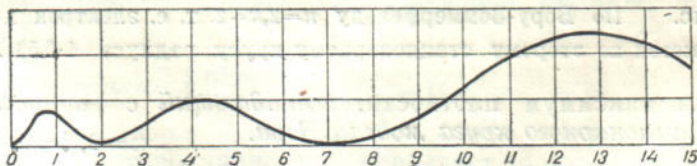


Рис. 47. По Бору-Зоммерфельду  $n=3; k=1$ , т. е. электрон вращается по эллипсу  $3_1$ .

Три максимума плотности электронного облака: первый — совпадает с радиусом первого квантового круга модели Бора, второй — с радиусом второго квантового круга, третий находится между  $12 \cdot 0,53 \text{ \AA}$  и  $13 \cdot 0,53 \text{ \AA}$ .

Из приведенных графиков (рис. 42—47) нужно сделать следующие выводы:

1. Если атом водорода находится в состоянии, которое модель Бора описывает вращением электрона по круговой стационарной орбите (квантовые числа  $1_1, 2_2, 3_3$ ), то максимум вероятности нахождения электрона совпадает с радиусом этих кругов, т. е.  $0,53 \text{ \AA}, 0,53 \cdot 4 \text{ \AA}, 0,53 \cdot 9 \text{ \AA}$ .

2. Если атом водорода находится в состоянии, которое модель Бора-Зоммерфельда описывает вращением электрона по более или менее удлиненным эллипсам (квантовые числа  $2_1, 3_2, 3_1$  или  $2_0, 3_1, 3_0$ ), то имеются максимумы и пункты, где электрон никогда не бывает и тем больше, чем больше вытянут эллипс; иначе, электронное облако делится на части.

Этот вывод относится и к другим состояниям атома водорода, т. е. имеет общее значение.

Аналогичные кривые можно получить для множителя  $[\Theta_{ml}]^2$  уравнения (101).

На рис. 48—50 изображены кривые, радиус-вектор которых дает множитель  $[\Theta_{ml}]^2$  для различных значений  $m$  и  $l$ ;  $m$  здесь магнитное квантовое число, определяющее проекцию орбитального момента количества движения электрона на ось  $Z$  ( $\vartheta=0$ ) (см. рис. 39) и может быть выявлено приложенным извне вдоль этой оси магнитным полем:

$$m=0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots, \pm l,$$

или иначе,

$$m=+l, +(l-1), +(l-2), \dots, 0, \dots, -(l-2), -(l-1), -l.$$

Эти кривые представляют вероятность нахождения электрона при данном  $r$  для различных значений  $\varphi$  и  $\vartheta$ .

Функция  $[\Theta_{ml}]^2$  может быть вычислена из известных шаровых функций. Она не зависит от угла  $\varphi$  и поэтому при данных  $r$  и  $\vartheta$  одинаково вероятно найти электрон в любой области  $\varphi$ , т. е. распределение электрона имеет одинаковый вид во всех азимутах  $\varphi$ , а это означает, что электронное облако обладает симметрией тела вращения относительно оси  $Z$  ( $\vartheta=0$ ).

Заптрихованные кривые представляют сечения этих поверхностей вращения с меридиональной плоскостью, выбранной произвольно, так как вероятность не зависит от  $\varphi$ .

На рис. 48—50 ось  $Z$  ( $\vartheta=0$ ) всюду направлена снизу вверх и находится в плоскости бумаги.

Под рисунками начерчены прецессирующие орбиты модели Бора.

Если состояние атома характеризуется квантовым числом  $l=0$  (при каком угодно  $n$ ), то и  $m=0$  и кривая есть круг.

Следовательно, облако является шаром. Это значит, что вероятность найти электрон в любом участке шара одинакова и электронное облако имеет шаровую симметрию. По систематике спектров электроны, для которых  $l=0$ , называются  $s$ -электронами.



$l=0, m=0$  электроны

Рис. 48. Кривая вероятностей  $[\Theta_{ml}]^2$  при  $l=0, m=0$ ;  $n$  может иметь любое значение



Ни одна из орбит модели Бора не соответствует этому состоянию атома.

Если состояние атома (при каком угодно квантовом числе  $n$ )

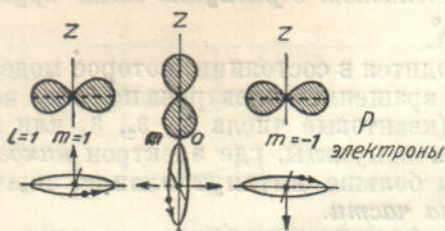


Рис. 49. Кривая вероятностей  $|\Theta_{lm}|^2$  при  $l=1$ ;  $m=+1, 0, -1$ .

характеризуется квантовым числом  $l=1$ , а, следовательно,  $m$  может иметь значение  $+1, 0, -1$ , то, как видно из рис. 49, максимальная вероятность нахождения электрона совпадает с плоскостью соответствующей прецессирующей около оси  $Z$  орбиты Бора; в направлении же перпендикулярном к этой плоскости веро-

ятность нахождения электрона  $= 0$ .

По систематике спектров электроны, для которых  $l=1$ , называются  $p$ -электронами.

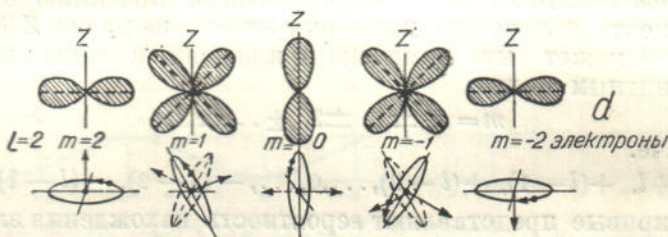


Рис. 50. Кривая вероятностей  $|\Theta_{lm}|^2$  при  $l=2$ ;  $m=+2, +1, 0, -1, -2$ .

Кривые рис. 50 подобны кривым рис. 49. Вообще, можно отметить следующее. Если  $m = \pm l$ , то кривые отвечают боровским орбитам, плоскость которых перпендикулярна к оси  $Z$ , так что момент количества движения (изображенный на рис. 49 и 50 стрелкой) полностью проецируется на эту ось и различие заключается лишь в том, что в одном случае электрон движется по часовой стрелке, в другом — против часовой стрелки.

Если  $m=0$ , то кривая максимальной вероятности совпадает с плоскостью боровской орбиты, совпадающей с осью  $Z$  (см. рис. 49 и 50). Момент количества движения здесь перпендикулярен к оси  $Z$ .

Если  $m > 0$  и меньше  $l$ , напр.,  $m=1$  (рис. 50), то кривые соответствуют боровским орбитам, прецессирующим вокруг оси  $Z$  (направление внешнего поля).

Кривые для  $+m$  и  $-m$  имеют одну и ту же форму.

По спектральной систематике электроны, для которых  $l=2$ , называются  $d$ -электронами.

Множитель  $\Phi\Phi^*$  для всех значений  $m$  есть величина постоянная и равен  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ , а это означает, что распределение вероятности не зависит от угла  $\varphi$  (долгота), т. е. вероятность нахождения электрона распределена симметрично около оси  $Z$ .



Чтобы составить полную картину вероятности нахождения электрона в пространстве около ядра, т. е. картину *электронного облака*, нужно соединить в одно целое полученные выше отдельные картины распределения вероятностей (рис. 42—50).

Эта задача в наглядной форме решена Уайтом (Н. Е. White) путем фотографирования вращающегося около вертикальной оси (соответствующей оси  $Z$ ) веретена такой формы, чтобы профиль его продольного сечения возможно точно совпадал с кривыми (рис. 48—50). Наклон веретена во время фотографирования непрерывно менялся в пределах  $\vartheta = 0 - \vartheta = \frac{\pi}{2}$  (т. е. от вертикального до горизонтального положения), причем в каждой позиции веретено оставалось промежутком времени пропорциональный  $[\Theta_{m,l}]^2$ .

Полученные таким образом фотографии и представляли полную картину электронного облака. Они приведены на рис. 51—53.

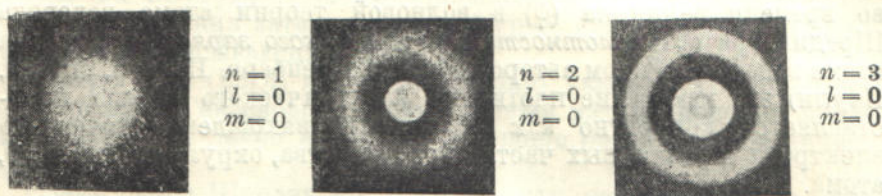


Рис. 51. Фотограмма электронного облака в разрезе для состояний атома водорода, когда  $l=0$  и  $m=0$ . Облако обладает совершенной шаровой симметрией. (Шкала та же, что на рис. 48—50).

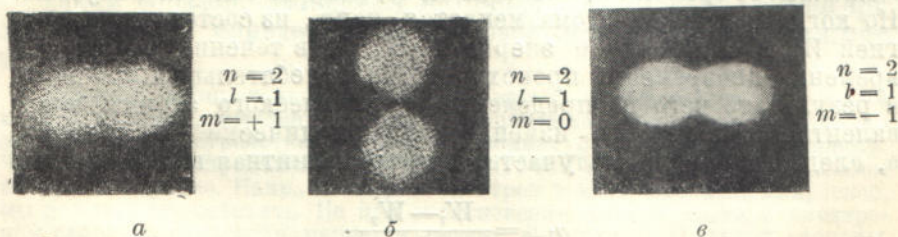


Рис. 52. Фотограммы электронного облака для состояний атома водорода, характеризуемых квантовыми числами  $n=2$ ;  $l=1$ ;  $m=+1, 0, -1$ .



Рис. 53. Фотограмма электронного облака для состояний атома водорода, характеризуемых квантовыми числами  $n=3$ ;  $l=2$ ;  $m=+2, +1, 0, -1, -2$ .



☐ Сопоставляя эти фотографии с перспективными чертежами орбит Бора (на рис. 50) можно сказать, что электронные облака своей формой представляют как бы „туманные призраки боровских орбит“ (Блохинцев).<sup>1</sup>

То, что относится к атому водорода, относится вообще ко всем атомам и ионам, состоящим из ядра и одного электрона, а именно к  $\text{He}^+$  и  $\text{Li}^{++}$ , а с некоторым приближением и к нейтральным атомам щелочных металлов, если можно пренебречь влиянием внутренних электронных оболочек.

**Модель сборного атома водорода.** Можно еще иначе представить себе атом водорода. Соберем в одно место очень много атомов водорода  $n$  и поместим их так, чтобы их ядра совпали. Затем по приведенным выше уравнениям (см. ур. 101) вычислим вероятность нахождения для каждого из  $n$  электронов. Мы получим картину идентичную с картиной одного атома водорода, в которой электрон „размазан“ и с картиной *электронного облака*.

Итак, волнуясь, т. е. изменяющаяся периодически во времени величина ( $\psi$ ) в волновой теории атома водорода Шредингера есть *плотность электрического заряда* около ядра атома водорода. Рядом авторов (Борн, Гейзенберг, Иордан, Дирак, Паули) это изменение плотности электрического заряда представляется конкретно как вероятность нахождения точечного электрона в различных частях пространства, окружающего ядро, атома.

**Излучение атома с точки зрения волновой механики.** Распределение заряда, соответствующее определенному квантовому состоянию атома, как это следует из формулы,  $P = \psi\psi^* = |\psi|^2$ , где  $P$  — вероятность нахождения электрона в объеме  $dV$  — *не меняется во времени* и, следовательно, атом *не должен излучать*. Но когда состояние атома меняется, напр., из состояния с энергией  $W_1$  в состояние с энергией  $W_2$ , то в течение некоторого времени одновременно происходят два колебательных процесса, в результате чего распределение электрического заряда, эквивалентного электрону, изменяется периодически во времени, а, следовательно, и излучается электромагнитная волна частоты

$$\nu_{1-2} = \frac{W_1 - W_2}{h}.$$

Таким образом, частота излучения ( $\nu$ ) получается как *разностный тон* (частота биения) двух колебательных процессов, частота которых  $\nu_1 = \frac{W_1}{h}$  и  $\nu_2 = \frac{W_2}{h}$ .

Постепенно одно колебательное движение затухает, другое — нарастает. Часть энергии из одного состояния переходит к дру-

<sup>1</sup> Более детальное описание метода Уайта находится в реферате Блохинцева, „Успехи физических наук“, т. XII, вып. 1, 1932.



тому; избыток излучается атомом, недостающее количество поглощается из поля излучения.

**Квантовая механика Гейзенберга.** Несколькими месяцами раньше работы Шредингера появилась работа Гейзенберга (Heisenberg, 1925 г.), трактующая строение атомов с совершенно новой, оригинальной точки зрения. По мнению Гейзенберга, в силу принципа „неопределенности“, от каких бы то ни было наглядных представлений о строении атомов нужно категорически отказаться. Чтобы понять и усвоить отношения атомов, можно пользоваться только такими величинами, которые могут быть непосредственно измерены. Это — частоты и интенсивности спектральных линий атомов и уровни энергии, если последние определять методом электронных ударов. Гейзенберг заменил каждую периодически изменяющуюся координату электрона в моделях Бора совокупностью *гармонических колебаний*, частоты которых совпадают с частотами тех спектральных линий, которые по воззрению Бора получились бы при переходе от одной орбиты на другую, т. е. при перемене одной координаты на другую. Применив затем теорему Фурье, Гейзенберг вывел ряд уравнений, описывающих атом.

Вскоре Борн (Born) и Иордан (Jordan) указали, что для проведения идей Гейзенберга очень удобным математическим аппаратом является давно известное и хорошо разработанное исчисление матриц.

Очень скоро Шредингер показал, что несмотря на то, что Гейзенберг, казалось, шел совершенно другим путем, его метод математически эквивалентен методу Шредингера и результаты получаются тождественными с теми, что дает волновая механика Шредингера.

Таким образом, *квантовая механика* (так назвал Гейзенберг свою систему) сливается с волновой механикой Шредингера и де-Бройля.

Принцип неопределенности Гейзенберга состоит в том, что даже в воображаемом, мысленном опыте невозможно определить положение электрона в пространстве и в тот же момент определить его скорость. Чем точнее мы определяем одну величину, тем менее точно определяем вторую и обратно. Напр., наблюдая электрон в воображаемый микроскоп, мы должны его осветить. Но при столкновении кванта света с электроном скорость электрона меняется (эффект Комптона). С другой стороны, положение электрона можно определить тем точнее, чем короче длина волны лучей, примененных для освещения электрона; но чем короче длина луча, тем сильнее эффект Комптона. Следовательно, нужно пользоваться светом с большей длиной волны; но чем больше длина волны, тем менее точно определяется положение электрона и т. д.

**Взгляды Дирака.** Дирак (Dirac) в 1927 - 1928 г., базируясь на аналогии между волнами света и волнами материи, а также на том, что из известных дифференциальных уравнений Максвелла об электромагнитном поле может быть выведено волновое уравнение Френеля (Fresnel), и, идя путем Максвелла, исследовал движение электрона в поле положительно заряженного ядра атома водорода с точки зрения волновой механики и с учетом теории



относительности. Он нашел дифференциальное уравнение первого порядка, из которого вытекает уравнение Шредингера, как первое приближение.

Кроме того, из уравнения Дирака следует, что электрон должен вращаться вокруг собственной оси. Вращение это называется, как сказано выше, *спином*. Таким образом, теоретически подтверждается гипотеза Уленбека и Гаудемита о спине электрона.

Уравнение Дирака удовлетворяет теории относительности, следовательно, является более общим. Пользуясь уравнениями Дирака, Дарвин (1928 г.) и Гордон (1928 г.) вывели точные формулы для объяснения тонкой структуры линий спектра водорода.

До тех пор эти формулы получались лишь в первом приближении с помощью гипотезы Уленбека и Гаудемита.

В теории Дирака состояние электрона характеризуется следующими квантовыми числами:  $n$ ,  $l$ ,  $m$ , имеющими то же значение, что и в теории Шредингера, но кроме того еще числом

$J = l + \frac{1}{2}$  или  $J = l - \frac{1}{2}$ . Число  $J$  есть полный момент количе-

ства движения электрона, т. е. сумма орбитального момента количества движения электрона и момента собственного вращательного движения электрона.

Вероятность нахождения электрона на данном участке объема  $dV$  вычисляется Дираком по формуле, построенной подобно формуле (101). Вычисление кривых вероятностей и способ фотографирования электронного облака и здесь остаются те же. Соответствие между орбитами Бора, при учете вращательного момента электрона и угловым распределением вероятностей, согласно теории Дирака, здесь еще больше бросается в глаза. Фотограммы полного электронного облака, полученные Уайтом на основании уравнения Дирака, почти идентичны с фотограммами по Шредингеру (рис. 51—53).

Заканчивая главу о волновой механике, нужно подчеркнуть следующее. Нет сомнения, что волновая механика есть крупнейший шаг в эволюции нашего познания природы. Совершенно оригинальным является представление об атоме, как о колеблющейся системе, однако нельзя утверждать, что волновая механика заставила окончательно и навсегда сойти со сцены орбитную модель атомов Бора.

Мы видели, что оба постулата Бора нашли свое теоретическое обоснование, что электронное облако вероятностей модели атома водорода волновой механики своей формой представляет как бы туманный призрак боровских орбит и это тем более, чем совершеннее волновое уравнение, которым пользуются для построения облака (уравнение Шредингера, уравнение Дирака).

Это значит, что в обеих точках зрения есть нечто общее. Боровская модель атома является первым приближением, волновая механика — следующей ступенью.



Волновая механика не дает наглядной модели атома водорода ее модель даже простейшего из атомов—атома водорода—можно назвать скорее математической, чем физической.

„Уравнение  $\psi_{n,l}(r, \vartheta, \varphi) = X_{n,l}(r) \cdot Y_l(\vartheta, \varphi)$ ;  $l=0, 1, 2, \dots, (n-1)$  описывает различные характеристические колебания, которые происходят в нашей модели атома водорода. Мы могли бы эти колебания подробно описать словами, но от этого мы воздержимся. Сколько труда и чернил было затрачено за 12 лет с 1913 г., чтобы описать орбиты электронов! Теперь они уже „состарились“. И кто может утверждать, что стоячие волны в воображаемой жидкости, при помощи которых мы сейчас пытаемся описать атом водорода, в ближайшее время не достигнет та же участь“ (Darrow, *Elementare Einführung in die Wellenmechanik*, с предисловием Шредингера, 1932 г.)

Волновая механика существует с 1924 г.; следовательно, не прошло и десяти лет с момента ее возникновения. Хотя за этот период появилось несколько сотен работ и сделан ряд удачных выводов, напр. строение  $H_2$ , открытие пара водорода, уяснение физического механизма радиоактивного распада атомов и т. д., тем не менее нельзя сказать, что основные даже положения волновой механики настолько выяснены, что в будущем можно думать только о разработке деталей.

„Волновая механика еще очень далека от завершения; она находится в стадии быстрого развития. Во многих вопросах она была очень плодотворна; в других случаях—различные авторы или получали разные результаты, или совершенно не получали ответа. Теория еще пластична и многим теоретикам, а может быть, и многим экспериментаторам еще не мало придется поработать, чтобы здание волновой механики получило прочный фундамент и окончательную форму“ (Darrow, l. c.).

Теория Бора очень наглядна и легко воспринимается. Ею можно пользоваться как первым приближением, пополняя ее выводами волновой механики, пока она не расходится с фактами, конечно.

Теория Бора замечательна еще тем, что она устанавливает тождество между макрокосмом и микрокосмом: атом—солнечная система в миниатюре. Она осуществляет мысль древних об единстве всего существующего: „*Небо сверху, небо внизу, звезды сверху, звезды внизу, все что сверху, все то внизу; если поймешь, благо тебе*“.<sup>1</sup>

## ЛИТЕРАТУРА

Дарроу К. Е., Введение в волновую механику Шредингера, „Успехи физических наук“, т. IX, вып 4, 1929.

Гааз А., Квантовая химия, 1930.

Гааз А., Волны материи и квантовая механика.

Гейзенберг, Физические принципы квантовой теории, 1932.

Блохинцев Д. И., Модельное изображение электронного облака водородоподобных атомов, „Успехи физических наук“, т. XII, выпуск 1, 1932.

<sup>1</sup> Смарагдовая табличка с такой надписью на греческом языке была найдена в руках мумии жреца Гермеса, трижды великого.



Дирак., Основы квантовой механики, 1932.

Гартаковский, Экспериментальные основания волновой теории материи, 1932.

Френкель Я., Волновая механика, 1933.

Теренин А. Н., Введение в спектроскопию, 1932.

Марк и Вирль, Дифракция электронов, 1933.

Цитированные выше курсы физической химии, химической физики и физики: Лаури — Сегдена — Раковского, Эйкена, Хвольсона.

## Атомы с многоэлектронными оболочками

Все остальные атомы построены аналогично атому водорода. Атом состоит из ядра, заряд которого меняется от  $+1$  (считая в том числе и водород) до  $+92$  (уран). В нейтральном атоме<sup>1</sup> число электронов равно числу элементарных зарядов ядра. Электроны вокруг ядра расположены слоями; каждый слой характеризуется главным квантовым числом; побочные и другие квантовые числа характеризуют состояние отдельных электронов данного слоя. Раньше, чем приступить к описанию отдельных атомов, необходимо ознакомиться со следующими разделами.

**Влияние заряда ядра.** 1. Для радиуса какой-либо  $n$ -квантовой орбиты  $r_n$  было получено раньше выражение:

$$r_n = \frac{h^2}{4\pi^2 m E e} \cdot n^2.$$

В этом выражении  $E$  обозначает заряд ядра, который обычно принято обозначать через  $Ze$ , где  $e$  — элементарный положительный заряд, а  $Z$  — целое число, меняющееся в пределах  $1—92$ , т. н. *порядковый номер* атома. Заменяв  $E$  на  $Ze$ , получим:

$$r_{nz} = \frac{h^2}{4\pi^2 m Ze^2} \cdot n^2. \quad (103)$$

Из уравнения (103) следует, что радиусы орбит двух атомов с одинаковым квантовым числом  $n$ , но разными зарядами ядра обратно пропорциональны зарядам ядра:

$$r_{nz_1} : r_{nz_2} : r_{nz_3} : \dots = \frac{1}{Z_1} : \frac{1}{Z_2} : \frac{1}{Z_3} : \dots \quad (104)$$

2. Для полной энергии электрона на какой-либо квантовой орбите  $n$  мы выше получили выражение:

$$W_n = - \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

Заменяв  $E^2$  на  $Z^2 e^2$ , получим:

$$W_n = - \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 n^2} \cdot Z^2. \quad (105)$$

<sup>1</sup> Термин *атом* мы будем употреблять всегда для обозначения *нейтрального атома*. В противном случае мы будем употреблять термины: *положительно заряженный ион* и *отрицательно заряженный ион*.



Из уравнения (105) следует, что *полные энергии* двух атомов с разными зарядами ядер в состоянии, *характеризуемом одним и тем же квантовым числом*, относятся как квадраты зарядов ядер:

$$W_{n_1} : W_{n_2} : W_{n_3} \dots = Z_1^2 : Z_2^2 : Z_3^2 \dots \quad (106)$$

**Рентгеновские спектры атомов.** Рентгеновскими называются *лучи*, длина волны которых ( $\lambda$ ) колеблется в пределах:

$$\lambda = 10^{-5} - 10^{-9} \text{ см, или } \lambda = 1000 \text{ \AA} - 0,1 \text{ \AA}.$$

Рентгеновские лучи получаются, если простые вещества или соединения бомбардировать быстрыми электронами.

Спектры рентгеновских лучей можно получить, пропуская рентгеновские лучи через кристаллические решетки (метод дифракции).

Каждый элемент, кроме водорода и гелия, которые не образуют рентгеновских лучей, дает свой, характерный для него рентгеновский спектр, который, как и оптический спектр водорода, состоит из отдельных групп линий называемых *сериями*. Элементы, начиная *литием* и кончая *неодимием*, дают серию, называемую *серией К* и состоящую из пяти линий:  $K_\alpha, K_{\alpha_1}, K_\beta, K_{\beta_1}, K_\gamma$ , отличающихся одна от другой своею яркостью. От атома к атому число линий серии остается неизменным, меняются только длины волн, именно, чем выше заряд ядра, тем длины волн короче.

Напр., длина волны линии  $K_\alpha$  для *натрия* ( $Ze = 11 \cdot 4,77 \cdot 10^{-10}$  эл. ст. единиц) равна  $11,951 \text{ \AA}$ , а для *неодимия* ( $Ze = 60 \cdot 4,77 \cdot 10^{-10}$  эл. ст. единиц) равна  $0,330 \text{ \AA}$ .

Кроме серии *К*, наблюдаются еще другие серии, которые обозначают буквами *L, M, N, O, P, Q*. Длины волн отдельных серий растут в таком порядке, как они переименованы выше.

Так, атом *вольфрама* ( $Ze = 74 \cdot 4,77 \cdot 10^{-10}$  эл. ст. единиц) дает серии *К, L* и *M*; самой яркой линии серии *К* соответствует длина волны  $\lambda = 0,20885 \text{ \AA}$ ; самой яркой линии серии *L* — длина волны  $\lambda = 1,4348 \text{ \AA}$ ; самой яркой линии серии *M* — длина волны  $\lambda = 6,973 \text{ \AA}$ .

Мозли (Moseley, 1914 г), который впервые исследовал рентгеновские спектры, результат своих исследований выразил в следующей эмпирической формуле:

$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = A(Z - b), \quad (107)$$

где  $Z$  — порядковый номер атома, определяющий заряд ядра атома;  $A$  и  $b$  — постоянные, меняющиеся для *каждой серии спектров*, но для каждой данной серии остающиеся постоянными. Напишем уравнение (10) в форме:

$$\frac{1}{\lambda} = A^2(Z - b)^2. \quad (108)$$



Для линии  $K_{\alpha}$ , значение  $A^2$  оказалось равным  $\frac{3}{4} \cdot 1,09 \cdot 10^5$ , где  $1,09 \cdot 10^5$  есть константа Ридберга (см. стр. 172—173);  $b$  оказалось равным приблизительно 1,6 (от атома к атому оно меняется мало). Так как  $\frac{3}{4}$  можно написать в форме  $\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}$ , то уравнение (108) получает вид:

$$\frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 (Z - 1,6)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right). \quad (109)$$

Если в формулах (50) и (67), которыми мы пользовались для вычисления  $\nu$  и  $\frac{1}{\lambda}$ , вместо  $E$  подставить  $Ze$ , то получим:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} Z^2 \left( \frac{1}{n_{дал}^2} - \frac{1}{n_{бл}^2} \right) \text{ сек}^{-1} \quad (110)$$

и

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 Z^2 \left( \frac{1}{n_{дал}^2} - \frac{1}{n_{бл}^2} \right) \text{ см}^{-1}. \quad (111)$$

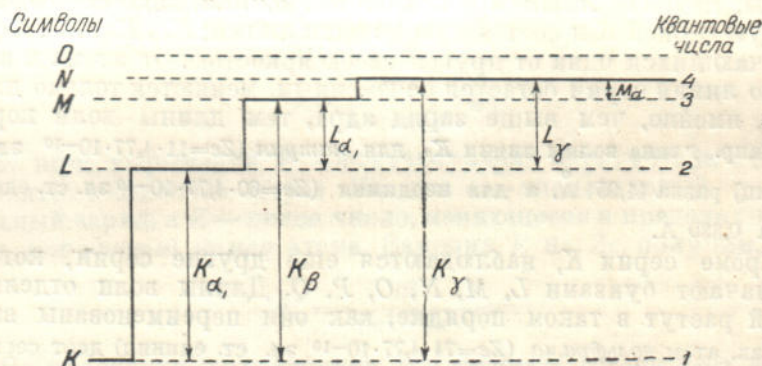


Рис. 54. Схема образования важнейших линий рентгеновских спектров (уровней энергии внутри атома).

Очевидно формулы (109) и (111) по структуре идентичны. Отсюда вытекает, что линия  $K$  — во всех атомах, дающих серию  $K$ , получается вследствие падения электрона со второго квантового уровня на первый.

То, что в уравнении (109) вместо  $Z^2$  стоит  $(Z - b)^2$ , объясняют тем, что заряд ядра частично заслоняется вторым электроном, движущимся по первой квантовой орбите ( $b$  называется коэффициентом заслона).

Вычислим  $\frac{1}{\lambda}$  линии  $K_{\alpha}$  для атома *калия* ( $Z=19$ ). По формуле (109)  $\frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 (19 - 1,6)^2 \cdot \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = 2,173 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$ ; опыт же дает число  $2,472 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$ .



Проведя такое же вычисление для вольфрама ( $Z=74$ ), получим:  
 $\frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 (74 - 1,6) \cdot \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = 4,276 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ , опыт же для  $\frac{1}{\lambda_W}$  дает число  $4,787 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ .

Это сравнительно небольшое расхождение результатов вычислений с опытом обуславливается тем, что коэффициент заслона несколько меняется от атома к атому.

Из уравнения (109) следует:

1. Если известно  $\nu$  или  $\lambda$  (а оно определяется опытом), то можно вычислить заряд ядра атома, т. е., чтобы найти заряд ядра атома порядкового номера  $Z$  ( $Z_e$ ), нужно определить длину волны линии  $K_\alpha$ .

2.  $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$  есть линейная функция  $Z$  — заряда ядра атома, т. е. корень квадратный от волнового числа линии  $K_\alpha$ , от атома к атому меняется на одну и ту же величину (см, стр. 135). Измерение  $\lambda$  линии  $K_\beta$ , указывает, что она образовалась вследствие падения электрона с третьего квантового уровня на первый.

Так как все элементы, кроме водорода и гелия, дают серию  $K$  и коэффициент 1,6 остается приблизительно постоянным, то у всех атомов первый квантовый слой устроен одинаково.

Для наиболее яркой линии серии  $L$ , обозначаемой  $L_\alpha$ , Мозли нашел:

$$\frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 (Z - b)^2 \cdot \frac{5}{36} \text{ см}^{-1} \quad (112)$$

Так как  $\frac{5}{36}$  можно представить себе как разность  $\left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$ , то уравнение (112) может быть написано в форме:

$$\frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 (Z - b)^2 \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \text{ см}^{-1}, \quad (113)$$

т. е. линия  $L_\alpha$  образуется вследствие возвращения электрона с третьего квантового уровня на второй. Коэффициент заслона здесь уже равен 3,5, но меняется от элемента к элементу несколько более, чем коэффициент заслона для серии  $K$ .

Измерение  $\lambda$  линии  $M_\alpha$  серии  $M$  показывает, что она образовалась вследствие падения электрона с четвертого квантового уровня (слоя) на третий и т. д.

Итак, измерение  $\lambda$  линий серий  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$ ,  $O$  и т. д. указывает, что они образовались вследствие перескоков электронов внутри атома с более удаленных уровней энергии на более близкие — первый, второй и т. д.

Поэтому эти уровни энергии, соответствующие главным квантовым числам 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, символически обозначаются буквами  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $P$ ,  $Q$ .

На рис. 54 схематически изображены уровни энергии внутри атома и способ образования главнейших линий отдельных серий.



Полная схема уровней энергии рентгеновских лучей. Рис. 54 представляет собой сравнительно грубую схему распределения энергии внутри атома, состоящего из ядра, вокруг которого на различных уровнях энергии движутся электроны. Детальное исследование спектров поглощения рентгеновских лучей показало,

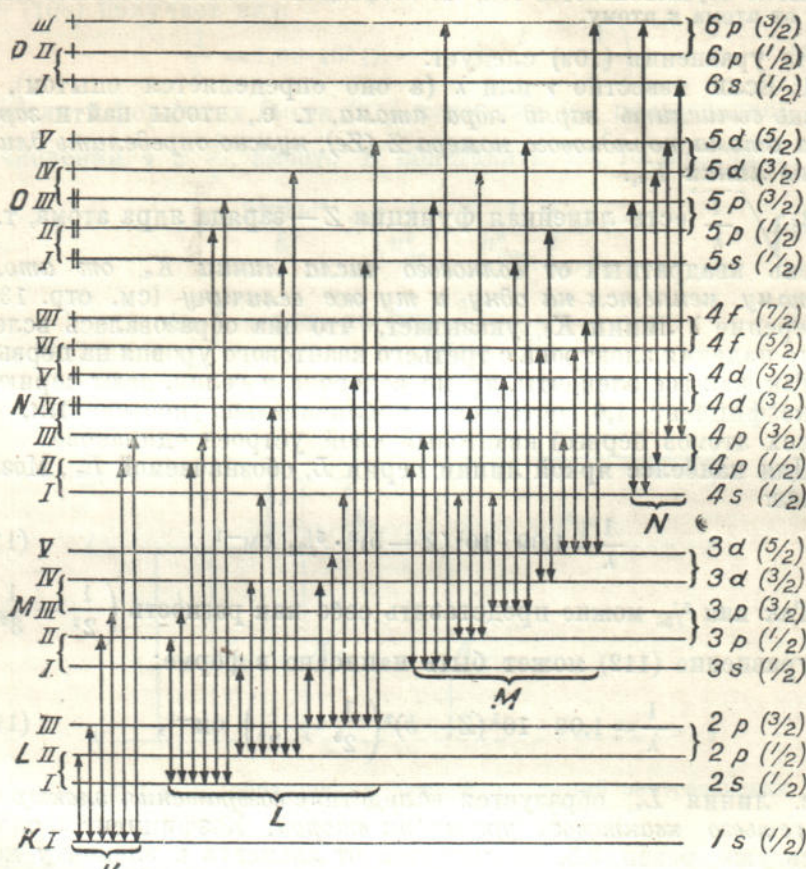


Рис. 55. Полная схема термов рентгеновского спектра атома с большим порядковым номером.

что каждый из уровней энергии, который мы обозначили буквами K, L, M, N, O, P, Q распадается на несколько уровней, которые в свою очередь комбинируются в группы. Так, уровень L состоит из трех уровней, которые обозначаются:  $L_I$ ,  $L_{II}$ , и  $L_{III}$ ; уровень M распадается на пять уровней, которые обозначаются:  $M_I$ ,  $M_{II}$ ,  $M_{III}$ ,  $M_{IV}$ ,  $M_V$ ; уровень N является уже семикратным и т. д.

На рис. 55 изображены термы рентгеновского спектра атома с большим зарядом ядра ( $Z_e$ )

Обозначения  $1s \left( \frac{1}{2} \right)$ ,  $2s \left( \frac{1}{2} \right)$ ,  $2p \left( \frac{3}{2} \right)$ ,  $3s \left( \frac{1}{2} \right)$ ,  $3p \left( \frac{1}{2} \right)$ ,  $4s \left( \frac{1}{2} \right)$



являются обозначениями термов, принятыми в спектроскопии. Линии, соединяющие два терма, дают меру волнового числа спектральной линии.

**Механизм образования рентгеновского спектра.** Механизм образования спектра рентгеновских лучей иной, чем механизм образования оптического спектра. Когда электрон с какого-либо уровня внутри атома ударом, напр., постороннего электрона, сбивается со своего места, возможны два случая:

1. Электрон совсем уходит из атома; этот случай имеет место, когда внутренние уровни в атоме уже заняты полным комплектом электронов и для сбитого со своего места электрона, внутри атома места нет.

2. Электрон застревает на одном из более дальних уровней, где электронный слой не заполнен до конца.

На место, которое освободил сбитый электрон падает электрон или с соседнего уровня или с более или менее дальнего, вследствие чего на другом уровне освобождается место. На это освободившееся место, в свою очередь, падает электрон с соседнего или какого-либо другого уровня и т. д. При падении каждого электрона испускается световой квант, а, следовательно, и соответствующая спектральная линия. В результате одновременно получается не одна спектральная линия, а целая группа.

Напр., если электрон с уровня  $K$  (см. рис. 55) сбивается, то он или совершенно уходит из атома, или застревает на одном из тех более дальних уровней, где электронный слой не заполнен до конца. На его место падает электрон с уровня  $L_{II}$ , или  $L_{III}$ , или  $M_{II}$  и т. д. На освободившееся место, напр.,  $L_{II}$ , падает электрон с уровня, напр.,  $M_I$  и т. д.

**Энергетические термы рентгеновских лучей и порядковые номера.** Энергия на каком-либо уровне ( $n$ ) около ядра атома водорода, как было выведено выше (стр. 176), выражается уравнением:

$$W_n = - \frac{Rch}{n^2}.$$

Если заряд ядра не единица, а  $Ze$ , т. е. если речь идет об атоме порядкового номера  $Z$ , то, проведя те же рассуждения, получим:

$$W_n = - Rch \cdot \frac{Z^2}{n^2}, \quad (114)$$

откуда

$$\sqrt{\frac{W_n}{Rch}} = \frac{Z^*}{n}, \quad (115)$$

т. е. заряд ядра каждого атома можно вычислить из его общей энергии на каком-либо уровне внутри атома ( $W_n$ ), определяемом главным квантовым числом 1, 2, 3, 4 и обозначаемом символами  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$  и т. д.

Если провести эти вычисления, то окажется, что заряд ядра не равен порядковому номеру, а несколько отличается от него. Этот вычисляемый заряд называют *эффективным зарядом ядра* и обозначают символом  $Z^*$ . Разница между эффективным (действующим) зарядом ядра и действительным (равным порядковому

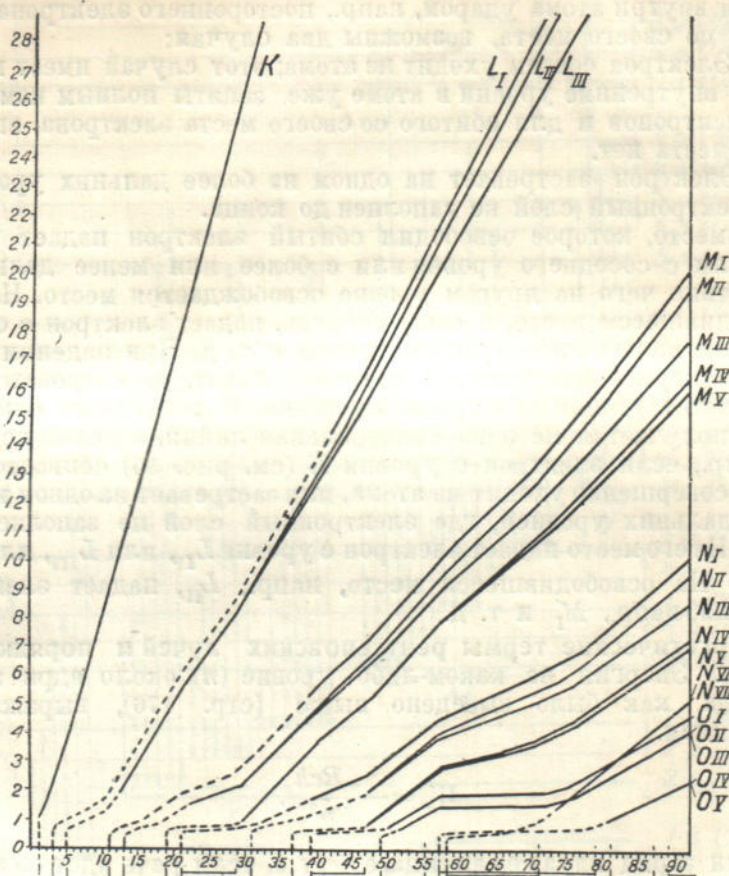


Рис. 56. Эффективные заряды ядер рентгеновских термов, отнесенные к главному квантовому числу  $\left(\frac{Z^*}{n}\right)$ , в зависимости от истинного заряда ядра.

числу) называется *дефектом заряда ядра* и объясняется заслоняющим (экранирующим) действием электронов, окружающих ядро (см. стр. 212).

На рис. 56 и 56-а абсциссы представляют порядковые номера, а ординаты — величины  $\sqrt{\frac{W_n}{Rch}} = \frac{Z^*}{n}$ . Если ординату умно-



жить на  $n$  (для уровня  $K$   $n=1$ , для уровня  $L$   $n=2$  и т. д.), то получим непосредственно величину эффективного заряда  $Z^*$ . Таблица, таким образом, дает кривую нарастания эффективного заряда ядра с увеличением порядкового номера, т. е. действующего заряда

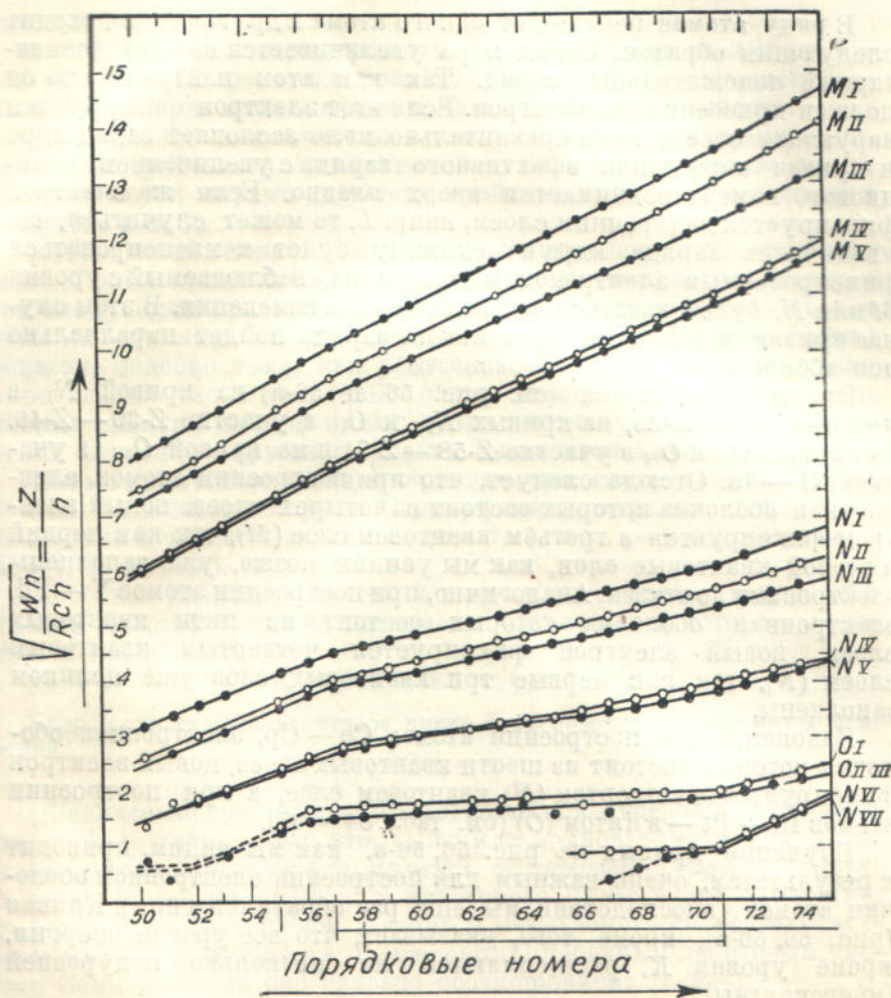


Рис. 56-а. Эффективные заряды  $\left(\frac{Z^*}{n}\right)$  ядер рентгеновских термов для атомов порядковых номеров 50—74 (атомов редких земель).

ядра, а также позволяет вычислить энергию какого угодно атома на уровнях  $K$ ,  $L$ ,  $M$  и т. д.

На рис. 56 и 56-а видно, что эффективный заряд вычисляется различно, в зависимости от того, на каком уровне ( $K$ ,  $L$ ,  $M$  и т. д.) берется  $W$ .



Напр., эффективный заряд ядра  $Z=20$  (Ca) по таблице есть  $18 \cdot 1=18$ , если отсчет вести по линии  $K$ , и  $5 \cdot 2=10$ , если отсчет повести по линии  $L$ . Это объясняется тем, что на уровне  $K$  ядро окружено только двумя электронами, а на уровне  $L$  уже восьмью электронами. На уровне  $L$  эффект заслона должен, очевидно, быть больше.

В ряду атомов переход от одного атома к другому происходит следующим образом. Заряд ядра увеличивается на один элементарный положительный заряд. Так как атом нейтрален, то он должен присоединить электрон. Если этот электрон фиксируется наружным слоем, то он сравнительно мало заслоняет заряд ядра и кривая нарастания эффективного заряда с увеличением порядкового номера поднимается вверх плавно. Если же электрон фиксируется внутренним слоем, напр.  $L$ , то может случиться, что увеличение заряда ядра на единицу будет компенсироваться фиксированным электроном, и заряд ядра, наблюдаемый с уровня  $M$  или  $N$ , будет казаться оставшимся без изменения. В этом случае кривая нарастания эффективного заряда пойдет параллельно оси абсцисс.

Это и наблюдается (см. рис. 56 и 56-а) на кривой  $N_I$  в участке  $Z-21—Z-28$ , на кривых  $N_{IV}$  и  $O_I$  в участке  $Z-39—Z-46$ , на кривых  $O_I$  и  $O_{II}$  в участке  $Z-58—Z-71$  и на кривой  $O_{IV}$  в участке  $71—78$ . Отсюда следует, что при построении атомов, электронная оболочка которых состоит из четырех слоев, новый электрон фиксируется в третьем квантовом слое ( $M$ ), так как первый и второй квантовые слои, как мы увидим позже, уже заполнены электронами до отказа. Аналогично, при построении атомов  $Y—Pd$ , электронная оболочка которых состоит из пяти квантовых слоев, новый электрон фиксируется четвертым квантовым слоем ( $N$ ), так как первые три квантовых слоя уже целиком заполнены.

Наконец, при построении атомов  $Se—Sr$ , электронная оболочка которых состоит из шести квантовых слоев, новый электрон фиксируется в четвертом ( $N$ ) квантовом слое, а при построении атомов  $Hf—Pt$  — в пятом ( $O$ ) (см. табл. 54—57).

Изучение кривых на рис. 56, 56-а, как мы видим, приводит к результатам, очень важным для построения электронной оболочки атомов (впоследствии мы еще раз обратимся к ним). Кривая (рис. 56, 56-а), кроме того, указывает, что все уровни энергии, кроме уровня  $K$ , расщепляются на несколько подуровней (многократны).

**Оптические спектры многоэлектронных атомов.** Оптическими спектрами называются излучения, длина волны которых колеблется приблизительно в пределах  $10^{-5}—10^{-2}$  см. Они образуются электронами наружного слоя, когда электрон, вследствие возбуждения, переходит на новую, более удаленную от ядра орбиту (другой уровень энергии) и затем возвращается обратно. Они вычисляются по формулам, напоминающим формулу Ритца-Бальмера, но отношения здесь значительно сложнее, — нужны новые константы, а также число, указывающее заряд ядра; напр.,



для щелочных металлов, дающих наиболее простые спектры:

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left[ \frac{1}{(n_{bl} + a)^2} - \frac{1}{(n_{dal} + b)^2} \right] \text{ см}^{-1}, \quad (116)$$

где  $a$  и  $b$  — константы.

В спектрах многоэлектронных атомов на сцену выступает новое явление, которое в спектрах водородоподобных (одноэлектронных) атомов не наблюдается, а именно — мультиплетность.

Явление это заключается в том, что и при отсутствии внешнего (электрического или магнитного) поля спектральные линии располагаются парами (дублет), тройками (триплет), четверками (квартет) и т. д.

Исследования показывают, что мультиплетность спектра связана с числом, так называемых валентных (наружных) электронов следующим правилом: *высшая мультиплетность атома или иона на единицу больше числа валентных электронов*. Таким образом, подобно тому, как рентгеновские спектры служат для определения числа квантовых слоев электронов в атоме, оптические спектры атомов имеют громадное значение для определения строения наружного электронного слоя атома.

**Новые квантовые числа.** Энергетическое состояние электрона, как мы видели, по Бору и Зоммерфельду определяется двумя квантовыми числами: главным ( $n = 1, 2, 3 \dots \infty$ ) и побочным  $k$  ( $k_n = 1, 2, 3 \dots n$ ).

Побочное квантовое число  $k$  в настоящее время заменяется числом  $l$ , которое также называется *побочным* и которое меняется в пределах:

$$l_n = 0, 1, 2, 3 \dots (n-1).$$

Напр., если главное квантовое число 4, то побочное может иметь значения:

$$l_4 = 0, 1, 2, 3.$$

Физическое значение квантового числа  $l$  иное, чем квантового число  $k$ , а именно, как это выяснила волновая механика, квантовое число  $l$  *определяет момент количества движения электрона*, но не по орбите, а некоторого суммарного движения, совершаемого электроном в атоме и называемого *квантовым числом импульса движения электрона*. С побочным квантовым числом Зоммерфельда оно связано соотношением:  $l = k - 1$ .

Если пользоваться орбитальной моделью атома, очень наглядной и вполне достаточной при качественном описании свойств атома, то величина  $l$  соответствует вектору,<sup>1</sup> который может принимать значения:

$$0, 1 \frac{h}{2\pi}, 2 \frac{h}{2\pi} \dots (n-1) \frac{h}{2\pi},$$

<sup>1</sup> Вектором называется отрезок линии, условно представляющий графически ту или иную физическую величину.



или, опуская универсальную единицу момента количества движения  $\frac{h}{2\pi}$ ,

$$l=0, 1, 2, \dots, (n-1).$$

Если желают еще более приблизиться к количественной стороне поведения атома, то в орбитальной модели число  $k$  заменяют не просто числом  $l$ , а  $Vl(l+1) \cdot \frac{h}{2\pi}$ .

Этих двух чисел еще недостаточно для описания состояния электрона. В последнее время выяснилось, что необходимо ввести еще третье и четвертое.

*Третье* квантовое число называется *магнитным*. Оно описывает отношения электрона в магнитном поле. Именно, вектор, характеризующий момент количества движения электрона, т. е.  $l$  в магнитном поле, может занимать исключительно лишь такие положения, чтобы его проекция на *направление внешнего поля* *квантовалась*, т. е. выражалась целыми числами (т. н. квантование направления).

Следовательно, магнитное квантовое число ( $m_l$ ) определяет *слагающую момента количества орбитального движения электрона по направлению магнитного поля*.

Магнитное квантовое число ( $m_l$ ) может принимать все целые значения между  $-l$  до  $+l$ , т. е. всего  $(2l+1)$  разных значений.

Напр., если  $l=4$ , то вектор ( $m_l$ ) может принимать следующие значения:

$$(m_l) = -4, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4 = (2 \cdot 4 + 1) = 9.$$

Ввести магнитное квантовое число оказалось необходимым потому, что нужно было уяснить расщепление спектральных линий в магнитном поле (явление Зеемана). Действительно, явление это удалось вполне уяснить, приняв, что в магнитном поле плоскости электронных орбит (или весь атом, если отказаться от возможности представлять орбиты) получают вполне *определенную ориентировку* по отношению к полю. Теоретические исследования показывают, что для плоскости электронной орбиты с побочным квантовым числом  $l$  оказываются возможными всего  $(2l+1)$  ориентировок.

Магнитное квантовое число было введено Ланде в 1921 г. Истолкование этого числа было тогда несколько иным.

При отсутствии внешнего поля состояния, характеризующиеся квантовыми числами  $m_l$ , энергетически неразличимы (это называется вырождением), но они существуют и выявляются, как только установлено внешнее поле.

*Четвертое* квантовое число ( $s$ ) было введено в 1925 г. Уленбеком (Uhlenbeck) и Гаудсмитом (Goudsmit). Чтобы объяснить кратность спектральных линий, они сделали предположение, что электроны обладают вращением около своей собственной оси, т. н. „*спином*“, сообщающим электрону свойства маленького магнита. Так как каждый электрон может вращаться в одном или другом противоположных друг другу направлениях, то они привняли,



что алгебраическая разность квантовых чисел должна равняться единице; самому же моменту количества вращения электрона приписывали квантовое число  $+1/2$  или  $-1/2$ ; обоим направлениям спина соответствует различное значение энергии.

Так как момент количества движения принято измерять квантовой единицей  $\frac{h}{2\pi}$ , то численное значение вектора спина равно  $s \frac{h}{2\pi}$ , а так как  $s = \pm \frac{1}{2}$ , то численное значение вектора спина равно  $\pm \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$  или (опуская  $\frac{h}{2\pi}$ )  $\pm \frac{1}{2}$ .

Спин электрона, в прямом или обратном направлении, отражается на запасе энергии атома, а это в свою очередь отражается на спектре атома. В магнитном поле электроны, как маленькие магниты, должны устанавливаться или по направлению поля или против него.

Итак, энергетическое состояние электрона описывается четырьмя квантовыми числами: главным —  $n$ ; побочным —  $l$ ; магнитным —  $m$ ; спином —  $s$ , который может быть или  $+1/2$  или  $-1/2$ .

**Принцип Паули.** Число возможных комбинаций четырех квантовых чисел, очевидно, соответствует числу возможных энергетических состояний атома. В таблице 45 сделана сводка возможных комбинаций, когда главное квантовое число меняется в пределах 1—4. Спин электрона при этом не принят во внимание. Если и его принять во внимание, то число возможных комбинаций нужно удвоить.

Таблица 45

Комбинации главного, побочного и магнитного квантовых чисел

Главное $n$	Побочное $l$	Магнитное $m$	Сумма, принимая во внима- ние спин	
1	0	0	2	
2	{	0	8	
		1		-1, 0, +1
3	{	0	18	
		1		-1, 0, +1
		2		-2, -1, 0, +1, +2
4	{	0	32	
		1		-1, 0, +1
		2		-2, -1, 0, +1, +2
		3		-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3

Из таблицы 45 следует, что, если побочное квантовое число  $l=0$ , то при каком угодно главном квантовом числе возможна только одна комбинация, напр.,  $1_0$ ,  $2_0$ ,  $3_0$  и т. д.; если принять



во внимание спин — только два состояния атома. Если побочное квантовое число  $l=1$ , то возможны уже три комбинации, не считая спина, и шесть комбинаций, считая спин;

$$\begin{aligned} &3_{1(-1)}, 3_{1(0)}, 3_{1(+1)}; \\ &4_{1(-1)}, 4_{1(0)}, 4_{1(+1)}. \end{aligned}$$

Если побочное квантовое число  $l=2$ , то возможны пять комбинаций без спина, а принимая во внимание спин, — 10 комбинаций.

Принцип Паули (1925 г.) состоит в том, что два электрона в атоме никогда не могут совпадать в отношении всех четырех квантовых чисел.

Отсюда следует, что максимальное количество электронов в группе, характеризующейся данным главным квантовым числом, должно быть равно числу возможных комбинаций четырех квантовых чисел.

**Внутреннее квантовое число.** Кроме приема четырех квантовых чисел —  $n, l, m_l, m_s$  — состояние электрона можно определить еще иначе, а именно, с помощью внутреннего квантового числа  $j$ . Какой из этих двух приемов употреблять — безразлично.

Квантовым числом  $j$  называется численное значение вектора, получающегося геометрическим сложением двух векторов:

$$\vec{l} + \vec{s} = \vec{j}.$$

Сложение двух векторов производится по особому квантовому правилу, а именно, таким образом, чтобы между крайними значениями  $j: j=l+s$  и  $j=l-s$ , соответствующими параллельной и антипараллельной ориентации векторов  $\vec{l}$  и  $\vec{s}$ , оно принимало последовательно только такой ряд значений, которые отличаются друг от друга на единицу. В результате получается, что для  $j$  возможны только два значения:

$$j = l - \frac{1}{2} \quad \text{и} \quad j = l + \frac{1}{2}.$$

Квантовое число  $j$  определяет импульс вращения всего атома как целого.

Квантовое число  $j$  было введено Зоммерфельдом (1915—1920 гг.) и названо *внутренним* квантовым числом, но настоящее физическое его толкование было найдено только в 1925 г. Гаудсмитом и Уленбеком.

Соответствующее магнитное квантовое число  $m_j$ , определяющее поведение электрона в магнитном поле (см. стр. 220), может принимать все отличающиеся на единицу значения, лежащие между  $+j$  и  $-j$ , т. е. всего  $2j+1$  значений:

$$m_j = j, +(j-1), +(j-2), \dots, -(j-2), -(j-1), -j.$$

Напр., если  $j = \frac{1}{2}$ , то  $m_j = +\frac{1}{2}$  и  $-\frac{1}{2}$ ; если  $j = \frac{3}{2}$ , то  $m_j = +\frac{3}{2}, +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}$ ; если  $j = \frac{5}{2}$ , то  $m_j = +\frac{5}{2}, +\frac{3}{2}, +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}, -\frac{5}{2}$  и т. д.

Итак, состояние электрона может быть определено еще следующими квантовыми числами:  $n, l, j$  и  $m_j$ . Комбинация этих квантовых чисел и определяет энергетическое состояние электрона, а, следовательно, и возможный спектр.

В спектроскопии состояние электрона обозначается символами, взятыми из практики спектральных исследований. Если  $l=0$ , соответствующий символ есть  $s$  (от слова *scharf* — резкий); если  $l=1$ , соответствующий символ —  $p$  (от слова *principal* — главный); если  $l=2$ , соответствующий символ —  $d$  (от слова *diffus* — рассеянный); если  $l=3$ , соответствующий символ —  $f$  (от слова *fundamental* — основной). Главное квантовое число пишется перед буквой, а число  $j$  — как индекс. Существует несколько систем символических обозначений. Одна из них принадлежит Пашену, другая Ресселю и Саундерсу.

В обозначениях Ресселя и Саундерса буквы  $s, p, d, f$  пишутся заглавными. Большая цифра перед буквой указывает главное квантовое число, маленькая цифра слева буквы — мультиплетность. Дробь — значение квантового числа  $j$ .

В таблице 46 сопоставлены способы обозначения энергетического состояния электрона при помощи квантовых чисел  $n, l, j, m_j$  и символические.

Таблица 46

Описание состояния электрона квантовыми числами  $n, l, j$  и  $m_j$

$n$	$l$	$j$	$m_j$	Спектроскопические символы	
				по Пашену	по Ресселю и Саундерсу
1	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}$	1s	$1^2S_{1/2}$
2	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}$	2s	$2^2S_{1/2}$
		$\frac{3}{2}$	$-\frac{3}{2}; -\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}; +\frac{3}{2}$	2p <sub>2</sub> 2p <sub>1</sub>	$2^2P_{3/2}$ $2^2P_{1/2}$
3	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}$	3s	$3^2S_{1/2}$
		$\frac{3}{2}$	$-\frac{3}{2}; -\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}; +\frac{3}{2}$	3p <sub>2</sub> 3p <sub>1</sub>	$3^2P_{3/2}$ $3^2P_{1/2}$
	1	$\frac{3}{2}$	$-\frac{3}{2}; -\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}; +\frac{3}{2}$	3d <sub>2</sub>	$3^2D_{3/2}$
		$\frac{5}{2}$	$-\frac{5}{2}; -\frac{3}{2}; -\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}; +\frac{3}{2}; +\frac{5}{2}$	3d <sub>1</sub>	$3^2D_{5/2}$



**Векторная модель атома.** Когда энергетическое состояние каждого из ионов или групп ионов, окружающих ядро атома, описано комбинацией квантовых чисел  $n, l, m_l, m_s$  или  $n, l, j, m_j$  (безразлично какой системой пользоваться), то получается общая картина атома, которая называется *векторной моделью атома*. Здесь нет речи об орбитах электронов, а только описывается их энергетическое состояние. Векторную модель атома можно рассматривать как переход к описанию атома волновой механикой. Результаты получаются очень близкие.

Еще более близкие результаты получаются, если для векторов  $\vec{l}, \vec{j}, \vec{s}$  принимать численные значения не  $l \left(\frac{\hbar}{2\pi}\right), j \left(\frac{\hbar}{2\pi}\right), s \left(\frac{\hbar}{2\pi}\right)$  или, опуская универсальную единицу момента количества движения,  $l, j, s$ , а  $\sqrt{l(l+1)}, \sqrt{j(j+1)}, \sqrt{s(s+1)}$ .

**Правила отбора.** Переход электрона с одного уровня энергии на другой, сопровождаемый излучением, не происходит между любыми уровнями энергии, а ограничен определенными *правилами отбора*. Именно:

1. Главное квантовое число ( $n$ ) может принимать любые значения в ряду: 1, 2, 3, ...  $\infty$ .
2. Квантовое число ( $l$ ) может увеличиваться или уменьшаться только на единицу:  $\Delta l = \pm 1$ .

Если  $l=0$ , очевидно, может быть увеличение только на единицу.

3. Квантовое число  $j$  может увеличиваться или уменьшаться только на единицу или при изменении  $n$  и  $l$  остается без изменения.

$$\Delta j = \pm 1 \text{ или } 0.$$

Правила отбора не имеют абсолютного значения. Так, напр., Штарк в сильном электрическом поле наблюдал у гелия переходы, когда  $\Delta l = 2$ . Правила отбора не наблюдались в некоторых отдельных случаях и тогда, когда не было возмущающего действия внешнего поля. Поэтому „правила отбора“ правильно формулировать так: что переходы, требуемые правилами отбора, являются обычными (нормальными); но возможны и ненормальные переходы.

**Строение планетарной оболочки атома.** Атом представляет собой ядро, вокруг которого слоями распределены электроны, энергетическое состояние которых определяется четырьмя квантовыми числами  $n, l, m, s$  или  $n, l, j, m_j$ .

1. Электроны, имеющие одно главное квантовое число, составляют квантовый слой.

Таблица 47

Электронные слои и их символы

Символ	Главное квантовое число
K	1
L	2
M	3
N	4
O	5
P	6
Q	7

2. Электроны, имеющие *одн и то же* побочное квантовое число, составляют группу.

Так как главные ( $n$ ) и побочные квантовые числа ( $l$ ) связаны соотношением  $l=0,1,2,\dots(n-1)$ , то число групп в каждом слое равно числу комбинаций главного и побочного квантовых чисел. В таблице приведен подсчет числа возможных групп электронов для пяти слоев.

Таблица 48  
Подсчет числа групп для пяти слоев

Символ	Главное квантовое число	Побочное квантовое	Возможн. комбинации	Число групп		
K	1	—	—	1		
	2	{ 0 1	$2_0$ $2_1$	2		
M	3	{ 0 1 2	$3_0$ $3_1$ $3_2$	3		
		N	{ 0 1 2 3		$4_0$ $4_1$ $4_2$ $4_3$	4
					5	

и т. д.

Как видно, число групп равно главному квантовому числу.

3. Электроны, имеющие одни и те же главные и побочные квантовые числа, но разные  $j$ , составляют *подгруппы*.

4. Электроны с одинаковыми значениями  $n, l, m$ , но разными  $s$ , называются *согласующимися*. Два согласующихся электрона внутри атома называются *парными*. Электрон, который не имеет согласующегося с ним, называется *непарным*.

5. Согласно принципа Паули, максимальное число электронов каждой данной группы должно быть равно числу комбинаций побочного ( $l$ ) и магнитного ( $m_l$ ) квантовых чисел, умноженному на 2, так как каждый электрон может иметь вращение, характеризующее квантовыми числами  $+1/2$  и  $-1/2$ .

Так как побочное квантовое число ( $l$ ) и магнитное ( $m_l$ ) связаны соотношением:

$$m_l = +l, +(l-1), +(l-2), \dots, 0, \dots, -(l-2), -(l-1), -l,$$

т. е. данному значению  $l$  соответствует  $2l+1$  значений  $m_l$ , то для отдельных групп получим следующие комбинации (см. табл. 49).



Таблица 49

Максимальное число электронов в отдельных группах, определяемых различными побочными квантовыми числами

(главное квантовое число обозначено через  $x$ )

Главное квантовое число $n$	Побочное квантовое число $l$	Характеристика группы	Число возможных комбинаций, не принимая во внимание спина	Максимальное число электронов, принимаемое во внимание спин
$x$	0	$x_0$	$x_0$	2
$x$	1	$x_1$	$x_{1(-1)}; x_{1(0)}; x_{1(+1)}$	6
$x$	2	$x_2$	$x_{2(-2)}; x_{2(-1)}; x_{2(0)}; x_{2(+1)}; x_{2(+2)}$	10
$x$	3	$x_3$	$x_{3(-3)}; x_{3(-2)}; x_{3(-1)}; x_{3(0)}; x_{3(+1)}; x_{3(+2)}; x_{3(+3)}$	14

и т. д.<sup>1</sup>

Итак, при каком угодно главном квантовом числе число членов в группах определяется значением только числа  $l$ .

6. По принципу Паули нетрудно подсчитать максимальное количество электронов в квантовом слое (электронном слое), характеризующемся тем или другим квантовым числом. Для этого нужно использовать таблицы 48 и 49.

Пусть, напр., нужно определить максимальное количество электронов в третьем квантовом слое. В таблице 48 мы находим, что третий квантовый слой (главное квантовое число 3, символ  $M$ ) делится на три группы:  $3_0$ ;  $3_1$ ;  $3_2$ ; в таблице же 49 мы находим, что группа  $x_0$  содержит максимум два электрона, группа  $x_1$ —максимум 6 электронов и группа  $x_3$ —максимум 10 электронов; сумма:  $2+6+10=18$ .

В таблице 50 (стр. 227) сделан подсчет максимального количества электронов в первом, втором, третьем и четвертом квантовых слоях.

Нетрудно видеть, что цифры 2, 8, 18, 32 могут быть представлены как  $n^2 \cdot 2$ , где  $n$  есть номер слоя (главное квантовое число), т. е. максимальное число электронов в квантовом слое равно удвоенному квадрату номера слоя:

$$1^2 \cdot 2 = 2 \quad 3^2 \cdot 2 = 18$$

$$2^2 \cdot 2 = 8 \quad 4^2 \cdot 2 = 32.$$

Цифры эти, как увидим ниже, совпадают с числом членов в периодах периодической системы химических элементов Менделеева.

Нетрудно доказать, что тот же вывод получается, если состояние электрона выражать квантовыми числами:  $n, l, j, m_j$ .

<sup>1</sup> Среди групп, наблюдаемых в атомах, нет таких, которые определялись бы побочными квантовыми числами: 4, 5 и т. д.

Таблица 50

Максимальное количество электронов в первых четырех квантовых слоях

Символ квантового слоя	$n$	Возможные комбинации главного и побочного квантовых чисел	Число групп	Максимальное число электронов	
				в группе	в слое
K	1	$1_0$	1	2	2
L	2	$2_0$ $2_1$	2	2 6	8
M	3	$3_0$ $3_1$ $3_2$	3	2 6 10	18
N	4	$4_0$ $4_1$ $4_2$ $4_3$	4	2 6 10 14	32

### Периодическая система химических элементов Менделеева и строение электронной оболочки атомов

Определение строения электронной оболочки данного атома производится на основании изучения *рентгеновского и оптического спектров атома, его физико-химических свойств и принципа Паули.*

Проследим формирование электронной оболочки атомов в порядке нарастания заряда их ядра. Атомы расположены по периодам периодической системы Менделеева, следовательно, в порядке нарастания заряда ядра атома ( $Ze$ ).

**Первый период.** Первый период состоит из двух атомов — водорода и гелия. Электронная оболочка водорода состоит очевидно из одного электрона. Электронная оболочка гелия из двух электронов. Электрон водорода характеризуется следующими квантовыми числами:  $n=1$ ,  $l=0$ ,  $j=\frac{1}{2}$ ,  $m=+\frac{1}{2}$  или  $-\frac{1}{2}$ . Так как электрон единственный, то безразлично, принять ли  $m=+\frac{1}{2}$  или  $-\frac{1}{2}$ .

Оба электрона гелия характеризуются следующими квантовыми числами:  $n=1$ ,  $l=0$ ,  $j=\frac{1}{2}$ ,  $m=\pm\frac{1}{2}$ , т. е. по принципу Паули для одного электрона  $m=\frac{1}{2}$ , для другого —  $-\frac{1}{2}$ . Таким образом, оба электрона отличаются друг от друга только спином. Сложение их векторов  $\vec{s} + \frac{1}{2}$  и  $-\frac{1}{2}$  дает 0.



Группа замкнута (заполнена до конца). Гелий, вследствие замкнутости орбиты и громадного ионизационного потенциала, имеет характер инертного газа.

Таблица 51

Строение электронной оболочки у атомов первого периода периодической системы химических элементов Менделеева

(курсивом набраны валентные электроны);  $x_1=1^2 \cdot 2=2$

Квантовые числа	$\left\{ \begin{array}{l} n \\ l \\ j \end{array} \right.$	1	Спектральный терм в нормальном состоянии <sup>1</sup>	Ионизационный потенциал (вольты)
		0		
		$1/2$		
Спектроскопические символы .		1s		
Рентгеновские символы	$\left\{ \begin{array}{l} \text{слои} \dots\dots\dots \\ \text{группы} \dots\dots\dots \\ \text{подгруппы} \dots\dots \end{array} \right.$	K		
		—		
		—		
Максимальное количество электронов . . . . .		2		
<i>Ze</i>	Символ химического типа			
1	H	1	<sup>2</sup> S	13,54
2	He	2	<sup>1</sup> S	24,48

**Второй период.** Второй период начинается литием ( $Ze=3$ ) и оканчивается неоном ( $Ze=10$ ).

Чтобы образовался нейтральный атом лития, около ядра лития, заряженного тремя элементарными положительными зарядами, должны расположиться три электрона: первые два образуют такой же слой, как у гелия, т. е. законченный слой K, третий же, не найдя себе места в слое K, так как последний уже заполнен до отказа (см. стр. 229 и табл. 51), расположится во втором квантовом слое (L) в первой группе 1s ( $L_1$ ).

Что это действительно так, доказывается оптическим спектром Li. У лития (и всех щелочных металлов) нормальному состоянию атома отвечают терм 2s, т. е. состояние электрона определяется квантовыми числами:  $n=2$ ;  $l=0$ . То, что первые 2 электрона расположены так же, как у гелия, доказывается тем, что спектр иона Li подобен спектру гелия.

При переходе от Li к Be заряд ядра увеличивается на единицу; следовательно, число электронов в оболочке должно увеличиться на один электрон. Этот электрон поместится, как это

<sup>1</sup> Спектральные термы обозначены символами по системе Ресселя и Саундерса (см. стр. 223).

следует из его оптического спектра, также в группу  $2s (L_I)$ . Теперь группа  $2s (L_I)$  заполнена до конца и при построении атомов В, С, N, O, F и Ne новые электроны становятся в подгруппу  $2p_{1/2} (L_{II})$  группы  $2p (L_{II})$ , пока она не будет заполнена до конца, и затем в подгруппу  $2p_{3/2} (L'_{II})$ , пока и эта не будет заполнена до отказа. Тогда оболочка  $L$  будет закончена. Это случится при неоне. Вследствие законченности электронного слоя ( $L$ ), обуславливающего большой ионизационный потенциал, неон есть инертный газ.

Согласно предыдущего, если  $l=0$ , то  $j=0 \pm 1/2 = -1/2$ ;  $m = +1/2$  и  $-1/2$ . Это первая подгруппа  $2s (L_I)$ . Она состоит из двух электронов, отличающихся друг от друга только своим спином.

Если  $l=1$ , то  $j=1 \pm 1/2$ , т. е.  $1/2$  или  $3/2$ .

Если  $j=1/2$ , то  $m$  может иметь значения  $+1/2$  и  $-1/2$  если  $j=3/2$ , то  $m$  может иметь значения:  $+3/2$ ,  $+1/2$ ,  $-1/2$ ,  $-3/2$ .

Электроны, для которых  $j$  имеет значение  $1/2$ , образуют первую подгруппу  $2p_{1/2} (L_{II})$ , состоящую максимум из двух электронов; электроны, у которых  $j$  имеет значение  $3/2$ , образуют вторую подгруппу  $2p_{3/2} (L'_{II})$ , состоящую максимум из четырех электронов.

Таблица 52

Строение электронной оболочки у атомов второго периода периодической системы химических элементов Менделеева.

(курсивом набраны валентные электроны);  $x_2 = 2^2 \cdot 2 = 8$

Квантовые числа	1		2		Спектр. термы в нормальном состоянии	Ионизационный потенциал (вольты)
	$l$	0	0	1		
	$j$	$1/2$	$1/2$	$1/2$ . $3/2$		
Спектроскопические символы . . . . .	1s	2s	$\frac{2p}{2p_{1/2} \cdot 2p_{3/2}}$			
Рентгеновские символы {	Слои . . . .	K	L			
	Группы . . .	—	$L_I$	$L_{II}$		
	Подгруппы .	—	—	$L'_{II} \cdot L''_{II}$		
Максимальное количество электронов . . . . .	2	2	2	4		
<i>Ze</i>	Символ химического типа					
3	Li	2	1		$^2S$	5,37
4	Be	2	2		$^1S$	9,48
5	B	2	2	1	$^2P$	8,4
6	C	2	2	2	$^3P$	11,24
7	N	2	2	2 . 1	$^4S$	14,48
8	O	2	2	2 . 2	$^3P$	13,56
9	F	2	2	2 . 3	$^2P$	16,9
10	Ne	2	2	2 . 4	$^1S$	21,5



**Третий период.** При переходе от неона к натрию ( $Z=11$ ) новый электрон, вследствие того, что вторая оболочка закончена, становится в третий квантовый слой, который затем постепенно заполняется при образовании других атомов.

Посмотрим, из каких подгрупп должен состоять третий квантовый слой электронов. Примем систему квантовых чисел:  $n, l, j, m$ .

Если  $n=3$ ,  $l$  может иметь значение:  $l=0, 1, 2$ .

При  $l=0$ ,  $j$  может иметь только одно значение:  $j=1/2$ , а  $m$  — два значения:  $m=+1/2$  и  $-1/2$ . Это *первая* группа  $3s$  (или иначе,  $M_I$ ); она может состоять максимум из *двух* электронов (см. таб. 53).

При  $l=1$ ,  $j$  может иметь два значения:  $j=1/2$  и  $3/2$ .

При  $j=1/2$ ,  $m=+1/2$  и  $-1/2$ . Это первая подгруппа  $3p_{1/2}$  (или иначе  $M_{II}$ ) второй группы  $3p$  (иначе,  $M_{II}$ ). Она может состоять максимум из двух электронов.

При  $j=3/2$ ,  $m$  может иметь четыре значения:  $m=3/2, 1/2, -1/2, -3/2$ . Это вторая подгруппа  $3p_{3/2}$  ( $M''_{II}$ ) той же второй группы. Она может состоять максимум из четырех электронов.

При  $l=2$ ,  $j$  может иметь два значения:  $j=3/2$  и  $5/2$ .

При  $j=3/2$ ,  $m=3/2, 1/2, -1/2, -3/2$ . Это первая подгруппа  $3d_{3/2}$  ( $M'_{III}$ ) третьей группы  $3d$  ( $M_{III}$ ). Она может состоять максимум из четырех электронов.

При  $j=5/2$ ,  $m=5/2, 3/2, 1/2, -1/2, -3/2, -5/2$ . Это вторая подгруппа  $3d_{5/2}$  ( $M''_{III}$ ) той же третьей группы.

Она может состоять максимум из шести электронов.

Таким образом квантовый слой ( $M$ ) разбивается на три группы ( $M_I, M_{II}, M_{III}$ ), из которых вторая и третья разбиваются каждая на две подгруппы ( $M'_{II}$  и  $M''_{II}$ ,  $M'_{III}$  и  $M''_{III}$ ).

При переходе от атома к атому (см. табл. 53) сначала заполняется первая группа электронов  $3s$  ( $M_I$ ). Это происходит при Na и Mg. Затем заполняется первая подгруппа второй группы  $3p_{1/2}$  ( $M'_{II}$ ) при Al, Si; за ней вторая подгруппа второй группы:  $3p_{3/2}$  ( $M''_{II}$ ) при P, S, Cl, A.

Формирование электронного слоя здесь происходит совершенно так же, как и во втором периоде. *Спектральные термы* в нормальном состоянии атомов те же, что и у атомов второго периода. Наружная электронная оболочка аргона устроена аналогично наружной электронной оболочке неона. Поэтому аргон также инертный газ.

При формировании атомов третьего периода, как видим, *третья группа осталась незаполненной до конца*.

**Четвертый период.** Мы видим из табл. 53, что при построении электронной оболочки атомов Na — A остаются незаполненными еще две подгруппы третьего квантового слоя  $3d_{3/2}$  и  $3d_{5/2}$  (иначе,  $M'_{III}$  и  $M''_{III}$ ). При переходе от аргона к калию новый электрон становится не в слой  $M$ , а в группу  $N_1$  слоя  $N$  (табл. 54). Это заключение мы должны сделать из оптического спектра



Таблица 53

Строение электронной оболочки у атомов третьего периода периодической системы химических элементов Менделеева.

(валентные электроны набраны курсивом);  $x_3=3^2 \cdot 2=18$ 

Квантовые числа	<i>n</i>	1	2	3		Спектральный терм в нор- мальном со- стоянии	Ионизационный потенциал (вольты)			
	<i>l</i>	0	0 . 1	0	1			2		
	<i>j</i>			1/2	1/2 . 3/2			3/2 . 5/2		
Спектроскопические символы . . . . .	1s	2s.2p	3s	$\frac{3p}{3p_{1/2} \cdot 3p_{3/2}}$	$\frac{3d}{3d_{3/2} \cdot 3d_{5/2}}$					
Рентге- новские сим- волы	Слой . . . Группы . . Подгруппы	K	L	M	M <sub>II</sub>	M <sub>III</sub>				
							$L_I, L_{II}$	$M_I$	$M_{II}$	$M_{III}$
									$M'_{II} \cdot M''_{II}$	$M'_{III} \cdot M''_{III}$
Максимальное коли- чество электронов .	2	2 . 6	2	2 . 4	4 . 6					
<i>Ze</i>	Символы хим. типа									
11	Na	2	2 . 6	1		— —	<sup>2</sup> S 5,12			
12	Mg	2	2 . 6	2		— —	<sup>1</sup> S 7,61			
13	Al	2	2 . 6	2	<i>I</i>	— —	<sup>2</sup> P 5,96			
14	Si	2	2 . 6	2	<i>2</i>	— —	<sup>3</sup> P 8,19			
15	P	2	2 . 6	2	<i>2 . 1</i>	— —	<sup>4</sup> S —			
16	S	2	2 . 6	2	<i>2 . 2</i>	— —	<sup>3</sup> P 10,31			
17	Cl	2	2 . 6	2	<i>2 . 3</i>	— —	<sup>2</sup> P 12,36			
18	A	2	2 . 6	2	<i>2 . 4</i>	— —	<sup>1</sup> S 15,69			

калия, который очень похож на оптический спектр лития и натрия и относится к группе спектров, характеризуемых символом *s*, т. е. когда  $l=0$ . То же происходит и при переходе от атома калия к кальцию — новый электрон помещается в группу  $N_I$ . Происходит это потому, что энергетический уровень  $4s$  более низок, чем уровень  $3d$ .

При переходе от Ca к Sc, новый электрон помещается в слой *M* (в группу  $M_{III}$ , иначе,  $3d$ ). Это заключение нужно сделать из спектров нейтрального скандия (для которого спектральный терм в нормальном состоянии есть  $3d$ ) и его ионов Sc Sc, изоэлектричных с нейтральными атомами Ca и K.

При построении атомов Ti—Cu происходит то же — заполняются подгруппы  $M_{III}$ ,  $M'_{III}$  группы  $M_{III}$ . При меди это заполнение заканчивается; третий электронный слой достигает предельного числа 18 и медь начинает собой новый ряд, в котором идет пополнение четвертого (*N*) слоя.

Разница между энергетическими уровнями  $4s$  и  $3d$  повидно-мому не очень велика, так как при построении атома хрома



один электрон с уровня  $4s$  перетягивается на уровень  $3d$ ; то же наблюдается и при формировании электронной оболочки атома меди. Вообще, порядок заполнения подгрупп  $3d$ , ( $M_{III'}$ ) и  $3d_{5/2}$ , ( $M_{III''}$ ) нам неизвестен.

То обстоятельство, что в атомах  $Sc - Ni$  происходит дестройка внутреннего слоя, отражается на эффективном заряде ядра на уровне  $N$  (см. рис. 56). Именно, прирост эффективного заряда с увеличением действительного заряда ядра в пределах 21—28 остановился, что указывает на то, что вновь фиксируемые электроны входят во внутренний слой. Особенности структуры электронной оболочки этих атомов отражаются не только на спектрах их, но и на их валентности, которая меняется в широких пределах, достигая у атома  $Fe$  числа 8; на их магнитных свойствах (они магнитны), окраске их ионов и др. свойствах. В предыдущих периодах они не имеют гомологов.

В атоме меди слой  $M$  заполнен до отказа и новые электроны заполняют последовательно группы  $4s$ ,  $4p$ ,  $4d$ ,  $4f$  (иначе —  $N_I$ ,  $N_{II}$ ,  $N_{III}$ ,  $N_{IV}$ ) совершенно так же, как это происходило в предыдущем периоде. И по спектрам (сравнить табл. 53 и 54) и по химическим отношениям они подобны атомам третьей группы ( $Na - A$ ). Криптон так же, как неон и аргон, есть инертный газ.

Образованием криптона четвертый квантовый слой еще далеко не закончен.

**Состав четвертого электронного слоя.** Если главное квантовое число 4, то побочные квантовые числа могут иметь значения:  $l=0, 1, 2, 3$ .

Если  $l=0$ , то  $j=1/2$ , а  $m=+1/2$  и  $-1/2$ . Это группа  $4s$  ( $N_I$ ). Она закончена при двух электронах. Если  $l=1$ , то  $j=1/2$  и  $3/2$ .

При  $j=1/2$ ,  $m=+1/2$ , и  $-1/2$ . Это первая подгруппа  $4p_{1/2}$  ( $N_{II'}$ ) второй группы  $4p$  ( $N_{II}$ ). Она также закончена при двух электронах.

При  $j=3/2$ ,  $m=+3/2$ ,  $+1/2$ ,  $-1/2$ ,  $-3/2$ . Это вторая подгруппа  $4p_{3/2}$  ( $N_{II''}$ ) той же второй группы. Она закончена при четырех электронах.

Если  $l=2$ , то  $j=3/2$  и  $5/2$ .

При  $j=3/2$ ,  $m=+3/2$ ,  $+1/2$ ,  $-1/2$ ,  $-3/2$ . Это первая подгруппа  $4d_{3/2}$  ( $N_{III'}$ ) третьей группы  $4d$  ( $N_{III}$ ). Она закончена при четырех электронах.

При  $j=5/2$ ,  $m=+5/2$ ,  $+3/2$ ,  $+1/2$ ,  $-1/2$ ,  $-3/2$ ,  $-5/2$ . Это вторая подгруппа  $4d_{5/2}$  ( $N_{III''}$ ) той же третьей группы. Она закончена при шести электронах.

Если  $l=3$ , то  $j=5/2$  и  $7/2$ .

При  $j=5/2$ ,  $m=+5/2$ ,  $+3/2$ ,  $+1/2$ ,  $-1/2$ ,  $-3/2$ ,  $-5/2$ . Это первая подгруппа  $4f_{5/2}$  ( $N_{IV'}$ ) четвертой группы  $4f$  ( $N_{IV}$ ). Она закончена при шести электронах.

При  $j=7/2$ ,  $m=+7/2$ ,  $+5/2$ ,  $+3/2$ ,  $+1/2$ ,  $-1/2$ ,  $-3/2$ ,  $-5/2$ ,  $-7/2$ . Это вторая подгруппа  $4f_{7/2}$  ( $N_{IV''}$ ) той же четвертой группы. Она закончена при восьми электронах.



Весь слой  $N$  закончен при 32 электронах.

При построении оболочки четвертого периода закончены только группы  $4s$  ( $N_I$ ) и  $4p$  ( $N_{II}$ ). Остальные группы еще не заполнены совершенно.

Таблица 54

Строение электронной оболочки у атомов четвертого периода периодической системы химических элементов Менделеева

(курсивом набраны валентные электроны);  $w_4 = 4^2 \cdot 2 = 32$

Квантовые числа	$n$	1		2			3			4			Спектр. терм. в нормальн. состоянии	Ионизационный потенциал (вольты)
		$l$	0	0 . 1	0 . 1 . 2	0	1	2	3	$1/2$	$1/2 . 3/2$	$3/2 . 5/2$		
Спектроскопические символы		1s	2s. 2p	3s. 3p. 3d	4s	4p <sub>1/2</sub> . 4p <sub>3/2</sub>	4d <sub>3/2</sub> . 4d <sub>5/2</sub>	4f <sub>5/2</sub> . 4f <sub>7/2</sub>						
Рентгеновские символы	Слой . .	K	L	M	N									
	Группы .	—	L <sub>I</sub> . L <sub>II</sub>	M <sub>I</sub> . M <sub>II</sub> . M <sub>III</sub>	N <sub>I</sub>	N <sub>II</sub>	N <sub>III</sub>	N <sub>IV</sub>						
	Под-группы .	—	—	—	—	N' <sub>II</sub> . N'' <sub>II</sub>	N' <sub>III</sub> . N'' <sub>III</sub>	N' <sub>IV</sub> . N'' <sub>IV</sub>						
Максимальное число электронов		2	2 . 6	2 . 6 . 10	2	2 . 4	4 . 6	6 . 8						
<i>Ze</i>	Символ хим. типа													
19	K	2	2 . 6	2 6 —	1								<sup>2</sup> S	4,32
20	Ca	2	2 . 6	2 6 —	2								<sup>1</sup> S	6,09
21	Sc	2	2 . 6	2 6 1	2								<sup>2</sup> D	6,57
22	Ti	2	2 . 6	2 6 2	2								<sup>3</sup> F	6,80
23	V	2	2 . 6	2 6 3	2								<sup>4</sup> F	6,76
24	Cr	2	2 . 6	2 6 5	1								<sup>7</sup> S	6,74
25	Mn	2	2 . 6	2 6 5	2								<sup>6</sup> S	7,40
26	Fe	2	2 . 6	2 6 6	2								<sup>5</sup> D	7,83
27	Co	2	2 . 6	2 6 7	2								<sup>4</sup> F	7,81
28	Ni	2	2 . 6	2 6 8	2								<sup>3</sup> F	7,64
29	Cu	2	2 . 6	2 6 10	1								<sup>2</sup> S	7,69
30	Zn	2	2 . 6	2 6 10	2								<sup>1</sup> S	9,35
31	Ga	2	2 . 6	2 6 10	2	1							<sup>2</sup> P	5,97
32	Ge	2	2 . 6	2 6 10	2	2							<sup>3</sup> P	7,85
33	As	2	2 . 6	2 6 10	2	2 1							<sup>4</sup> S	9,4
34	Se	2	2 . 6	2 6 10	2	2 2							<sup>3</sup> P	11,5
35	Br	2	2 . 6	2 6 10	2	2 3							<sup>2</sup> P	12,2
36	Kr	2	2 . 6	2 6 10	2	2 4							<sup>1</sup> S	13,940

Пятый период. При переходе от Kr (криптона) к Rb (рубидий) новый электрон становится в пятый квантовый слой  $O$  (см. табл. 55), хотя в четвертом слое еще не заняты группы  $4d$  ( $N_{III}$ ) и  $4f$



( $N_{IV}$ ). Причины те же, что и раньше. То же происходит при переходе от рубидия к стронцию.

Но с Y (иттрия) начинается достройка четвертого квантового слоя. Именно достраиваются подгруппы  $4d_{5/2}$  и  $4d_{3/2}$  группы  $4d$  до полного их заполнения; это происходит при Y (итрий)—Pd (палладий).

При этом наблюдается небольшое отличие от того, что наблюдалось в четвертом периоде. Именно, начиная с Nb (ниобия) в пятом квантовом слое остается только один электрон. При Pd и этот электрон втягивается в четвертый квантовый слой, вследствие чего у Pd получается законченная электронная оболочка, так как максимум электронов, которые могут поместиться в группе  $4d$ , по правилу Паули, равен 10.

Однако Pd не обладает свойствами инертного газа. Для того чтобы атом с замкнутой наружной оболочкой обладал свойствами инертного газа, необходимо, чтобы его основное состояние было более стабильным, чем всевозможные возбужденные состояния. У Pd, вследствие малой разницы энергетических уравнений  $4d$  и  $5s$ , этого нет и потому свойствами инертного газа *он не обладает*.

При переходе от Pd к Ag (серебро) и далее вплоть до X (ксенон) идет заполнение пятого квантового слоя, хотя в четвертом слое осталась еще незаполненной группа  $4f$  (подгруппы  $4f_{5/2}$  и  $4f_{7/2}$ ), с 14 свободными местами.

В пятом квантовом слое заполняется сначала группа  $5s(O_I)$ , затем подгруппы  $5p_{1/2}(O'_{II})$  и  $5p_{3/2}(O_{II})$  группы  $5p(O_{II})$ , пока они не будут закончены — при ксеноне. Получается атом со свойствами *инертного газа* (см. табл. 55).

**Шестой период.** При переходе от ксенона к цезию ( $Ze=55$ ) и от цезия к барию мы опять встречаем то же явление, что и раньше, т. е. новые электроны помещаются в шестой квантовый слой, в группу  $6s(P_I)$ , хотя в четвертом слое не занята группа  $4f$  и в пятом — группы  $5d$ ,  $5f$  и  $5g$ .

Что это действительно так, доказывается и спектрами цезия и бария, из которых первый очень близок к спектрам щелочных металлов (Li, Na, K, Rb), а второй — к спектрам щелочно-земельных и всеми их химическими отношениями. Этим заканчивается пока пополнение шестого квантового слоя (кстати, подгруппа  $6s$  при двух электронах заковчена).

Следующий электрон при переходе от бария к лантану ( $Ze=57$ ) помещается уже в пятом квантовом слое, именно, в подгруппе  $5d_{5/2}(O'_{III})$  группы  $5d(O_{III})$  (см. табл. 56), т. е. погружается внутрь электронной оболочки. Пополнение группы  $5d$  однако на этом и заканчивается. Следующий электрон, при переходе от La к Ce ( $Ze=58$ ) опускается еще глубже — в четвертый квантовый слой, в группу  $4f$ . Пополнение группы  $4f$  происходит и далее, при построении атомов, где  $Ze=59, 60, 61, 71...$  и прекращается только тогда, когда группа  $4f$  будет целиком







заполнена (ее предел 14 электронов). Это происходит при атоме Sr или Lu ( $Ze=71$ ).

Атомы, в которых идет достройка четвертого квантового слоя, составляют особую группу и называются *атомами редких земель*.

Так как у них шестой и пятый квантовые слои устроены одинаково, а отличается только глубоко помещенный четвертый квантовый слой, то химические отношения их очень близки.

Спектры их недостаточно исследованы, но едва ли может быть сомнение в том, что указанное Бором погружение новых электронов глубоко внутрь электронной оболочки атома не соответствует действительности.

Кроме свидетельства совокупности всех физико-химических отношений этих атомов, нужно отметить еще и то, что эффективный заряд их ядер не растет с увеличением действительного заряда ядра (см. рис. 56 и 56-а).

При переходе от Sr к Hf ( $Ze=72$ ) и далее к следующим атомам начинает достраиваться группа  $5d(O_{III})$ . И это происходит до тех пор, пока не достигается предел ее заполнения (10 электронов). Это происходит при платине или золоте.

Вследствие недостаточно исследованных спектров детали и здесь не ясны. Так цифры в столбцах  $5d$  и  $6s$ , взятые в скобки, указывают на то, что вопрос окончательно не решен. Так, напр., в случае платины возможно, что электрон из группы  $6s$  вытягивается в группу  $5f$ , т. е. электронная оболочка платины такова:  $2:8:18:32:10$ . При таком строении наружный слой у платины так же, как и у ее гомолога палладия, закончен; однако, как известно, и Pd и Pt не обладают свойствами инертных газов (см. стр. 234).

Когда Бор (в 1922 г.) разрабатывал периодическую систему химических элементов, исходя из строения электронной оболочки, элемент с порядковым номером 72 еще не был известен. Его искали среди группы элементов редких земель. Для Бора было ясно, что там он не может быть, так как элементы редких земель характеризуются недостроенной четвертой квантовой оболочкой, но при атоме  $Ze=72$  последняя уже заполнена до отказа и, судя по ходу развития электронной оболочки номер 72 должен быть гомологом циркона. Следуя этому указанию, очень скоро (в 1923 г.), Костер (Koster) и Гевези (Hevesy) в циркониевых минералах открыли новый элемент, гомолог циркона, который они назвали *гафнием*.

Начиная с Au ( $Ze=79$ ) и далее, хотя в пятом квантовом слое не заняты еще группы  $5f$  (14 мест) и  $5g$  (18 мест), происходит пополнение шестого — квантового слоя, группы  $6s$ , которая и заполняется до конца — у атома Hg. Затем заполняется группа  $6p$ . Это заполнение происходит точно по тому же образцу, что и в предыдущих периодах, т. е. заполняется сначала группа  $6s$ , затем подгруппы  $6p_{1/2}$  и  $6p_{3/2}$ , группы  $6p$ , пока они не будут заполнены до конца. Это происходит у атома с  $Ze=86$ , *эманации* (изотопы: радон, актинон, торон). Эманация, аналогично химическим типам (A, Kг, X) есть *инертный газ* (см. табл. 56).



Строение электронной оболочки у атомов шестого периода периодической системы химических элементов Менделеева (валентные электроны набраны курсивом, звездочками обозначены радиоактивные типы),  $x_0 = 6^2 \cdot 2 = 72$

Квантовые числа	$\left\{ \begin{array}{l} n \\ l \\ j \end{array} \right.$	1	2	3	4	5	6			Спектр. терм в нор- мальном состоя- нии	Понижа- ющий по- тенциал (воль- ты)
		0	0. 1	0. 1. 2	0. 1. 2. 3	0. 1. 2. 3. 4	0	1	2. 5		
		—					$1/2$	$1/2, 3/2$	..		
Спектроскопические символы . . . . .		1s	2s. 2p	3s. 3p. 3d	4s. 4p. 4d. 4f	5s. 5p. 5d. 5f. 5g	6s	$6p_{1/2}, 6p_{3/2}$	..		
Рентгено- новские символы	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Слой . . . . .} \\ \text{Группы . . . . .} \\ \text{Подгруппы . . . . .} \end{array} \right.$	K	<u>L</u>	<u>M</u>	<u>N</u>	<u>O</u>	<u>P</u>				
		—	$L_I, L_{II}$	$M, M_{II}, M_{III}$	$N_I, N_{II}, N_{III}, N_{IV}$	$O_I, O_{II}, O_{III}, O_{IV}, O_V$	$P_I, P_{II}$	..			
		—					$P'_{II}, P''_{II}$	..			
Максимальное коли- чество элементов . .		2	2. 4	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14. 18	2	2. 4	..		
Ze	Символ хи- мического типа										
55	Cs	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10	2. 6	1			$^2S$	3,88
56	Ba	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10	2. 6	2			$^1S$	5,19
57	La	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10	2. 6. 1	2			$^2D$	5,49
58	Ce	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 1	2. 6. 1	2			$^3H$	6,91
59	Pr	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 2	2. 6. 1	2			$^4K$	5,76
60	Nd	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 3	2. 6. 1	2			$^5L$	6,31
61	Il	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 4	2. 6. 1	2			$^6L$	—
62	Sa	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 5	2. 6. 1	2			$^7K$	6,55
63	Eu	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 6	2. 6. 1	2			$^8H$	—
64	Gd	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 7	2. 6. 1	2			$^9D$	6,65
65	Tb	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 8	2. 6. 1	2			$^8H$	6,74
66	Dy	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 9	2. 6. 1	2			$^7K$	6,82
67	Ho	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 10	2. 6. 1	2			$^6L$	—
68	Er	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 11	2. 6. 1	2			$^5L$	—
69	Tu	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 12	2. 6. 1	2			$^4K$	—
70	Yb	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 13	2. 6. 1	2			$^3H$	7,06
71	Cp(Lu)	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 1	2			$^2D$	7,90
72	Hf	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 2	2			$^3F$	—
73	Ta	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 3	2			$^4F$	—
74	W	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 4	2			$^5D$	—
75	Re	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 5	2			$^6S (^6D)$	—
76	Os	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 6	2			$^4D (^5F)$	—
77	Ir	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 7	2			$^4F (^4P)$	—
78	Pt	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 9	1			$^3D (^1S)$	—
79	Au	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10	1			$^2S$	9,20
80	Hg	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10	2			$^1S$	10,39
81	Tl*	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10	2			$^2P$	6,08
82	Pb*	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10	2	1		$^3P$	7,39
83	Bi*	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10	2	2. 1		$^4S$	8,0
84	Po*	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10	2	2. 2		$^3P$	—
85	Am*	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10	2	2. 3		$^2P$	—
86	Em*	2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10	2	2. 4		$^1S$	—



**Седьмой период.** Седьмой период не закончен. Список химических типов химических элементов, а, следовательно, и типов электронных оболочек здесь обрывается. В этом периоде всего семь атомов, если считать, что  $Ze=87$ , действительно открыт Элиссоном (Alisson), назвавшим его виргинием (1831 г.). Но если даже это открытие не подтвердится, все равно нет никаких сомнений, что тип  $Ze=87$  должен существовать и иметь электронную оболочку приведенного в таблице типа.

Спектры этих типов атомов исследованы очень мало и о строении их электронных оболочек судят, почти исключительно, по их химическим свойствам и аналогиям.

При переходе от эманации (инертного газа) к виргинию и радю новые электроны, как это все время наблюдалось раньше, должны поместиться в группу  $7s$  ( $Q_1$ ). Следовательно, виргиний должен обладать резко выраженными свойствами щелочных металлов, а радий — резко выраженными свойствами щелочно-земельных металлов. Это предсказание в полной мере оправдывается для радия (виргиний пока не исследован).

Электронные оболочки металлов Ac, Th, Pa, U должны быть построены по типу атомов Sr, Hf, Ta, W и их гомологов. По крайней мере, никаких признаков близости с элементами редких земель у этих атомов не наблюдается. Наоборот, уран несомненно является гомологом ряда Cr, Mo, W, U, а торий — ряда Ti, Zr, Hf, Th.

Поэтому Бор считает, что при построении их электронных оболочек заполняется группа  $6d$ , группы же  $5f$  и  $5g$  остаются незаполненными.

Существуют ли типы атомов с порядковым номером выше урана? Развитие электронной оболочки, наблюдаемое при образовании атомов 1—92, не дает возможности сделать отрицательное заключение. Скорее можно ожидать существования атомов с оболочкой, состоящей более, чем из 92 электронов, так как подгруппы  $5f$ ,  $5g$  еще совершенно не заняты, а группа  $6d$  еще далека от заполнения (см. табл. 57).

Очевидно, вопрос должен быть решен исследованием строения атомного ядра (см. стр. 289).

**Периодический закон.** Внутренний смысл периодического закона, открытого Менделеевым, не был известен Менделееву и его современникам. Открытие строения атома и электронной оболочки выявили смысл периодического закона.

Из предыдущего ясно, что каждый новый период начинается тогда, когда в электронной оболочке атома появляется новый квантовый слой. Это случается при атомах: 3, 11, 19, 37, 55 и 87 и потому первый период состоит из двух атомов, второй — из 8, третий — из 8, четвертый — из 18, пятый — из 18 и шестой — из 32. Седьмой период не закончен. Число членов в периодах подчиняется эмпирическому закону, открытому Ридбергом еще в 1906 г. (см. стр. 138):

$$x = 2 \cdot n^2,$$

где  $x$  — число членов в периоде, а  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$



Таблица 57

Строение электронной оболочки у атомов седьмого периода периодической системы химических элементов Менделеева (звездочками обозначены радиоактивные типы; валентные электроны набраны курсивом)

Квантовые числа	n		3		4		5		6		7		Основной терм (валентный потенциал)						
	l	j	0	1	2	3	0	1	2	3	4	5		0	1	2	3	4	5
Спектроскопические символы	1s	2s. 2p	3s. 3p. 3d	4s. 4p. 4d. 4f	5s. 5p. 5d. 5f. 5g	6s. 6p. 6d. 6f. 6g. 6h	7s												
	Рентгеновские группы волы	K	L	M	N	O	P	Q											
Максимальное количество электронов		2	2. 6	2. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14. 18	2. 6. 10. 14. 18. 32	2											
	Ze	Символ химического типа																	
87		Vi*	2. 6. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14. 18	2. 6. 10. 14. 18. 32												
88	Ra*	2. 6. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14. 18	2. 6. 10. 14. 18. 32												
89	Ac*	2. 6. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14. 18	2. 6. 10. 14. 18. 32												
90	Th*	2. 6. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14. 18	2. 6. 10. 14. 18. 32												
91	Pa*	2. 6. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14. 18	2. 6. 10. 14. 18. 32												
92	U*	2. 6. 6. 10	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14	2. 6. 10. 14. 18	2. 6. 10. 14. 18. 32												

1. Другие авторы дают  $5D$  и  $5F$ .



Закон этот является отражением принципа Паули, который как мы видели (стр. 221), гласит, что *максимальное количество электронов, могущих образовать n-ый квантовый слой, равно номеру данного квантового слоя (главному квантовому числу), возвышенному в квадрат и умноженному на 2*

$$x_n = n^2 \cdot 2.$$

*Изотопами* оказываются атомы, у которых электронная оболочка архитектурно построена идентично.

**Примеры.** Все три изотопы хлора (см. табл. 27) имеют одну и ту же электронную оболочку—2; 2. 6; 2. 5.

Все 11 изотопов олова имеют оболочку—2; 2. 6. 10; 2. 6. 10; 2. 2.

Изотопы ксенона (9)—2; 2. 6; 2. 6. 10; 2. 6. 10; 2. 6 и т. д.

*Гомологами*, т. е. атомами, принадлежащими к одному и тому же химическому виду, обладающими одной и той же максимальной валентностью и близкими по химическим свойствам, оказываются те, у которых число валентных электронов (электронов наружного слоя, а иногда и слоя, соседнего с наружным) одинаково, число же внутренних слоев отличается на один и более.

**Примеры** (валентные электроны набраны курсивом).

*Ряд углерода:*

C —2; 2.2

Si —2; 2.6; 2.2

Ge —2; 2.6; 2.6.10; 2.2

Sn —2; 2.6; 2.6.10; 2.6.10; 2.2

Pb —2; 2.6; 2.6.10; 2.6.10.14; 2.6.10; 2.2

*Ряд оселеза:*

Fe —2; 2.6; 2.6.6; 2

Ru —2; 2.6; 2.6.10; 2.6.7; 1

Os —2; 2.6; 2.6.10; 2.6.10.14; 2.6.6; 2

Все *инертные газы* (кроме He) характеризуются тем, что у них наружный слой состоит из 2.6 электронов, т. е. у них наружная оболочка состоит из групп s и p ( $l=0$  и 1), *заполненных до конца*. Они составляют гомологический ряд.

*Гомологический ряд инертных газов:*

Ne —2; 2.6

Ar —2; 2.6; 2.6

Kr —2. 2.6; 2.6.10; 2.6

X —2; 2.6; 2.6.10; 2.6.10; 2.6

Em —2; 2.6; 2.6.10; 2.6.10.14; 2.6.10; 2.6

*Гелий* по своей инертности и по своим физическим свойствам относится к числу инертных газов, однако его электронная оболочка (вполне заполненная) состоит только из двух электронов.

Атомы инертных газов отличаются от других атомов не только своей химической инертностью, но еще и тем, что в состоянии простых веществ они *газообразны и молекулны*. Эту особенность лучше всего наблюдать в периодах: четвертом (K—Kr), пятом (Rb—X) и шестом (Cs—Em).

Идя по периоду сверху вниз, мы неизменно имеем атомы, образующие простые вещества *твердые*. Но как только наружная электронная оболочка получила состав 2.6, появляется *газ*. Очевидно, строение наружной электронной оболочки атома имеет связь с физическим состоянием простых веществ, образуемых атомом.



Это можно наблюдать и в первом, и во втором периодах, и в гомологических рядах. Атомы Li, Be, B, C, у которых наружный электронный слой состоит из 1, 2, 2. 1 и 2.2 электронов, образуют простые вещества *твердые* (при обычных условиях давления и температуры).

Атомы N, O, F, Ne, у которых валентный слой состоит из 2.3, 2.4, 2.5 и 2.6 электронов, образуют простые вещества *газы*.

Периодическая система химических элементов Менделеева как классификация атомов по их электронной оболочке. Теперь, когда известна сущность периодического закона, периодическая система химических элементов Менделеева, представляющая собой распределение химических элементов по периодам и гомологическим рядам, есть ничто иное, как *классификация атомов по строению их электронной оболочки*. И это должно быть выражено в таблице, являющейся графиком системы.

Старая эмпирически найденная форма таблицы (см. табл. 24, стр. 97), в которой неясно выделен первый период, сломаны большие периоды, не находят себе места атомы редких земель, наконец, в которой смысл т. н. элементов четных рядов и триад совершенно непонятен — должна быть оставлена.

Наиболее соответствующей является таблица формы Бора и Ю. Томсона, в которую нужно ввести еще состав тех электронных оболочек, которые определяют химический характер данного атомного типа. Тогда при взгляде на таблицу будет понятно, почему тот или другой атомный тип занимает в таблице именно данное место, а не другое и почему он обладает данными, а не другими свойствами.

В таблице 58, которая представляет собой модифицированную в указанном смысле таблицу Бора и Ю. Томсона, ясно выделены все периоды, отмечены те группы атомов, в которых достраиваются внутренние, незаполненные квантовые слои, ясно видны положение и особенности группы атомов редких земель, видна максимальная валентность, гомологические ряды и т. д. Эта таблица дает исчерпывающую картину разнообразия и подобия в строении электронной оболочки, а, следовательно, и классификацию атомов по строению их электронной оболочки. Так как физико-химические свойства атомов тесно связаны с строением их электронной оболочки, то таблица в то же время представляет классификацию типов атомов по их физико-химическим свойствам.

**1. По числу электронов в наружной оболочке атомы делятся на:**

1. *Металлы*. Число электронов в наружной оболочке 1—3; они образуют *только положительно заряженные ионы*.

2. *Неметаллы*.<sup>1</sup> Число электронов в наружной оболочке 4—7; они образуют *и положительно, и отрицательно заряженные ионы*.

3. *Инертные газы*. Число электронов в наружной оболочке 2 (гелий) или 2.6 (8) (остальные).

<sup>1</sup> Название „металлоиды“, как по существу неправильное, употреблять не следует.



Таблица 58

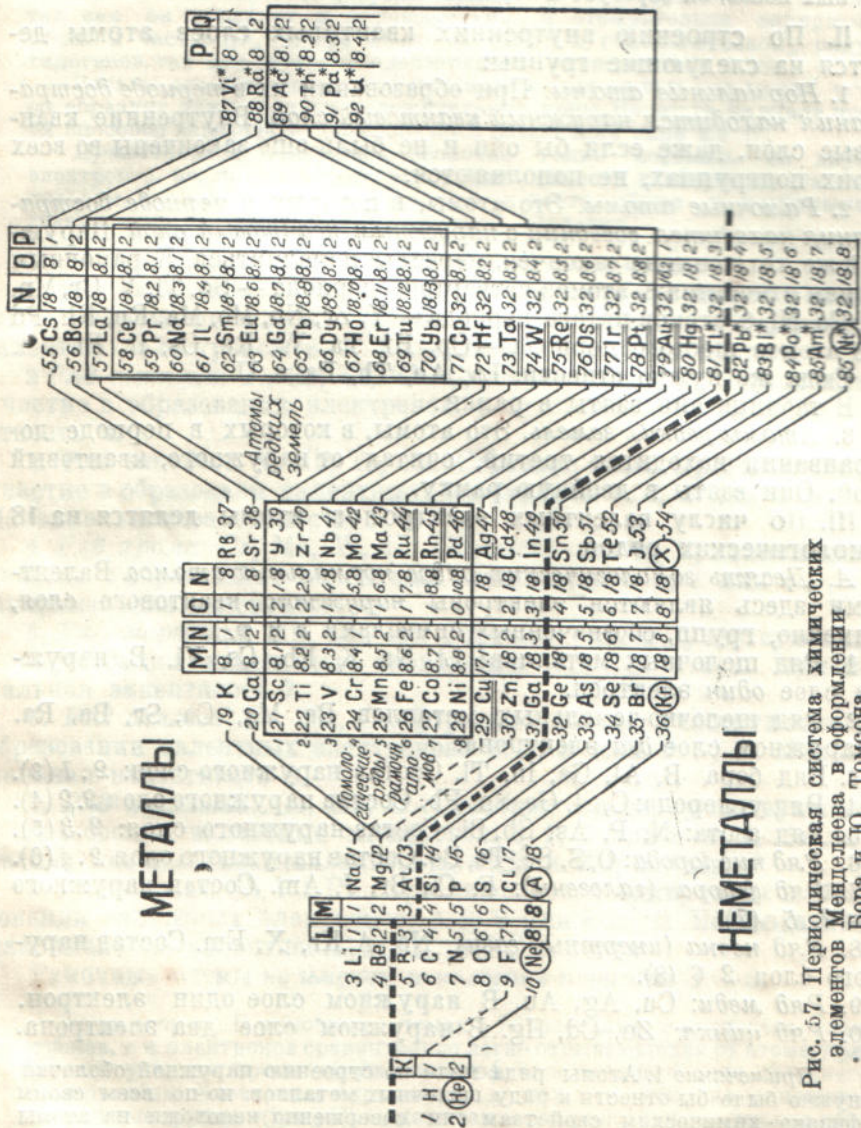


Рис. 57. Периодическая система химических элементов Менделеева в оформлении Бора и Ю. Томсона.



В обычных условиях они не образуют ни положительно, ни отрицательно заряженных ионов.

*Примечание.* Исключение представляет бор. Его наружный электронный слой состоит из 3 электронов, но, кроме положительно заряженных ионов, он образует и отрицательно заряженные ионы.

**II. По строению внутренних квантовых слоев атомы делятся на следующие группы:**

1. *Нормальные атомы.* При образовании их в периоде достраивания находится наружный квантовый слой. Внутренние квантовые слои, даже если бы они и не были еще закончены во всех своих подгруппах, не пополняются.

2. *Рамочные атомы.* Это атомы, в которых в периоде достраивания находится соседний с наружным квантовый слой. Наружный же, хотя он и не закончен, перестал пополняться. К рамочным атомам относятся 8 атомов четвертого периода — Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, 8 атомов пятого периода — Y, Zr, Nb, Mo, Ma, Ru, Rh, Pd и 8 атомов шестого периода — Cr, Hf, Ta, W, Re, Os, Ir, Pt.

Сюда же нужно отнести: La, Ac, Th, Pa и U.

В таблице они взяты в рамки.

3. *Атомы редких земель.* Это атомы, в которых в периоде достраивания находится третий, считая от наружного, квантовый слой. Они взяты в двойную рамку.

**III. По числу валентных электронов атомы делятся на 18 гомологических рядов.**

*A. Десять гомологических рядов нормальных атомов.* Валентными здесь являются электроны наружного квантового слоя, а именно, групп, обозначенных символами *s* и *p*.

1. Ряд щелочных металлов: Li, Na, K, Rb, Cs, Vi. В наружном слое один электрон.

2. Ряд щелочно-земельных металлов: Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra. В наружном слое два электрона.

3. Ряд бора B, Al, Ga, In, Tl. Состав наружного слоя: 2.1 (3).

4. Ряд углерода: C, Si, Ge, Sn, Pb. Состав наружного слоя 2.2 (4).

5. Ряд азота: N, P, As, Sb, Bi. Состав наружного слоя: 2.3 (5).

6. Ряд кислорода: O, S, Se, Te, Po. Состав наружного слоя 2.4 (6).

7. Ряд фтора (галогены): F, Cl, Br, J, Am. Состав наружного слоя 2.5 (7).

8. Ряд неона (инертные газы): Ne, A, Kr, X, Em. Состав наружного слоя 2.6 (8).

9. Ряд меди: Cu, Ag, Au. В наружном слое один электрон.

10. Ряд цинка: Zn, Cd, Hg. В наружном слое два электрона.

*Примечание 1.* Атомы ряда меди по строению наружной оболочки нужно было бы отнести к ряду щелочных металлов, но по всем своим физико-химическим свойствам они совершенно непохожи на атомы ряда щелочных металлов и их нужно выделить в особый ряд, переходный от рамочных атомов к нормальным. У атомов Cu и Au валентные электроны дает не только наружный, но и соседний с наружным, электронный слой (характерная особенность рамочных атомов).

*Примечание 2.* Атомы ряда цинка по строению электронной оболочки нужно было бы отнести к ряду щелочно-земельных металлов, но



и здесь свойства как простых веществ, образуемых атомами, так и их соединений с другими атомами настолько отличны от атомов ряда щелочно-земельных металлов, что их нужно выделить в особый гомологический ряд.

*Примечание 3.* Атом водорода нужно отнести к группе неметаллов, так как он образует и положительно, и отрицательно заряженные ионы; в частности, ближе всего он стоит к гомологическому ряду галогенов, так как образует однозарядные отрицательно ионы.

Раньше его относили к щелочным металлам на том основании, что он образует однозарядные положительные ионы. Но тогда не знали, что он способен образовать солеобразные соединения типа  $Me^+H^-$ .

*Примечание 4.* Наружная оболочка гелия состоит из двух электронов, но, по свойствам, его нужно отнести к инертным газам; впрочем, в своей структуре он имеет и нечто общее с инертными газами — это замкнутость его наружной оболочки.

*В. Восемь гомологических рядов рамочных атомов.*

1. Ряд скандия: Sc, Y, La, Ce, Ac. Строение наружного и соседнего с наружным слоев, принимающих участие в образовании валентных электронов: 8.1; 2. Максимальная валентность 3.

2 Ряд титана: Ti, Zr, Hf, Th. Строение слоев, принимающих участие в образовании электронов: 8.2; 2. Максимальная валентность 4.

3. Ряд ванадия: V, Nb, Ta, Pa. Строение слоев, принимающих участие в образовании валентных электронов: 8.3; 2 или 8.4; 1. Максимальная валентность 5.

4 Ряд хрома: Cr, Mo, W, U. Строение слоев, принимающих участие в образовании валентных электронов: 8.5; 1 или 8.4; 2. Максимальная валентность 6.

5. Ряд марганца: Mn, Ma, Re. Строение слоев, участвующих в образовании валентных электронов: 8.5; 2 и 8.6; 1. Максимальная валентность 7.

6. Ряд железа: Fe, Rn, Os. Строение слоев, участвующих в образовании валентных электронов: 8.6; 2 или 8.7; 1. Максимальная валентность 8.

7. Ряд кобальта: Co, Rh, Ir. Строение слоев, участвующих в образовании валентных электронов: 8.7; 2 или 8.8; 1. Наблюдаемая максимальная валентность 4 (Co и Rh) и 6 (Ir).

8. Ряд никеля: Ni, Pd, Pt. Строение слоев, участвующих в образовании валентных электронов: 8.8; 2 или 8.10; 0. Наблюдаемая максимальная валентность 3 (Ni), 4 (Pd) и 6 (Pt).

Рамочные атомы не имеют гомологов в периодах 1—3.

*Примечание.* В рамочных атомах в образовании валентных электронов, т. е. электронов сравнительно легко отрывающихся от атома, принимает участие, кроме наружного слоя, еще группа  $d$  слоя, соседнего с наружным. Электроны отрываются до тех пор, пока не обнажатся замкнутые группы  $s(2)$  и  $p(6)$ . Однако так дело происходит до тех пор, пока слой  $d$  состоит из 1—6 (7) электронов; когда же слой  $d$  состоит из 7, 8 и 10 электронов, наблюдается отрыв только 2, 3, максимум, 4 электронов. Повидимому это происходит потому, что чем больше электронов в том слое, откуда отрываются электроны, тем труднее происходит отрыв их и возможно, что при действии очень энергичных реактивов удастся оторвать все электроны слоя  $d$ , т. е. ожидаемая максимальная



Периодическая система химических элементов Менделеева (1932 г.)<sup>1</sup>

Номер периода и число элементов	Группа I		Группа II		Группа III		Группа IV		Группа V		Группа VI		Группа VII		Группа VIII	
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b
I 2=2,1 <sup>2</sup>	1 H 1,0078		4 He 4,002		5 B 10,82	6 C 12,00	7 N 14,008	8 O 16,0000	9 F 19,00	10 Ne 20,18						
II 8=2,2 <sup>2</sup>	3 Li 6,940		12 Mg 24,32		13 Al 26,97	14 Si 28,06	15 P 31,02	16 S 32,06	17 Cl 35,457	18 Ar 39,94						
III 8=2,2 <sup>2</sup>	11 Na 22,997		20 Ca 40,07		21 Sc 45,10	22 Ti 47,90	23 V 50,95	24 Cr 52,01	25 Mn 54,93	26 Fe 55,84	27 Co 58,94	28 Ni 58,69				
IV 18=2,3 <sup>2</sup>	19 K 39,104	29 Cu 63,57	30 Zn 65,38		31 Ga 69,72	32 Ge 72,60	33 As 74,93	34 Se 79,2	35 Br 79,916	36 Kr 82,9						
V 18=2,3 <sup>2</sup>	37 Rb 85,45	47 Ag 107,880	38 Sr 87,63	48 Cd 112,41	39 Y 88,93	40 Zr 91,22	41 Nb 93,5	42 Mo 96,0	43 Ma —	44 Ru 101,7	45 Rh 102,9	46 Pd 106,7				
VI 32=2,4 <sup>2</sup>	55 Cs 132,81	79 Au 197,2	56 Ba 137,36	80 Hg 200,61	57 La 138,90	72 Hf 178,6	51 Sb 121,76	52 Te 127,5	53 J 126,93	74 W 184,0	75 Re 186,31	76 Os 190,9	77 Ir 193,1	78 Pt 195,23	86 Em (222)	
VII	87—		88 Ra 225,97	89 Ac (227)	редкие земли	90 Th 232,12	91 Pa (231)	92 U 238,14								
86 Ce 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27	61 II —	62 Sm 150,43	63 Eu 152,0	64 Gd 157,3	65 Tb 159,2	66 Dy 162,46	67 Ho 163,5	68 Er 167,64	69 Tu 169,4	70 Yb 173,5	71 Gp 175,0			

<sup>1</sup> Chemiker Kalender Biedermann-Roth, 1932 г.



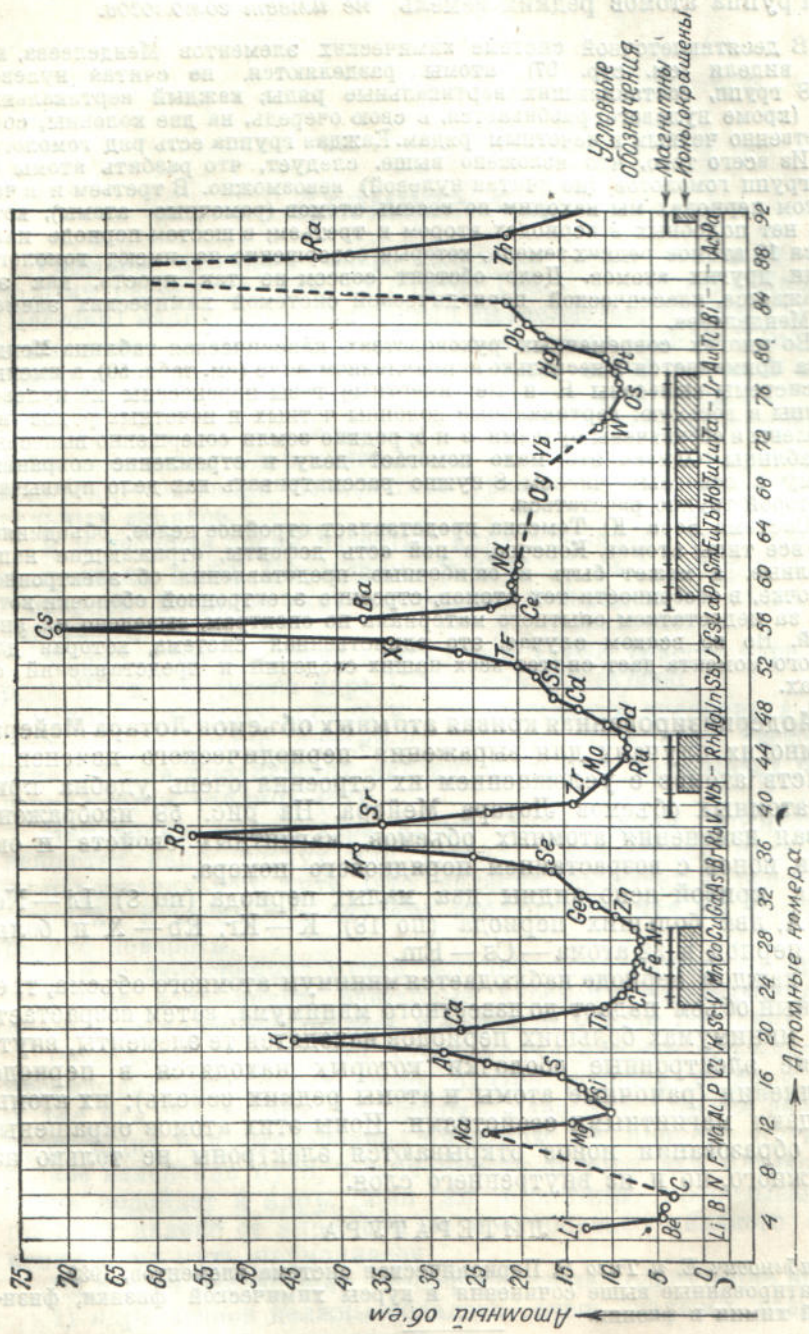


Рис. 58. Зависимость атомного объема, магнитности и окраски ионов от атомного номера (заряда ядра) и строения электронной оболочки.



валентность атомов ряда кобальта, по аналогии с атомами рядов Sc — Fe, должна быть 9, а атомов ряда никеля — 10.

Группа атомов редких земель *не имеет гомологов.*

В десятиклеточной системе химических элементов Менделеева, как мы видели (см. стр. 97), атомы разделяются, не считая нулевой, на 8 групп, составляющих вертикальные ряды; каждый вертикальный ряд (кроме нулевого) разбивается, в свою очередь, на две колонны, соответственно четным и нечетным рядам. Каждая группа есть ряд гомологов.

Из всего того, что изложено выше, следует, что разбить атомы на 8·2 групп гомологов (не считая нулевой) невозможно. В третьем и в четвертом периодах мы находим по восемь атомов (рачочные атомы), которым нет подобных в периодах втором и третьем; в шестом периоде находится 13 атомов редких земель, которые совершенно не имеют гомологов среди других атомов. Дело обстоит совсем не так просто, как это выражается, классической периодической системой химических элементов Менделеева.

Во многих современных руководствах классическая таблица Менделеева применяется в несколько исправленном виде (см. табл. 59), а именно, из системы вынесены H и He; инертные газы перенесены из нулевой группы в восьмую; вертикальные колонны четных и нечетных рядов исправлены и обозначены буквами *a* и *b*; редкие земли совершенно вынесены из таблицы. Однако это мало помогает делу и стремление сохранить форму с основным числом 8 нужно рассматривать как дело привычки, с которой трудно расстаться.

Система Бора - Ю. Томсона представляет стройное целое, объединяющее все типы атомов. Конечно, в ней есть дефекты, отражающие наши неполные, а может быть и ошибочные представления об электронной оболочке, в особенности тех атомов, строение электронной оболочки которых, за недостатком опытного материала по спектрам, выведено из аналогий. Но во всяком случае, это единственная система, которая для данного момента дает синтез всех наших сведений и представлений об атомах.

**Модернизированная кривая атомных объемов Лотара Мейера.** Во многих случаях для выражения периодического изменения свойств атомов с усложнением их строения очень удобна кривая атомных объемов Лотара Мейера. На рис. 58 изображена кривая изменения атомных объемов, магнитных свойств и окраски ионов с возрастанием порядкового номера.

На кривой ясно видны два малых периода (по 8) Li — Ne, Na — Ar, два больших периода (по 18) K — Kr, Rb — X и большой период в 32 атома — Cs — Em.

В каждом периоде наблюдается минимум атомного объема, т. е. атомный объем падает до известного минимума, затем возрастает.

В минимумах больших периодов находятся те элементы, внутренние электронные оболочки которых находятся в периоде заполнения (рачочные атомы и атомы редких земель); их атомы обладают магнитными свойствами. Ионы этих атомов окрашены. При образовании ионов открываются электроны не только из наружного, но и из внутреннего слоя.

## ЛИТЕРАТУРА

Рабинович Е. и Тило Э, Периодическая система элементов, 1933.  
Цитированные выше сочинения и курсы химической физики, физической химии и физики.



## Атомное ядро

**Размеры атомных ядер.** Атомные ядра обладают очень малыми размерами. Так, из опытов Гейгера (Geiger) и Марсдена (Marsden) на рассеянии  $\alpha$ -частиц вычисляется, что радиус ядра меди равен  $1 \cdot 10^{-12}$  см; радиус ядра золота  $3,8 \cdot 10^{-12}$  см; ядро гелия, по Дарвину (Darvin), представляет собой плоский эллипсоид вращения, малая ось которого равна  $4 \cdot 10^{-13}$  см.

**Характеристика атомного ядра.** Ядро характеризуется зарядом и массой. Заряд ядер изменяется в пределах: 1 (ядра атомов типа водорода)—92 (ядра атомов типа урана) элементарных положительных зарядов.

В настоящее время известны ядра с зарядами всех значений в пределах 1—92. Последними (в 1932 г.) были открыты: ядра с зарядом 85 (ядра типа *алабамия*) и зарядом 87 (ядра типа *виргиния*).

Массы ядер меняются в пределах 1,0076 (масса ядра водорода  $H^1$ ) и 238 (масса ядра  $U^{238}$ ), если  $O = 16,0000$ .

Ядра, у которых заряды имеют одинаковое значение, а массы разные, называются *ядрами-изотопами*. Насколько часто и в какой форме проявляется явление изотопии показывает приведенная выше таблица (27).

**Измерение заряда ядра атома.** Если  $\alpha$ -лучи пронизывают вещество, напр., воздух или металл, наблюдаются отклонения от первоначального пути (это явление называется рассеянием  $\alpha$ -лучей). В отдельных случаях наблюдаются как бы внезапные, резкие повороты.

Так, в фотограммах путей  $\alpha$ -лучей, полученных по способу Вильсона, ясно видны внезапные перемены направления, как будто  $\alpha$ -частица столкнулась с какой-то массой (рис. 59).

Резерфорд (1911 г.) эти явления объяснил тем, что  $\alpha$ -частицы, пронизывая атом, могут очень близко подойти к ядру атома и, так как заряд ядра и частицы — одного и того же знака, то происходит или отклонение  $\alpha$ -частицы от прямого пути или резкое изменение пути, в зависимости от того, как близко  $\alpha$ -частица подойдет к ядру. Если же  $\alpha$ -частицы, пронизывая атом, пройдут далеко от ядра, они не претерпевают никакого отклонения и их путь прямолинеен.

Из своего наблюдения Резерфорд сделал следующие выводы:

1) ядра атомов должны обладать очень малыми размерами сравнительно с объемом атома;



2) при столкновении ядра с  $\alpha$ -частицей проявляются громадные силы.

Им найдена формула, по которой из отклонения, испытываемого  $\alpha$ -частицей, можно вычислить заряд ядра. При этом Резерфорд принимал, что между ядром, которое он считал за точку, и  $\alpha$ -частицей действуют только электростатические силы

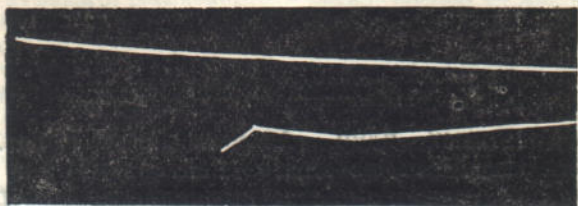


Рис. 59. Фотограмма столкновений  $\alpha$ -частицы с ядром атома.

отталкивания, подчиняющиеся закону Кулона. Рис. 60 уясняет картину, которая служила Резерфорду базисом для расчета.

Формула Резерфорда дает возможность вычислить угол отклонения  $\alpha$ -лучей, если известен заряд ядра, и, наоборот — заряд ядра, если известен угол отклонения.

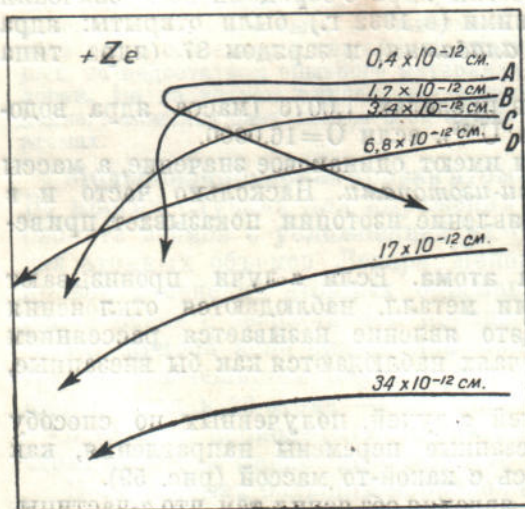


Рис. 60. Отклонение  $\alpha$ -лучей ядром атома с зарядом  $Ze$ . (Числа  $34 \cdot 10^{-12}$  см,  $17 \cdot 10^{-12}$  см. . . . суть расстояния пути частицы от ядра по вертикали).

положительный). Заряд ядра равен порядковому номеру.

То положение, что заряд ядра равен порядковому номеру  $Z$ , определенному Мозли (Moseley) по рентгеновским спектрам (см. стр. 132), впервые было высказано ван-дер-Вреком (Van der Bröck) в 1913 г. и затем подтверждено прямыми определениями методом рассеяния  $\alpha$ -лучей (Резерфорд и его сотрудники).

Формула Резерфорда была подтверждена в полной мере тщательными опытами Гейгера (Geiger) и Марсдена (Marsden) и Чадвиком (Chadwick). Так, для платины ими найдено:  $Ze = 74,4e$ , вместо  $78e$ ; для серебра  $Ze = 46,3e$ , вместо  $47e$ ; для меди  $Ze = 29,3e$ , вместо  $29e$ .

Итак, в списке химических типов атомов положительный заряд ядра растет от  $+1$  до  $+92$  без перерыва.

В периодической системе химических элементов ядро каждого предыдущего члена отличается от последующего на один элементарный заряд (по-



Заряд ядра вычисляется также непосредственно из волнового числа рентгеновских спектров по уравнению (111):

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 (Z - b)^2 \left( \frac{1}{n_{\text{вн}}^2} - \frac{1}{n_{\text{вн}}^2} \right) \text{см}^{-1},$$

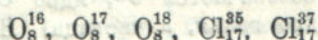
где  $b$  — коэффициент заслона для данной серии.

**Массовые номера.** Из того факта, что массы изотопов очень близки к целым числам, а также из того, что, как увидим далее, при трансмутации из ядра выбрасываются ядра водорода, заключили, что ядра атомов представляют сочетание целого числа ядер водорода, называемых протонами. Число, указывающее, из скольких протонов сложено данное ядро, назвали массовым номером ядра.

Правильнее было бы назвать это число числом Проута, так как впервые Проутом было высказано предположение о сложении всех атомов из атома водорода. Гипотеза Проута, когда, после тщательного определения атомных весов, выяснилось, что атомные веса, как мы видели (стр. 90), не суть кратные по водороду, была отвергнута. Но это объясняется, во первых, тем, что не были еще открыты изотопы, во вторых — что совершенно неправильно предполагали, что при сложении атомов из водорода не должно происходить ни потери в массе, ни привеса.

Таким образом, каждое ядро характеризуется двумя числами: порядковым номером (зарядом ядра) и массовым номером (числом протонов, содержащихся в ядре.)

Оба числа пишутся как индексы при символе типа; напр.,



и т. д.

Не следует массовый номер смешивать с массой ядра. Так, масса ядра  $\text{O}_8^{16}$  есть 15,9914 ( $\text{He}=4,0000$ ); масса ядра  $\text{O}_8^{18}$  — 17,981. Масса ядра  $\text{Cl}_{17}^{35}$  — 34,964, масса ядра  $\text{Cl}_{17}^{37}$  — 36,960 ( $\text{He}=4,0000$ ) и т. д. Обычно при определении массы ядер считают более удобным принимать  $\text{He}=4,0000$ .

В понятии массового номера заключается гипотеза о том, что ядро сложено из протонов и электронов. Так как массы электронов очень малы, то принимали, что масса нейтрального атома практически равна массе протонов, образующих данное ядро.

В последнее время выяснилось, что электронов в ядре не может быть и потому были выдвинуты две новые гипотезы: 1) что ядро составлено из протонов и нейтронов и 2) что протон есть сочетание нейтрона с позитроном (позитрон есть электрон с положительным зарядом).

В первом случае атомное ядро должно быть составлено из нейтронов и протонов, во втором — из нейтронов и позитронов. Так как массы нейтрона и протона очень близки, то массовый номер будет представлять сумму протонов и нейтронов, или число нейтронов, образующих данное ядро. Нейтрон есть частица, не имеющая заряда. Массу нейтрона Чадвик считает близкой 1,006 ( $\text{He}=4$ ), Жольо — 1,012.



Напр., состав ядра  $O_8^{16}$  — 8 протонов и 8 нейтронов или 16 нейтронов и 8 позитронов; состав ядра  $Sn_{50}^{112}$  — 50 протонов и 62 нейтрона или 112 нейтронов и 50 позитронов.

Очевидно, если считать состав ядра состоящим из протонов и нейтронов, *порядковый номер равен числу протонов, массовый номер — сумме протонов и нейтронов*; если же принять, что протон состоит из нейтронов и позитронов, то *порядковый номер равен числу позитронов, а массовый номер — числу нейтронов*.

**Новая символика.** То обстоятельство, что атомные ядра составлены из одних и тех же элементарных единиц и могут быть вполне характеризованы двумя числами, побудило Гаррисона (Harisson, 1934 г.) выступить с предложением обозначать ядра при помощи двух символов: символа  $A$ , обозначающего *массовый номер*, и символа  $N$  — *порядковый номер*.

Напр., ядро  $O_8^{16}$  обозначается  $A_{16}N_8$ ; ядро  $Cl_{17}^{35}$  —  $A_{35}N_{17}$ ; ядро  $H_1^1$  —  $A_1N_1$  и т. д. Нейтрон по этой системе обозначается  $A_1N_0$ ; электрон  $A_0N_{-1}$ .

Предложение вполне правильное и своевременное; однако, сейчас же бросается в глаза, что символы  $A$  и  $N$  излишни. Здесь существенны числа, а потому обозначения ядер можно составлять непосредственно из двух чисел, если условиться, что, напр., первое число обозначает *порядковый номер* (заряд ядра), второе — *массовый номер*.

**Примеры.** Ядро  $O_8^{16}$  обозначается  $8^{16}$ ; ядро  $Cl_{17}^{35}$  —  $17^{35}$ ; ядро  $Ag_{47}^{107}$  —  $47^{107}$  и т. д.; *гелион* (ядро гелия,  $\alpha$ -частица)  $He_2^4$  —  $2^4$ , *протон*  $1^1$ , *нейтрон*  $0^1$ , *электрон* —  $1^0$ , *позитрон*  $+1^0$ .

Система эта очень удобна, как увидим ниже, для выражения уравнениями ядерных реакций, когда необходимо вводить в расчет и заряды ядер.

Она использована нами в таблице ядер (60).

**Что такое химический элемент.** Вопрос о том, что мы называем химическим элементом, сильно усложнился с открытием изотопов. Было даже предложение химическим элементом называть *плеяду изотопов*. Это неправильно — каждый изотоп есть химический элемент.

С открытием строения атомов, очевидно, под *химическим элементом* нужно понимать *ядро*. Пока ядро цело, мы имеем химический элемент, независимо от того, цела ли его электронная оболочка, нарушена или ее совсем нет.

Так, *натрием* мы называем и нейтральный атом натрия (символ Na), и его ион (символ Na) и его ядро [символ  $Na_{11}^{23}$ ]. Мы говорим „хлористый натрий“, хотя в поваренной соли находится ион натрия. Мы говорим „ядро гелия“, хотя от гелия осталось только ядро без электронной оболочки.

Очевидно, с открытием приемов разделения изотопов старые символы (H, O, Cl, Ag и т. д.) уже недостаточны. Ведь каждый такой символ обнимает целую плеяду атомов, отличающихся друг от друга своим массовым номером и массой. Поэтому в формулах при символах нужно помещать, по крайней мере, массовый номер атома. Напр., с разделением воды на



Таблица 60

## Обзор атомных ядер

Ядра расположены в порядке возрастания заряда ядра. Массы ядер даны в системе  $He=4,0000$ . Ядра, не имеющие изотопов, набраны жирным шрифтом. Ядра, образующие изобары, набраны курсивом. Радиоактивные ядра помечены звездочкой. В скобки взяты ядра, недостаточно твердо установленные

Название	Символ ядра	Масса ядра	Название	Символ ядра	Масса ядра
Нейтрон $n$ . . . . .	$0^1$	1,0065 (1,012)	19. Калий K . . . . .	$19^{39}$ $19^{41*}$	—
Электрон $e^-$ . . . . .	$-1^0$	0,0054	20. Кальций Ca . . . . .	$20^{40}$ $20^{44}$	—
Позитрон $e^+$ . . . . .	$+1^0$	0,0054	21. Скандий Sc . . . . .	$21^{45}$	—
1. Водород H			22. Титан Ti . . . . .	$22^{48}$ ( $22^{50}$ )	—
а) протон . . . . .	$1^1$	1,0073	23. Ванадий V . . . . .	$23^{51}$	—
б) дейтон . . . . .	$1^2$	—	24. Хром Cr . . . . .	$24^{50}$ $24^{52}$ $24^{53}$ $24^{54}$	51,920
в) гизон . . . . .	$3^3$	—	25. Марганец Mn . . . . .	$25^{55}$	—
2. Гелий He (гелион) {	$2^{(2)}$ $2^4$	4,0000	26. Железо Fe . . . . .	$26^{54}$ $26^{56}$	—
3. Литий Li . . . . .	$3^6$ $3^7$	6,009 7,008	27. Кобальт Co . . . . .	$27^{59}$	—
4. Бериллий Be . . . . .	$4^8$ $4^9$	—	28. Никель Ni . . . . .	$28^{58}$ $28^{60}$	57,911
5. Бор B . . . . .	$5^{10}$ $5^{11}$	10,008 11,005	29. Медь Cu . . . . .	$29^{63}$ $29^{65}$	—
6. Углерод C . . . . .	$6^{12}$ $6^{13}$	11,9971 12,87		$30^{64}$ $30^{65}$ $30^{66}$ $30^{67}$ $30^{68}$ $30^{69}$ $30^{70}$	63,903
7. Азот N . . . . .	$7^{14}$ $7^{15}$	14,000 —	30. Цинк Zn . . . . .	$30^{63}$ $30^{65}$ $30^{66}$ $30^{67}$ $30^{68}$ $30^{69}$ $30^{70}$	—
8. Кислород O . . . . .	$8^{16}$ $8^{17}$ $8^{18}$	15,9914 — (17,981)	31. Галлий Ga . . . . .	$31^{69}$ $31^{71}$ $32^{70}$ $32^{71}$ $32^{72}$ $32^{73}$ $32^{74}$ $32^{75}$ $32^{76}$ $32^{77}$	—
9. Фтор F . . . . .	$9^{19}$	18,990	32. Германий Ge . . . . .	$32^{73}$ $32^{74}$ $32^{75}$ $32^{76}$ $32^{77}$	—
10. Неон Ne . . . . .	$10^{20}$ $10^{21}$ $10^{22}$	— — 21,993	33. Мышьяк As . . . . .	$33^{75}$ $34^{74}$ $34^{76}$ $34^{77}$ $4^{78}$ $34^{80}$ $34^{82}$	74,894
11. Натрий Na . . . . .	$11^{23}$ $12^{24}$ $12^{25}$ $12^{26}$	— — — —	34. Селен Se . . . . .	—	—
12. Магний Mg . . . . .	$12^{27}$ $14^{28}$ $14^{29}$ $14^{30}$	— — — —			
13. Алюминий Al . . . . .	$13^{27}$ $14^{28}$ $14^{29}$ $14^{30}$	— — — —			
14. Кремний Si . . . . .	$13^{27}$ $14^{28}$ $14^{29}$ $14^{30}$	— — — —			
15. Фосфор P . . . . .	$15^{31}$ $16^{32}$ $16^{33}$ $16^{34}$	30,966 — — —			
16. Сера S . . . . .	$17^{35}$ $17^{37}$ $17^{39}$ $18^{36}$ $18^{40}$	34,964 36,960 — 35,957 39,949			
17. Хлор Cl . . . . .	$17^{37}$ $17^{39}$ $18^{36}$ $18^{40}$	— — 35,957 39,949			
18. Аргон A . . . . .	$18^{36}$ $18^{40}$	35,957 39,949			



Название	Символ ядра	Масса ядра	Название	Символ ядра	Масса ядра
35. Бром Br . . . .	35 <sup>79</sup>	78,886	50. Олово Sn . . . .	50 <sup>122</sup>	121,845
	35 <sup>81</sup>	80,882		50 <sup>124</sup>	123,842
	36 <sup>78</sup>	77,884		51 <sup>121</sup>	—
36. Криптон Kr . . . .	36 <sup>80</sup>	79,883	51. Сурьма Sb . . . .	51 <sup>123</sup>	—
	36 <sup>82</sup>	81,883		52 <sup>122</sup>	—
	36 <sup>83</sup>	82,882	52 <sup>123</sup>	—	
	36 <sup>84</sup>	83,883	52 <sup>124</sup>	—	
	36 <sup>86</sup>	85,883	52 <sup>125</sup>	—	
37. Рубидий Rb . . . .	37 <sup>85*</sup>	—	52. Теллур Te . . . .	52 <sup>126</sup>	—
	37 <sup>87</sup>	—		(52 <sup>127</sup> )	—
38. Стронций Sr . . . .	38 <sup>86</sup>	—	52 <sup>128</sup>	—	
	38 <sup>87</sup>	—	52 <sup>130</sup>	—	
	38 <sup>88</sup>	—	53. Иод J . . . . .	53 <sup>127</sup>	126,864
39. Итрий Y . . . . .	39 <sup>89</sup>	—		54 <sup>124</sup>	123,867
	40 <sup>90</sup>	—		54 <sup>126</sup>	125,865
	40 <sup>92</sup>	—	54 <sup>128</sup>	127,863	
40. Цирконий Zr . . . .	40 <sup>94</sup>	—	54 <sup>129</sup>	—	
	(40 <sup>96</sup> )	—	54. Ксенон X . . . . .	54 <sup>130</sup>	129,861
41. Ниобий Nb . . . . .	41 <sup>93</sup>	—		54 <sup>131</sup>	130,860
	42 <sup>92</sup>	—		54 <sup>132</sup>	131,859
	42 <sup>94</sup>	—		54 <sup>134</sup>	133,857
	42 <sup>95</sup>	—	54 <sup>136</sup>	135,855	
42. Молибден Mo . . . .	42 <sup>96</sup>	—	55. Цезий Cs . . . . .	55 <sup>133</sup>	—
	42 <sup>97</sup>	—		56 <sup>135</sup>	—
	42 <sup>98</sup>	97,892	56. Барий Ba . . . . .	56 <sup>136</sup>	—
	42 <sup>100</sup>	99,891		56 <sup>137</sup>	—
	43 <sup>96</sup>	—		56 <sup>138</sup>	—
43. Рутений Ru . . . . .	(43 <sup>98</sup> )	—	57. Лантан La . . . . .	57 <sup>139</sup>	—
	43 <sup>99</sup>	—		58 <sup>140</sup>	—
	43 <sup>100</sup>	—	58. Церий Ce . . . . .	58 <sup>142</sup>	—
	43 <sup>101</sup>	—		59. Празеодимий Pr . . . .	59 <sup>141</sup>
43 <sup>102</sup>	—	60. Неодимий Nd . . . . .	60 <sup>142</sup>		—
43 <sup>104</sup>	—		60 <sup>144</sup>	—	
47. Серебро Ag . . . . .	47 <sup>107</sup>		—	(60 <sup>145</sup> )	—
	47 <sup>109</sup>	—	6 <sup>146</sup>	—	
	48 <sup>110</sup>	—	73. Тантал Ta . . . . .	73 <sup>181</sup>	—
48 <sup>111</sup>	—	74 <sup>182</sup>		—	
48. Кадмий Cd . . . . .	48 <sup>112</sup>	—	74. Вельфрам W . . . . .	74 <sup>183</sup>	—
	48 <sup>113</sup>	—		74 <sup>184</sup>	—
	48 <sup>114</sup>	—	74 <sup>186</sup>	—	
	48 <sup>116</sup>	—	75. Рений Re . . . . .	75 <sup>185</sup>	—
49. Индий In . . . . .	49 <sup>115</sup>	114,854		75 <sup>187</sup>	—
	50 <sup>112</sup>	111,858	76. Осмий Os . . . . .	76 <sup>186</sup>	—
	50 <sup>114</sup>	113,856		76 <sup>187</sup>	—
	50 <sup>115</sup>	114,85		76 <sup>188</sup>	—
	50 <sup>116</sup>	115,852	76. Осмий Os . . . . .	76 <sup>189</sup>	—
50 <sup>117</sup>	116,853	76 <sup>190</sup>		—	
50 <sup>118</sup>	117,850	76 <sup>192</sup>		—	
50 <sup>119</sup>	118,849	80. Ртуть Hg . . . . .		80 <sup>196</sup>	195,910
50 <sup>120</sup>	119,847		80 <sup>198</sup>	197,909	
50. Олово Sn . . . . .	50 <sup>121</sup>	120,846			



Название	Сим-вол ядра	Масса ядра	Название	Сим-вол ядра	Масса ядра	
80. Ртуть Hg . . .	80 <sup>199</sup>	198,909	84. Полоний Po .	84 <sup>210*</sup>	—	
	80 <sup>200</sup>	199,908		84 <sup>211*</sup>	—	
	80 <sup>201</sup>	200,908		84 <sup>212*</sup>	—	
	80 <sup>202</sup>	201,907		84 <sup>214*</sup>	—	
	80 <sup>204</sup>	203,906		84 <sup>215*</sup>	—	
81. Таллий Tl . . .	81 <sup>203</sup>	—	84 <sup>216*</sup>	—		
	81 <sup>205</sup>	—	84 <sup>218*</sup>	—		
	81 <sup>207*</sup>	—	86 <sup>219*</sup>	—		
	81 <sup>208*</sup>	—	86 <sup>220*</sup>	—		
	81 <sup>210*</sup>	—	86 <sup>222*</sup>	—		
82. Свинец Pb . . .	(82 <sup>204</sup> )	—	88 <sup>223*</sup>	—		
	82 <sup>204</sup>	—	88 <sup>224*</sup>	—		
	(82 <sup>205</sup> )	—	88 <sup>226*</sup>	—		
	82 <sup>204</sup>	205,905	88 <sup>228*</sup>	—		
	82 <sup>207</sup>	206,905	89 <sup>227*</sup>	—		
83. Висмут Bi . . .	82 <sup>208</sup>	207,905	89 <sup>228*</sup>	—		
	(82 <sup>209</sup> )	—	90 <sup>227*</sup>	—		
	(82 <sup>210</sup> )*	—	90 <sup>228*</sup>	—		
	82 <sup>211*</sup>	—	90 <sup>230*</sup>	—		
	82 <sup>212*</sup>	—	90 <sup>232*</sup>	—		
88. Радий Ra . . .	82 <sup>214*</sup>	—	90 <sup>234*</sup>	—		
	83 <sup>209</sup>	—	91 <sup>231*</sup>	—		
	83 <sup>210*</sup>	—	91 <sup>234*</sup>	—		
	83 <sup>211*</sup>	—	92 <sup>234*</sup>	—		
	83 <sup>212*</sup>	—	92 <sup>238*</sup>	—		
89. Актиний Ac .	83 <sup>214*</sup>	—	90. Торий Th . . .	92 <sup>238*</sup>	—	
	89 <sup>227*</sup>	—		91. Протоактиний	—	
	89 <sup>228*</sup>	—		Ра . . . . .	—	
	90 <sup>227*</sup>	—		92. Уран U . . . . .	92 <sup>234*</sup>	—
	90 <sup>228*</sup>	—			92 <sup>238*</sup>	—

легкую и тяжелую, формулу легкой воды нужно писать  $[H^1]_2O$ , а формулу тяжелой —  $[H^2]_2O$ . Но и эти формулы приемлемы до тех пор, пока практика позволяет игнорировать изотопы:  $O^{16}$ ,  $O^{17}$ ,  $O^{18}$ . В действительности же должны существовать 9 индивидуумов типа воды  $H_2O$ , именно  $[H^1]_2O^{16}$ ,  $[H^1]_2O^{17}$ ,  $[H^1]_2O^{18}$ ,  $[H^2]_2O^{16}$ ,  $[H^2]_2O^{17}$ ,  $[H^2]_2O^{18}$ ,  $[H^1H^2]O^{16}$ ,  $[H^1H^2]O^{17}$ ,  $[H^1H^2]O^{18}$ .

Для обычных уравнений, в которых ядро не принимает участия, достаточны эти формулы. Если же в реакции принимает участие и ядро (а современная химия уже подходит к этому), эти формулы явно недостаточны и их нужно заменить более совершенными, как  $[H^1]_2O_8^{16}$ .

Новая символика, которая отмечает и заряд ядра, и его массовый номер, вполне удовлетворяет тем требованиям, которые к химической формуле предъявляет современное развитие химии. Так, формулы типа воды таковы:  $[1^1]_28^{16}$ ,  $[1^1]_28^{17}$ ,  $[1^1]_28^{18}$ ,  $[1^2]_28^{16}$ ,  $[1^2]_28^{17}$ ,  $[1^2]_28^{18}$ .

*Примечание.* Против цифровой символики можно выдвинуть возражение, что цифры запомнить труднее, чем символы; однако это не так. Достаточно запомнить цифры первого и второго периодов; остальные цифры легко выводятся, если принять во внимание, что разница между порядковыми номерами гомологов равна 8, 18 и 32; напр., порядковый номер лития — 3; порядковый номер натрия  $3+8=11$ ; калия  $11+8=19$ ; рубидия  $19+18=37$ ; цезия  $37+18=55$ . Порядковый номер кислорода — 8; серы  $8+8=16$ ; селена  $16+18=34$ ; теллура  $34+18=52$ ; полония  $52+32=84$  и т. д.

Символы, напр., O, Вг и т. д. говорят только о названии; между тем во многих случаях нельзя не принимать во внимание заряд ядра







(плеяда) ядер различной массы. Эти ядра, имеющие один и тот же заряд, но различные массы, называются *изотопами*.

5. Из приведенного в таблице материала следует, что 20 ядер не имеют изотопов. Возможно, что при более тщательном исследовании и здесь изотопы будут найдены.

Групп, состоящих из двух изотопов — 21, групп из трех изотопов — 7, из четырех — 5, из пяти — 1, из шести — 4, из семи — 3, из восьми — 3, из девяти — 1, из одиннадцати — 1. Какого-либо соотношения между зарядом и числом изотопов, а также между массой и числом изотопов не найдено.

Группы из легких ядер с массовыми номерами 1—50 состоят из двух-трех изотопов; однако, нельзя сказать, что чем тяжелее ядро, тем больше изотопов.

6. Массовые номера представляют натуральный ряд чисел 1—238 с небольшими перерывами. Так как каждый день приносит открытие новых и новых изотопов, то, возможно, что перерывы будут заполнены и можно надеяться, что массовые номера представят ряд натуральных чисел 1—238 без перерывов.

**Изобары.** Ядра, имеющие один и тот же массовый номер, но разные порядковые номера (заряды) называются *изобарами*; массы их *приблизительно равны*. Изобаров сравнительно немного; они сведены в таблице 61.

Таблица 61

Изобары

(При составлении таблицы не приняты во внимание, как недостаточно исследованные, ядра следующих порядковых номеров: 41, 43, 45, 46, 61—72, 77, 78, 79, 85 и 87. В скобки заключены ядра, в существовании которых можно сомневаться. Радиоактивные ядра отмечены звездочками.)

Массовый номер	Порядковый номер	Символ плеяды	Массовый номер	Порядковый номер	Символ плеяды
39	17	Cl	78	34	Se
	19	K		36	Kr
40	18	Ar	80	34	Se
	20	Ca		36	Kr
50	22	Ti	82	34	Se
	24	Cr		36	Kr
54	24	Cr	86	36	Kr
	26	Fe		38	Sr
70	30	Zn	87	37	Rb
	32	Ge		38	Sr
71	31	Ga	92	40	Zr
	32	Ge		42	Mo
74	32	Ge	94	40	Zr
	34	Se		42	Mo
75	32	Se	96	40	(Zr)
	33	As		42	Mo
76	32	Ge	100	44	Ru
	34	Se		42	Mo
77	32	Ge	112	44	Ru
	34	Se		48	Cd
				50	Sn



Массовый номер	Порядковый номер	Символ плеяды	Массовый номер	Порядковый номер	Символ плеяды
114	48	Cd	204	80	Hg
	50	Sn		82	Pb
115	49	In	205	81	Tl
	50	Sn		82	Pb
116	48	Cd	207	81*	Tl
	50	Sn		82*	Pb
121	50	Sn	208	81*	Tl
	51	Sb		82	Pb
122	50	Sn	209	82*	(Pb)
	52	Te		83*	Bi
123	51	Sb	210	82*	(Pb)
	52	Te		83*	Bi
124	50	Sn	211	84*	Po
	52	Te		82*	(Pb)
126	54	X	212	83*	Bi
	52	Te		84*	Po
127	54	X	214	82*	Pb
	52	Te		83*	Bi
128	53	J	214	84*	Po
	52	Te		82*	Pb
130	54	X	227	83*	Bi
	52	Te		84*	Po
136	54	X	228	89*	Ac
	56	Ba		90*	Th
142	58	Ce	234	89*	Ac
	60	Nd		90*	Th
186	74	W	234	88*	Ra
	76	Os		90*	Th
187	75	Re	234	91*	Pa
	76	Os		92*	U

Выводы из таблицы. 1. Ядра с одним и тем же массовым номером, т. е. сложенные из одного и того же числа элементарных единиц, могут иметь *разные заряды*.

2. Среди нерадиоактивных ядер с одним и тем же массовым номером мы находим в подавляющем большинстве случаев по *два ядра*, причем заряды *отличаются друг от друга преимущественно на две единицы*, реже на одну единицу.

3. Среди радиоактивных атомов с одним и тем же массовым номером мы находим чаще всего по *три ядра*, причем заряды этих ядер отличаются друг от друга на *единицу*.

Каких-либо достоверных толкований этих явлений не имеется.

**Первые представления о составе и классификации ядер.** При радиоактивном распаде ядра происходит выбрасывание  $\alpha$ -частиц (ядер гелия или гелионов) и электронов. Но  $\alpha$ -частицу считали сложной из четырех протонов и двух электронов.



Поэтому считали, что ядро сложено из протонов и электронов.

Массовый номер указывает число протонов в ядре, разность между массовым номером и порядковым номером — число электронов.

Напр., ядро  $\text{Cl}_{17}^{35}$  состоит из 35 протонов и  $35 - 17 = 18$  электронов. Ядро  $\text{Cl}_{17}^{37}$  состоит из 37 протонов и  $37 - 17 = 20$  электронов. Ядро гелия ( $\alpha$ -частица, гелион)  $\text{He}_2^4$  сложено из четырех протонов и двух электронов

Тот факт, что при радиоактивном распаде ядра никогда не наблюдается выбрасывания протонов, а выбрасываются или  $\alpha$ -частицы, или электроны, — был истолкован таким образом, что в ядре протоны и электроны сгруппированы в очень прочные группы из четырех протонов и двух электронов, именно в *ядра гелия*, или *гелионы*. Поэтому ядра делились на следующие четыре группы: 1) когда массовый номер делится на 4 без остатка, т. е. массовый номер равен  $4n$ ; 2) массовый номер равен  $4n + 1$ ; 3) массовый номер равен  $4n + 2$ ; 4) массовый номер равен  $4n + 3$ . Предполагалось, что в ядре не может быть больше трех избыточных протонов, так как в противном случае они тотчас же комбинируются с электронами в гелионы.

Напр., ядро  $\text{O}_8^{16}$  состоит из 16 протонов и  $16 - 8 = 8$  электронов. Они образуют 4 гелиона  $4[\text{He}_2^4]$ ; ядро  $\text{Se}_{34}^{80}$  состоит из 80 протонов и  $80 - 34 = 46$  электронов; 80 протонов и 40 электронов образуют 20 гелионов —  $20[\text{He}_2^4]$ ; 6 же электронов являются избыточными. Оба ядра относятся к группе  $4n$ .

Ядро  $\text{Cl}_{17}^{37}$  состоит из 37 протонов и  $37 - 17 = 20$  электронов; 36 протонов и 18 электронов образуют 9 гелионов; избыточными остаются 1 протон и 2 электрона. Ядро принадлежит к группе  $4n + 1$ .

Ядро  $\text{Rb}_{82}^{206}$  состоит из 206 протонов и  $206 - 82 = 124$  электронов; 204 протона и 102 электрона комбинируются в 51 гелион; 2 протона и 22 электрона оказываются избыточными. Ядро относится к группе  $4n + 2$ .

Ядро  $\text{Cl}_{17}^{35}$  состоит из 35 протонов и  $35 - 17 = 18$  электронов; 32 протона и 16 электронов образуют 8 гелионов; 3 протона и 2 электрона оказываются избыточными. Ядро относится к группе  $4n + 3$ .

**Массовый дефект.** Массовым дефектом, или дефектом массы называется потеря массы при сложении ядра из протонов и электронов. Напр., если считать, что  $\alpha$ -частица (гелион) сложена из четырех протонов и двух электронов, то дефект массы вычисляется так: масса четырех протонов равна  $1,6609 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 4 = 6,6436 \text{ г}$ ; масса двух электронов равна:  $9,035 \cdot 10^{-28} \cdot 2 = 18,070 \cdot 10^{-28} \text{ г}$ , или  $0,0018 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ . Таким образом, масса  $\alpha$ -частицы (гелиона) должна была бы быть равна:  $6,6436 \cdot 10^{-24} + 0,0018 \cdot 10^{-24} = 6,6454 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ ; но действительная масса  $\alpha$ -частицы (гелиона) равна  $6,598 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ .

Следовательно, произошла потеря  $6,6454 \cdot 10^{-24} \text{ г} - 6,598 \cdot 10^{-24} = 0,0474 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ . Но, согласно теории относительности, масса эквивалентна энергии:

$$U = mc^2,$$



где  $c$  — скорость света в см ( $3 \cdot 10^{10}$  см сек $^{-1}$ ),  $m$  — масса в граммах и энергия — в эргах. Следовательно, получим

$$U = 0,0474 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} = 0,4266 \cdot 10^{-4} \text{ эрг.}$$

Сделав расчет на граммоатом и перечислив на грамм-калории (см. стр. 26) получим:

$$U = \frac{0,4266 \cdot 10^{-4} \cdot 6,06 \cdot 10^{23}}{42 \cdot 10^6} = 61,03 \cdot 10^9 \text{ г-кал.}$$

Итак, когда граммо- $\alpha$ -частица (граммогелион) образуется из четырех протонов и двух электронов, выделяется 61,03 миллиардов грамм-калорий.

Это количество энергии приблизительно в миллион раз больше, чем количество энергии, освобождающейся при такой сильно экзотермической реакции как образование воды.

Энергия, освобождающаяся при образовании ядра, называется еще *энергией связи*. Громадное количество энергии, освобождающееся при образовании ядра гелия, объясняет, почему при радиоактивном распаде атомов из ядра выбрасывается неизменная  $\alpha$ -частица (гелион).

Подобные расчеты могут быть произведены для возможных ядер, если только известно, из каких элементарных единиц сложено ядро. Мы видели, что этот вопрос пока еще не решен. В таблице 62 приведены некоторые данные для атомных ядер в предположении, что они сложены из  $\alpha$ -частиц (гелионов), протонов и электронов (таблица взята из книги *Гамова, Строение атомного ядра и радиоактивность, 1932 г.*)

При составлении таблицы было принято, что масса электрона =  $(9,035 \pm 0,010) \cdot 10^{-24}$  г; масса протона =  $(1,6609 \pm 0,0017) \cdot 10^{-24}$  г; масса  $\alpha$ -частицы (гелиона) =  $(6,598 \pm 0,002) \cdot 10^{-24}$  г; скорость света  $c = (2,99796 \pm 0,00004) \cdot 10^{10}$  см. сек. $^{-1}$

Чтобы перейти от эргов к электрон-вольтам, нужно эрги умножить на  $0,6285 \cdot 10^{12}$ .

**Пример. 1.** Вычисляют дефект массы для ядра  $C_6^{12}$ , которое по предположению состоит только из трех гелионов.

Потеря массы в единицах по системе  $He = 4,0000$  равна:

$$4,0000 \cdot 3 - 11,9971 = 0,0029,$$

где 11,9971 — подлинная масса ядра углерода  $C_6^{12}$  (см, таб. 62). В граммах это составит:

$$0,0029 \cdot \frac{6,598 \cdot 10^{-24}}{4} \text{ г.}$$

В эргах:

$$\frac{0,0026 \cdot 6,598 \cdot 10^{-24}}{4} \cdot 2,9796^2 \cdot 10^{20} = 4,3 \cdot 10^{-6} \text{ эрг.}$$

В электрон-вольтах:  $4,3 \cdot 10^{-6} \cdot 0,6285 \cdot 10^{12} = 2,7 \text{ eV.}$



Таблица 62

## Энергия связи для некоторых ядер

(Единицей массы служит  $\frac{1}{4}$  массы атома гелия, т. е. масса гелия принимается равной 4,0000. Предполагается, что ядро сложено из гелионов, протонов и электронов)

Ядро	na	Число избыточных		Масса в системе He = 4,0000	Энергия связи			Средняя ошибка
		про-тонов	электронов		в единицах массы по системе He = 4,0000	в электрон-вольтах $eV \cdot 10^{-6}$	В эргах $\text{эрг} \cdot 10^6$	
$\text{Li}_3^6$ . . . . .	1	3	1	6,009	0,006	5,6	8,9	$\pm 3,7$
$\text{B}_5^{11}$ . . . . .	2	3	2	11,005	0,017	16	25	$\pm 4$
$\text{C}_6^{12}$ . . . . .	3	0	0	11,9971	0,0029	2,7	4,3	$\pm 3,4$
$\text{N}_7^{14}$ . . . . .	3	2	1	14,000	0,015	14	22	$\pm 6$
$\text{O}_8^{16}$ . . . . .	4	0	0	15,9914	0,0086	8,2	12,7	$\pm 2,4$
$\text{Cl}_{17}^{35}$ . . . . .	8	3	2	34,964	0,058	54	86	$\pm 13$
$\text{Cl}_{17}^{37}$ . . . . .	9	1	2	36,960	0,047	44	70	$\pm 14$
$\text{Sn}_{50}^{120}$ . . . . .	30	0	10	119,847	0,153	143	227	$\pm 53$
$\text{Hg}_{80}^{200}$ . . . . .	50	0	20	199,908	0,092	86	136	$\pm 89$
$\text{Pb}_{82}^{206}$ . . . . .	51	2	22	205,905	0,110	103	163	$\pm 92$
$\text{Pb}_{82}^{208}$ . . . . .	52	0	22	207,905	0,095	89	141	$\pm 94$

2. Вычислим дефект массы для ядра  $\text{B}_5^{11}$ . По предположению ядро сложено из двух гелионов, трех протонов и двух электронов.

Дефект массы в единицах системы He = 4,0000.

$$4,0000 \cdot 2 + \frac{1,6609 \cdot 10^{-24} \cdot 4}{6,598 \cdot 10^{-24}} \cdot 3 + \frac{9,035 \cdot 10^{-28} \cdot 4}{6,598 \cdot 10^{-24}} \cdot 2 - 11,005 = 0,017$$

Перевод 0,017 единиц массы, выраженных в системе He = 4,0000, в граммы и затем в эрги и электрон-вольты делается так, как указано в предыдущем примере.

В таблице 62 мы наблюдаем, что дефект масс с возрастанием массы ядер, вообще, растет, но для очень тяжелых атомов —  $\text{Hg}^{200}$ ,  $\text{Pb}^{206}$ ,  $\text{Pb}^{208}$  — он опять падает. Очень тяжелые атомы, таким образом, *менее устойчивы*.

Очевидно, если принять другое строение ядер, *энергия связи будет иная*.

**Эффект упаковки ядер.** Астон (Aston) ввел термин „эффект упаковки ядра“ (Packungsbruch). Эффектом или показателем



упаковки ядра он называет разницу между наблюдаемой массой ядра и массовым номером, отнесенную к единице массы. За единицу массы он принимает  $1/16$  часть массы атома O ( $O=16$ ). Напр., наблюдаемая опытом масса ядра  $C^{12}$  равна 12,0036. Разница от целого числа равна  $12,0036 - 12 = +0,0036$ . Разделив  $+0,0036$  на 12, получим:  $0,0036 : 12 = +0,0003$ . Здесь эффект упаковки ядра из элементарных единиц (в смысле гипотезы Проута) положителен.

Ядро  $Cl^{37}$  имеет массу 36,980. Разницу от целого числа составляет:  $36,980 - 37 = -0,02$ ; эффект упаковки:  $-0,02 : 37 = -0,0005$ . Здесь эффект упаковки отрицателен.

Эффекты упаковки различных ядер приведены в таблице 63

Таблица 63

Эффекты упаковки ядер некоторых атомов по Астону

Сим-вол	Масса (O=16,0000)	Эффект упаковки $\times 10^4$	Сим-вол	Масса (O=16,0000)	Эффект упаковки $\times 10^4$
$H^1$	1,00778	+77,8 $\pm 1,5$	$A^{36}$	35,976	-6,6 $\pm 1,5$
$He^4$	4,00216	+ 5,4 $\pm 1$	$Cl^{37}$	36,980	-5,0 $\pm 1,5$
$Li^6$	6,012	+20,0 $\pm 3$	$A^{40}$	39,971	-7,2 $\pm 1$
$Li^7$	7,012	+17,0 $\pm 3$	$As^{75}$	74,934	-8,8 $\pm 1,5$
$B^{10}$	10,0135	+13,5 $\pm 1,5$	$Kr^{78}$	77,926	-9,4 $\pm 2$
$B^{11}$	11,0110	+10,0 $\pm 1,5$	$Br^{79}$	78,929	-9,0 $\pm 1,5$
$C^{12}$	12,0036	+ 3 $\pm 1$	$Br^{81}$	80,926	-8,6 $\pm 1,5$
$N^{14}$	14,008	+ 5,7 $\pm 2$	$Kr^{82}$	81,927	-8,8 $\pm 1,5$
$O^{16}$	16,0000	+ 0,0000	$Sn^{120}$	119,912	-7,3 $\pm 2$
$F^{19}$	19,0000	+ 0,0 $\pm 1$	$J^{127}$	126,932	-5,3 $\pm 2$
$Ne^{20}$	20,0004	+ 0,2 $\pm 1$	$X^{134}$	133,929	-5,3 $\pm 2$
$P^{31}$	30,9825	- 5,6 $\pm 1,5$	$Hg^{200}$	200,016	+ 0,8 $\pm 2$
$Cl^{35}$	34,983	- 4,8 $\pm 1,5$	$Pb^{206}$	206,016	+ 0,8 $\pm 2$

Выводы из таблицы. 1. Во всех приведенных примерах массы ядер не равны целым числам, т. е. не являются кратными  $1/16$  ядра кислорода. Они не являются кратными и каких-либо других единиц.

2. Эффект упаковки, начиная с максимума — при ядре водорода — ( $+77,8 \cdot 10^{-4}$ ), с увеличением массового номера, постепенно падает; при ядре фтора  $O^9$  он равен 0. Начиная же с ядра фосфора  $P^{31}$ , эффект упаковки становится отрицательным и растет с возрастанием массового номера; затем, начиная с ядра  $Sn^{120}$ , падает и в ядрах очень тяжелых —  $Hg^{200}$ ,  $Pb^{206}$  — становится опять положительным.

Ход кривой эффекта упаковки с возрастанием массового номера приводит к тому же выводу, что и кривая дефекта масс, а именно, что с приближением к очень тяжелым радиоактивным ядрам прочность ядер падает.

**Вращение (спин) ядра.** Исследование т. н. сверхтонкой структуры серий в спектрах атомов, интенсивности линий полосатых спектров молекул, наконец, теплоемкости приводят к необходимости признать вращение ядра около своей оси (спин). Так, в молекулах  $H_2$ , называемых ортоводородом, вращение обоих ядер молекулы происходит в одну сторону; в молекулах



же  $H_2$ , называемых пара-водородом, оба ядра вращаются в разные стороны.<sup>1</sup>

Итак, ядра атомов так же, как и электроны (см. стр. 221), протоны, а, вероятно, и нейтроны обладают собственными моментами вращения (Eigenmoment) механическим и магнитным.

В таблице 64 приведены квантовые числа механических моментов вращения  $i \frac{h}{2\pi}$  различных ядер.

Таблица 64

Квантовые числа механических моментов вращения различных ядер, определенные из сверхтонкой структуры атомных спектров, из полосатых спектров и из теплоемкостей

Ядра	Число гелионов	Число избыточных		Квантовое число момента вращения ядра	Метод определения
		протонов	электронов		
Тип сложения ядра $n\alpha$					
$He_2^4$ . . . . .	1 $\alpha$	0	0	0	полос. спектры
$C_6^{12}$ . . . . .	3 $\alpha$	0	0	0	сверхтон.структ.
$O_8^{16}$ . . . . .	4 $\alpha$	0	0	0	полос. спектры
$S_{16}^{32}$ . . . . .	8 $\alpha$	0	0	0	" "
$Ca_{20}^{40}$ . . . . .	10 $\alpha$	0	0	0	сверхтон.структ.
$Hg_{80}^{196}$ . . . . .	49 $\alpha$	0	18	0	" "
$Hg_{86}^{200}$ . . . . .	50 $\alpha$	0	20	0	" "
$Hg_{80}^{204}$ . . . . .	51 $\alpha$	0	22	0	" "
$Pb_{82}^{208}$ . . . . .	52 $\alpha$	0	22	0	" "
Тип сложения ядра $n\alpha + \pi$					
$H_1^1$ . . . . .	0 $\alpha$	$\pi$	0	$1/2$	полос. сп., теплоемкость
$Cd_{48}^{113}$ . . . . .	28 $\alpha$	$\pi$	9	$1/2$	сверхтон.структ
$Pr_{59}^{141}$ . . . . .	35 $\alpha$	$\pi$	12	$5/2$	" "
$Hg_{80}^{201}$ . . . . .	50 $\alpha$	$\pi$	21	$3/2$	" "
$Tl_{81}^{205}$ . . . . .	51 $\alpha$	$\pi$	22	$1/2$	" "
$Bi_{83}^{209}$ . . . . .	52 $\alpha$	$\pi$	22	$3/2$	" "

<sup>1</sup> В обыкновенном газообразном водороде, при температурах выше  $-73^\circ$ , пара-водород и орто-водород смешаны в отношении 1:3. При температуре же жидкого водорода ( $-253,8^\circ$ ) отношение сдвигается в сторону пара-водорода, именно: 99:1. Оба видоизменения удается разделить и получить в достаточно чистом состоянии. Они отличаются друг от друга упругостью, теплоемкостью (Denisson, 1928 г.; Eucken, 1929 г.), теплопроводностью (Bonhoeffer и Harteck), спектрами и т. д.



Ядро	число гелионов	Число избыточных		Квантовое число момента вращения ядра	Метод определения
		протонов	электронов		
Тип сложения ядра $n\alpha + 2\pi$					
$\text{Li}_3^6$ . . . . .	1 $\alpha$	2 $\pi$	1	0	сверхтон.структ.
$\text{N}_7^{14}$ . . . . .	3 $\alpha$	2 $\pi$	1	$2/2$	полос. спектры
$\text{Cd}_{48}^{110}$ . . . . .	27 $\alpha$	2 $\pi$	8	0	сверхтон.структ.
$\text{Cd}_{48}^{114}$ . . . . .	28 $\alpha$	2 $\pi$	10	0	" "
$\text{V}_3^{138}$ . . . . .	34 $\alpha$	2 $\pi$	14	0	" "
$\text{Hg}_{80}^{198}$ . . . . .	49 $\alpha$	2 $\pi$	20	0	" "
$\text{Hg}_{80}^{202}$ . . . . .	50 $\alpha$	2 $\pi$	22	0	" "
$\text{Pb}_{82}^{206}$ . . . . .	51 $\alpha$	2 $\pi$	22	0	" "
Тип сложения ядра $n\alpha + 3\pi$					
$\text{Li}_3^7$ . . . . .	1 $\alpha$	3 $\pi$	2	$3/2$	полос. спектры
$\text{F}_9^{19}$ . . . . .	4 $\alpha$	3 $\pi$	2	$1/2$	" "
$\text{Cl}_{17}^{35}$ . . . . .	8 $\alpha$	3 $\pi$	2	$5/2$	" "
$\text{Mn}_{25}^{55}$ . . . . .	13 $\alpha$	3 $\pi$	4	$5/2$	сверхтон.структ.
$\text{Cd}_{48}^{111}$ . . . . .	27 $\alpha$	3 $\pi$	9	$1/2$	" "
$\text{In}_{49}^{115}$ . . . . .	28 $\alpha$	3 $\pi$	10	1	" "
$\text{Hg}_{83}^{197}$ . . . . .	49 $\alpha$	3 $\pi$	21	$1/2$	" "
$\text{Tl}_{81}^{203}$ . . . . .	50 $\alpha$	3 $\pi$	22	$1/2$	" "
$\text{Pb}_{82}^{207}$ . . . . .	51 $\alpha$	3 $\pi$	23	$1/2$	" "

Выводы из таблицы. Квантовое число момента вращения ядра есть результирующая из квантовых чисел моментов вращения тех элементарных единиц, из которых сложено ядро. Поэтому вращательный момент сложной частицы будет четным или нечетным кратным вращательного момента элементарной частицы ( $1/2$ ).

Кроме того, из общих принципов волновой механики выводится, что к частицам, составленным из четного числа элементарных единиц, применяются симметрические волновые функции, а, следовательно, и статистика Бозе-Эйнштейна; к частицам, состоящим из нечетного числа элементарных единиц — несимметрические волновые функции и статистика Ферми-Дирака. Значение вращательных моментов, таким образом, дает возможность сделать некоторые заключения относительно числа тех элементарных единиц, из которых сложено ядро.

Предполагая, что ядро сложено из частиц  $\alpha$  (гелионов) и добавочных протонов ( $\pi$ ) и электронов (общее число ядерных электронов равно массовому номеру минус порядковый номер) и что более трех добавочных протонов в ядре не может существовать, так как в противном случае они тотчас же с электронами образуют  $\alpha$ -частицы, — из таблицы 64 можно сделать следующие выводы:

1. Протон обладает тем же квантовым числом вращения, что и электрон ( $1/2$ ). В волновой механике его движение описывается антисимметрическими волновыми функциями и к нему применяется статистика Ферми-Дирака.



2. Гелион ( $\alpha$ -частица), состоящий по предположению из четного числа протонов (4) и четного числа электронов (2), в согласии с этим предположением, имеет и квантовое число момента вращения равное нулю; следовательно, его движение описывается симметрическими волновыми функциями и подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна.

Тот факт, что момент вращения  $\alpha$ -частицы равен 0, может служить экспериментальным доказательством того, что  $\alpha$ -частицы сложны, если согласиться с утверждением волновой механики, что каждая элементарная частица должна обладать моментом вращения *отличным от нуля*.

3. Все приведенные в таблице ядра, тип сложения которых по предположению есть  $n\alpha$ , т. е. не содержат *избыточных протонов*, в согласии с этим предположением, имеют квантовое число моментов вращения равное 0.

4. Все ядра типа  $n\alpha + 2\pi$ , в том числе  $\text{Li}_3^6$  и  $\text{N}_7^{14}$ , описываются симметричными функциями и подчиняются статистике Бозе. Для ядер  $\text{Li}_3^6$  и  $\text{N}_7^{14}$  эти явления совершенно неожиданны, так как они содержат нечетное число избыточных электронов (т. н. катастрофа азота). Отсюда можно сделать вывод, что момент вращения определяется только содержанием в ядре протонов; содержание же электронов на момент вращения влияния не оказывает.

5. Из того обстоятельства, что  $\text{Bi}$ , состоящий из 52  $\alpha$ , одного  $\pi$  и 22 электронов, имеет квантовое число момента вращения  $9/2$ , приходится заключить, что в ядре  $\text{Bi}_{83}^{200}$  избыточных протонов больше чем 3, т. е. что не все протоны сгруппированы в ядра гелия.

6. Момент собственного вращения ядер не всегда находится в согласии с приписываемым ему составом.

**Магнитный момент вращения ядер.** Магнитный момент вращения ядер, который можно вычислить с известным приближением из абсолютной величины расстройаний между различными компонентами сверхтонкой структуры, оказывается того же порядка, что и у протона, т. е. в 1840 раз меньше магнитного момента электрона. Магнитные моменты ядер сравнительно мало исследованы.

## Искусственное превращение (трансмутация) ядер

В работах по искусственному превращению атомов нужно отметить следующие этапы: 1) работы *Вильяма Рамзая* (W. Ramsay); 2) работы *Резерфорда* (Rutherford); 3) работы *Кокрофта и Уолтона* (Cockroft и Walton); 4) *открытие нейтронов*; 5) *открытие позитронов* (антиэлектронов).

**Работы Рамзая (1907 г).** Исходя из той мысли, что  $\alpha$ -частицы, обладающие громадной кинетической энергией, столкнувшись с атомами, могут их разбить на части, Рамзай к водным растворам солей различных металлов прибавлял большие количества эманации радия, которая, как известно, распадается, выбрасывая  $\alpha$ -частицы. Из солей меди, по его мнению, он получил соль лития, из солей циркония и тория— $\text{CO}_2$ . Он сделал заключение, что соль лития и  $\text{CO}_2$  получились в результате разрушения атомов меди, циркония и тория. Проверка его опытов однако не подтвердила его результатов. Ему указали на то, что следы соли лития могли перейти в раствор из стеклянных сосудов,  $\text{CO}_2$  могла находиться в воде, которую очень трудно освободить от последних следов  $\text{CO}_2$ .



Если опыты Рамзая закончились неудачей, все же его мысль использовать кинетическую энергию  $\alpha$ -частиц для разрушения атомов была правильна и в руках последующих исследователей, применивших более тонкие методы анализа, она дала положительные результаты.

Кинетическая энергия  $\frac{mv^2}{2}$  граммо- $\alpha$ -частицы, имеющей массу 4 г и движущейся со скоростью около 20 000 км/сек., равна  $8,5 \cdot 10^{18}$  эрг или  $200 \cdot 10^6$  кг-кал.

**Опыты Резерфорда (1919 г.).** Исследуя прохождение  $\alpha$ -лучей в воздухе, Резерфорд заметил появление быстрых частиц, пробег которых в воздухе равнялся 30—90 см. Это не могли быть  $\alpha$ -частицы, так как пробег последних в воздухе составляет около 7 см.

Свои опыты Резерфорд производил с препаратом  $RaC'$ , который дает  $\alpha$ -лучи с пробегом, в воздухе при  $15^\circ$ , равным 6,97 см.

При дальнейшем исследовании этого явления оказалось, что быстрые частицы (быстрые лучи) являются ядрами водорода, т. е. протонами, и получаются при столкновении  $\alpha$ -частиц с ядрами азота.

Аналогичные явления наблюдались, когда  $\alpha$ -частицами бомбардировались ядра: бора, фтора, натрия, алюминия и фосфора. Прибор, с которым Резерфорд производил

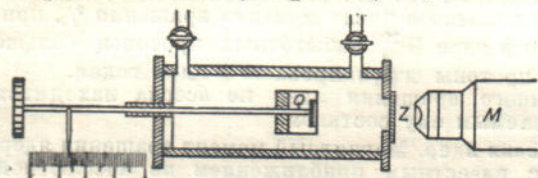


Рис. 62. Прибор Резерфорда для трансмутации атомов.

Q — пластинка, покрытая слоем  $RaC'$ ; Z — флуоресцирующий экран; M — микроскоп.

свои опыты, представлен на рис. 62.

Он состоит из латунной трубы в 3 см диаметром, с обеих концов закрытой и снабженной боковыми трубками с кранами для наполнения прибора газом. В трубе может двигаться вперед и назад стержень, на конце которого находится небольшой диск (Q), покрытый  $RaC'$ .

Если исследуется твердое вещество, то перед диском Q помещается тонкий золотой листок, на поверхность которого наносится слой исследуемого твердого вещества. В переднем конце трубы находится отверстие, закрытое очень тонким слоем слюды, а снаружи, очень близко от слюдяного окошка — флуоресцирующий экран (Z), на котором при помощи микроскопа (M) наблюдаются сцинтилляции. Между слюдяным окошком и флуоресцирующим экраном вводятся различной толщины листочки металла или слюды, поглощающая способность которых известна. Изменяя толщину этих листочков, находят, наконец, такую толщину, которая целиком задерживает быстрые лучи. Таким образом определяется пробег быстрых лучей. Так как радиоактивность, т. е. количество  $\alpha$ -лучей, выбрасываемых препаратом  $RaC'$ , по известному закону, с течением времени убывает, то диск Q



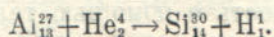
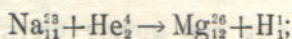
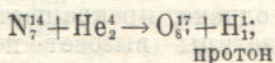
с радиоактивным слоем, по мере ослабления радиоактивности последнего, постепенно приближают к исследуемому веществу с тем расчетом, чтобы количество  $\alpha$ -частиц, облучающих исследуемое вещество, в течение опыта и в различных сериях опытов, оставалось одним и тем же.

Количество сталкивающихся с ядрами исследуемых веществ  $\alpha$ -частиц, которые выбивают из них протоны, очень мало. Так, из миллиона  $\alpha$ -частиц, только две, сталкиваясь с ядрами алюминия, выбивают из них протоны с длиной пробега в воздухе около 30 см.

Протоны, выбиваемые из ядер, имеют *большую кинетическую энергию*, чем  $\alpha$ -частицы, их выбивающие. Так, в случае наиболее быстрых  $H^+$ -частиц, выбиваемых из алюминия, выигрыш энергии достигает до 42%.<sup>0</sup>

Отсюда следует, что при столкновении ядер с  $\alpha$ -частицей протекает сильно *экзотермический* процесс, сопровождаемый выбрасыванием из ядра  $H^+$ -частиц (протонов).

Вначале эти опыты трактовались как разрушение ядер, но затем более углубленное исследование с камерой Вильсона (Блеккет) показало, что при столкновении  $\alpha$ -частицы с ядром можно наблюдать только выбрасывание из ядра протона, причем  $\alpha$ -частица *поглощается* ядром. Никаких „осколков“ ядер не наблюдается. Реакция протекает следующим образом. Напр.,



Таким образом, это есть реакция *трансмутации*, т. е. синтеза ядер, порядковый номер которых на 1 больше, чем бомбардируемое ядро, а массовый номер больше на 3 единицы.

Если бы в природе синтез ядер шел только этим путем, то мы имели бы ядра, массовые номера которых составляли бы ряд: 10, 13, 16, 19 и т. д.; но это не так; следовательно, есть другие возможности синтеза.

В первое время после открытия Резерфордом скорых лучей (1919 г.), опыты этого рода производились только Резерфордом и его учениками (Марсден, Блеккет, Чадвик и др.) в Кембридже. В 1922 — 1924 гг. в эти исследования включилась венская школа в лице Петерсона (H. Peterson) и Кирша (Kirsch) и их сотрудников.

Кроме метода сцинтилляции, для обнаружения и счета протонов они пользовались еще ионизационной камерой, усовершенствованным счетчиком Гейгера (рис. 63), камерой Вильсона (стр. 145) и массовым спектрографом типа Астона (см. стр. 117), при помощи которого они определяли массу скорых лучей. Резуль-



таты их опытов однако не всегда совпадали с результатами Кембриджской школы.

Счетчик Гейгера (H. Geiger) представляет собой небольшую цилиндрическую камеру из металла, которая с одной стороны закрыта пробкой из изолирующего материала, а с другой стороны имеет отверстие, через которое могут проникать в камеру  $\alpha$ -лучи,  $\beta$ -лучи, быстрые протоны и т. д.

Через пробку пропущена металлическая игла, соединенная с источником напряжения 1500—3000 вольт. Стенки камеры соединены с землей.

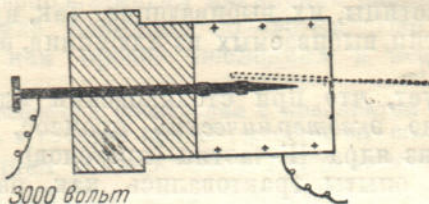


Рис. 63. Электрический счетчик с острием по Гейгеру.

Если в камеру попадает, напр.,  $\alpha$ -частица, то она ионизирует газ камеры, вследствие чего через камеру идет электрический ток, который, однако, прекращается еще до того, как появление второй  $\alpha$ -частицы вызовет новую толчкообразную ионизацию.

Известными приемами ток может быть значительно усилен и прибор дает возможность с помощью телефона или громкоговорителя вести счет частиц, попадающих в камеру.

Счетчик Гейгера в последнее время настолько усовершенствован (Грейнахером, Штетгером и Ортнером), что дает возможность слышать не только сильно ионизирующие  $\alpha$ -частицы, но и слабо ионизирующие — электроны и быстрые лучи (протоны), выбрасываемые ядрами при их трансмутации. Если, напр., к отверстию счетной камеры постепенно приближают препарат  $\text{RaC}$ , так что в нее проникает все больше и больше частиц излучения, то каждая проникающая в прибор  $\alpha$ -частица слышима в телефоне или громкоговорителе, как отчетливый треск, который мало-по-малу переходит в трескотню, подобную пулеметной, когда препарат поднесен, наконец, к самому отверстию камеры. В то же время  $\beta$ -излучение препарата слышится как слабый шелест, который не мешает счету  $\alpha$ -частиц.

При целом ряде докладов о трансмутации ядер, которые Кярш делал по радио в Вене (1932 г.), по этому методу производилась демонстрация как  $\alpha$ -частиц, так и быстрых частиц (протонов), так что вся громадная аудитория Вены слышала бомбардировку атомных ядер  $\alpha$ -частицами и происходящую под влиянием этой бомбардировки трансмутацию, т. е. катастрофы, происходящие в микрокосме (Ганс Петерсон, Искусственное превращение элементов, 1932 г.).

Работами обеих школ найдено, что при бомбардировке  $\alpha$ -частицами подвергаются трансмутации ядра 27 атомов, из них 13 несомненно. Список этих атомов приведен в таблице 65.



Таблица 65

Таблица ядер, подвергающихся при бомбардировке их  $\alpha$ -частицами трансмутации по уравнению: ядро  ${}^m_n\alpha \rightarrow$  ядро  ${}^{m+3}_{n+1}\pi$   
 (звездочками обозначены атомы, для которых трансмутация установлена с несомненностью)

Порядковый номер (заряд ядра)	Символ плеяды	Массовые и порядковые номера изотопов (см. стр. 251)	Место первого наблюдения
3	Li	3 <sup>0</sup> ; 3 <sup>7</sup>	Вена
4	Be	4 <sup>8</sup> ; 4 <sup>9</sup>	"
5	B*	5 <sup>0</sup> ; 5 <sup>11</sup>	Кембридж
6	C	6 <sup>12</sup> ; 6 <sup>13</sup>	Вена
7	N*	7 <sup>14</sup> ; 7 <sup>15</sup>	Кембридж
8	O	8 <sup>6</sup> ; 8 <sup>7</sup> ; 8 <sup>8</sup>	Вена
9	F*	9 <sup>9</sup>	Кембридж
10	Ne*	10 <sup>20</sup> ; 10 <sup>21</sup> ; 10 <sup>22</sup>	"
11	Fa*	11 <sup>23</sup>	Кембридж
12	Mg*	12 <sup>24</sup> ; 12 <sup>25</sup> ; 12 <sup>26</sup>	Вена
13	Al*	13 <sup>27</sup>	Кембридж
14	Si*	14 <sup>28</sup> ; 14 <sup>29</sup> ; 14 <sup>30</sup>	Вена
15	P*	15 <sup>31</sup>	Кембридж
16	S*	1 <sup>32</sup> ; 16 <sup>33</sup> ; 16 <sup>34</sup>	"
17	Cl*	17 <sup>35</sup> ; 17 <sup>37</sup> ; 17 <sup>39</sup>	"
18	A*	18 <sup>36</sup> ; 18 <sup>40</sup>	"
19	K*	19 <sup>39</sup> ; 19 <sup>41</sup>	"
22	Ti	22 <sup>42</sup> ; (22 <sup>50</sup> )	Вена
24	Cr	24 <sup>50</sup> ; 24 <sup>52</sup> ; 24 <sup>53</sup> ; 24 <sup>54</sup>	"
26	Fe	26 <sup>54</sup> ; 26 <sup>56</sup>	"
29	Cu	29 <sup>63</sup> ; 29 <sup>65</sup>	"
34	Se	34 <sup>74</sup> ; 34 <sup>76</sup> ; 34 <sup>77</sup> ; 34 <sup>78</sup> ; 34 <sup>80</sup> ; 34 <sup>82</sup>	"
35	Br	35 <sup>79</sup> ; 35 <sup>81</sup>	"
40	Zr	40 <sup>90</sup> ; 40 <sup>92</sup> ; 40 <sup>94</sup> ; (40 <sup>96</sup> )	"
50	Sn	50 <sup>112</sup> ; 50 <sup>114</sup> ; 50 <sup>115</sup> ; 50 <sup>116</sup> ; 50 <sup>117</sup> ; 50 <sup>118</sup> ; 50 <sup>119</sup> ; 50 <sup>120</sup> ; 50 <sup>121</sup> ; 50 <sup>122</sup> ; 50 <sup>124</sup> ;	"
52	Te	52 <sup>122</sup> ; 52 <sup>123</sup> ; 52 <sup>124</sup> ; 52 <sup>125</sup> ; 52 <sup>126</sup> ; (52 <sup>127</sup> ); 52 <sup>128</sup> ; 52 <sup>130</sup>	"
53	J	53 <sup>127</sup>	"

Выводы из таблицы 1. Порядковые номера (заряды) ядер, несомненно (наиболее легко) подвергающихся при бомбардировке их  $\alpha$ -частицами трансмутации, лежат в пределах 5 — 19. Этого и можно было ожидать, так как чем больше заряд ядра, тем труднее  $\alpha$ -частице, которая несет два элементарных положительных заряда, преодолеть окружающее ядро положительное электрическое поле.

2. Максимальная зарядность ядра, с которым в указанных условиях удалось наблюдать трансмутацию, — 53 (заряд ядра J).

3. Какие из изотопов, составляющих природную смесь, подвергаются трансмутации нельзя установить, так как объект, подвергавшийся опытам, представлял всегда смесь изотопов.

Резерфорд высказывал соображения, что трансмутации подвергаются только ядра с добавочными протонами (если принять гипотезу, что ядра сложены или только из  $\alpha$ -частиц или из  $\alpha$ -частиц и добавочных протонов в числе не более трех). Но против этого говорит то, что аргон, состоящий только из двух изотопов типа сложения 4  $\alpha$  (32 и 40), несомненно подвергается трансмутации.



**Опыты Кокрофта и Уолтона.** Опыты Резерфорда и его школы показали, что чем меньше скорость  $\alpha$ -частиц, тем меньше трансмутация; если энергия  $\alpha$ -частиц меньше  $3 \cdot 10^6$  электрон-вольт, то трансмутацию невозможно наблюдать. Но усилить или ослабить энергию  $\alpha$ -лучей мы не в состоянии — мы должны довольствоваться тем, что дает природа.

Мысль заменить  $\alpha$ -частицы быстрыми протонами, скорость которых можно было бы увеличивать по произволу экспериментатора, пришла тогда, когда была опубликована теория Гамова, из которой следует, что протоны могут проникнуть в ядро даже и в том случае, когда их кинетическая энергия равна нескольким сотням тысяч вольт. С другой стороны, Кулиджем и другими исследователями было показано, что можно устроить приборы, которые давали бы потоки электронов или протонов с энергией 300 000 — 600 000 электрон-вольт.

В 1932 г. Кокрофту и Уолтону удалось построить генератор, дававший падение потенциала до 700 000 вольт. Протоны получались из водорода в разрядной трубке для каналовых лучей. Через просверленный катод они проникают в две более широкие трубки и спускаются по оси стальных трубок. Генератор высокого потенциала влетает между двумя трубками. Протоны,

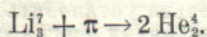


Рис. 64. Метод совпадения. А и В — микроскопы

до  $10^9$  см сек.  $^{-1}$ , поступают затем в камеру для эксперимента, где они ударяют в пластинку металла под углом в  $45^\circ$ . Пластина металла помещается в трубке перед окошком, закрытым слюдой. Вне трубки перед окошком помещался сцинтиллирующий экран, или, для более точных наблюдений, камера Вильсона, ионизационная камера или осциллограф.

Оказалось, что при бомбардировке лития скорыми протонами, из него вылетают две  $\alpha$ -частицы. Направляя  $\alpha$ -частицы в среду поглощающая способность которой известна, находят, что максимальная энергия выбрасываемых  $\alpha$ -частиц есть 8,6 миллионов электрон-вольт, отвечающая пробегу в воздухе 8,4 см. Энергия  $\alpha$ -частиц заметно не меняется, если энергию протонов повысить с 200 000 до 450 000 eV.

Нуклеарная реакция скорых протонов с ядром лития выражается следующим уравнением:



Правильность этого уравнения подтверждена различными приемами, между прочим, методом совпадения, с помощью камеры Вильсона (Кирхнер), а также — энергетическим балансом.

Метод совпадения состоит в следующем (см. рис. 64):

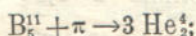


Поток электронов направляют на пластинку лития настолько тонкую, чтобы  $\alpha$ -частицы, образовавшиеся вследствие дезинтеграции лития, легко могли ее пронизать. Два наблюдателя одновременно наблюдают сцинтилляцию на экранах из ZnS. Найдено 25% совпадений, т. е. приблизительно столько же, сколько нужно было ожидать при данном геометрическом расположении опыта и при предположении, что  $\alpha$ -частицы выбрасываются парами. То, что наблюдается в камере Вильсона, представлено на рис. 65.

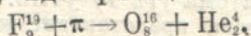
Энергетический баланс реакции рассчитывался следующим образом: масса ядра  $\text{Li}_3^7 = 7,0130$  ( $O = 16$ , по определению Cambridge'a); масса протона  $\pi = 1,0072$ ; сумма  $7,0130 + 1,0072 = 8,0202$ ; масса двух  $\alpha$ -частиц =  $8,0022$ ; дефект массы  $8,0202 - 8,0022 = 0,0180$

Энергия двух  $\alpha$ -частиц, выраженная в массе, найдена в количестве  $0,0184$  ( $O = 16$ ). Согласование можно считать удовлетворительным.

Аналогичные опыты были произведены с бором и фтором. С бором, несомненно, идет дезинтеграция по уравнению:



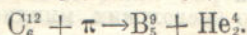
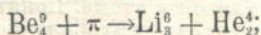
со фтором по видимому идет реакция по уравнению:



С бором при вольтаже в 500 000 вольт одна дезинтеграция приходится на 7,5 миллионов протонов; то же и с литием.

Со фтором при тех же условиях это отношение в 6 раз меньше.

В опытах с бериллием и углеродом (тип сложения ядра  $n\alpha + \pi$  и  $n\alpha$ ) также наблюдались  $\alpha$ -частицы. Дезинтеграция в этом случае должна была бы протекать по уравнениям:



Так как количество  $\alpha$ -частичек, наблюдавшихся в этих случаях было в 1000 раз меньше, чем при боре, авторы высказывают предположение, что реакция могла быть обусловлена присутствием в препаратах примеси бора.

Авторами были найдены еще  $\alpha$ -частицы при бомбардировании быстрыми протонами следующих металлов: Al, Ca, Cu, Ni, Co, Ag, Pb, а также окиси урана. Но количество  $\alpha$ -частичек было



Рис. 65. Фотограмма опыта дезинтеграции ядра лития скорыми протонами. На фотографии видны: путь протона и пути пары  $\alpha$ -частиц, разлетающихся в противоположные стороны.



настолько мало, что достаточно было бы примеси следов бора, чтобы их произвести.

Опыты Крофтона и Уолтона были проверены в Калифорнийском университете Лауренсом (1932 г.) и в Украинском физико-техническом институте в Харькове Синельниковым, Вальтером и Латышевым, а также и в других физических лабораториях. Проверка везде дала положительные результаты.

После открытия изотопа водорода  $H^2$  (тяжелого водорода) и способа получать в значительных количествах тяжелую воду (стр. 122), ядро этого изотопа  $H_1^2$  (полугелион, дейтон, гидрон) американские физики Льюис, Ливингстон и Лауренс (Lewis, Livingston and Lawrence, 1933 г.) применили для бомбардировки атомов. Для этого при помощи генератора, построенного аналогично генератору Кроффта и Уолтона, ядру  $H_1^2$  сообщали энергию от 660 000 до 1 330 000 eV. Бомбардировались металлы Li, Be, Mg, Al и соединения LiF,  $[NH_4]NO_3$ , NaCl,  $CaF_2$ ,  $B_2O_3$ . Во всех случаях получены  $\alpha$ -частицы, длина пробега которых лежала в пределах 2,8—14,8 см.

Дезинтеграция лития начинается уже при 300 000 eV; алюминия — при 1 000 000 eV; азота и бериллия — при 600 000 eV.

В „дейтоне“ очевидно найдено новое, очень эффективное орудие для трансмутации атомных ядер, которым мы можем управлять.

**Энергетический эффект трансмутации.** Если принять приведенные выше уравнения нуклеарных реакций, применимость закона сохранения массы и для реакций этого рода, наконец, эквивалентность массы и энергии, то мы найдем, что при трансмутации выделяются грандиозные количества энергии.

Так, выше было вычислено, что при превращении лития в две  $\alpha$ -частицы происходит потеря в массе, равная 0,0180 (0=16). При расчете на граммоатом это составляет  $0,0180 \cdot 9^{20}$  эрг или

$$\frac{0,0180 \cdot 9^{20}}{42 \cdot 10^6} = 385 \times 10^6 \text{ кг-кал, что приблизительно в } 3,85 \text{ мил-}$$

лионов раз больше количества энергии, освобождающейся при сгорании одного граммоатома (12 г) угля.

Работа Кроффта и Уолтона представляет несомненно важный этап в вопросе о трансмутации элементов. Она дала в руки исследователей орудие трансмутации, которым можно управлять. Кроме того протоны, вследствие того, что у них заряд в два раза меньше, чем у  $\alpha$ -частиц, не так сильно отталкиваются положительно заряженным ядром и легче могут проникнуть в ядро бомбардируемого атома. Эта работа вселила надежду, что трансмутацию рано или поздно удастся осуществить в более широких размерах, а это даст возможность не только готовить дефицитные элементы, но и реализовать для технических целей те грандиозные запасы энергии, которые таятся в атоме. Понятно поэтому, почему во всех крупнейших культурных центрах лихорадочно начали строить мощные установки с генераторами до нескольких миллионов вольт (Берлин, Вашингтон и др.).

У нас, в СССР, опыты этого рода производятся в Ленинграде (в Радиовом институте) и в Харькове (в Физико-техническом институте).<sup>1</sup>

Выше уже было указано, что понятие „элемент“ нужно отождествить с ядром, так как в обычных реакциях, каковы бы ни были изменения в окружающей ядро электронной оболочке, неизменным остается ядро.

<sup>1</sup> Работы, произведенные в Харькове, подробно описаны в книге: Вальтер, Атака атомного ядра.



**Открытие нейтронов.** Предположения о существовании ядер, не носящих заряда, высказывались уже давно. Термин „нейтрон“ употреблен был впервые Нернстом (1903 г.) для обозначения частицы, которая должна получиться вследствие тесного сочетания положительного, как тогда говорили, и отрицательного электронов. Получить нейтроны, несмотря на специально принятые опыты (Резерфорд, 1920 г.), не удавалось.

В 1930 г. Боте (Bothe) и Беккер (Becker) сделали наблюдение, что при бомбардировке  $\alpha$ -частицами бериллия и др. легких металлов получается излучение, обладающее чрезвычайно большой проникающей способностью, именно, средней между космическими лучами и  $\gamma$ -лучами радиоактивных элементов. Квант его энергии, определенный по коэффициенту поглощения в свинце, оказался равным  $14 \cdot 10^6$  электрон-вольтов.

При дальнейшем исследовании (Кюри и Жолио, Чадвик и др.) это излучение оказалось потоком нейтронов.

Ниже опишем опыты Ирины Кюри (Irène Curie) и Жолио (Joliot).

Прибор, употреблявшийся ими, представлен на рис. 36. Он состоит из ионизационной камеры *A*, соединенной с очень чувствительным электрометром Гофмана.

Источником  $\alpha$ -частиц служит препарат радиоактивного полония (длина пробега  $\alpha$ -частиц в воздухе 3,87 см.).<sup>1</sup> Пластинка металла служит источником нейтронов, которые затем поступают в ионизационную камеру.

Пластинка металла помещается в непосредственной близости к полонию.

Верхнее отверстие ионизационной камеры закрыто очень тонкой пластинкой алюминия. Между камерой и источником нейтронов помещаются экраны из металлов для опытов поглощения нейтронов различными средами или же экраны из органических веществ, богатых водородом (напр., парафин и др.). Между источником нейтронов и ионизационной камерой может быть устроено магнитное поле до 5 000 гаусс. Ионизационная камера наполняется воздухом при разных давлениях, гелием, метаном или бутаном (углеводородами).

Если экранами служат металлы, в ионизационной камере не наблюдаются ионизирующие лучи. Если же экраном служат парафин, целлофан и др. богатые водородом органические вещества или если камера наполнена метаном или бутаном (углево-

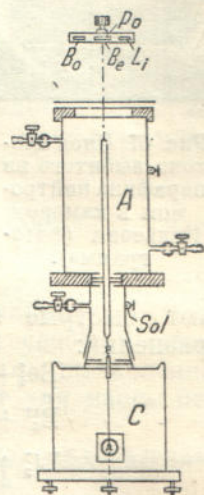


Рис. 36. Прибор Кюри и Жолио для исследования нейтронов.

*Po* — препарат полония, *Be* — пластина бериллия, *Bo* — пластинка бора, *Li* — пластинка лития, *A* — ионизационная камера, *C* — электрометр Гофмана.

<sup>1</sup> Это наиболее мощный из всех до сих пор известных источников  $\alpha$ -лучей, порядка  $100$  милликюри, т. е.  $2 \cdot 10^9$   $\alpha$ -частиц в секунду.



дородами), то в камеру поступает ионизирующее излучение, которое при детальном его изучении оказалось протонами.

Максимальный пробег протонов при источнике  $Po+Be$  оказался эквивалентным 28 см в воздухе, что соответствует энергии в  $4,5 \cdot 10^6$  eV (электрон-вольт). Максимальный пробег протонов при источнике  $Po+B$  оказался эквивалентным 10 см в воздухе, что соответствует энергии в  $2,2 \cdot 10^6$  eV.



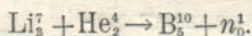
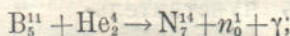
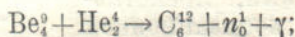
Рис. 67. След протона, выбитого из парафина нейтроном в камере Вильсона (фотограмма).

Если ионизационная камера наполнена гелием, то в камере появляются  $\alpha$ -частицы со слабым пробегом, поглощающиеся в камере.

Если ионизационную камеру заменить камерой Вильсона, наполненной воздухом или гелием, то траектории протонов и  $\alpha$ -частиц можно наблюдать непосредственно.

Вся совокупность наблюдений с источниками  $Po+Be$ ,  $Po+B$ ,  $Po+Li$  дает следующую картину этих явлений. При бомбардировании  $\alpha$ -частицами бериллия, бора и лития из ядер бомбардируемых элементов вылетают быстрые нейтроны согласно следующим ядерным уравнениям:

Уравнений:



Символ  $n_0^1$  обозначает нейтрон; массовый номер нейтрона принимается равным единице; заряд — 0.

Кроме нейтронов, одновременно образуются еще и  $\gamma$ -лучи с большей проникающей способностью, чем  $\gamma$ -лучи радиоактивных веществ.

На рисунках 67 и 68 изображены фотографии, полученные И. Кюри и Ф. Жолио в камере Вильсона, когда ее пронизывает поток нейтронов.

При дальнейших исследованиях оказалось, что нейтроны, сопровождаемые по всей вероятности  $\gamma$ -лучами, образуются также и при бомбардировании  $\alpha$ -частицами атомов F, Na, Al, т. е. атомов, дающих в тех же условиях, как указано было выше, протоны. Опыты с атомами H, C, O, N, P и Ca не дали никаких результатов.

Тот факт, что ядра  $F_9^{19}$ ,  $Na_{11}^{23}$ ,  $Al_{13}^{27}$  при бомбардировании их  $\alpha$ -частицами дают или протоны, или нейтроны, показывает, что трансмутация этих ядер при столкновении их с  $\alpha$ -частицами может протекать по двум направлениям; напр.,

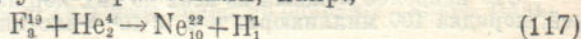


Рис. 68. След ядра гелия, выброшенного из нейтрального атома гелия нейтроном в камере Вильсона, наполненной гелием. Пробег 5 мм, отнесенный к воздуху при  $15^\circ$  и давлении 750 мм (фотограмма).





т. е. ядро  $F_9^{19}$  поглощает  $\alpha$ -частицу с образованием непрочного ядра, которое затем распадается, выбрасывая или протон, или нейтрон.

С ядрами  $Na_{11}^{23}$  и  $Al_{13}^{27}$  ядерная реакция должна протекать аналогично.

Из бора нейтроны выбрасываются, когда энергия  $\alpha$ -частиц равна  $2 \cdot 10^6$  eV (электрон-вольт) и больше; из лития — только тогда, когда она достигнет  $5 \cdot 10^6$  eV; из F — приблизительно при  $4 \cdot 10^6$  eV; из Al — при  $5 \cdot 10^6$  eV.

Эффект излучений, отнесенный к  $\gamma$ -излучению полония, при бомбардировании названных выше атомов  $\alpha$ -частицами из препарата Po, когда ионизационная камера наполнена воздухом и закрыта тонкой пластинкой, — выражается приблизительно следующими числами:

Po	Be	B	CaF <sub>2</sub> <sup>1)</sup>	Al	Na
1	10	1	0,2	0,2	0,1

Как видно, лучше всего опыт удастся с бериллием.

**Свойства нейтрона.** Нейтрон представляет собой частицу, размеров легких ядер, с зарядом 0. Масса его, вычисленная Чадвиком, составляет 1,065 (He = 4); Жолио дает для массы нейтрона 1,012.

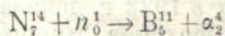
В камере Вильсона нейтрон не оставляет следа; следовательно, вдоль своей траектории он не ионизирует газов.

Нейтрон обладает исключительной проникающей способностью.

Чрезвычайно характерно для нейтрона, что легкие ядра поглощают его в большей мере, чем тяжелые. Это резко отличает его от всех других радиаций.

Нейтрону нужно приписать спин  $1/2$ .

**Трансмутации, производимые нейтронами.** Нейтрон чрезвычайно легко преодолевает потенциальный барьер атомов и проникает в ядро, производя его трансмутацию. Физеру (Feather, 1932 г.) с помощью камеры Вильсона удалось показать, что нейтрон из ядра азота выбивает  $\alpha$ -частицу. Вероятная ядерная реакции, происходящая при этом:



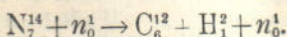
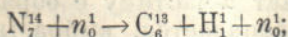
или же



<sup>1</sup> Для опытов со фтором употреблялся не газообразный фтор, а фтористый кальций, так как опыты показали, что атомы кальция дают излучение, которым можно пренебречь.



Возможно также, что в других случаях реакция протекает без ассимилирования нейтрона, а именно:



Попытки с помощью камеры Вильсона показать столкновение нейтрона с электронами (Дее, 1932 г.) кончилась неудачей. Нейтроны с электронами сталкиваются в 100 и, вероятно, еще более раз реже, чем с ядрами азота.

На рис. 69 изображены фотограммы камеры Вильсона, запавшие эластическое столкновение нейтрона с ядром азота (А) и трансмутацию ядра азота нейтроном (В).



А

В

Рис. 69. А—след выброшенного из нейтрального атома азота ядра после эластического столкновения его с нейтроном в камере Вильсона (фотограмма увеличена). В—трансмутация (дезинтеграция) ядра азота нейтроном (фотограмма увеличена).

В— трансмутация (дезинтеграция) ядра азота нейтроном.

Тонкая черта—след  $\alpha$ -частицы, выбитой нейтроном из ядра азота; толстая черта—след остатка ядра азота, отброшенного ударом нейтрона (фотограмма увеличена).

#### Открытие позитронов.

Андерсон (Anderson), затем Блеккет (Blackett) и Оккьялини (Occhialini) впервые (1933 г.) высказали мнение, что при прохождении космических лучей через газы, образуются лучи, которые по всем их признакам (отклонение в магнитном поле, способность ионизировать

газы и т. д.), нужно признать за положительные электроны — „позитроны“ или „антиэлектроны“, т. е. частицы, имеющие массу и величину заряда, равные массе и величине заряда электрона, но с зарядом положительного знака.

Ирина Кюри и Жолио в 1933 г. доказали, что позитроны образуются при прохождении фотонов, имено  $\gamma$ -лучей, через тяжелые металлы (опыты были сделаны со свинцом, медью и ураном), причем можно наблюдать, что положительный и отрицательный электроны (их предложено обозначить  $e^+$  и  $e^-$ ) выходят из одного места.

Прибор, которым они пользовались, изображен на рис. 70. Он состоит из камеры Вильсона (А), внутри которой перед окошком, закрытым тонким (0,1 мм) листиком из алюминия, помещена пластинка свинца;  $\gamma$ -лучи, испускаемые препаратом



радиотория, профильтрованные через пластинку свинца толщиной в 3 см, идут по каналу, защищенному от внешних лучей толстыми кусками свинца и через окошко попадают в камеру Вильсона, где производят свинцовую пластинку.

$\gamma$ -лучи, испускаемые радиоторием с его продуктами распада, будучи профильтрованы через пластинку свинца толщиной в 3 см, состоят почти исключительно из  $\gamma$ -лучей  $\text{ThC}''$ , квант энергии которых, после прохождения через фильтр, составляет  $2,65 \cdot 10^6$  электрон-вольт. Соотношение между положительными и отрицательными электронами, наблюдаемыми в камере Вильсона в условиях опыта, составляет—8:100.

Фотограммы, подобные изображенной на рис. 71,



Рис. 71. Электрон и позитрон, образовавшиеся из фотона в газе камеры Вильсона (фотограмма увеличена).

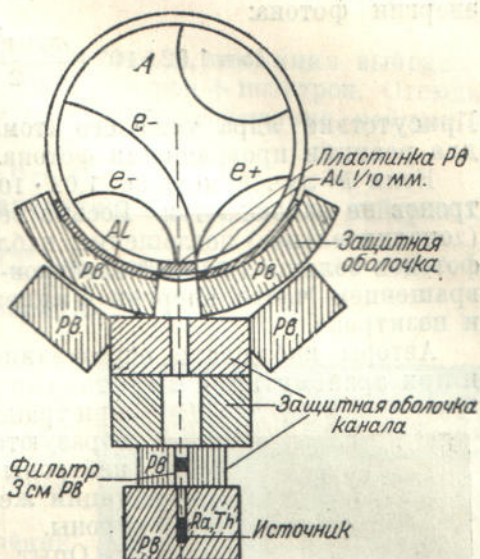


Рис. 70. Прибор Кюри и Жолио для наблюдения позитронов при прохождении через свинец  $\gamma$ -лучей, испускаемых радиоторием.

A — камера Вильсона; RaTh — препарат радиотория;  $e^+ e^-$  — следы положительного и отрицательного электронов; магнитным полем электроны отклонены влево; позитроны — вправо.

однако сравнительно редки; обычно оба электрона (положительный и отрицательный) кажутся выходящими из одной точки, лежащей в свинце.

Совокупность наблюдений и численных измерений приводит авторов к следующей вероятной картине образования положительных электронов.

Фотон  $\gamma$ -луча с большим квантом энергии, столкнувшись с ядром тяжелого атома, „материализуется“ (мы употребляем выражение авторов) в пару электронов с противоположными знаками, причем исчезает энергия  $1,02 \times 10^6 \text{ eV}$ .

Избыток энергии ( $h\nu - 1,02 \cdot 10^6$ ) распределяется так: часть превращается в кинетическую энергию электрона и позитрона, часть рассеивается как слабый квант  $h\nu'$ . Общий баланс кванта



энергии фотона:

$$h\nu = 1,02 \cdot 10^6 + \frac{m_e + v_e^2}{2} + \frac{m_e - v_e^2}{2} + h\nu'$$

Присутствие ядра тяжелого атома необходимо, как подставка для реакции превращения фотона.

Если  $h\nu$  лучей меньше  $1,02 \cdot 10^6$  eV, то положительных электронов не наблюдается. Весьма вероятно, что т. н. аномальное (дополнительное) поглощение, наблюдаемое лишь тогда, когда  $h\nu$  фотонов больше  $1,02 \cdot 10^6$  электрон-вольтов, обуславливается превращением части энергии в кинетическую энергию электрона и позитрона.

Авторы наблюдали образование положительных электронов и при трансмутации  $\alpha$ -частицами ядер Be, B и Al. Как известно, при трансмутации ядер бора и алюминия образуются или быстрые протоны, или нейтроны (см. стр. 272-273), при трансмутации же ядер бериллия — только нейтроны.

Опыт производился следующим образом. Перед окошком камеры Вильсона, закрытым тонким (0,1 мм) листочком алюминия, помещался препарат полония (20 милликюри), прикрытый листочком Al толщиной в 0,5 мм. Магнитное поле в 350 гаусс устанавливалось параллельно оси цилиндра камеры.

В камере наблюдались положительные электроны.

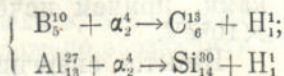
Когда  $\alpha$ -частицы поглощают экраном из серебра, положительных электронов не наблюдают; когда поглощают быстрые протоны, число положительных электронов не уменьшается. Отсюда вывод, что *положительные электроны образуются при действии  $\alpha$ -лучей на ядра Al*. Один положительный электрон образуется на  $2 \cdot 10^6$   $\alpha$ -частиц.

Рис. 72. Положительный и отрицательный электроны, вышедшие из свинца, и протон, выброшенный нейтроном в камере Вильсона (источник излучения Po—Be; фотограмма увеличена).

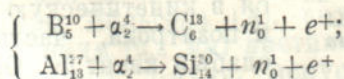


На рис. 72, 73 изображены фотограммы, полученные при трансмутации ядер Be и Al  $\alpha$ -частицами.

Свои наблюдения авторы выражают следующими нуклеарными уравнениями:



и

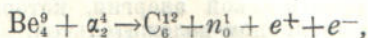




Как видно, при трансмутации ядер бора и алюминия выбрасываются из ядра или протон, или нейтрон + позитрон. Отсюда вывод, что протон представляет собою сочетание нейтрона с позитроном:

$$p = n + e^+$$

С бериллием, который при трансмутации дает только нейтроны, процесс идет так:



вместо того, чтобы идти по формуле:



т. е. положительные электроны образуются внутри ядра у бериллия за счет фотонов (лучей  $\gamma$ ), которые сопровождают трансмутацию ядра бериллия.

**Космические лучи как источник позитронов.** Космическими называются лучи исключительно большой проникаемости, идущие к нам, по видимому, из межзвездного пространства. Длина волны этих лучей лежит в пределах  $10^{-11} - 10^{-12}$  см; квант их энергии — в пределах  $12 \cdot 10^6 - 12 \cdot 10^7$  eV (см. стр. 130); проникаемость их в 10 раз больше проникаемости  $\gamma$ -лучей.

Андерсон (Anderson, 1933 г.), наблюдая космические лучи с помощью камеры Вильсона в магнитном поле мощности 15 000 гаусс, заметил, что некоторые следы пробега, искривленные магнитным полем, нужно приписать пробегам частиц с массой порядка массы электрона, но с положительным зарядом, равным единице, т. е. позитронам. Так, из 1300 сфотографированных им следов пробега в камере Вильсона 15 оказались пробегами позитронов; в других опытах позитронов им найдено больше половины. Блекет, Оккалини, Скобельцын и др. сделали подобные же наблюдения.

Позитроны образовались, по видимому, при столкновении фотонов космических лучей с ядрами атомов.

**Теория позитрона Дирака.** В механике Ньютона кинетическая энергия может быть только положительной

$$W_{\text{кин}} = \frac{mv^2}{2},$$

так как масса может быть только положительной.



Рис. 73. Позитрон и протон, образовавшиеся при трансмутации ядра алюминия в камере Вильсона (фотограмма увеличена).



В релятивистской<sup>1</sup> механике Эйнштейна кинетическая энергия может быть и положительной и отрицательной

$$W_{кин} = \pm \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2}.$$

Однако и в релятивистской механике из двух знаков всегда выбирается плюс. Но волновое уравнение квантовой механики построено так, что при наличии каких-либо возмущающих сил создается вероятность неизбежного перехода частицы с положительной кинетической энергией в состояние отрицательной кинетической энергии, которая и математически, и физически является антиподом положительной.

Так, если тело обладает положительной кинетической энергией, то при потере энергии оно теряет скорость; если тело обладает отрицательной кинетической энергией, то при потере энергии оно скорость увеличивает.

Если тело, заряженное отрицательно, в магнитном поле отклоняется, напр., *вправо*, когда его кинетическая энергия положительна, то оно будет отклоняться влево, если его кинетическая энергия будет отрицательной, т. е. оно будет себя вести так, как если бы было заряжено положительно.

Таким образом, позитрон можно было бы рассматривать как антиэлектрон, т. е. *электрон в состоянии отрицательной кинетической энергии*. Но это не так. Позитрон, как это показывает опыт, несомненно обладает положительной кинетической энергией. Необходимо другое толкование.

„Допустим — говорит Дирак (P. A. M. Dirac. 1930 г.), — что в том мире, который мы знаем, почти все электронные состояния с отрицательной энергией заняты электронами. Эта совокупность электронов, сидящих на отрицательных уровнях энергии, вследствие своей однородности, не может восприниматься нашими органами чувств и измерительными приборами и только лишь незанятые электронами уровни с отрицательной энергией, являясь чем то исключительным, каким то нарушением однородности, могут быть замечены нами — совершенно таким же образом, как мы замечаем незанятые состояния электронов с положительными энергиями.

Незанятое состояние с отрицательной энергией, т. е. „дыра“ в распределении электронов с отрицательной энергией будет восприниматься нами, как частица с положительной энергией; ведь отсутствие отрицательной кинетической энергии равно присутствию положительной кинетической энергии, так как минус на минус дает плюс.

Движение „дыры“ во внешнем электромагнитном поле будет происходить следующим образом: пусть, напр., внешнее поле направлено так, что сила, действующая в этом поле на обыкновенный электрон с положительной энергией, должна изменять его движение некоторым определенным образом; отсюда вытекает, что на электроны с отрицательной кинетической энергией та же самая сила должна действовать противоположным образом, а так как все электроны с отрицательной энергией, в том числе и края дыры, передвинутся одинаковым образом, то, следовательно, таким же образом передвинется и „дыра“, т. е. дыра ведет себя во внешнем поле так, как частица с положительной энергией и положительным зарядом.

Движение этой частицы может быть описано обыкновенной волновой функцией так же, как в случае обыкновенного электрона с положительной энергией.

Представляется разумным отождествить такую „дыру“ с позитроном, т. е. утверждать, что позитрон есть дыра в распределении электронов с отрицательной энергией.<sup>2</sup>

Если принять приведенное выше толкование, то заряд позитрона должен быть в точности равен заряду электрона, но с положительным знаком. Масса позитрона должна быть в точности равна массе электрона.

<sup>1</sup> Релятивистской называется механика с применением теории относительности.

<sup>2</sup> Цитировано по статье Дирака в книге, Атомное ядро, „Сборник докладов I Всесоюзной ядерной конференции“, стр. 129, 1934.



Если дыра будет занята электроном, то получится сплошное поле ненаблюдаемых электронов — позитрон исчезнет — произойдет то, что называется аннигиляцией, т. е. слияние электрона и позитрона и взаимное их уничтожение.

Теория Дирака предсказала существование позитронов и продолжительность их жизни. Более детальное математическое обоснование этой теории можно найти в цитированной выше статье Дирака и в книге: П. А. М. Дирак, Основы квантовой механики, стр. 281, 1932 г.

## Самопроизвольное распадение ядер — естественное и вызванное искусственно

Явление естественного самораспада атомов уже было достаточно подробно описано в главе „Радиоактивность“ (стр. 139—159), где это явление трактовалось вообще, как самопроизвольный распад атомов. Тогда строение атомов еще не было известно.

С открытием строения атомов выяснилось, что радиоактивность есть исключительно распад *ядра* и что электронная оболочка в этом явлении участия не принимает.

Здесь мы только укажем на работу Гамова (1928 г.), исследовавшего  $\alpha$ -самораспад ядер с помощью волновой механики, пополним сведения о  $\beta$ -распаде, а также изложим только что открытое (1934 г.) явление самораспада ядер, вызванное бомбардированием их  $\alpha$ -частицами, дейтронами и нейтронами.

**Потенциальный барьер ядра.** Исследования Резерфорда, Чадвика и Билера над аномальным рассеянием  $\alpha$ -лучей легкими атомами привели к заключению, что две положительно заряженные массы по мере их сближения начинают притягиваться и тем сильнее, чем больше они сближены, а именно, обратно пропорционально 4-й или даже 5-й степени расстояния. На некотором расстоянии силы притяжения и отталкивания уравновешиваются, при дальнейшем же сближении *притяжение становится больше отталкивания*.

Таким образом, протоны, сгруппированные в ядре на очень близком расстоянии друг от друга (радиус ядра порядка  $10^{-12}$  см —  $10^{-13}$  см), нужно рассматривать как систему частиц, притягивающихся друг к другу, а, следовательно, ядро можно сравнить с каплей жидкости.

Как известно, в капле жидкости частицы, находящиеся вблизи центра, не испытывают ни притяжения, ни отталкивания, так как силы, действующие на них, уравновешиваются; но частицы, находящиеся ближе к поверхности, испытывают громадные силы притяжения, препятствующие частицам покинуть каплю жидкости (поверхностное натяжение).

Сравнивая ядро с каплей жидкости, мы должны прийти к заключению, что потенциал в центральной части ядра должен быть приблизительно одинаков, но резко возрастать к границам, образуя *потенциальную яму*. Если же принять во внимание еще и силы кулоновского отталкивания, которые в значительной



степени не могут изменить распределения потенциала внутри ядра, но должны оказывать влияние на значение потенциала. Вдали от центра ядра, то эти силы приведут к образованию вокруг ядра *потенциального барьера* (рис. 74).

Потенциальный барьер, напр., ядра урана вычисляется в  $30 \cdot 10^6$  eV.

**Теория процесса  $\alpha$ -распада.** Вычисление кинетической энергии  $\alpha$ -частиц, выбрасываемых из ядра, и значения потенциального барьера ядра показали, что  $\alpha$ -частица не может преодолеть притяжение барьера и потому не может вылететь из ядра. Между тем  $\alpha$ -распад радиоактивных атомов есть факт. Как устранить это несогласие теории с практикой, классическая механика ответа не дает.

Чтобы обойти эту трудность, Резерфорд сделал предположение, что в ядре находятся не  $\alpha$ -частицы, а нейтральные атомы гелия — только с тесно прижатой к ядру электронной оболочкой. Когда атом гелия, передвигаясь в ядре, попадает в такую сферу, где

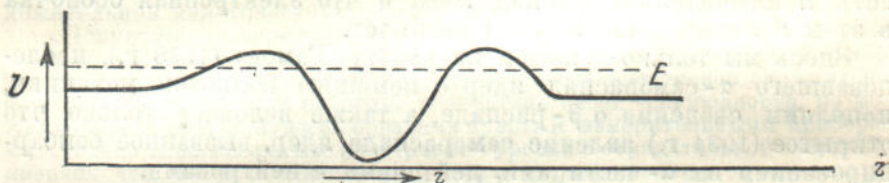


Рис. 74. Схема распределения потенциала ( $V$ ) в ядре и в ближайшем расстоянии от ядра ( $r$ ).  $E$  — энергия частицы, вылетающей из ядра при  $\alpha$ -распаде ядра.

он может преодолеть притяжение потенциального барьера, он оставляет в ядре свою электронную оболочку и вылетает из ядра уже как  $\alpha$ -частица.

Гамов (1928 г.) пошел другим путем. Он исходил из аналогии, которую дает волновая теория света, а именно: если лучи света падают на границу двух сред под углом меньшим угла полного внутреннего отражения, то, по законам геометрической оптики, они должны отразиться полностью — во вторую среду они не могут проникнуть. Но с точки зрения волновой теории света часть лучей должна проникнуть и во вторую среду, причем амплитуда их колебания по экспоненциальному закону убывает очень быстро и на расстоянии некоторых длин волн их уже нельзя обнаружить.

То же должно относиться и к волнам де-Бройля, соответствующим потоку материальных частиц, падающих на потенциальный барьер.

Приложив к частице, падающей на потенциальный барьер, уравнение Шредингера и предположив, что поле потенциальной энергии, окружающей ядро, обладает шаровой симметрией, Гамов вычислил коэффициент прозрачности атомного барьера для



$\alpha$ -частиц и вывел формулу для вычисления постоянных распада ( $k$ ) радиоактивных ядер:

$$\log k = \log \frac{8 \pi h}{m r_0^2} - \frac{4 \pi e^2}{h M} \cdot \frac{Z-2}{v} + \frac{8 e v \sqrt{m}}{h M} \cdot \sqrt{(Z-2) r_0}, \quad (119)$$

где  $h$  и  $e$  — универсальные константы,  $m$  — масса  $\alpha$ -частицы,  $Z$  — порядковый номер радиоактивного ядра,  $r_0$  — радиус ядра,  $M$  — коэффициент для перехода от натуральных логарифмов к десятичным,  $v$  — скорость вылетевших из ядра  $\alpha$ -частиц.

Ход вычислений очень сложен. Интересующихся отсылаем к источнику: Г. А. Гамов, Строение атомного ядра и радиоактивность, 1932 г.

Подставив вместо констант их значение, получим:

$$\log k = \frac{20,4352}{r_0^2} - 1,191 \cdot 10^3 \cdot \frac{Z-2}{v} + 4,084 \cdot 10^6 \cdot \sqrt{(Z-2) r_0}. \quad (120)$$

Соотношение между логарифмом константы распада ( $k$ ) и скоростью выбрасываемых  $\alpha$ -частиц ( $v$ ) известно под названием соотношения Гейгера-Неттола. Оно было найдено эмпирически Гейгером (Geiger) и Неттолом (Nuttal) еще в 1912 г.

Соотношение Гейгер-Неттола было сформулировано ими таким образом: *логарифм постоянной радиоактивного распада ( $k$ ) есть линейная функция энергии  $\alpha$ -частицы, причем постоянный член линейной зависимости приблизительно один и тот же во всех трех радиоактивных семействах.*

Изображая графически зависимость логарифма  $k$  от энергии распада  $E$ , мы получаем почти прямые линии, идущие параллельно для различных радиоактивных семейств.

Как видно из рис. 75, правило Гейгер-Неттола есть только некоторое приближение к более точному закону.

На диаграмме (рис. 75) даны логарифмы  $k$  в зависимости от полной энергии радиоактивного распада атома.

Полная энергия радиоактивного распада складается из кинетической энергии  $\alpha$ -частицы и из кинетической энергии луча отдачи, т. е. ядра, движущегося в направлении, обратном движению  $\alpha$ -частицы (см. стр. 146-147).

Полная энергия распада  $E_{пол}$  очень мало отличается от энергии  $\alpha$ -частицы. напр., для Th:  $E_\alpha = 6,34$ ,  $E_{пол} = 6,45$ ; для Ra:  $E_\alpha = 8,63$ ,  $E_{пол} = 8,79$  и т. д.

Из уравнений (119) и (120) следует, что логарифм постоянной скорости распада зависит не только от скорости выброшенной  $\alpha$ -частицы, а, следовательно, и ее кинетической энергии, но еще и от порядкового номера ( $Z$ ) радиоактивного атома и от радиуса его  $r_0$ .

То обстоятельство, что кривые (рис. 75) все таки проходят плавно, зависит от того, что в каждом радиоактивном ряду величины  $Z$ ,  $v$  и  $r_0$  при переходе от каждого предыдущего члена к последующему изменяются в одном и том же направлении. В тех случаях, где это условие не соблюдается, наблюдается излом; напр., при распаде RaAc  $\alpha$ -частица выбрасывается с меньшей



скоростью, чем при распаде Ac, а потому на кривой наблюдается излом (см. рис. 75).

Из формул (119) и (120) также видно, что изменения величины  $Z$  сравнительно мало влияют на значение логарифма  $k$ . Можно получить результаты, очень хорошо согласующиеся с опытом, если для  $r_0$  принять среднюю величину  $8 \cdot 10^{-13}$  см.

Если известно  $Z$  и величины  $k$  и  $v$ , определенные опытом, можно вычислить значения  $r_0$  для разных радиоактивных атомов.

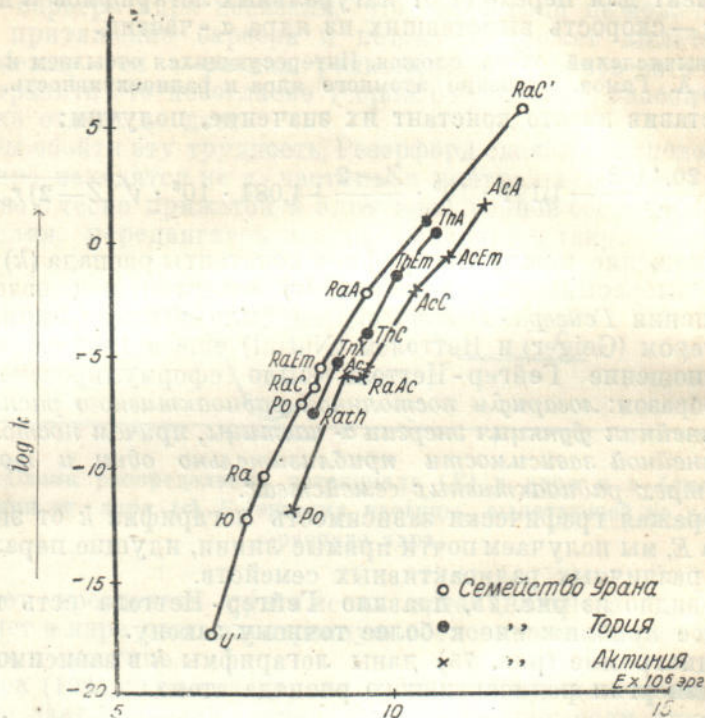


Рис. 75. Диаграмма соотношения Гейгера-Неттола.

Эти вычисления показывают, что в ряду Th — RaTh... радиус непрерывно падает от  $8,8 \cdot 10^{-13}$  см до  $6,6 \cdot 10^{-13}$  см, а затем опять растет; в ряду U — RaF радиус падает от  $9,5 \cdot 10^{-13}$  до  $6,3 \cdot 10^{-13}$  и затем растет.

Аномально большим радиусом и в то же время очень малым периодом распада обладает ядро RaC'. Характерно также, что там, где во всех группах происходит разветвление ряда (см. табл. 34),  $r_0$  обладает минимумом значения.

**Процесс  $\beta$ -распада.** Процесс  $\beta$ -распада наблюдается не только у тяжелых атомов, но и у легких (K, Rb).

Характерная особенность  $\beta$ -распада, резко отличающая его от  $\alpha$ -распада, состоит в том, что спектр скоростей, а, следова-



тельно, и энергетический спектр испускаемых  $\beta$ -лучей всегда непрерывен и лежит в широких пределах.

На рис. 76 кривые представляют распределение энергии в энергетическом спектре  $\beta$ -лучей, выбрасываемых при распаде различных радиоактивных ядер.

Из двух обычно следующих одно за другим  $\beta$ -превращений второе всегда отличается большей энергией.

Несмотря на неопределенность энергии выбрасываемых  $\beta$ -частиц, период  $\beta$ -распада для каждого данного ядра является вполне определенной величиной.

Теории  $\beta$ -распада пока не существует. Особенно затруднительно дать объяснение того факта, что спектр скоростей (а, следовательно, и энергий) испускаемых  $\beta$ -частиц меняется непрерывно и при том в широких пределах.

Чтобы устранить эту трудность, делались разные предположения, в основе которых лежало то, что сплошной спектр  $\beta$ -частиц есть вторичное явление, но все эти попытки результата не имели.

Особо поставленными опытами с несомненностью доказано, что  $\beta$ -частицы действительно происходят из ядра и ни в каком случае их нельзя рассматривать как электроны, сбитые с уровней  $K, L, M, \dots$  электронной оболочки.

Равным образом, попытки доказать, что все  $\beta$ -частицы вылетают из ядра с одинаковой скоростью и что непрерывный спектр есть вторичное явление, также не увенчались успехом (Эллис и Уостер, 1927 г.; Мейтнер и Оргман, 1930 г.). Таким образом, непрерывность спектра скоростей  $\beta$ -лучей, выбрасываемых при  $\beta$ -распаде вполне *тождественных* ядер, приходится, пока не доказано противное, считать реальностью.

Тот факт, что не существует процесса, компенсирующего разницу в значении энергии при испускании  $\beta$ -лучей вполне однородными ядрами, приводит к пранятию странного, противоречащего нашим основным установкам положения, что внутренняя энергия одного и того же ядра в момент  $\beta$ -распада *может принимать различные значения в пределах некоторой непрерывной области*. По крайней мере, ни до  $\beta$ -распада, ни после в продуктах распада никакой разницы в ядрах обнаружить не удается. Постоянные распада как у распадающихся ядер, так и у продуктов распада остаются *вполне определенными*.

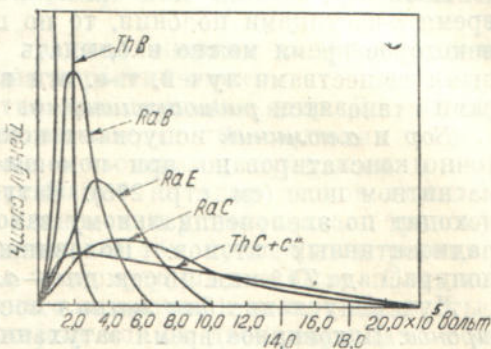


Рис. 76. Распределение энергии в пучке  $\beta$ -лучей, выбрасываемых разными радиоактивными ядрами при  $\beta$ -распаде.



Итак, непрерывный спектр скоростей  $\beta$ -излучения является для нас загадкой, решение которой, возможно, расширит, а может быть, даже совершенно изменит наши основные физические представления. „Вопрос имеет принципиальную важность и ответ на него будет связан с революцией в наших теперешних представлениях о физическом мире“ (Гамов).

**Радиоактивный распад, вызванный искусственно.** В январской книжке „Известий Французской академии наук“ (Comptes rendus, 198, 1934) помещена следующая, представляющая крупное событие, работа Ирины Кюри и Жолио.

Если бор, магний или алюминий бомбардировать некоторое время  $\alpha$ -частицами полония, то по прекращении бомбардировки некоторое время можно наблюдать испускание бомбардированными веществами лучей, т.-е. эти вещества на некоторое время сами становятся радиоактивными.

Бор и алюминий испускают исключительно позитроны. Это точно констатировано при помощи камеры Вильсона в электромагнитном поле (см. стр. 275). Затухание лучеиспускания происходит по экспоненциальному закону, как и вообще для всех радиоактивных атомов. Половинное время затухания (время полураспада  $T$ ) 3 мин. 15 сек. для — алюминия и 14 мин. — для бора.

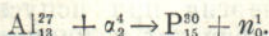
Лучеиспускание для магния состоит из позитронов и электронов. Половинное время затухания здесь 2 мин. 30 сек.

Лучеиспускания как электронное, так и позитронное, представляют непрерывный спектр скоростей, а, следовательно, и энергий, аналогично непрерывному спектру скоростей  $\beta$ -лучей обыкновенных радиоактивных атомов.

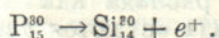
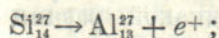
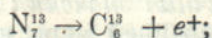
Для Al минимум интенсивности энергии испускаемых лучей лежит при  $1 \cdot 10^6$  eV, верхняя же граница — при  $3 \cdot 10^6$  eV; для бора минимум интенсивности — при  $0,5 \cdot 10^6$  eV, верхняя граница — при  $1,5 \cdot 10^6$  eV.

Лучеиспускание Mg образует два спектра скоростей с максимумами интенсивности лучей около  $2,2 \cdot 10^6$  eV (электронное) и  $1,5 \cdot 10^6$  eV (позитронное).

Наблюдаемые ими явления авторы объясняют тем, что под влиянием бомбардировки ядер  $\alpha$ -частицами образуются новые непрочные ядра, которые затем распадаются. Именно:

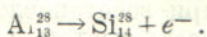


Изотопы  $N^{13}$ ,  $Si^{27}$ ,  $P^{30}$  неизвестны. Очевидно они неустойчивы и распадаются, образуя устойчивые ядра:





Действительно, изотопы  $O^{18}$ ,  $Al^{27}$ ,  $Si^{30}$  все известны. Излучение, состоящее из электронов, дает, по видимому, изотоп магния  $Mg^{25}$ :



Постоянная скорости распада не зависит от энергии бомбардирующих их  $\alpha$ -лучей.

Минимальная энергия  $\alpha$ -лучей, необходимая для того, чтобы вызвать образование из Mg и Al новых радиоактивных ядер, лежит в пределах  $4 \cdot 10^6 - 4,5 \cdot 10^6$  eV. Это та же энергия, которая необходима, чтобы трансформировать Mg и Al с выделением нейтронов.

Для бора минимальная граница энергии  $\alpha$ -лучей наблюдается около  $3 \cdot 10^6$  eV, но она вероятно ниже.

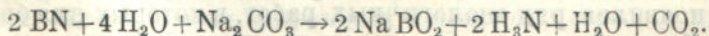
**Химическое доказательство трансмутации ядер.** До сих пор были только физические доказательства трансмутации атомов. При бомбардировании атомов  $\alpha$ -частицами, протонами и нейтронами наблюдалось выбрасывание из ядер атомов тяжелых и легких частиц. Это с несомненностью устанавливало трансмутацию, но химических доказательств тех ядерных реакций, которыми выражали процесс трансмутации, не было. Слишком мало получалось превращенного вещества и нельзя было отыскать ни одного реактива, который мог бы дать результаты с такими ничтожными количествами.

Но в только что описанных случаях продукты трансмутации были радиоактивны, а потому вышеуказанное затруднение само собой отпало.

Мы имеем приемы открытия радиоактивности, которые в 150 000 раз чувствительнее спектрального анализа (см. стр. 142).

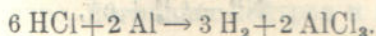
В указанной выше работе Кюри и Жолио впервые химическим путем констатировали трансмутацию атомов.

В случае бора они поступали следующим образом. Нитрид бора BN они облучали некоторое время  $\alpha$ -лучами, затем разлагали нагреванием с раствором соды:



Выделяющийся при этом аммиак они собирали в тонкую стеклянную трубку и раствор выпаривали досуха. Твердый остаток оказался нерадиоактивным, а аммиак был радиоактивен. Отсюда несомненный вывод, что продукт трансмутации бора есть радио-изотоп азота  $N^{13}$ , который образует радионизотоп аммиака  $H_3[N^{17}]$  (азот с его изотопами при облучении изменению не подвергается).

В случае Al поступали следующим образом. Тонкий листочек Al облучали  $\alpha$ -лучами и затем растворяли в соляной кислоте:





Водород собирали в тонкостенную стеклянную трубку. Выпаренная соль алюминия оказалась *нерадиоактивной, радиоактивным же оказался собранный газ*. Согласно нуклеарного уравнения, приведенного выше, из  $Al_{13}^{27}$  должно было образоваться радиоактивное ядро  $P_{15}^{30}$ , которое при восстановлении водородом в момент образования должно было дать изотоп радиоводородистого фосфора  $H_8[P^{30}]$ .

Если облученный Al растворять в кислоте в присутствии окислителя, напр., в  $HCl + HNO_3$ , то *радиофосфор* переходит в нелетучую *радиофосфорную кислоту*  $H_3[P^{30}O_4]$  и радиоактивным теперь является уже сухой остаток после выпаривания раствора.

В случае магния, который при облучении должен дать ядра  $Si_{14}^{27}$  и  $Al_{13}^{28}$ , не удалось найти химического подтверждения.

Атомы H, Li, C, Be, N, O, F, Na, Ca, Ni, Ag в аналогичных условиях опыта результатов не дали. Возможно, что явление происходит и здесь, но время затухания или слишком коротко, или слишком длинно, чтобы его можно было наблюдать.

Авторы предлагают полученные ими изотопы бора, магния и алюминия назвать *радиобором, радиомагнием, радиоалюминием*.

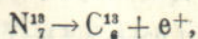
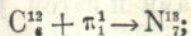
Полученные авторами результаты несомненно имеют громадное значение и открывают новую область для исследования. В частности, они должны оказать особую услугу при решении вопроса об устойчивости ядер, а, следовательно, и общего вопроса о строении ядер.

Авторы указывают, что нестойкие радиоатомы можно получать также путем действия на обыкновенные атомы ускоренных протонов, дейтронов и нейтронов и высказывают надежду, что уже близко то время, когда с помощью ускоренных протонов можно будет получить радиоатомы с активностью, значительно превышающей естественные радиоактивные атомы, и использовать их для разных целей. Эти *радиоатомы* при своем распаде могут выбрасывать не только электроны и позитроны, но и более тяжелые частицы, а также  $\gamma$ -лучи *исключительной способности проникания*.

Как только была напечатана работа Кюри и Жолио, очень скоро появился ряд аналогичных работ, в которых для бомбардировки были использованы скорые протоны, дейтроны и нейтроны.

Получение радиоактивных изотопов путем трансмутации ядер скорыми протонами, дейтонами и нейтронами. 1. Кокрофт, Джилберт и Уолтон в Кембридже бомбардировали в течение 15 минут *ускоренными протонами* энергии  $6 \cdot 10^6$  eV *графит*, полученный по способу Ачесона. По прекращении бомбардировки, графит стал радиоактивным с временем полураспада 10,5 минут. Излучались при этом только позитроны.

Авторы предполагают, что процесс идет так:





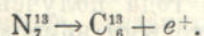
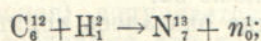
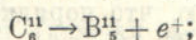
т. е. что получается тот же изотоп азота  $N^{13}$ , который получили из бора французские авторы, бомбардируя бор  $\alpha$ -лучами. Несколько меньший период полураспада (10,5 мин. против 14 мин.) они объясняют различной степенью возбуждения.

Кюри и Жолио полагают, что это мало вероятно и английские авторы, повидимому, получили какой-то другой радиоактивный элемент.

2. Гарнер (Garner), Крен (H. R. Crane) и Лауритсен (Lauritsen) в Калифорнии бомбардировали углерод и бор ядрами тяжелого водорода ( $H^2$ ), для которого предложены названия: дейтона, гидрона и полугелиона.

Бор и углерод становились радиоактивными, причем интенсивность радиоактивности в сотни раз превышала ту, которую наблюдали французские ученые.

Происходящий здесь процесс выражается, повидимому, следующими уравнениями:



3. Известный итальянский физик Ферми (E. Fermi) бомбардировал атомы нейтронами. Это был очень удачный выбор, так как нейтроны, будучи нейтральными, легче проникают в атомные ядра, образуя новые ядра. Если последние оказываются неустойчивыми, то они более или менее быстро разрушаются.

Источником нейтронов служил бериллий, облучаемый эманацией радия (радоном). Как известно, эманация радия распадается, выбрасывая  $\alpha$ -частицы, которые выбивают из бериллия нейтроны.

Получены радиоактивные вещества из следующих 23 элементов: из фтора, натрия, магния, алюминия, кремния, фосфора, хлора, титана, ванадия, хрома, железа, меди, цинка, мышьяка, селена, брома, стронция, циркония, серебра, сурьмы, теллура, иода, бария. Порядковые номера их лежат в пределах 9 (фтор) — 56 (барий).

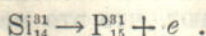
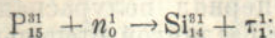
Излучение составляли электроны, причем наиболее сильный эффект получен с фосфором. Период полураспада колеблется в пределах: от нескольких секунд (фтор) до нескольких дней (мышьяк, хлор).

В некоторых случаях наблюдается несколько периодов полураспада, что происходит или вследствие наличия изотопов или же вследствие целого последовательного ряда превращений, как у естественных радиоактивных элементов.

Механизм образования радиоактивных атомов, повидимому, таков: облучаемое ядро, поглощая нейтрон и выбрасывая протон,



образует новое нестойкое ядро с порядковым номером на единицу меньше. Последнее распадается по типу  $\beta$ -распада; напр.



Действительно, изотоп  $\text{Si}^{21}$  неизвестен.

Свои работы Ферми продолжает. Всего им исследовано пока 68 элементов. Из них 47 дали радиоактивные вещества. Девять радиоактивных продуктов исследовано химически. Во всех случаях излучение составляют *электроны*.

При облучении урана доказано, что продукты облучения обладают по крайней мере пятью наложенными друг на друга периодами полураспада, лежащими в пределах от 10 сек. до 1 дня. Ни один из этих периодов не соответствует уже известным продуктам распада урана.

Химическое исследование продукта с периодом полураспада в 13 минут и продукта с периодом полураспада 90 мин. привело Ферми к заключению, что порядковые номера этих продуктов должны *быть больше 92*.

Это предположение оказалось верным.

В феврале текущего года получено извещение, что существование ядер с порядковыми номерами выше 92 (93 и 94) подтверждено немецким химиком О. Ганом (Hahn) и немецким физиком Лизой Метвер (Metner)

Все вышеприведенные работы произведены в шестимесячный срок после появления работы И. Кюри и Жолио.



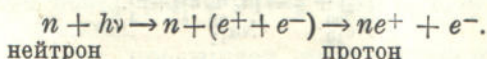
## Состав и строение ядер

[Основные структурные единицы ядра. До 1932 г. считали, что ядро сложено из протонов и электронов, которые группируются в  $\alpha$ -частицы, хотя последнее и подвергалось сомнению.]

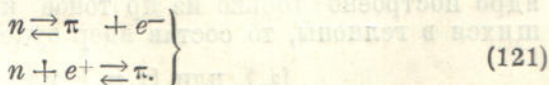
Открытие нейтрона, позитрона и исследование спина и магнитных моментов ядер привело к заключению, что электронов в ядрах не может быть. Наиболее вероятно, что ядра сложены из протонов и нейтронов.

Присутствие  $\alpha$ -частиц (каждая  $\alpha$ -частица состоит из двух протонов и двух нейтронов) допускается только в тяжелых ядрах. Это допущение необходимо для толкования радиоактивного  $\alpha$ -распада и процессов, связанных с  $\gamma$ -лучами.

Тот факт, что при радиоактивном распаде выбрасываются электроны ( $\beta$ -частицы) объясняется тем, что образующиеся при  $\beta$ -распаде  $\gamma$ -лучи в областях весьма сильного поля, вблизи ядра, „материализуются“ в пару, состоящую из электрона и позитрона. Позитрон поглощается ядром, а электрон выбрасывается. Схема  $\beta$ -распада, следовательно, такова



Тот факт, что при многих трансмутациях, напр., алюминия  $\alpha$ -частицами, выделяется или нейтрон или протон плюс позитрон, объясняется тем, что нейтрон может превращаться в протон — или путем испускания электрона или путем поглощения позитрона (и обратно):



Вопрос о том, что считать элементарной частицей — протон или нейтрон — несуществен. И тот и другой принимаются в одинаковой степени элементарными и основными структурными единицами (Перрен, Иваненко).

Полагают, что превращения — нейтрона в протон и обратно, — выраженные уравнениями (121), только в среднем удовлетворяют закону сохранения энергии.

На основе протонно-нейтронной модели атома были исследованы дефекты масс ядер (Иваненко). Оказалось, что кривая массовых дефектов плавно падает по направлению к тяжелым



радиоактивным элементам, не образуя минимума при олове (стр. 259).

На основе новой модели были выяснены закономерности при образовании изотопов от He до A<sup>86</sup>. Новая модель позволяет предвидеть также целый ряд изотопов (Штруп).

Против присутствия в ядрах электронов приводятся следующие аргументы:

1. Магнитные моменты ядер всегда значительно меньше магнитного момента свободного электрона, даже тогда, когда в ядре должен по схеме находиться свободный электрон. Это противоречит правилу сложения спинов и приходится допустить одно из двух — или в ядре электрон теряет свою индивидуальность, или в ядре нет электронов.

Примером может служить т. н. *азотная катастрофа*. Если считать, что ядро азота N<sub>7</sub><sup>14</sup> состоит из 14 протонов и 7 электронов, т. е. из нечетного числа элементарных единиц (21), то его спин не может быть четным числом и он должен следовать статистике Ферми-Дирака. Между тем исследования полосатых спектров (см. стр. 262—263) и эффекта Раманна дают, что его спин равен единице и что он следует статистике Бозе-Эйнштейна.

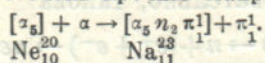
2. Ядро, повидимому, не может захватить электрон, хотя захват орбитального электрона должен происходить с выделением энергии.

Против присутствия в ядре позитронов выдвигаются те же возражения, что и против присутствия в ядре электронов. Если принять присутствие позитронов в ядре, то позитрону нужно приписать спин, равный нулю.

Против присутствия в ядре α-частиц выдвигаются следующие возражения:

1. Энергия связи между отдельными α-частицами (гелионами) внутри ядер не настолько мала сравнительно с энергией связи между составными частями самой α-частицы, чтобы можно было рассматривать внутри ядер α-частицы как отдельные единицы.

2. Во многих трансмутациях приходится допускать разрушение α-частиц, которые сами по себе очень прочны. Напр.,



Промежуточными структурными единицами могут быть еще *дейтроны* (H<sub>2</sub><sup>2</sup>), или (π), т. е. ядра изотопа водорода, которые называют еще *полугелионами* и *гидронами*, а также группа „нейтрино“ (e<sup>+</sup>.e<sup>-</sup>), т. е. сочетание положительного и отрицательного электронов; но принимать их присутствие в ядрах пока еще нет достаточных данных.

**Новые классификации атомных ядер.** Если принять, что ядро построено только из протонов и нейтронов, группирующихся в гелионы, то состав ядер будет выражаться формулами:

$$[\alpha_n], \text{ или } [\alpha_n n_m], \text{ или } [\alpha_n n_m \pi],$$

где α — гелион, n — нейтрон, π — протон, причем n и m — целые числа, т. е. ядра нужно разделить на три группы: 1) ядро есть комплекс гелионов; 2) ядро состоит из гелионов и нейтронов; 3) ядро состоит из гелионов, нейтронов и одного протона. Число протонов определяет заряд ядра (каждая α-частица состоит из двух протонов и двух нейтронов); сумма нейтронов и протонов — массовый номер. Предполагается, что два протона и два нейтрона тотчас же группируются в гелион [π<sub>2</sub>n<sub>2</sub>]. Таким образом, порядковый номер, деленный на два, определяет число гелионов



в ядре. Нет ни одного случая, чтобы в ядре протонов было больше, чем нейтронов.

Примеры. Ядро  $O^{16}$  состоит из 8 протонов и  $16 - 8 = 8$  нейтронов, которые группируются в 4 гелиона. Формула ядра —  $[a]_4$ . Формула нейтрального атома —  $[a_4] \cdot e_2^- \cdot e_2^-$ .

Ядро  $Se^{80}$  состоит из 34 протонов и  $80 - 34 = 46$  нейтронов, которые могут образовать только 17 гелионов  $[a_{17}]$ ;  $80 - 68 = 12$  нейтронов являются несвязанными (избыточными). Формула ядра —  $[a_{17}n_{12}]$ ; формула нейтрального атома  $[a_{17}n_{12}] \cdot e_{28}^- \cdot e_6^-$ .

Ядро  $Cl^{37}$  состоит из 17 протонов и  $37 - 17 = 20$  нейтронов. Они могут образовать только 8 гелионов:  $[a_8]$ . Свободными остаются  $17 - 16 = 1$  протон и  $37 - 32 = 5$  нейтронов. Формула этого ядра —  $[a_8n_5p]$ . Формула нейтрального атома —  $[a_8n_5p] \cdot e_{10}^- \cdot e_7^-$ .

Легко видеть, что, если порядковый номер есть четное число, в ядре нет несвязанных (избыточных) протонов. Если же порядковый номер нечетное число, в ядре находится один несвязанный (избыточный) протон.

Присутствие  $\alpha$ -частиц в ядре считается общепринятым; но в действительности вопрос о том, находятся ли в ядре уже готовые  $\alpha$ -частицы (гелионы) или они образуются во время радиоактивного распада, остается еще открытым. Целый ряд авторов, напр., Оно (Ono), Зандер (Sander), В. Плотников и др. считают, что  $\alpha$ -частицы образуются в момент распада ядра из более простых частиц с выделением энергии, которая их и выбрасывает из ядра.

Если считать, что ядра состоят только из протонов и нейтронов, то ядра нужно разделить на две группы:

1. Число протонов равно числу нейтронов. Общая формула —  $\pi_m n_m$ ; порядковый номер равен числу протонов, а массовый номер — в два раза больше.

2. Число нейтронов превышает число протонов на 1 — 146. Общая формула  $\pi_m n_{m+x}$ . Порядковый номер равен числу протонов, а массовый — числу протонов и нейтронов.

В таблице 66 приведены формулы ядер первых четырех периодов периодической системы Менделеева.



Т а б л и ц а 66

Формулы ядер первых четырех периодов периодической системы Менделеева

(формула I дает общее число протонов и нейтронов; в формуле II каждые два протона и два нейтрона сгруппированы в  $\alpha$ -частицы (гелионы))

Символы ядер	Формула протонно-нейтронная I	Формула гелионная II	Символы ядер	Формула протонно-нейтронная I	Формула гелионная II
$H_1^1$	$\pi$	—	$Si_{14}^{28}$	$\pi_{14}n_{14}$	$\alpha_7$
$H_1^2$	$\pi n$	—	$Si_{14}^{29}$	$\pi_{14}n_{15}$	$\alpha_7 n$
$H_1^3$	$\pi n_2$	—	$Si_{14}^{30}$	$\pi_{14}n_{16}$	$\alpha_7 n_2$
$He_2^3$	$\pi_2 n$	—	$P_{15}^{31}$	$\pi_{15}n_{16}$	$\alpha_7 \pi n_2$
$He_2^4$	$\pi_2 n_2$	$\alpha$	$S_{16}^{32}$	$\pi_{16}n_{16}$	$\alpha_8$
$Li_3^6$	$\pi_3 n_3$	$\alpha \pi n$	$S_{16}^{33}$	$\pi_{16}n_{17}$	$\alpha_8 n$
$Li_3^7$	$\pi_3 n_4$	$\alpha \pi n_2$	$S_{16}^{34}$	$\pi_{16}n_{18}$	$\alpha_8 n_2$
$(Be_4^8)$	$\pi_4 n_4$	$\alpha_2$	$Cl_{17}^{35}$	$\pi_{17}n_{18}$	$\alpha_8 \pi n_2$
$Be_4^9$	$\pi_4 n_5$	$\alpha_2 n$	$Cl_{17}^{37}$	$\pi_{17}n_{20}$	$\alpha_8 \pi n_4$
$Be_4^{10}$	$\pi_4 n_6$	$\alpha_2 n_2$	$Cl_{17}^{39}$	$\pi_{17}n_{22}$	$\alpha_8 \pi n_6$
$B_5^{10}$	$\pi_5 n_5$	$\alpha_2 \pi n$	$A_{18}^{36}$	$\pi_{18}n_{18}$	$\alpha_9$
$B_5^{11}$	$\pi_5 n_6$	$\alpha_2 \pi n_2$	$A_{18}^{40}$	$\pi_{18}n_{22}$	$\alpha_9 n_4$
$C_6^{12}$	$\pi_6 n_6$	$\alpha_3$	$K_{19}^{39}$	$\pi_{19}n_{20}$	$\alpha_9 \pi n_2$
$C_6^{13}$	$\pi_6 n_7$	$\alpha_3 n$	$K_{19}^{41}$	$\pi_{19}n_{22}$	$\alpha_9 \pi n_4$
$N_7^{14}$	$\pi_7 n_7$	$\alpha_3 \pi n$	$Ca_{20}^{40}$	$\pi_{20}n_{20}$	$\alpha_{10}$
$N_7^{15}$	$\pi_7 n_8$	$\alpha_3 \pi n_2$	$Ca_{20}^{44}$	$\pi_{20}n_{24}$	$\alpha_{10} n_4$
$O_8^{16}$	$\pi_8 n_8$	$\alpha_4$	$Sc_{21}^{45}$	$\pi_{21}n_{24}$	$\alpha_{10} \pi n_4$
$O_8^{17}$	$\pi_8 n_9$	$\alpha_4 n$	$Ti_{22}^{48}$	$\pi_{22}n_{26}$	$\alpha_{11} n_4$
$O_8^{18}$	$\pi_8 n_{10}$	$\alpha_4 n_2$	$(Ti_{22}^{50})$	$\pi_{22}n_{28}$	$\alpha_{11} n_6$
$F_9^{19}$	$\pi_9 n_{10}$	$\alpha_4 \pi n_2$	$V_{23}^{51}$	$\pi_{23}n_{28}$	$\alpha_{11} \pi n_6$
$Ne_{10}^{20}$	$\pi_{10} n_{10}$	$\alpha_5$	$Cr_{24}^{50}$	$\pi_{24}n_{26}$	$\alpha_{11} n$
$Ne_{10}^{21}$	$\pi_{10} n_{11}$	$\alpha_5 n$	$Cr_{24}^{52}$	$\pi_{24}n_{28}$	$\alpha_{12} n_4$
$Ne_{10}^{22}$	$\pi_{10} n_{12}$	$\alpha_5 n_2$	$Cr_{24}^{53}$	$\pi_{24}n_{29}$	$\alpha_{12} n_5$
$Na_{11}^{23}$	$\pi_{11} n_{12}$	$\alpha_5 \pi n_2$	$Cr_{24}^{54}$	$\pi_{24}n_{30}$	$\alpha_{12} n_6$
$Mg_{12}^{24}$	$\pi_{12} n_{12}$	$\alpha_6$	$Mn_{25}^{55}$	$\pi_{25}n_{30}$	$\alpha_{12} \pi n_6$
$Mg_{12}^{25}$	$\pi_{12} n_{13}$	$\alpha_6 n$	$Fe_{26}^{54}$	$\pi_{26}n_{28}$	$\alpha_{13} n_2$
$Mg_{12}^{26}$	$\pi_{12} n_{14}$	$\alpha_6 n_2$	$Fe_{26}^{56}$	$\pi_{26}n_{30}$	$\alpha_{13} n_4$
$Al_{13}^{27}$	$\pi_{13} n_{14}$	$\alpha_6 \pi n_2$	$Co_{27}^{59}$	$\pi_{27}n_{32}$	$\alpha_{13} \pi n_6$



Символы ядер	Формула протонно-нейтронная I	Формула гелионная II	Символы ядер	Формула протонно-нейтронная I	Формула гелионная II
Ni <sub>28</sub> <sup>58</sup>	$\pi_{28}n_{30}$	$\alpha_{14}n_2$	Ge <sub>32</sub> <sup>76</sup>	$\pi_{32}n_{44}$	$\alpha_{16}n_{12}$
Ni <sub>28</sub> <sup>60</sup>	$\pi_{28}n_{32}$	$\alpha_{14}n_4$	Ge <sub>32</sub> <sup>77</sup>	$\pi_{32}n_{45}$	$\alpha_{16}n_{13}$
Cu <sub>29</sub> <sup>63</sup>	$\pi_{29}n_{34}$	$\alpha_{14}\pi n_6$	As <sub>33</sub> <sup>75</sup>	$\pi_{33}n_{42}$	$\alpha_{16}\pi n_{10}$
Cu <sub>29</sub> <sup>65</sup>	$\pi_{29}n_{36}$	$\alpha_{14}\pi n_8$	Se <sub>34</sub> <sup>74</sup>	$\pi_{34}n_{40}$	$\alpha_{17}n_8$
Zn <sub>30</sub> <sup>64</sup>	$\pi_{30}n_{34}$	$\alpha_{15}n_4$	Se <sub>34</sub> <sup>76</sup>	$\pi_{34}n_{42}$	$\alpha_{17}n_8$
Zn <sub>30</sub> <sup>66</sup>	$\pi_{30}n_{36}$	$\alpha_{15}n_6$	Se <sub>34</sub> <sup>77</sup>	$\pi_{34}n_{43}$	$\alpha_{17}n_9$
Zn <sub>30</sub> <sup>67</sup>	$\pi_{30}n_{37}$	$\alpha_{15}n_7$	Se <sub>34</sub> <sup>78</sup>	$\pi_{34}n_{44}$	$\alpha_{17}n_{10}$
Zn <sub>30</sub> <sup>68</sup>	$\pi_{30}n_{38}$	$\alpha_{15}n_8$	Se <sub>34</sub> <sup>80</sup>	$\pi_{34}n_{46}$	$\alpha_{17}n_{12}$
Zn <sub>30</sub> <sup>70</sup>	$\pi_{30}n_{40}$	$\alpha_{15}n_{10}$	Se <sub>34</sub> <sup>82</sup>	$\pi_{34}n_{48}$	$\alpha_{17}n_{14}$
Ga <sub>31</sub> <sup>69</sup>	$\pi_{31}n_{38}$	$\alpha_{15}\pi n_8$	Br <sub>35</sub> <sup>79</sup>	$\pi_{35}n_{44}$	$\alpha_{17}\pi n_{10}$
Ga <sub>31</sub> <sup>71</sup>	$\pi_{31}n_{40}$	$\alpha_{15}\pi n_{10}$	Br <sub>35</sub> <sup>81</sup>	$\pi_{35}n_{46}$	$\alpha_{17}\pi n_{12}$
Ge <sub>32</sub> <sup>70</sup>	$\pi_{32}n_{38}$	$\alpha_{16}n_6$	Kr <sub>36</sub> <sup>78</sup>	$\pi_{36}n_{42}$	$\alpha_{18}n_8$
Ge <sub>32</sub> <sup>71</sup>	$\pi_{32}n_{39}$	$\alpha_{16}n_7$	Kr <sub>36</sub> <sup>80</sup>	$\pi_{36}n_{44}$	$\alpha_{18}n_8$
Ge <sub>32</sub> <sup>72</sup>	$\pi_{32}n_{40}$	$\alpha_{16}n_8$	Kr <sub>36</sub> <sup>82</sup>	$\pi_{36}n_{46}$	$\alpha_{18}n_{10}$
Ge <sub>32</sub> <sup>73</sup>	$\pi_{32}n_{41}$	$\alpha_{16}n_9$	Kr <sub>36</sub> <sup>83</sup>	$\pi_{36}n_{47}$	$\alpha_{18}n_{11}$
Ge <sub>32</sub> <sup>74</sup>	$\pi_{32}n_{42}$	$\alpha_{16}n_{10}$	Kr <sub>36</sub> <sup>84</sup>	$\pi_{36}n_{48}$	$\alpha_{18}n_{12}$
Ge <sub>32</sub> <sup>75</sup>	$\pi_{32}n_{43}$	$\alpha_{16}n_{11}$	Kr <sub>36</sub> <sup>85</sup>	$\pi_{36}n_{49}$	$\alpha_{18}n_{13}$

Таблица 67

Протонные и гелионные модели изобаров  
(извлечение из таблицы 61)

Массовый номер	Сим-волы	Протонно-нейтронная модель	Гелионная модель	Массовый номер	Сим-волы	Протонно-нейтронная модель	Гелионная модель		
39	{	Cl <sub>17</sub> <sup>39</sup>	$\pi_{17}n_{22}$	$\alpha_9\pi n_6$	124	{	Sn <sub>50</sub> <sup>124</sup>	$\pi_{50}n_{74}$	$\alpha_{25}n_{24}$
		K <sub>19</sub> <sup>39</sup>	$\pi_{19}n_{20}$	$\alpha_9\pi n_2$			Te <sub>52</sub> <sup>124</sup>	$\pi_{52}n_{72}$	$\alpha_{26}n_{20}$
40	{	A <sub>18</sub> <sup>40</sup>	$\pi_{18}n_{22}$	$\alpha_9n_4$	212	{	X <sub>54</sub> <sup>124</sup>	$\pi_{54}n_{70}$	$\alpha_{27}n_{16}$
		Ca <sub>20</sub> <sup>40</sup>	$\pi_{20}n_{20}$	$\alpha_{10}$			Pb <sub>82</sub> <sup>212</sup>	$\pi_{82}n_{130}$	$\alpha_{41}n_{48}$
71	{	Ga <sub>31</sub> <sup>71</sup>	$\pi_{31}n_{40}$	$\alpha_{15}\pi n_{10}$	212	{	Bi <sub>83</sub> <sup>212</sup>	$\pi_{83}n_{129}$	$\alpha_{41}\pi n_{47}$
		Ge <sub>32</sub> <sup>71</sup>	$\pi_{32}n_{39}$	$\alpha_{16}n_7$			Po <sub>84</sub> <sup>212</sup>	$\pi_{84}n_{128}$	$\alpha_{42}n_{44}$
75	{	Se <sub>32</sub> <sup>75</sup>	$\pi_{32}n_{43}$	$\alpha_{16}n_{11}$	212	{			
		As <sub>33</sub> <sup>75</sup>	$\pi_{33}n_{42}$	$\alpha_{16}\pi n_{10}$					



Выводы из таблиц 66 и 67. 1. Нарастание протонов в ядрах идет единицами без перерывов.

2. Нарастание нейтронов в ядрах идет параллельно нарастанию протонов.

3. Нет ни одного случая, чтобы число нейтронов в ядре было меньше числа протонов. Нет, напр., такого состава  $\pi_{10}n_3$ ,  $\pi_{35}n_{24}$  и т. п.

4. Нарастание нейтронов при неизменном числе протонов, т. е. в изотопах ряда H—S (1—16) идет единицами; в ряду Cl, A, K оно идет парами, а в других случаях — единицами и парами. Так как предполагается, что не все изотопы открыты, то можно высказать предположение, что число нейтронов в ряду всех изотопов меняется на единицу.

5. При переходе от ядра с меньшим порядковым номером к ядру с большим порядковым номером, т. е. при вхождении в ядро нового протона, число нейтронов может остаться неизменным или даже уменьшиться.

Напр., ядро бора  $\pi_5 n_6$  ( $B_6^{11}$ ), фиксируя протон, превращается в ядро углерода  $\pi_6 n_6$  ( $C_6^{12}$ ); ядро хрома  $\pi_{24} n_{30}$  ( $Cr_{24}^{54}$ ), фиксируя протон, превращается в ядро марганца  $\pi_{25} n_{30}$  ( $Mn_{25}^{55}$ ).

Таким образом, вхождение в ядро протона не обязательно влечет за собой увеличение числа нейтронов.

6. Процесс образования ядра какого-либо порядкового номера представляется следующим образом. Тот или иной изотоп ядра с порядковым номером на единицу меньше, фиксирует протон. В результате получается ядро с порядковым номером на единицу больше; это ядро затем фиксирует нейтроны.

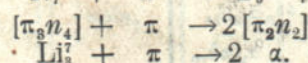
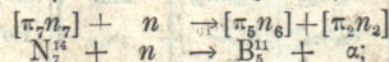
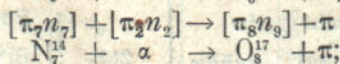
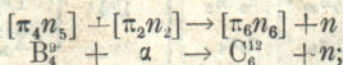
Примеры. Ядро углерода  $\pi_6 n_7$  ( $C_6^{13}$ ), фиксируя протон, превращается в ядро азота  $\pi_7 n_7$  ( $N_7^{14}$ ). Это ядро, фиксируя нейтрон, дает изотоп азота  $\pi_7 n_8$  ( $N_7^{15}$ ).

Ядро фтора  $\pi_9 n_{10}$  ( $F_9^{19}$ ), фиксируя протон, превращается в ядро неона  $\pi_{10} n_{10}$  ( $Ne_{10}^{20}$ ); ядро неона  $\pi_{10} n_{10}$ , поглощая один или два нейтрона, дает изотопы неона:  $\pi_{10} n_{11}$  ( $Ne_{10}^{21}$ ) и  $\pi_{10} n_{12}$  ( $Ne_{10}^{22}$ ), и т. д.

7. Если считать, что протоны и нейтроны группируются в ядре в гелионы ( $\alpha$ -частицы), то избыточные протоны находятся только в ядрах с нечетными порядковыми номерами.

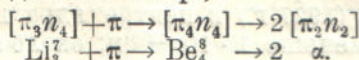
8. Изобары образуются путем замещения, чаще всего двух нейтронов (реже одного) на два протона или наоборот.

Уравнения ядерных реакций. Так как вопрос о том, образуют ли протоны и электроны в ядре промежуточные структурные единицы или нет, пока нужно считать открытым, то при составлении ядерных реакций, лучше считать ядро состоящим только из протонов и нейтронов. Уравнения ядерных реакций тогда будут иметь следующий вид:





Весьма вероятно, что сначала образуются непрочные ядра, которые затем распадаются. Напр.,



Если не вводить в формулы электронную оболочку, то формулы нейтральных атомов — формулы будущего — идентичны с формулами ядер (элементов). Чтобы отличить их от формул ядер, удобно формулы ядер брать в прямые скобки; чтобы обозначить ион, в формуле ядра указывают число зарядов обычным способом; напр.,  $\text{N}_7^{14}$  обозначают формулой  $[\pi_7 n_7]$ ; ион  $[\text{N}_7^{14}]^+$  — формулой  $[\pi_7 n_7]^+$ ; ион  $[\text{N}_7^{14}]^-$  — формулой  $[\pi_7 n_7]^-$ ; ядро —  $[\pi_7 n_7]$  и т. д. Формула легкой воды  $[\pi_2] [\pi_8 n_8]^+$ ; формула тяжелой воды —  $[\pi n]_2 [\pi_8 n_8]^+$  и т. д.

Так как число протонов равно порядковому номеру, то формулы дают порядковые номера атомов, а, следовательно, и тот период и группу, куда относится атом. Нужно только помнить, что порядковые номера первого периода 1—2; второго 3—10; третьего 11—18; четвертого 19—36; пятого 37—54; шестого 55—86; седьмого 87—92. Первая группа рачочных атомов (см. стр. 233) 21—28; вторая 39—46; третья 57 и 71—78; четвертая 89—92; группа атомов редких земель 58—70; группа радиоактивных атомов 81—92.

Очевидно, новые формулы атомов более совершенны, чем старые символы, которые даже в настоящий момент (не говоря уже о ядерных реакциях) уже явно недостаточны (напр., в формулах легкой и тяжелой воды).

Новые формулы указывают порядковый номер атома, его массовый номер, его место в периодической системе. Косвенно они говорят и о валентности атома. Очень нетрудно пополнить их так, чтобы они указывали и число валентных электронов, напр., формула  $\pi_7 n_7 : e_s^-$  говорит, что атом занимает пятое место во втором периоде; что его максимальная валентность — 5, а массовый номер 14, т. е. что это изотоп азота —  $\text{N}_7^{14}$ . Формула  $[\pi_7 n_7 : e_s^- : e_s^-]^+$  есть ион азота  $[\text{N}_7^{14}]^+$ ,  $[\pi_7 n_7 : e_s^-]^-$  — ион азота  $[\text{N}_7^{14}]^-$ ;  $\pi_{10} n_{10} : e_s^-$  — атом инертного газа. Все эти формулы очень наглядны в реакциях окисления-восстановления. Однако пока это формулы будущего.

**Строение ядра.** Каковы бы ни были представления о составе ядер (протоны и электроны, протоны и нейтроны,  $\alpha$ -частицы с избыточными протонами и электронами) вопрос о распределении их в ядре (модель ядра) остается открытым. Мы не предполагаем здесь входить в подробности, так как и экспериментальный, и теоретический материал по этому вопросу находится в стадии разработки. Укажем только на тенденцию исследователей дать модель ядра, аналогичную модели атома Бора. Так, Тибо (Thibaud, 1925 г.) представляет ядро состоящим из центральной части с зарядом  $\text{Ne}$ , вокруг которой по квантовым орбитам вращаются частицы, составляющие ядро. При переходе с одной орбиты на другую выделяется квант энергии в виде  $\gamma$ -лучей.

Для частоты колебаний, когда частица с  $n$ -квантовой орбиты падает на  $m$ -квантовую, им выведена формула, аналогичная формуле Бора, а именно:

$$\nu = R' N^2 \left[ \frac{1}{n_0^2 - m^2} - \frac{1}{n_0^2 - n^2} \right],$$

где  $R'$  — константа Ридберга  $3,29 \cdot 10^{-15}$  сек $^{-1}$ .



По этой формуле достаточно хорошо вычисляется  $\gamma$  для  $\gamma$ -лучей, сопровождающих распад  $M\beta Th 2$ .

По Резерфорду (1927 г.) в центре ядра находится заряд  $Ne$ , сжатый до объема меньше  $1 \cdot 10^{-12}$  см; около ядра на поверхности шара с радиусом около  $1,5 \cdot 10^{-12}$  см со скоростью света вращаются электроны, а, может быть, и другие заряженные частицы малой массы. В третьей сфере радиуса от  $1,5 \cdot 10^{-12}$  до  $6 \cdot 10^{-12}$  см по квантовым орбитам вращаются *нейтральные* частицы. Это (по крайней мере при радиоактивных атомах) — *атомы гелия* с тесно прижатыми к ядру двумя электронами, а, может быть, и *нейтрализованные протон*  $H_0^1$ , *дейтон*  $H_0^2$  и *гизон*  $H_0^3$ .

Если при радиоактивном распаде выбрасывается  $\alpha$ -частица, то два электрона остаются в ядре, причем происходит новое перераспределение. В результате освобождается квант энергии в виде  $\gamma$ -лучей.

Тибо и Резерфорд считают, что в ядре действуют электрические силы.

Билер (E. S. Bieler, 1924 г.), Вессель (W. Wessel, 1925 г.), Энскрог (D. Enskog, 1927 г.) получили удовлетворительные результаты, предполагая, что в ядре частицы связаны электромагнитными силами.

Ф. Перрен (Perrin, 1934 г.), основываясь на работах Оппенгеймера и Эльзассера, полагает, что состояние нейтронов и протонов, составляющих ядро, определяется квантовыми числами; поэтому, согласно закона Паули, должен образоваться ряд групп протонов и нейтронов, аналогичных квантовым слоям электронной оболочки. Квантовые числа:  $n$  — главное,  $l$  — побочное (азимутальное). Каждый квантовый уровень может содержать  $2(2l+1)$  частиц одного рода.

Гамов и Эльзассер показали, что в случае радиального поля и потенциальной ямы с крутыми стенками, уровни энергии внутри ядра распределяются в таком порядке:  $n=1$  и  $l=0$ ;  $n=2$  и  $l=1$ ;  $n=3$  и  $l=2$  и т. д. С этой точки зрения наиболее устойчивыми должны быть ядра с заполненными слоями.

**Состав атомных ядер, наиболее встречающихся в составе земного шара**

Мы видели, что естественные смеси ядер-изотопов (то, что раньше называлось элементами) распространены в природе крайне неравномерно (см. стр. 39-48).

Гаркинс (Harkins) произвел статистическое обследование распространения атомных ядер в метеоритах с точки зрения их состава. Он принимал, что ядра составлены из протонов и электронов. Им обследовано 10 железных и 350 каменных метеоритов (см. стр. 46-47). Оказалось, что первые 29 типов ядер (порядковые номера 1 — 29) составляют 99,9% и только 0,1% приходится на долю всех остальных.

Из этих 29 типов O, Mg, Si, S, Fe составляют 96%. В общем результат приблизительно тот же, что дает исследование распространения типов химических элементов в земной коре.



Полученные результаты представлены в следующей таблице:

Массовые номера	Порядковые номера	Число ядерных электронов	В земной коре в проц.	В метеоритах в проц.
Четные	Четные	Четное	86,9	93,2
Нечетные	Нечетные	Четное	11,2	2,0
Нечетные	Четные	Нечетное	2,3	3,2
Четные	Нечетные	Нечетное	0,0	0,0

Из своих исследований Гаркинс сделал вывод, что в природе чаще всего встречаются ядра с *четным* порядковым номером, с *четным* массовым номером и *четным* числом электронов.

Те же результаты Гаркинс получил, исследуя состав радиоактивных ядер, составляющих равновесную систему в состоянии распада, т. е. в такой равновесной системе наибольшие количества приходится на ядра с четными порядковыми номерами.

В таблице 68 приведен состав ядер, чаще всего встречающихся в составе земного шара. Таблица составлена с помощью таблицы 7 (стр. 44) и с учетом количества изотопов в естественной смеси (таблица 27).

Таблица 68

Таблица состава ядер, наиболее встречающихся в составе земного шара (звездочкой помечены атомы с нечетными порядковыми номерами)

Название типа	Символ наиболее встречающегося изотопа	Протонно-электронный состав	Гелионный состав	Содержание в земном шаре в проц.
1. Железо . . . . .	$Fe_{26}^{56}$	$\pi_{26}n_{30}$	$\alpha_{13}n_4$	36,9
2. Кислород . . . . .	$O_8^{16}$	$\pi_8n_8$	$\alpha_4$	29,3
3. Кремний . . . . .	$Si_{14}^{28}$	$\pi_{14}n_{14}$	$\alpha_7$	14,9
Итого . .				81,1
4. Магний . . . . .	$Mg_{12}^{24}$	$\pi_{12}n_{12}$	$\alpha_6$	7,4
5. Кальций . . . . .	$Ca_{20}^{40}$	$\pi_{20}n_{20}$	$\alpha_{10}$	3,0
6. Никель . . . . .	$Ni_{28}^{58}$	$\pi_{28}n_{30}$	$\alpha_{14}n_2$	3,0
7. Алюминий* . . . . .	$Al_{13}^{27}$	$\pi_{13}n_{14}$	$\alpha_6\pi n_2$	2,4
Итого . .				15,8
8. Сера . . . . .	$S_{16}^{32}$	$\pi_{16}n_{16}$	$\alpha_8$	0,9
9. Натрий* . . . . .	$Na_{11}^{23}$	$\pi_{11}n_{12}$	$\alpha_5\pi n_2$	0,6



Название типа	Символ наиболее встречаю- щегося изо- топа	Протонно- электрон- ный состав	Гелионный состав	Содержа- ние в зем- ном шаре в проц.
10. Титан . . . . .	Ti <sub>22</sub> <sup>48</sup>	$\pi_{22}n_{26}$	$\alpha_{11}n_4$	0,6
11. Калий* . . . . .	K <sub>19</sub> <sup>39</sup>	$\pi_{19}n_{20}$	$\alpha_9\pi n_2$	0,2
12. Кобальт* . . . . .	Co <sub>27</sub> <sup>59</sup>	$\pi_{27}n_{32}$	$\alpha_{13}\pi n_6$	0,2
13. Водород* . . . . .	H <sub>1</sub> <sup>1</sup>	$\pi$	—	0,1
14. Фосфор* . . . . .	P <sub>15</sub> <sup>31</sup>	$\pi_{15}n_{16}$	$\alpha_7\pi n_2$	0,1
15. Хлор* . . . . .	Cl <sub>17</sub> <sup>35</sup>	$\pi_{17}n_{18}$	$\alpha_8\pi n_2$	0,1
16. Марганец* . . . . .	Mn <sub>25</sub> <sup>55</sup>	$\pi_{25}n_{30}$	$\alpha_{12}\pi n_6$	0,1
17. Хром . . . . .	Cr <sub>24</sub> <sup>52</sup>	$\pi_{24}n_{28}$	$\alpha_{12}n_4$	0,1
Остальные . . . . .			Итого . . . . .	3,0
			Всего . . . . .	100

Из таблицы 68 следует, что 96,1% земного шара состоит из ядер, сложенных из *четного числа протонов и нейтронов*; ни разу не наблюдается, чтобы число *нейтронов* в ядре было *нечетное*; ядра, состав которых может быть выражен *целым числом гелионов*, составляют 55,5% состава земного шара.

## ЛИТЕРАТУРА

- И. А. Гамов, Строение атомного ядра и радиоактивность, 1932.  
 Ганс Петерсон, Искусственное превращение элементов, 1932.  
 Вальтер, Атака атомного ядра.  
 Атомное ядро, „Сборник докладов I Всесоюзной ядерной конферен-  
 ции“, 1934.



## Именной и предметный указатель

### А

- Абегг—94  
Авогадро—72  
Анализ—24, 50  
    " химического процесса—20  
Андерсон—274, 277  
Анион—106, 108, 136  
Аррениус—106, 108  
Астон—117, 118, 119, 120, 259  
Атом—69, 113—121, 210  
    " ядерный—160, 161  
Атомный вес—83—92, 113—129  
Атомы, объем—103  
    " кривая—103, 245, 246  
Атомы нормальные—242  
    " рамочные—242  
    " редких земель—236, 242, 246  
    " с многоэлектрон. оболочк.—  
    210—227  
Атомы, строение—160

### Б

- Бальмер—170  
Бакстер—122  
Беккер—271  
Беккерель—139  
Берг—136  
Бертелло—69  
Берцелиус—90  
Билер—296  
Блеккет—265, 274, 277  
Блогинцев—206  
Бозе—207  
Бор—130, 138, 160, 183, 241  
Борн—206, 207  
Боте—271  
Боуэн—137  
Ван-дер-Брек—248  
Де-Бройль—184  
Бронштедт—122  
Броун—80  
Броуновское движение—80—99

### В

- Валентность—92  
Вальтер—270

- Вант-Гофф—74, 95  
Вернер—95  
Вессель—296  
Вестгрен—79  
Вещество простое—29, 33  
    " сложное—29  
Воздушный эквивалент—141  
Волновая механика Шредингера—  
189, 193, 197  
Волновая теория—184  
Волновое число—132, 172, 175, 236  
Волны де-Бройля—184  
    " длина—130, 170  
    " рентгеновские—130, 135  
    " ультракрасные—130, 170  
    " ультрафиолетовые—130, 170  
    " электрические—130

### Г

- Гамов—280  
Гаркинс—121, 296  
Гарнер—287  
Гаррис—136  
Гаудсмит—208, 220  
Гезеви—122, 136, 236  
Гейгер—247, 266, 281  
Гейгер-Неттол—281  
Гейдвейлер—28  
Гейзенберг—199, 207  
Гелмон—251  
Гельмольтц—28  
Гидрон—270  
Гипотеза де-Бройля—184  
    " Перрена—156  
Гледич—122  
Гольдштейн—111  
Гомологи—138, 29  
Гомологические ряды—138, 239  
Гопкинс—136  
Гордон—208  
Грамматом—85  
Граммомолекула—85  
Граммонай—64  
Грейнахер—266  
Гровер—122  
Гюйгенс—191



## Д

- Дальтон—58, 81, 82  
 Дарвин—208, 247  
 Дарроу—196  
 Де-Шанкуртуа—103  
 Деберейнер—101  
 Девиссон—186  
 Дезинтеграция—269  
 Дейтон—251, 270  
 Демокрит—81  
 Демпстер—119  
 Дефект заряда ядра—257  
 „ массы—257, 260, 269  
 Дженстон—120  
 Джермер—186  
 Джильберт—286  
 Джиок—120  
 Джоуль—28  
 Диаграмма правила Гейгера-Нет-тола—282  
 Дирак—207, 277, 278  
 Дифракционная решетка—131  
 Дифракционные кольца—187  
 Дифракция волн материи—186  
 Дюлонг—88  
 Дюма—90

## Е

Энскрог—296

## Ж

- Жоли—28  
 Жолио—271, 273, 274, 284

## З

- Закон Авогадро—72  
 „ Гей-Люссака I—59, 60  
 „ „ II—59, 62  
 „ кратных отношений—58, 81  
 Закон Мозли—132  
 „ октав—103  
 „ Паули—221, 225, 226  
 „ периодический—96, 237  
 Закон постоянства состава—56  
 „ радиоактивности—147  
 „ Рихтера—57  
 „ сохранения—25  
 „ „ массы—25  
 Закон сохранения энергии—25  
 „ термодинамики—25  
 „ Фарадея I—105  
 „ „ II—105  
 „ химических паев—49, 56  
 Зандер—291  
 Заряд ядра—247, 231. (см. „ядро“)  
 Зоммерфельд—181, 182

## И

- Иваненко—289  
 Иегер—122

- Изобары—121, 123, 251, 255  
 Изотоп—113, 117, 120, 123,  
 „ 239, 251  
 Изотопия—113, 120  
 Изотопы массы (атом. веса)—123,  
 „ „ 251  
 „ разделение—121  
 Инертный газ—38, 39, 239, 240, 241  
 Интеграл—136  
 Ион—10<sup>6</sup>, 107, 109  
 Ионизационный потенциал—177, 180  
 „ „ водород-  
 да—179  
 Ионизация воздуха—142, 145  
 Иордан—207

## К

- Камера Вильсона—145, 247, 272  
 274, 275, 276, 277  
 „ ионизационная (см. кам.  
 Вильсона)  
 Катион—106, 103  
 Квант световой—163  
 „ энергии—163  
 Квантовая механика Гейзенберга—  
 207  
 Квантовое число—181  
 „ „ „ внутреннее—222  
 Квантовое число главное—181, 195,  
 200  
 Квантовое число магнитное—200  
 Квантовое число, побочное—181, 195,  
 200  
 Квантовое число спин—193, 20  
 Кирхнер—268  
 Кири—265, 266  
 Кокрофт—268, 270  
 Колебания частоты—163, 166  
 Константа Планка—161, 162, 163, 168  
 „ распада—147  
 „ Ридберга—172  
 Короний—46, 137  
 Коста—119  
 Костер—136, 236  
 Коэффициент заслона—212, 216  
 „ поглощения—146  
 „ поперечного рассеяния  
 —142  
 Крацер—119  
 Крен—287  
 Кюри—122, 139  
 Кюри Ирена—271, 274, 275, 284

## Л

- Лавуазье—28  
 Ланде—220  
 Ландольт—28  
 Лаплас—75



Латышев—270  
Лауренс—270  
Лауритсен—270  
Лауэ—131, 190  
Лекитруа—122  
Ле-Сардо—28  
Ливингстон—270  
Литропай—54, 71  
Ломоносов—28  
Лошмидт—73  
Лукреций Кар—81  
Лумис—119

Лучи- $\alpha$  (см. «частицы- $\alpha$ »)  
„  $\beta$ —145, 152, 153, 157  
„ видимые—130  
„  $\gamma$ —146, 157, 272, 274, 275, 276

Лучи Гольдштейна—111.  
„ каналовые—111.  
„ космические—130, 274, 277  
„ катодные—111  
„ невидимые—130  
„ отдачи—146  
„ положительные—111, 113  
„ Рентгена—111, 112, 130  
„ скорые—264  
„ ультра-х—156  
„ ультрафиолетовые—130  
„ ультракрасные—130

Люминисценция—142  
Люис—122, 270

## М

Майер Р.—28  
Майер Л.—103  
Макдональд—122  
Максвелл—161, 168  
Марсден—247, 265  
Мариньяк—90  
Мартинелли—28  
Масса атома—71, 123  
„ граммаатома—71, 85  
„ граммамолекулы—71, 83  
„ молекулы—70  
„ протона—251  
Массовый номер—121, 122, 249  
Массоспектрограф—117, 265  
Менделеев—96, 99, 137, 227, 237  
Металлы—34, 35  
„ благородные—38  
Метод совпадения 268  
Механическая смесь—20  
Микрон—74  
Милликен—73, 74.  
Модель атома водорода—160, 184  
Модель атома векторная—224  
Мозли—132, 211  
Молекула—70, 74, 92  
Молекулярный вес—83  
Монохроматическое излучение 163  
Мультиплетность—219

## Н

Небулий—46, 137  
Нейтрино—290  
Нейтрон—123, 250, 251  
„ открытие—271  
„ свойства—273  
Неметаллы—34, 37  
Неттол см. Гейгер  
Нернст—271  
Новые классификации атомных ядер—290  
Ноддак—136  
Ньюлендс—103  
Ньютон—27

## О

Объем грампоя—61  
„ химического пая—60  
Оккалинни—274, 277  
Оно—291  
Определение атомного состава—87, 88, 89  
Опыт Ирины Кюри и Жолио (см. Кюри и Жолио)  
Опыт Перрена—77  
„ Резерфорда—264  
Ортнер—266  
Осмотическое давление—75  
Основные структурные единицы ядра—289  
Оствальд—90, 110  
Осциллограф—268  
Осциллятор—192

## П

Паули—221  
Пашен—129, 174, 177, 179  
Периодическая система элементов—96, 137, 227, 241  
Периодическая система Бора и Томсона—137, 241  
Перрен Жан—77  
Перрен Франсиз—289, 296  
Петерсон—265  
Планк—168, 184, 190, 193.  
Плотников—291  
Плотность—65  
Позитрон—251, 277  
„ открытие—274, 277  
„ теория Дирака—277  
Полимер—57  
Полугелион—270  
Поперечное рассеяние—142  
Порядковый номер—91, 128, 137, 254, 255, 267  
Потенциальная яма—279  
Потенциальный барьер ядра—279  
Потеря массы—26 (см. дефект массы „)



Потеря энергии—25  
 Постулат Бора I—161  
 II—163  
 Правило Абега—94  
 „ Гейгера-Неттола—281, 282  
 „ Дюлонга и Пти—88  
 „ отбора—224  
 „ Содди и Фаянса—152, 154  
 Прибор Астона—117  
 „ Браггов—131  
 „ Резерфорда—264  
 Принцип неопределенности—207  
 Принцип Паули (см. „Закон Паули.“)  
*Прот*—89, 260  
 Процесс  $\beta$ -распада—282  
*Пти*—88

## Р

Радиоактивность—139  
 Радиоактивный распад, вызванный искусственно—279  
 Радиоактивные атомы—35, 251  
 Радиус радиоактивных атомов—282  
 Разложение сернистого железа—23  
*Рамзай*—263  
 Распределение энергии в пучке  $\beta$ -лучей—283  
 Раствор коллоидный—74  
 „ истинный—74  
 Реакция ядерная—268, 269, 272, 294  
 Реакция окисления-восстановления—144  
 Реакция трансмутации—263, 270  
 „ экзотермическая—21, 265  
 „ эндотермическая—21  
 „ энергетического баланса—270  
*Резерфорд*—141, 142, 160, 247, 264, 296  
*Рессель*—223  
*Ридберг*—90, 172  
*Риттер*—57  
*Ричардс*—90, 192  
*Рупп*—186

## С

Самопроизвольное распадение ядер—естественное и искусственное—279  
*Саундерс*—223  
*Сведберг*—79  
 Световой квант (см. „Квант света“)  
 Серия Бальмера—169, 170, 173, 177, 178  
 „ Браккета—169, 170, 173, 177, 178.  
 „ Лаймана—169, 170, 173, 177, 178.  
 „ Пашена—169, 170, 173, 177, 178.  
 „ Пфунда—169, 170, 173, 177, 178  
*Синельников*—270

Синтез—24  
*Скобельцын*—277  
 Скорость света—26  
*Смолуховский*—81  
 Состав атомных ядер, иначе встречающихся в составе земного шара—297  
*Содди*—152, 154  
 Состав атомный—87  
 Состав и строение ядер—289  
 Спектр—118  
 „ водорода—170  
 „ „ оптический—169, 218  
 „ поглощения—214  
 „ оптический—218  
 „ рентгеновский—130, 173, 212, 214  
 Спектроскопия (символы)—223, 228, 229, 231, 233, 235, Таблица 56, 238  
 Спин—193, 220, 221  
 Спидтарископ—145  
*Стас*—90  
 Статистика Бозе-Эйнштейна—262  
 Статистика Ферми-Дирака—262  
 Строение ядра—289  
*Стретт*—90  
 Суспензия—74  
 Сцинтилляция—142  
 Счетчик Гейгера—266  
 Схема распределения потенциала в ядре (рис. 74)—280

## Т

Таблица (см. „Указатель таблиц“)  
*Такке*—136  
 Теория атомно-молекулярная—49  
 „ Гамова—280  
 „ Дирака—277  
 „ кинетическая газов—51  
 „ конфигурационная—85  
 „ координационная—85  
 „ Максвелла—161  
 „ относительности—26, 168, 185  
 Теория процесса  $\alpha$ -распада—280  
 „ света Ньютона—168, 184, 190  
 „ „ волновая—168  
 „ строения молекул—94  
 „ электролиза—108  
 „ электролитической диссоциации—106  
 Терм—173, 179, 212, 214  
 „ основной—174  
 „ текучий—174  
*Тибо* (строение ядра)—295  
*Томсон*—113, 130, 138, 143, 241  
 Тонкая структура линий—182.  
*Торвальдсен*—122  
 Трансмутация—263, 285  
 Трубка Крукса—111



- Уайт—205  
 Уд. вес—65  
 Уленбек—208, 220  
 Уолстон—263, 268, 270  
 Уошборн—122  
 Уравнение ван-дер-Ваальса—52, 67  
 Уравнение ядерных реакций—  
 294. (см. «Реакции ядерные»)  
 „ Шредингера—191, 193, 198  
 Уровень энергии—173  
 „ рентгеновских лу-  
 чей—212, 214

## Ф

- Фарадей—105  
 Ферми—262, 287, 288  
 Физфер—273  
 Флуоресценция—142  
 Формула атомная 81  
 „ Бальмера—170  
 „ Браккета—172  
 „ Гамова—281  
 „ Лапласа—75  
 „ паева—51, 55  
 „ Пашена—171  
 „ Пфунда—172  
 „ состава сложных тел—54  
 Формулы ядер первых четырех  
 периодов—292  
 Фотон—168  
 Френель—168

## Х

- Характеристические числа—190  
 Химический пай—56  
 процесс—20  
 „ соединение—20  
 „ тип атома—120  
 „ элемент—29, 250  
 Химическое доказательство транс-  
 мутации ядер—283

## Ч

- Чадвик—123, 265, 271  
 Частота—163  
 Частицы- $\alpha$ —139, 140, 153, 155, 157, 247  
 280 (см. «гелион»)  
 „ „ масса—260  
 „ „ пробег—140  
 „ „ энергия—280  
 Число логарифма—73, 150

## Ш

- Шредингер—189, 198, 207  
 Штеттер—266  
 Штрупп—290

- Эйнштейн—26, 168, 169, 185, 262  
 Эквивалент электрохимический—  
 105  
 Электролиз—103  
 Электродит—107  
 Электродлитическая диссоциация—  
 108  
 Электрон—111  
 „ вольт—179  
 „ масса—112  
 „ кинетическая энергия—  
 164, 175  
 Электрон, общая энергия—164, 175  
 потенциальная энергия—  
 164, 175  
 Электронные оболочки—227  
 „ слои—224  
 Электроны, названия—203  
 Элемент—(см. хим. эл.)  
 Элементарный электрический за-  
 ряд—110  
 Элемент химический—20, 250  
 „ чистый—30  
 Элементы, названия—31, 32  
 „ радиоактивные—35, 153  
 „ распространение—39  
 „ редких земель—27, 242  
 „ символы—32, 35, 123  
 Элисон—120, 136  
 Эмульсия—74  
 Энергия атома—211  
 „ внутренняя—21  
 „ радиоактивного процес-  
 са—151  
 Энергия связи—249  
 „ химического процесса—  
 —21  
 Эффект Зеемана—197  
 „ Комптона—207, 208  
 „ Рамана—290  
 „ упаковки ядер—259  
 „ Штарка—197

## Ю

- Юрей—120, 122

## Я

- Явления физические—23  
 „ химические—23  
 Ядро атомное—247  
 „ заряд—таб. 56, 227, 228, 229  
 231, 235, 238, 247, 249, 254  
 Ядро, классификация—256  
 „ масса—251, 254, 259  
 „ радиоактивное—253, 256  
 „ размеры—247  
 „ символ—251, 292  
 „ состав—289  
 „ спин—260



## КНИГОСБЫТ ОНТИ

ИМЕЕТ НА СВОИХ СКЛАДАХ И В МАГАЗИНАХ ИЗДАНИЯ  
ОНТИ-ГНТИУ НА РУССКОМ И УКРАИНСКОМ ЯЗЫКАХ  
ПО СЛЕДУЮЩИМ ВОПРОСАМ:

### Технико-теоретическая литература

(Математика, физика, механика, астрономия).

### Энергетика

(Теплотехника, электротехника, гидротехника).

### Машиностроение и металлообработка

(Теоретические вопросы; испытание материалов; машиностроение, тракторостроение; конструкция, расчет, использование станков, технология металлов, инструментальное, слесарное, кузнечное дело).

### Металлургия

(Металловедение, металлургия чугуна, стали; ферросплавы, чугунолитейное дело, прокатка и волочение).

### Горно-рудное дело

(Уголь, торф, руда; проходка шахт; эксплуатация месторождений; механизация горных работ; обогащение).

### Строительное дело

(Стройматериалы, конструкции, основания и фундаменты, строительная механика, санитарная техника, водоснабжение).

### Кокс и химия

(Неорганическая, органическая, коллоидная, аналитическая химия; основная химическая промышленность; коксохимическая промышленность).

### Транспорт

(Железнодорожный и безрельсовый транспорт—эксплуатация, ремонт, постройка дорог).

### Связь

(Телеграф, телефон—эксплуатация, ремонт; линейные сооружения; радиотехника).

**ЗАКАЗЫ НАПРАВЛЯТЬ В МЕСТНЫЕ ОТДЕЛЕНИЯ  
КНИГОСБЫТА ОНТИ**



ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Следует
5	6 св.	Электрический	Электрохимический
22	14 св.	5 г	5 г
36	6 гр., 3 св.	...38,89	...— 38,89
50	табл. 10, 5 гр.	1,4389	1,4289
54	22 св.	— [H] <sub>m</sub> [O] <sub>n</sub> ...	[H] <sub>m</sub> [O] <sub>n</sub> ...
61	5 гр., 7 св.	$\frac{22,414}{2}$	$\frac{22,414}{3}$
66	1 св.	M	[M]
68	7 св.	(6)	(10)
87	3 св.	$x : y = \frac{70}{56} : \frac{30}{16} =$	$x : y = \frac{70}{56} : \frac{16}{30} =$
114	1 св.	— заряд	e — заряд
119	10 св.	(0  16)	(0=16)
123	6 графа	6,928	6,940
123	гр. 2—3, 14 св.	Ne <sup>20</sup>   —	Ne <sup>20</sup>   20,0004
123	гр. 2—3, 12 св.	Ne <sup>22</sup>   —	Ne <sup>22</sup>   (22,0048)
124	5 гр., 7 св.	1,58	1,53
126	гр. 2—3, 15 св.	Sn <sup>120</sup>   —	Sn <sup>120</sup>   119,912
126	гр. 3, 16 св.	X <sup>123</sup>	X <sup>123</sup>
153	гр. 2, 15 св.	84	81
157	гр. 8, 4 св.	около 00	около 300
158	гр. 5, 9 св.	64,5 секунды	54,5 секунды
166	3 св.	$v = \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \text{сек.}^{-1}$	$v = 3,29 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \text{сек.}^{-1}$
166	3 св.	$v = 3,27 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{сек.}^{-1}$	$v = 3,29 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{сек.}^{-1}$
167	14 св.	$v = 3,27 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{сек.}^{-1}$	$v = 3,29 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{сек.}^{-1}$



Стр.	Строка	Напечатано	Следует
172	7 сн.	$\frac{2\pi^2 me^4}{h^3} = 3,27 \cdot 10^{15}$	$\frac{2\pi^2 me^4}{h^3} = 3,29 \cdot 10^{15}$
185	15 сн.	$1,24 \cdot 10^{19} \text{ сек.}^{-1}$	$1,24 \cdot 10^{20} \text{ сек.}^{-1}$
213	2 св.	$\frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 (74 - 1,6) \dots$	$\frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 (74 - 1,6)^2 \dots$
223	гр. 4, 5 сн.	$-1/2; -1/2$	$-1/2; +1/2$
225	табл. 48, гр. 1	K M N	K L M N
235	гр. 12, 11 сн.	${}^7F$	${}^5F$
251	гр. 1-2, 18 сн.	с) гизон...3 <sup>3</sup>	с) гизон...7 <sup>3</sup>
253	гр. 2, 16 сн	(82 <sup>204</sup> )	(82 <sup>203</sup> )
253	гр. 2, 13 сн.	82 <sup>204</sup>	82 <sup>203</sup>
255	гр. 3, 6 сн.	Se	Ge
267	гр. 3, 29 сн.	22 <sup>42</sup>	22 <sup>48</sup>
267	гр. 2, 36 сн.	Fa	Na
273	5 сн.	$\frac{1}{1}$	$H_1^1$

Михайленко—531









10-5-2

Цена 4 руб. 50 коп.

