

# ЧАСТЬ III

## ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И МИКРОЧАСТИЦ

---

### ГЛАВА XVI

#### РАДИОАКТИВНОСТЬ

##### § 57. Открытие радиоактивности. Методы наблюдения частиц больших энергий

Изучая люминесценцию различных веществ, А. Беккерель в 1896 г. случайно обнаружил, что соли урана излучают без предварительного их освещения. Это излучение обладает большой проникающей силой и способно воздействовать на фотографическую пластинку, завернутую в черную бумагу.

Произведя тщательное разделение компонент большого количества урановой руды, в 1898 г. Мария Склодовская-Кюри и Пьер Кюри установили, что кроме самого урана излучают и имеющиеся в нем примеси. При этом были выделены два неизвестных ранее элемента, излучающих в миллионы раз интенсивнее, чем сам уран. Эти элементы были ими названы радий («лучистый») и полоний (в честь родины Склодовской-Кюри — Польши). Впоследствии был открыт целый ряд других радиоактивных элементов.

В дальнейшем было установлено, что радиоактивные излучения состоят из трех компонент различной природы. Исследования методом отклонения в магнитном поле, поставленные М. Кюри, а затем Э. Резерфордом, дали возможность разделить эти компоненты, получившие название  $\alpha$  (положительно заряженных),  $\beta$  (отрицательно заряженных) и  $\gamma$  (нейтральных) лучей

1.  $\alpha$ -лучи. При ударе об экран из сернистого цинка каждая  $\alpha$ -частица вызывает слабую вспышку — «сцинтилляцию». Измеряя число этих вспышек  $\Delta N$  за единицу времени, создаваемых  $\alpha$ -частицами, испускаемыми крупинкой из  $m$  граммов радия в выделенном телесном угле  $\Delta\omega$ , можно было определить количество  $\alpha$ -частиц, испускаемых одним граммом радия:

$$a = \frac{\Delta N}{m \Delta\omega} \cdot 4\pi \quad (57.1)$$

Эта величина составляет приблизительно  $3,7 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -частиц в

секунду. Измерение суммарного заряда этих частиц показало, что заряд одной  $\alpha$ -частицы положителен и равен по величине двум зарядам электрона:  $q=9,6 \cdot 10^{-10}$  СГС  $=3,2 \cdot 10^{-19}$  к. Опыты по отклонению  $\alpha$ -частиц в магнитном поле позволили определить отношение заряда к массе  $\frac{q}{M}$ . Рассчитанная отсюда масса  $M$  оказалась равной массе двухзарядного иона  $\text{He}^{++}$ , т. е. ядра атома гелия.

Тождественность  $\alpha$ -частиц с ядрами гелия была доказана также прямым опытом. В стеклянную трубку  $T$  (рис. 3.1), заканчивающуюся капилляром  $K$ , вводится трубка  $A$  из очень тонкого стекла, сквозь которое могут проникать  $\alpha$ -частицы. В капилляр впаяны электроды  $E$ . Трубка  $T$  эвакуируется настолько тщательно, что даже после заполнения ртутью (через отросток  $O$ ) вытесненные в капилляр остатки газа недостаточны для того, чтобы в нем возникло свечение при подсоединении электродов к источнику высокого напряжения. Если теперь в трубку  $A$  ввести радиоактивный газ радон, испускающий  $\alpha$ -частицы, а затем через 5—7 суток поднять уровень ртути и дать высокое напряжение на электроды, то в капилляре возникнет свечение, спектральный состав которого тождествен со спектром гелия. Это означает, что  $\alpha$ -частицы, проникшие из  $A$  в полость  $T$ , захватив два электрона, превращаются в обычные атомы гелия. За несколько дней накапливается столько газа, что при вытеснении его в капилляр давление оказывается достаточным, чтобы могло возникнуть свечение.

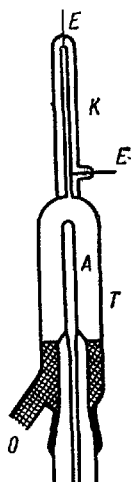


Рис 3.1.

Способность пробивать тонкий слой стекла показывает, что  $\alpha$ -частица несет с собой огромную энергию. Двигаясь в веществе,  $\alpha$ -частица ионизует встречные атомы и постепенно растрчивает свою энергию. Благодаря этому, пройдя определенный путь  $R$  (называемый пробегом  $\alpha$ -частицы), она останавливается, захватывает два электрона и превращается в нейтральный атом гелия. Зная энергию ионизации встречных молекул  $\epsilon_{\text{иониз}}$  и измеряя полное число пар ионов  $N$ , создаваемых  $\alpha$ -частицей на пути  $R$ , можно оценить приблизительно первоначальную энергию  $\alpha$ -частицы:

$$\epsilon_{\alpha} = N\epsilon_{\text{иониз}} \quad (57.2)$$

Измерения показали, что  $\alpha$ -частицы на своем пути в воздухе создают сотни тысяч пар ионов и обладают энергией порядка нескольких миллионов электронвольт. Того же порядка цифры получаются и при calorиметрических измерениях. Так, еще в 1903 г. супруги Кюри определили, что 1 г радия выделяет в час 134,4 кал.

Это соответствует энергии:

$$\frac{134,4}{3600} \cdot \frac{2,61 \cdot 10^{19}}{3,7 \cdot 10^{10}} \left[ \frac{\text{кал} \cdot \text{эв/кал}}{\text{сек} \cdot \text{частица/сек}} \right] = 27 \text{ Мэв/частица}.$$

Поскольку в излучающем препарате присутствуют продукты распада радия, являющиеся в свою очередь радиоактивными (см. ниже § 58), то эта энергия уносится рядом последовательно испускаемых  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ -частиц. Энергия же  $\alpha$ -частиц, испускаемых самим радием, равна 4,7 Мэв, а тепло, выделяемое радием, освобожденным от продуктов его распада, — 24,5 кал/час. В среднем энергия, теряемая такой  $\alpha$ -частицей на каждый акт ионизации, равна примерно 33 эв. В воздухе нормальной температуры и давления  $\alpha$ -частицы, испускаемые радием, создают около 130 000 пар ионов и их пробег  $R=3,21$  см. У других радиоактивных элементов пробеги  $\alpha$ -частиц в воздухе меняются в пределах от 2 до 10 см, а полная энергия меняется соответственно от 3 до 10 Мэв.

Величина  $R$  обратно пропорциональна числу встречных атомов, т. е. плотности вещества. Поэтому для полной остановки  $\alpha$ -частиц достаточно на их пути поставить металлическую преграду толщиной порядка 0,1 мм (фольга). По этой же причине при измерении величины  $R$  в газе следует брать очень тонкие препараты, для того чтобы  $\alpha$ -частицы, образующиеся внутри препарата, не потеряли энергию в нем самом.

Группы  $\alpha$ -частиц, вылетающих с одинаковой скоростью и энергией, имеют несколько различную длину пробега в воздухе. Это происходит в силу флуктуаций потерь энергии, т. е. в числе создаваемых ионов, потерь энергии на диссоциацию, возбуждение молекул газа и рассеяние в конце пробега (на излете). Поэтому пробеги тождественных  $\alpha$ -частиц несколько отличаются друг от друга и статистически колеблются около среднего значения  $R$ .

Детальные измерения показали, что тождественные радиоактивные атомы испускают не одну, а, как правило, несколько групп  $\alpha$ -частиц, имеющих каждая свое вполне определенное значение начальной энергии (моноэнергетические группы) и свой средний пробег  $R$ . Механизм возникновения энергетических спектров  $\alpha$ -частиц будет рассмотрен ниже, в § 60.

2.  $\beta$ -лучи. Измерения удельного заряда  $\frac{e}{m}$  показали, что  $\beta$ -частицы являются электронами весьма больших скоростей, достигающих в некоторых случаях 0,999  $c$ , что отвечает энергиям до 10 Мэв.

В отличие от  $\alpha$ -частиц,  $\beta$ -электроны, испускаемые данным радиоактивным элементом, обладают не линейчатым, а сплошным спектром, т. е. кинетическая энергия различных электронов, испускаемых тождественными радиоактивными атомами, заклю-

чена в пределах от нуля до некоторой наибольшей энергии  $\epsilon_{\text{макс}}$ :

$$0 \leq \epsilon_{\beta} \leq \epsilon_{\text{макс}} \quad (57.3)$$

Величина максимальной энергии  $\beta$ -частиц  $\epsilon_{\text{макс}}$  является характерной константой данного элемента. Средняя энергия  $\beta$ -электронов составляет около  $\frac{1}{4} \epsilon_{\text{макс}}$ . Величины  $\bar{\epsilon}$  и  $\epsilon_{\text{макс}}$  у различных радиоактивных веществ варьируют в широких пределах, примерно от 0,1 до 10 Мэв. Поскольку собственная энергия покоя электрона  $m_0 c^2$  равна 0,5 Мэв, то масса  $\beta$ -частицы, в зависимости от скорости ее движения  $v$ , может в несколько раз превышать массу покоя  $m_0$ , и кинетическая энергия должна рассчитываться по точным формулам теории относительности:

$$\epsilon_{\beta} = m_e c^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right]. \quad (57.4)$$

Благодаря большой скорости  $v \approx c$ ,  $\beta$ -частица пролетает мимо атома вещества за время в 10—15 раз более короткое, чем  $\alpha$ -частица той же энергии. Кроме того, как показано в § 27, для столь быстрых частиц происходит заметное сжатие электромагнитного поля в направлении движения. Вследствие сокращения времени взаимодействия  $\beta$ -частицы с встречным атомом соответственно уменьшается вероятность ионизации при столкновении. Число пар ионов, образуемых  $\beta$ -частицей на 1 см пути в воздухе, приблизительно равно

$$v = \frac{45}{\left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (57.5)$$

и в сотни раз меньше удельной ионизации, создаваемой  $\alpha$ -частицами.

Благодаря относительно малой массе  $\beta$ -частиц, при их прохождении через вещество, кроме ионизации и возбуждения электронных оболочек встречных атомов, возможно отклонение  $\beta$ -частиц на значительный угол — рассеяние в стороны. Траектории  $\beta$ -частиц в веществе имеют извилистый характер, для них не существует определенной длины прямолинейного пробега. Все же суммарная толщина слоя, на которую  $\beta$ -частицы проникают в вещество, в десятки раз превышает пробег  $\alpha$ -частиц.

3.  $\gamma$ -лучи. Отсутствие отклонения в магнитном поле и огромная проникающая способность  $\gamma$ -лучей, ослабляемых и задерживаемых лишь сантиметровыми толщами свинца, указывают на аналогично  $\gamma$ -лучей с рентгеновскими. И действительно, с помощью кристаллических решеток удалось наблюдать дифракцию  $\gamma$ -лучей и определить их длину волны. Эта величина оказалась порядка  $10^{-10}$  см, т. е. в десятки раз меньше, чем у жестких рентгеновских

лучей. Энергия  $\gamma$ -фотонов также порядка 0,1—10 Мэв, как и для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц.

Частицы больших энергий, возникающие при радиоактивных превращениях, наблюдаемые в космических лучах и создаваемые на специальных мощных ускорителях, могут воздействовать на фотографическую пластинку, ионизовать молекулы, вызывать свечение и т. п. По этим проявлениям можно наблюдать пролетающие частицы, считать их, отличать друг от друга и измерять их энергию. Остановимся на основных методах и приборах, позволяющих наблюдать эти частицы. Широкое проникновение методов ядерной физики в современную технику делает необходимым для современного инженера любой специальности

знание основных из этих измерительных приборов и понимание принципов их действия.

1. Сцинтилляционные счетчики. Непосредственное визуальное наблюдение слабых сцинтилляций весьма утомительно и применялось в таком виде лишь на заре исследований радиоактивности. В настоящее время глаз заменили фотоумножители (см. § 36) с электрической регистрацией импульсов, создаваемых частицами. Схема такого сцинтилляционного счетчика изображена на рис. 3.2. Прозрачный кристалл из антрацена, иодистого натрия или другого сцинтиллирующего вещества является приемником радиоактивных излучений. Частица большой энергии  $A$ , пролетая через кристалл, создает в нем слабую вспышку. Кратковременная вспышка света воздействует на катод фотоумножителя  $\Phi$  и вырывает из него электроны. Эти фотоэлектроны, за счет вторичной электронной эмиссии из промежуточных катодов, «размножаются» и дают на выходе импульс тока. Этот импульс через специальную радиотехническую схему передается на электрометрический счетчик импульсов  $C$ .

Рис 3.2.

2. Ионизационная камера. Измерение ионизации газа служит обычно для исследования интенсивных потоков частиц большой энергии. Ионизационная камера представляет собой сосуд, наполненный газом, с двумя электродами, на которые подается постоянное напряжение (рис. 3.3). Частицы большой энергии, проникающие через стенки камеры, создают внутри последней по-

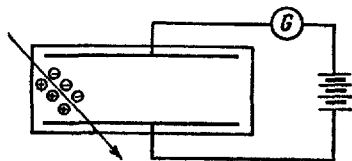


Рис. 3.3

стоянную ионизацию. При изучении несамостоятельного разряда в газе (т. II, § 25) указывалось, что в не слишком сильных полях стационарная концентрация образующихся ионов  $n$  и ток  $I$ , текущий через камеру, пропорциональны интенсивности ионизации, т. е. числу быстрых частиц  $N$ , попадающих в камеру за единицу времени, и их энергии. При постоянной энергии

$$I \sim N. \quad (57.6)$$

Благодаря малой пробивной способности  $\alpha$ -частиц для изучения ионизации, создаваемой последними, необходимо излучатель помещать внутрь ионизационной камеры.

3 Если повысить приложенное к электродам напряжение, то число ионов и ток возрастают вследствие ударной ионизации в объеме. При не слишком больших напряжениях ток пропорционален ионизации. Такой пропорциональный счетчик обычно выполняется в виде цилиндрического конденсатора, в котором интенсивная ударная ионизация происходит вблизи центральной нити, где градиент потенциала максимален.

4. Счетчик Гейгера. Этот прибор, так же как и сцинтилляционный счетчик, регистрирует прохождение через него отдельных частиц. Счетчик  $\beta$ -частиц представляет собой металличе-

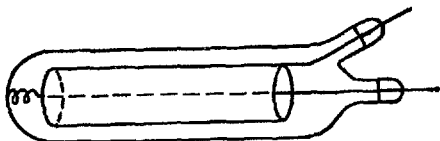


Рис. 3.4.

скую тонкостенную трубку, вдоль оси которой протянута металлическая нить (рис. 3.4). Между нитью и стенками трубки приложена значительная разность потенциалов  $U \approx 800-1000$  в. Давление в трубке пониженное — для увеличения длины свободного пробега и облегчения ударной ионизации газа.

Проникающие внутрь трубки быстрые  $\beta$ -частицы ионизуют атомы газа на своем пути. Возникающие свободные электроны, ускоряясь электрическим полем между нитью и стенками, производят дальнейшую ионизацию, приводящую к пробое газа, — происходит электрический разряд. Счетчик включается в специальную схему так, чтобы возникший в нем ток быстро обрывался. После гашения разряда происходит рекомбинация ионов и счетчик вновь готов к действию. Прошедший импульс тока после соответствующего усиления регистрируется специальной пересчетной схемой или электромеханическим счетчиком. Этот прибор позволяет отсчитывать до нескольких тысяч проходящих через него частиц в секунду.

При регистрации  $\gamma$ -лучей стенки трубки делаются стеклянными и покрываются изнутри металлом. Проходящие через счетчик

фотоны могут выбивать из его стенок быстрые электроны, создающие ионизацию газа и регистрируемые счетчиком. Чем толще стенка трубки, тем больше быстрых электронов в ней возникает. Однако при чрезмерной толщине выбитые электроны поглощаются в самой стенке и не будут попадать внутрь счетчика.

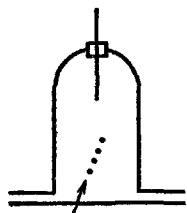


Рис. 3.5.

Для регистрации  $\alpha$ -частиц применяют торцовые счетчики. Торец счетчика (рис. 3.5) закрывают тончайшей фольгой, пропускающей  $\alpha$ -частицы. Разряд происходит между стенкой и тонкой проволочкой.

Ионизация и режим работы в счетных трубках зависят от приложенного напряжения. Детальные характеристики газового разряда разбирались в т. II. Поэтому здесь (на рис. 3.6) показана лишь общая систематика режимов. По оси абсцисс отложено напряжение между электродами, а по оси ординат — импульс разрядного тока. Кривая 1 соответствует малому числу ионизирующих частиц, попадающих в трубку, а кривая 2 — большому числу частиц. Область  $OA$  соответствует режиму работы ионизационной камеры, область  $AB$  — режиму пропорционального счетчика и область  $BC$ , в которой величина импульса самостоятельного разряда не зависит от начальной ионизации, — режиму работы счетчика Гейгера. Промежуточная область  $BB$  (неполной пропорциональности) не используется.

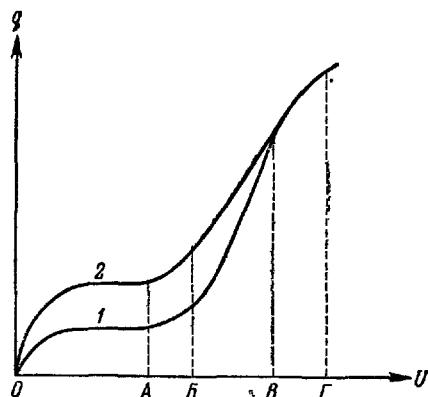


Рис. 3.6.

Для регистрации космических частиц очень большой энергии А. И. Алиханов и А. И. Алиханян применили «телескоп», составленный из нескольких рядов счетчиков Гейгера. Специальная радиотехническая «схема совпадений» отмечала, через какие из счетчиков прошла регистрируемая частица, и тем самым определяла направление ее движения. При наличии магнитного поля, искривляющего траекторию частицы, можно было тем самым определить радиус кривизны траектории и импульс регистрируемой частицы.

5. Камера Вильсона. В отличие от описанных приборов, камера Вильсона позволяет наблюдать и фотографировать путь, проходимый заряженной частицей в газе. Простейшая камера

представляет собой цилиндр с подвижным дном (поршнем), закрытый стеклянной крышкой. Цилиндр наполнен воздухом при атмосферном давлении или аргоном, насыщенным парами воды или спирта. При резком опускании поршня происходит адиабатное расширение и охлаждение газа, пары переходят в пересыщенное состояние и легко конденсируются на ионах. Если сквозь камеру пролетит быстрая заряженная частица, то на цепочке ионов, образовавшейся на ее пути, осядут крохотные капельки жидкости, образующие вдоль пути тоненькую ниточку тумана, хорошо видимую и легко фотографируемую. Для удобства наблюдения белой ниточки тумана поверхность поршня (дно камеры) чернят.

По характеру следа можно определить сорт пролетевшей через камеру частицы (рис. VII в конце книги). Так, тяжелая  $\alpha$ -частица оставляет сплошной жирный след, быстрая  $\beta$ -частица — тонкий, а при малой скорости — извилистый след и т. д.

Камера может срабатывать не больше 2—3 раз в минуту: необходимо время на испарение образовавшихся капелек и рекомбинацию ионов. Так как время пролета заряженной частицы  $Z$  (рис. 3.7) через камеру неизвестно, то часто комбинируют камеру Вильсона ( $\kappa B$ ) со счетчиками Гейгера ( $\Gamma-M$ ) и киноаппаратами ( $K$ ). Прохождение

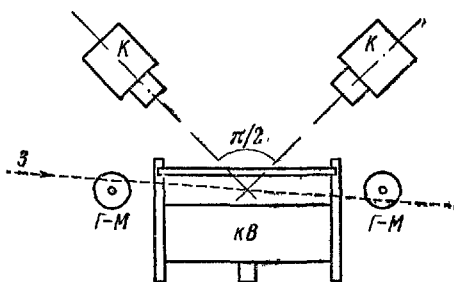


Рис. 3.7.

частицы через камеру Вильсона регистрируется телескопом из счетчиков. Импульс тока после должного усиления используется для срабатывания прибора — расширения камеры и производства одного снимка кинокамерой. При необходимости восстановить пространственную форму следа снимки производятся двумя кинокамерами, оси которых образуют угол в  $90^\circ$ . Иногда желательно исследовать число ионов, производимых заряженной частицей на 1 см следа. Для того чтобы подсчет их стал возможен, используют специальную схему, которая производит опускание поршня в камере через 1—1,5 сек после прохождения частицы через счетчики Гейгера. За это время ионы, образовавшиеся вдоль следа частицы, успевают переместиться в газе на заметное расстояние. После адиабатного расширения они покрываются капельками, достаточно удаленными друг от друга, и можно произвести их подсчет.

Д. В. Скобелев усовершенствовал камеру Вильсона, поместив ее в мощное магнитное поле, параллельное оси камеры. В магнитном поле траектории заряженных частиц искривляются. По



искривлению траектории можно судить о знаке заряда, а если известен сорт частицы (ее заряд и масса), то по радиусу кривизны траектории можно очень точно определить скорость и энергию частицы (рис. VIII в конце книги). Этот метод весьма широко применяется в самых различных исследованиях.

6. Пузырьковая камера Глезера. Этот прибор представляет собой как бы обращение камеры Вильсона. Если заполнить камеру каким-либо веществом (пропан, водород и др.) при давлении  $p$ , превышающем упругость насыщенного пара  $p_{\text{нас}}$  при данной температуре  $T$ , то все вещество будет находиться в жидком состоянии (если, конечно, температура ниже критической). При резком уменьшении давления до  $p < p_{\text{нас}}$  жидкость должна закипеть и в ней появятся пузырьки пара. Эти пузырьки возникают в первую очередь на ионах, образовавшихся вдоль пути частицы большой энергии, и дают след ее траектории, который можно сфотографировать.

Пузырьковую камеру целесообразно применять при изучении частиц очень больших энергий. Так как плотность вещества в камере Вильсона мала (газ), то след такой частицы в камере представляет лишь малый участок ее траектории. Плотность жидкости в пузырьковой камере в тысячи раз больше плотности газа и торможение происходит в тысячи раз быстрее, так что след в пузырьковой камере эквивалентен следу в камере Вильсона, увеличенному в тысячи раз.

7. Толстослойные фотоэмульсии. Быстрые заряженные частицы производят на зерна фотоэмульсии такое же действие, как и кванты света. В силу того, что плотность вещества эмульсии в тысячи раз превышает плотность воздуха, след быстрой частицы в эмульсии в тысячи раз короче следа в воздухе и при энергии последней до  $10 \text{ Мэв}$  имеет длину, не превышающую обычно десятые доли миллиметра. Если сделать слой фотоэмульсии достаточно толстым — до  $0,10\text{—}1 \text{ мм}$ , то в такой эмульсии можно наблюдать весь след быстрой частицы целиком (рис. IX в конце книги).

Этот метод, разработанный советскими учеными Мысовским и Ждановым, ныне широко применяется, особенно для изучения взаимодействия быстрых частиц с ядрами атомов.

При исследовании частиц очень большой энергии применяются стопки, состоящие из листов эмульсии. Объем стопки достигает нескольких кубических дециметров. Листочки эмульсии проявляются раздельно, а путь быстрой частицы прослеживается затем последовательно от одного слоя эмульсии к другому через всю стопку.

8. Черенковские счетчики. Частицы очень больших энергий движутся со скоростями  $v$ , близкими к скорости

света в пустоте  $c$ . Если такая заряженная частица попадает в среду, в которой скорость света  $v_{св} = \frac{c}{n}$  меньше скорости частицы  $v$ , то она, обгоняя свое электромагнитное поле, испускает черенковское излучение (см. т. II, § 53). Это излучение может регистрироваться далее с помощью фотоумножителя так же, как в сцинтилляционных счетчиках (см. рис. 3.2). Комбинируя вещества с различными показателями преломления  $n$ , можно с помощью черенковских счетчиков измерить скорости очень быстрых заряженных частиц. Для  $\alpha$ -частиц, движущихся со скоростями порядка 20 000—40 000 км/сек, отношение  $\frac{c}{v} \approx 10$ , и веществ со столь высокими показателями преломления, пригодных для изготовления черенковских счетчиков, не существует.

### § 58. Законы радиоактивных превращений

Энергии  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -частиц, испускаемых радиоактивными элементами, порядка 1—10 Мэв. Как мы видели в ч. II, энергии связи внешних электронов порядка 6—10 эв, а энергии химических превращений—2—5 эв, т. е. в миллион раз меньше энергий, выделяемых радиоактивными элементами. Даже для самых близких электронных оболочек многоэлектронных атомов энергии связи не превышают по порядку величины 0,1 Мэв.

Это обстоятельство указывает на то, что энергии, выделяемые радиоактивными элементами, обязаны не превращениям электронных оболочек, а гораздо более коренной и глубокой перестройке ядер этих элементов. Иными словами,  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -частицы вылетают из ядра и являются продуктами его радиоактивного превращения. Поскольку  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы заряжены, то при их вылете изменяются заряд и атомный номер ядра и оно превращается в ядро другого химического элемента. Такие радиоактивные превращения элементов подчиняются определенным законам.

Обозначим заряд ядра распадающегося элемента (принимая за единицу заряда  $e$  — заряд электрона) через  $Z$  и атомный вес через  $A$ . Атомные веса будем при этом округлять до ближайших целых чисел, т. е. будем понимать под  $A$  не точный атомный вес, а так называемое «массовое число» ядра. Значок  $Z$  будем помещать внизу, а значок  $A$  сверху химического символа данного элемента  $X$ , т. е.  $X_Z^A$ . При этих условиях, например, атом (ядро) водорода с  $Z=1$  и атомным весом 1,008 ( $A=1$ ) будет обозначен как  $H_1^1$ .  $\alpha$ -частица — это ядро гелия с  $Z=2$  и атомным весом 4,00388 ( $A=4$ ) и обозначается  $He_2^4$  или  $\alpha_2^4$ . Электрон, имеющий