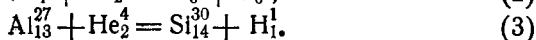
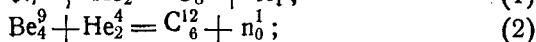
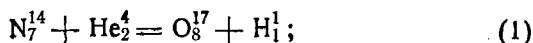


ИСКУССТВЕННОЕ ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. И. Алиханов и А. И. Алиханьян, Ленинград

При искусственном расщеплении ядер, независимо от сорта частиц, которыми бомбардируется ядро, в момент столкновения испускаются тяжелые частицы (протоны, α -частицы и нейтроны). В качестве типичных превращений ядер можно привести хорошо изученные реакции, наблюдающиеся при бомбардировке азота, бериллия и алюминия α -частицами:



В приведенных случаях в результате реакции одновременно с образованием нового ядра испускается или протон или нейтрон. Но никогда еще при расщеплении ядер не наблюдалось испускание легких частиц, т. е. электронов.

Только после открытия позитрона, Кюри и Жолио обнаружили явление, которое, как казалось с первого взгляда, было первым случаем испускания легкой частицы (позитрона) при расщеплении ядра. Подвергая действию α -частиц листок алюминия, помещенный в камеру Вильсона, Кюри и Жолио ¹ наблюдали наряду с хорошо известным в этом случае испусканием протонов (реакция 3) также

интенсивное испускание позитронов (по данным авторов, на $1-2 \cdot 10^6$ α -частиц, бомбардирующих алюминий, испускается один позитрон). На рис. 1 приведена вильсоновская фотография, на которой видны как путь протона (прямой жирный путь), так и пути позитронов,

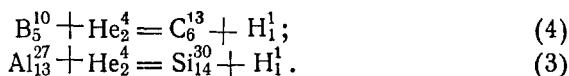
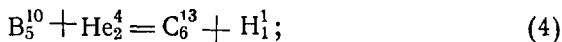
Препарат Po + Al



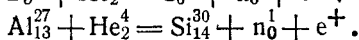
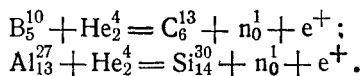
Рис. 1. Пути протона и позитронов

Камера Вильсона в опытах Кюри и Жолио помещалась в магнитном поле, которое искривляло пути электронов и этим давало возможность определить знак заряда и энергию электронов. Подобного же рода испускание позитронов наблюдалось при бомбардировке бора α -частицами.

Обычно превращения в алюминии и в боре при бомбардировке их α -частицами сопровождаются испусканием протонов.

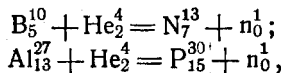
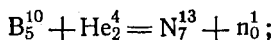


Однако после открытия нейтрона было показано, что бомбардировка этих двух элементов α -частицами сопровождается также испусканием нейтронов. Это обстоятельство дало Кюри и Жолио основание предположить, что частично взаимодействие α -частиц с ядрами бора и алюминия может происходить по следующим реакциям:



В результате этих реакций мы получаем те же продукты: ядра C_6^{13} и Si_{14}^{30} , а протон оказывается как бы расщепленным на составные элементы—нейтрон и позитрон. Исходя из этого, Кюри и Жолио пришли к выводу, что протон является сложной частицей, состоящей из нейтрона и позитрона, тесно связанных между собой.

Однако уже очень скоро от этого объяснения пришлось отказаться. Исследуя, как зависит число испускаемых алюминием позитронов от энергии (пробега) α -частиц, Кюри и Жолио² обнаружили, что если даже совсем убрать источник α -частиц (Po) от алюминиевой пластинки, то испускание позитронов из нее продолжается, ослабевая со временем по экспоненциальному закону. Этот опыт с несомненностью привел авторов к выводу, что при воздействии α -частиц полония на алюминий (или бор) образуются ядра какого-то нового радиоактивного вещества, испускающего позитроны при своем распаде. Вместо реакций (3) и (4) для бора и алюминия Кюри и Жолио предложили следующие реакции:



в которых N_7^{13} и P_{15}^{30} являются теми новыми радиоактивными веществами, которые распадаются с испусканием позитронов.

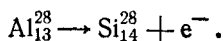
Важно здесь отметить, что ни изотоп N^{13} ни изотоп P^{30} в природе не встречаются. Теперь это вполне понятно, так как они радиоактивны и периоды полураспада их малы. По данным Кюри и Жолио период полураспада радиоактивного азота равен 14 мин., а радиоактивного фосфора — 3 мин. Кроме радиоактивных азота и фосфора, Кюри и Жолио получили радиоактивный изотоп кремния, бомбардируя магний α -частицами. На рис. 2 приведены кри-

вые распада для радиоактивных азота, фосфора и кремния, впервые полученные Кюри и Жолио. По оси абсцисс отложено время в минутах, а по оси ординат — логарифм числа частиц за некоторый промежуток времени.

В дальнейшем Кюри и Жолио, а также Алиханов, Алиханьян и Желепов³ показали, что магний, бомбардируемый α -частицами, испускает большее число отрицательных электронов и реакция происходит следующим образом:



В этом случае радиоактивным элементом является Al_{13}^{28} , распадающийся с испусканием электронов:



Для доказательства справедливости вышеуказанных реакций Кюри и Жолио показали химическим анализом, что получающийся при бомбар-

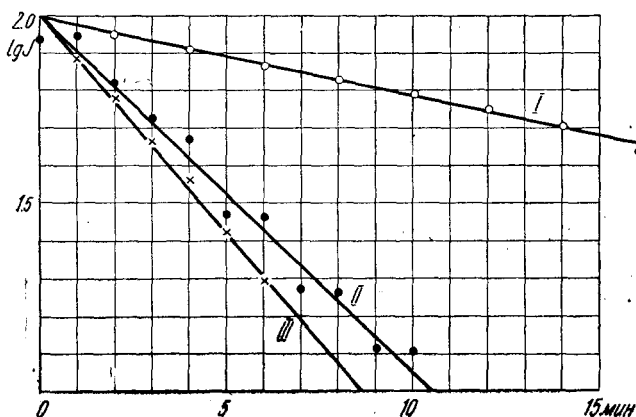


Рис. 2. Кривые радиоактивного распада

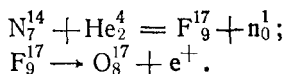
Кривая I — бор (радиоазот); кривая II — алюминий (радиофосфор); кривая III — магний (радиоалюминий и радиокремний)

дировке бора α -частицами радиоактивный элемент является действительно азотом, а в случае алюминия — фосфором. Например, азотистый бор (BN) после воздействия на него α -частицами обрабатывался горячей щелочью, причем весь азот, как активный, получившийся из бора, так и не активный, содержащийся в азотистом боре, освобождался в виде аммиака. Газ собирался в тонкостенную стеклянную трубочку, и затем измерялись, при помощи счетчика Гейгера-Мюллера с тонким окном, активность газа и активность осадка. Вся активность оказалась сосредоточенной в стеклянной трубочке, где были собраны газообразные продукты реакции. Химическая реакция за-

нимала всего 5 мин., и за это время активность не успевала заметно ослабнуть (период полураспада 14 мин).

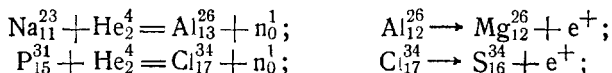
После открытия искусственно получаемой радиоактивности список новых радиоактивных изотопов легких элементов стал очень быстро расти. Бомбардируя α -частицами большой энергии (5 см пробега) азот, Вертенштейн⁴ получил радиоактивный изотоп фтора F^{17} с периодом полураспада 1,2 мин.

Для этого случая реакция может быть написана следующим образом:



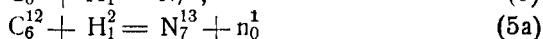
Азот содержится в большом количестве в воздухе, и поэтому все элементы, подвергаемые воздействию α -частиц в воздухе, могут дать активность с периодом полураспада 1,2 мин., так как атомы радиоактивного фтора, имея большие скорости, могут достигать поверхности бомбардируемого вещества и оседать на ней. Это обстоятельство следует всегда иметь в виду при исследованиях искусственной радиоактивности.

Фриш⁵ показал, что натрий и фосфор, бомбардируемые α -частицами ThC' очень большой энергии (8,5 см пробега), дают радиоактивные элементы с периодами полураспада в 7 сек. и 40 мин. соответственно. Реакции могут быть написаны так:



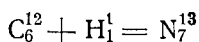
В последнем случае Фриш химическим анализом показал, что радиоактивным элементом является хлор. Мейтнер⁶ обнаружила в камере Вильсона, что литий при непосредственной бомбардировке α -частицами полония испускает позитроны, что, повидимому, соответствует образованию радиоактивного элемента бора B_5^9 , имеющего очень малый период полураспада.

Во всех перечисленных случаях в качестве „возбудителя“ радиоактивности служили α -частицы. Те же радиоактивные изотопы (а также и ряд новых) можно получить пользуясь в качестве „возбудителей“ другими заряженными частицами — протонами и дейтонами, а также и нейтронами. Кокрофт и Уолтон⁷ получили радиоактивный азот N_7^{13} , получающийся бомбардировкой бора α -частицами, бомбардируя углерод протонами с энергией 600 кВ. Лауритсен и Крэн⁸ получили тот же радиоактивный азот, бомбардируя углерод дейтонами. В самом деле, в результате этих двух реакций



мы получаем, повидимому, тот же радиоактивный азот, но, как показал опыт, с несколько отличными свойствами. Именно, период

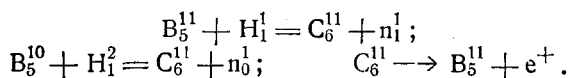
полураспада радиоактивного азота, полученного из углерода, оказался равным 10,3 мин., вместо 14 мин. для радиоактивного азота, полученного из бора. Следует еще отметить, что реакция захвата протона



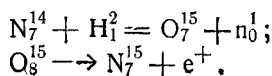
теоретически очень мало вероятна. В самом деле, точно так же, как и у атома, энергетические состояния ядра квантованы.

Доказательством этого могут служить строгая дискретность энергий α -частиц, испускаемых при α -распаде, и строгая дискретность длин волн γ -лучей, испускаемых возбужденными ядрами. В случае, когда расщепление ядра сопровождается вылетом какой-либо частицы (α -частицы, протона или нейтрона), большая часть энергии, выделяющейся при реакции согласно законам сохранения энергии и моментов, передается этой частице. Выделяющаяся при реакции энергия представляет собой разность между энергией исходного ядра и бомбардирующей частицы и энергией ядра-продукта и вылетевшей частицы. В случае реакции с захватом протона из общего числа протонов, падающих на мишень и имеющих внутри мишени различные скорости, только те могут принять участие в образовании нового ядра, энергия которых в сумме с энергией захватываемого ядра равна (в пределах ширины уровня) энергии ядра-продукта.

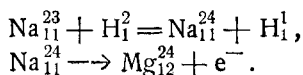
Между тем, как мы уже отмечали, ширина энергетических уровней ядра очень мала, и поэтому только очень малая доля падающих протонов будет удовлетворять поставленным условиям. На самом же деле опыты Кокрофта показывают, что реакция (5), при той же энергии частиц, что и в случае реакции (5а), происходит всего только в 10 раз реже. Можно было бы предположить, что протон перед захватом испускает излишек энергии в виде γ -кванта. Однако вероятность испускания γ -кванта за столь короткое время, как время соударения, теоретически очень мала. К этому вопросу мы еще вернемся в главе об искусственном получении радиоактивных элементов бомбардировкой нейтронами (захват нейтронов). Кроме радиоактивного азота Лауритсен и Крэн получили радиоактивный углерод C^{11} двумя способами: бомбардировкой бора протонами и дейтонами:



В лаборатории Лауренса Ливингстон и Мак-Миллен⁹ получили радиоактивный кислород бомбардировкой азота дейтонами с энергией 2000 кВ:



В той же лаборатории Лауренсом¹⁰ был получен радиоактивный натрий Na_{11}^{24} , испускающий отрицательные электроны:



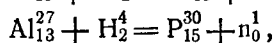
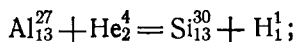
ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ АТОМОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ

Как было указано выше, число ядер атомов радиоактивного фосфора, получаемого из алюминия бомбардировкой α -частицами полония (пробег 3,85 см), по данным Кюри и Жолио — порядка 1—2 на $2 \cdot 10^6$ α -частиц. В действительности, по данным Эллиса и Гендерсона¹¹, а также Алиханова, Алиханьяна и Джелепова¹², это число, полученное Кюри и Жолио, слишком велико. Указанные авторы исследовали зависимость вероятности образования радиоактивных атомов от энергии α -частиц и показали, что на 10^8 α -частиц с пробегом 3,85 см получается один атом радиоактивного фосфора. Так как проникновение α -частиц в ядро возрастает с увеличением их энергии, то число образующихся атомов радиоактивного фосфора будет тем больше, чем больше энергия α -частиц. Например в случае α -частиц RaC' с энергией $7,2 \cdot 10^6$ kV уже на 10^6 α -частиц получается один атом радиоактивного фосфора. Если в качестве источника α -частиц взять тонкостенную ампулку, содержащую эманацию радия в количестве 300 mC, то можно получить 150 000 атомов радиоактивного фосфора, которые в первую минуту дадут $3 \cdot 10^4$ позитронов, что будет равносильно чрезвычайно слабому радиоактивному источнику.

Значительно более интенсивные источники можно получить, пользуясь искусственно ускоренными заряженными частицами — протонами и дейтонами. Например Кокрофт, имея пучок дейтонов, ускоренных до 600 kV, получил препарат радиоактивного углерода, испускающего 10^6 позитронов в одну минуту, а Лауренс, пользуясь своим методом многократного ускорения дейтонов в магнитном поле, получил препарат радиоактивного натрия, испускающего в минуту $1,8 \cdot 10^9$ электронов. Для примера приведем данные Кокрофта для выхода радиоактивных атомов. Так, в случае бомбардировки бора дейтонами с энергией 550 kV на $4 \cdot 10^8$ дейтонов получается один атом радиоактивного углерода, а в случае бомбардировки углерода дейтонами с энергией в 600 kV получается один атом на $5 \cdot 10^8$ дейтонов.

Вероятность образования радиоактивного ядра зависит от большого числа факторов. Если энергия частицы достаточна для того, чтобы реакция энергетически была возможна, то основным фактором, от которого зависит вероятность расщепления, является проникновение частицы через потенциальный барьер ядра. После того как частица проникнет через барьер, необходимо, чтобы она была захвачена ядром, и это является вторым фактором, обуслов-

ливающим вероятность реакции. Наконец, когда частица захвачена ядром, реакция может пойти разными путями, как например



где вторая реакция в 20—40 раз менее вероятна, чем первая. Веро-

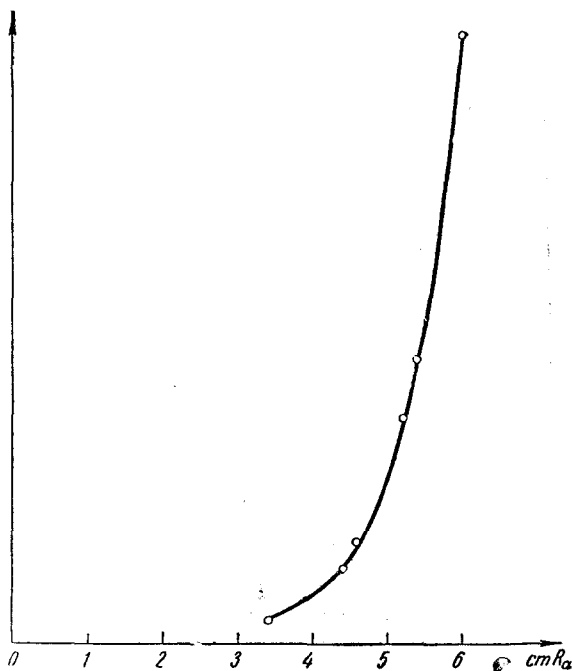


Рис. 3. Выход позитронов из алюминия в зависимости от пробега α -частиц

ятность проникновения частицы через потенциальный барьер определяется известной формулой Гамова:

$$C = e^{\frac{2\pi e^2}{h} \sqrt{2m} + \frac{zZ}{VE} (2u - \sin 2m)},$$

где

$$\cos^2 u = \frac{r_0 E^*}{zZe^2}, \text{ а } E^* = \frac{mM}{m+M} E.$$

Здесь M и Z — масса и заряд бомбардируемого ядра, m и z — масса и заряд бомбардирующей частицы, а E — ее энергия; r_0 — обозначает радиус ядра.

Вероятность захвата частицы, уже проникшей в ядро, должна зависеть от выделяющейся энергии, от спинов различных внутри-ядерных частиц, от распределения моментов между частицами по-

сле расщепления и от вероятности проникновения через барьер покидающей ядро частицы. При современном состоянии теории большинство этих факторов может быть оценено только качественно.

На рис. 3, 4 и 5 приведены экспериментальные кривые зависимости образования радиоактивных ядер от энергии α -частиц для случая алюминия, бора и магния. Экспериментальное исследование выхода радиоактивных атомов от энергии α -частиц было произведено Эллисом и Гендерсоном¹¹, а также Алихановым, Алиханьяном и Желеповым¹² следующим образом. Между бомбардируемой мишенью и источником α -частиц вставлялись тонкие слюдяные

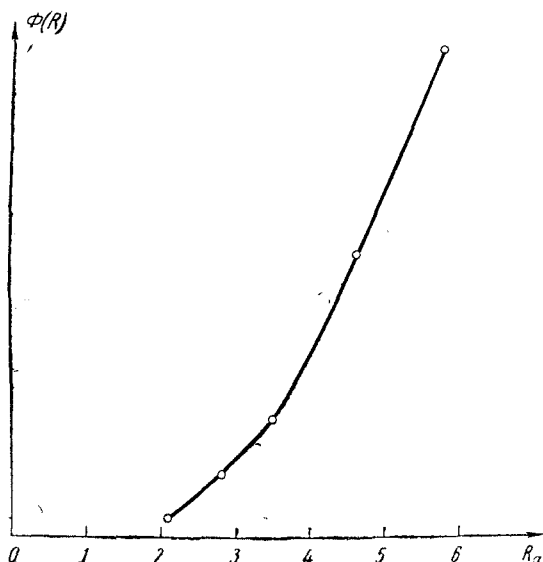


Рис. 4. Выход позитронов из бора в зависимости от пробега α -частиц

пластинки, тормозящие α -частицы. Затем мишень подносилась к окошку счетчика Гейгера-Мюллера и считалось число позитронов за некоторый промежуток времени. Так как толщины мишеней, употребляемых в опытах, были больше, чем пробег α -частиц, то в образовании атомов принимали участие α -частицы различных пробегов, начиная от заданного до нулевого. Поэтому для получения истинной кривой нужно экспериментальную кривую выхода продифференцировать по пробегу. На рис. 6, 7 и 8 приведены кривые после дифференцирования. Из этих кривых можно сделать ряд заключений. Так, например, видно, что зависимость от энергии тем резче, чем больше атомный номер бомбардируемого вещества, что и следует ожидать, так как высота потенциального барьера возрастает с увеличением атомного номера.

Зависимость выхода от энергии α -частиц у бора (атомный номер 5) гораздо слабее, чем у алюминия (атомный номер 13). Из рисунка

видно, что кривая становится более пологой при больших пробегах α -частиц. Это указывает на то, что энергия α -частиц достигает или превышает высоту потенциального барьера ядра бора. Естественно, что это насыщение у бора наступает раньше, чем у алюминия, имеющего большую высоту потенциального барьера. На кривой для превращения в ядре магния интересно отметить максимум при энергии α -частиц в 5000 кВ, соответствующий резонансному проникновению α -частиц в ядро магния.

ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ БОМБАДИРОВКОЙ НЕЙТРОНАМИ

Получение радиоактивных элементов бомбардировкой заряженными частицами (α -частицами, протонами и дейтонами) имеет одно существенное ограничение.

Заряженными частицами можно воздействовать только на элементы с малыми атомными номерами и получать соответственно только легкие радиоактивные элементы. Чем больше атомный номер бомбардируемого ядра, тем выше потенциальный барьер вокруг него и тем менее вероятно проникновение в ядро заряженной частицы. На самом деле, бомбардировкой заряженными частицами до настоящего времени удалось активировать только около десяти элементов до элемента с атомным номером 15 (фосфор). Если же бомбардировать ядра нейтронами, то можно было рассчитывать, что удастся получить новые радиоактивные вещества с большим атомным номером.

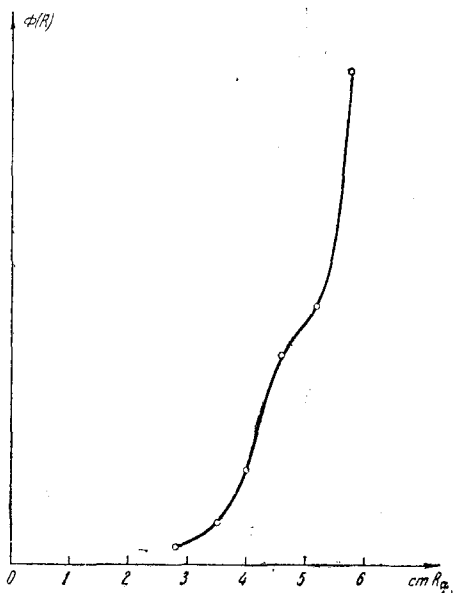


Рис. 5. Выход электронов из магния в зависимости от пробега α -частиц

Правда, имеющиеся сейчас источники нейтронов гораздо слабее, чем источники α -частиц, протонов и дейтонов. Но это отчасти должно компенсироваться большей вероятностью проникновения нейтронов в ядро. Опыты, предпринятые Ферми и его сотрудниками¹³, блестяще подтвердили эти соображения. Из шестидесяти элементов, подвергнутых действию нейтронов, больше сорока показали заметную активность, появившуюся после облучения. Открытие Ферми резко увеличило число новых радиоактивных эле-

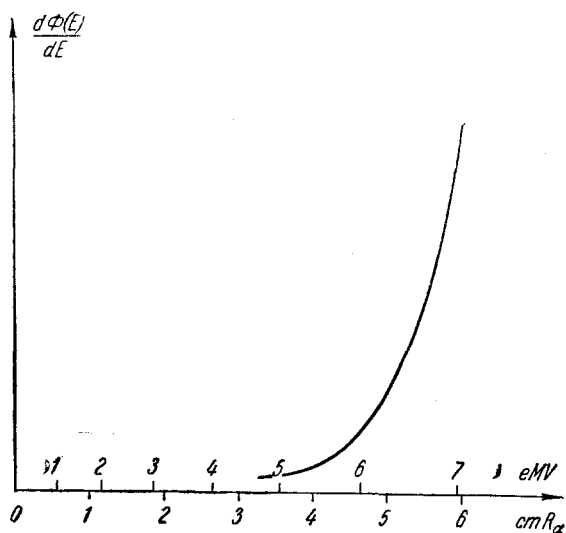


Рис. 6. Кривая выхода позитронов из алюминия, полученная дифференцированием экспериментальной кривой рис. 3

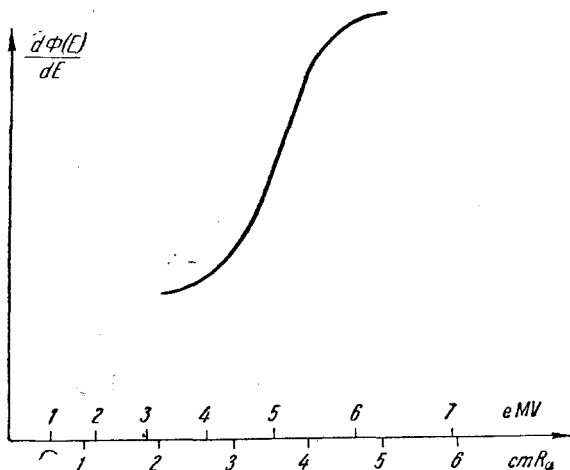


Рис. 7. Кривая выхода позитронов из бора, полученная дифференцированием экспериментальной кривой рис. 4

ментов и дало возможность получать радиоактивные вещества почти с любым атомным номером. В качестве источника нейтронов Ферми и его сотрудники пользовались стеклянной трубкой, содержащей порошок бериллия и эманацию радия в количестве 800 милликюри. Как известно, при бомбардировке бериллия α -частицами излучаются нейтроны с энергиями начиная от нуля до 10—14 миллионов вольт и жесткие γ -лучи с энергией около $7 \cdot 10^6$ kV. Здесь источником α -частиц является эманация радия и находящейся с ней в равновесии RaA и RaC'. При вышеуказанном количестве эманации (800 mC) такой источник испускает около $8 \cdot 10^5$ ней-

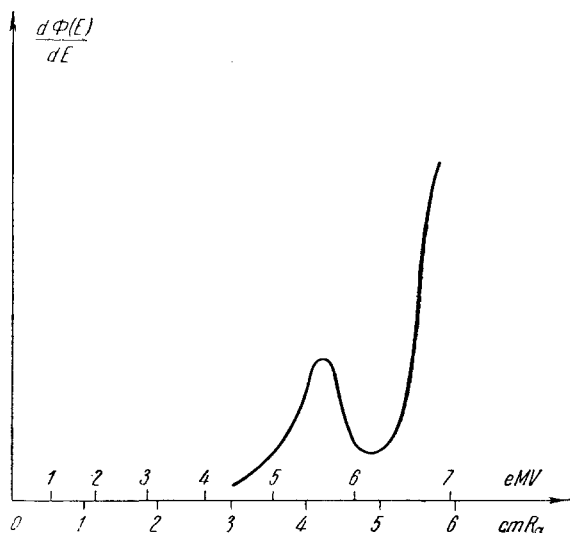


Рис. 8. Кривая выхода электронов из магния, полученная дифференцированием экспериментальной кривой рис. 5

тронов в секунду. Вещество, подвергаемое действию нейтронов, обычно в виде пластинки толщиной в 1—2 мм, прикладывается к источнику нейтронов, а затем, после некоторой выдержки, подносится к счетчику электронов Гейгера-Мюллера. Стенки счетчика были настолько тонки (0,1 мм алюминия), что электроны без большой потери в их числе могли пройти в счетчик; толщину освещаемой пластинки не имеет смысла брать больше 1—2 мм, так как электроны, возникшие на большой глубине, все равно не смогут выйти оттуда и попасть в счетчик.

Получаемые таким образом источники радиоактивных веществ имеют значительно меньшую интенсивность по сравнению с интенсивностью, получаемой в опытах с α -частицами, протонами и дейтонами. Прежде всего это объясняется тем, что имеющиеся в распоряжении источники нейтронов чрезвычайно слабы. Кроме того

при такого рода опытах из общего числа нейтронов, падающих на мишень, только та часть эффективна, которая производит новые ядра в глубине не больше 1—2 мм, откуда β -частицы еще могут выйти наружу. Практически, на опыте, радиоактивные источники,

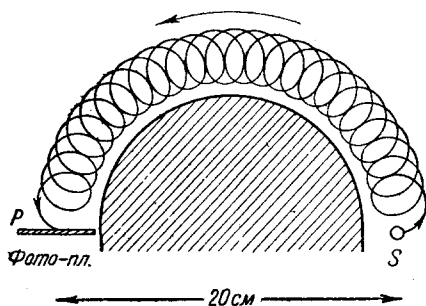


Рис. 9. Движение электронов в неравномерном поле

полученные бомбардировкой нейтронами, дают в счетчике Гейгера-Мюллера около 500—1000 отбросов в минуту, в то время как при бомбардировке α -частицами мы имели больше 10 000 позитронов в минуту. Считая число отбросов в счетчике в зависимости от времени, можно измерить период полураспада полученного радиоактивного вещества. Помещая между счетчиком и активированной пластинкой фильтры

различной толщины, можно было грубо определить среднюю энергию электронов, испускаемых этим радиоактивным элементом. Если закрыть счетчик толстым фильтром, так чтобы электроны не смогли в него проникнуть, то можно выяснить, не испускает ли это вещество γ -лучи. В этом случае толщина облучаемой пластины могла быть гораздо больше (около нескольких сантиметров) вследствие того, что γ -лучи проходят такие толщины без заметного ослабления интенсивности.

Для определения знака испускаемых при распаде электронов Ферми и его сотрудники воспользовались методом отклонения электронов в неравномерном поле (метод Вилларда-Тибо¹⁴), заключающимся в следующем. Если источник

электронов поместить в неравномерном магнитном поле с резким градиентом поля по радиусу плюсов магнита (рис. 9 и 10), то все электроны независимо от величины и направления скорости будут, двигаясь по спиралям, перемещаться в точку P . При этом отрицательные электроны будут перемещаться по одной стороне полуокружности, а положительные электроны по другой. Пользуясь только одной полуокружностью, можно вблизи точки P собрать при данном направлении магнитного поля только отрицательные электроны, при обратном поле — только положительные. Удобство этого метода заключается в том, что большая часть электронов, испускаемых

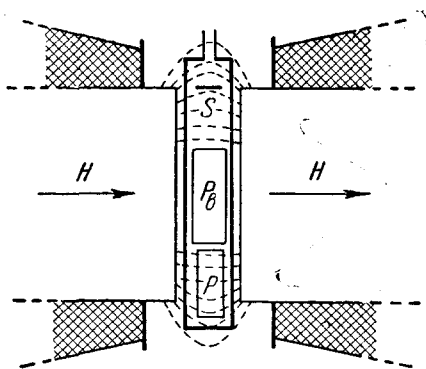
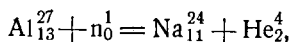


Рис. 10. Установка для магнитного отклонения электронов

в точке S , может быть собрана вблизи точки P . Если в точке P поместить окно счетчика Гейгера, то в нем можно наблюдать довольно большое число разрядов, даже если в точке S находится сравнительно слабый источник. Все радиоактивные элементы, полученные Ферми и его сотрудниками при бомбардировке нейтронами, как показал магнитный анализ, испускают отрицательные электроны.

Для определения знака и энергии электронов можно также воспользоваться методом камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле. На рис. 11а приведена вильсоновская фотография, полученная Курчатковым и Латышевым. На фотографии виден путь отрицательного электрона, выходящий из пластинки, покрытой слоем активированного нейтронами брома.

Перейдем теперь к описанию некоторых конкретных случаев. Алюминий после бомбардировки нейтронами приобретает довольно сильную активность. Из кривой распада можно было заключить, что активированный нейтронами алюминий имеет два периода полураспада — 12 мин. и 15 час., что указывает на присутствие двух различных радиоактивных веществ. Так как алюминий не имеет изотопов, то отсюда следует, что из одного и того же ядра можно получить несколько радиоактивных элементов. Химический анализ показал, что вещество с периодом полураспада в 15 час. ведет себя в химической реакции, как натрий. Исходя из этого, ядерная реакция может быть написана так:



т. е. при захвате нейтрона ядром Al , последнее испускает α -частицу и превращается в радиоактивный изотоп натрия Na^{24} . В дальнейшем это ядро испускает электрон и превращается в устойчивый изотоп магния:

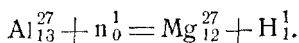


Радиоактивное вещество, имеющее период полураспада 12 мин., по

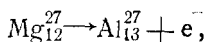


Рис. 11а. Путь отрицательного электрона

всем признакам является изотопом магния Mg^{27} , т. е. реакция в этом случае идет так:



Радиоактивный магний, распадаясь с испусканием электрона



переходит в исходный изотоп алюминия Al_{13}^{27} . Таким образом в результате такого типа реакций мы всегда будем возвращаться к исходному веществу и все превращения сводятся как бы к растянутому во времени разрушению нейтрона.

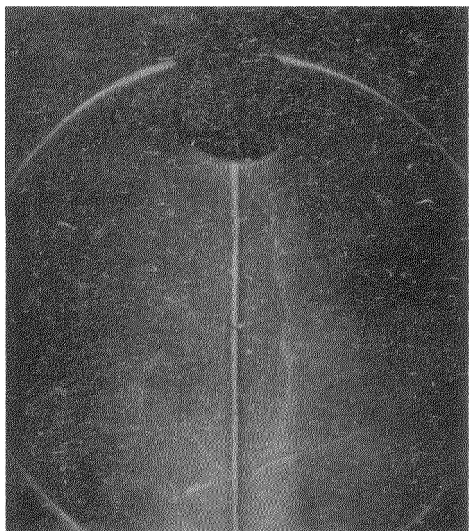
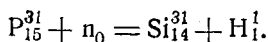


Рис. 11б. Пути α -частицы и H_1^1 .

магния бомбардировкой α -частицами. Этот же радиоактивный изотоп, повидимому, можно получить и из фосфора, бомбардируя его нейтронами. Активированный нейтронами фосфор обнаруживает два периода полураспада: один — в 3 мин. и второй — в 3 часа.

Химический анализ приводит к заключению, что период полураспада в 3 часа должен быть приписан Si^{31}

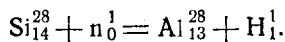


Если же при расщеплении вместо протона испускается α -частица, то мы получим опять радиоактивный алюминий, имеющий период полураспада, равный 3 мин.

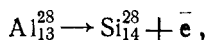


Аналогичные ядерные реакции происходят и в более тяжелых ядрах. Например, в случае железа, кобальта, марганца и ванадия

Кремний после бомбардировки нейтронами также приобретает значительную активность с периодом полураспада около 3 мин. Химический анализ показал, что ядерная реакция скорее всего идет следующим путем:



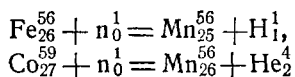
Радиоактивный изотоп алюминия, испуская электрон



превращается в исходное вещество — в Si_{14}^{28} .

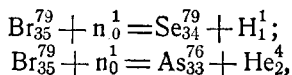
Заметим, что этот же самый радиоактивный алюминий был получен из

захват нейтрона сопровождается вылетом или протона или α -частицы с последующим образованием радиоактивных ядер по реакциям:

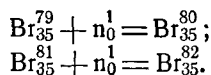


и т. п.

Особо нужно отметить реакции, когда захват нейтрона не сопровождается вылетом тяжелой частицы (протона, α -частицы), так называемые „прилипательные реакции“. Бром, облученный нейтронами, дает сильную активность с периодами полураспада в 30 мин. и 6 час. Ферми и его сотрудники пытались путем химического анализа определить радиоактивные вещества, получающиеся в этом случае. Если при образовании из брома радиоактивных элементов испускались бы α -частицы или протоны по реакциям



то в химических реакциях эти радиоактивные вещества должны были бы вести себя как селен и мышьяк. Анализ велся следующим образом: к активному бромиду (NH_4Br) прибавлялись мышьяк и селен, затем первый выделялся в виде сульфита, а второй — электрохимически. В обоих случаях выделенные вещества не дали заметной активности. Получая из бромистого аммония бром в виде AgBr , авторы обнаружили в осадке сильную активность и сделали заключение, что радиоактивные вещества, получающиеся из брома, суть изотопы брома и образуются в результате реакции:



Такие же опыты были произведены с иодом, и было показано, что и в этом случае получающийся радиоактивный элемент есть изотоп иода. Недавно Сцилярд и Чальмер¹⁵ разработали очень простой метод выделения радиоактивного брома (иода) из активизированного брома (иода). Метод этот основан на следующих соображениях. При столкновении нейтрона с ядром брома атом брома вследствие отдачи будет вырван из молекулы соединения (бромистый этил) и останется в свободном состоянии. Соединяя его с серобромом, можно весь радиоактивный бром, вместе с небольшим количеством специально добавленного брома, высадить в виде тонкого слоя на поверхность в 1 см^2 . Практически этим методом можно получить препараты, обогащенные в 10—20 раз. Мы не будем здесь перечислять все реакции и радиоактивные элементы, полученные Ферми и его сотрудниками, а приведем в конце статьи таблицу всех радиоактивных элементов, получаемых в результате бомбардировки различных элементов α -частицами, протонами, нейтронами и дейтонами.

На основании этого богатого экспериментального материала можно сделать ряд общих выводов.

1. Большинство элементов вне зависимости от их атомного номера может быть активировано бомбардировкой нейтронами.

2. Поперечное сечение столкновения нейтронов с ядром для элементов, которые активируются нейтронами, порядка геометрического поперечного сечения ядра: иными словами, большинство нейтронов, попавших в ядро, вступает в реакцию и образует активные атомы.

3. Получающиеся радиоактивные элементы являются либо изотопами исходных атомов, либо их атомные номера меньше на одну (случай вылета протона) или две (случай вылета α -частицы) единицы. В этом отношении следует отметить некоторое различие между легкими и тяжелыми элементами. Для легких элементов преобладают реакции второго и третьего типа (вылет протона или α -частицы), в то время как в случае тяжелых элементов почти всегда радиоактивный элемент является изотопом исходного элемента. Реакции с вылетом заряженных частиц (α -частиц, протонов) более вероятны в легких элементах, так как у тяжелых элементов потенциальный барьер много выше, что резко уменьшает вероятность вылета тяжелых положительно заряженных частиц.

4. Все радиоактивные элементы, получаемые бомбардировкой нейтронами, испускают отрицательные электроны. Последнее обстоятельство подкрепляет соображения Гейзенберга об устойчивости ядер. Гейзенберг, рассматривая ядра состоящими из протонов и нейтронов, предположил, что основными силами взаимодействия между частицами в ядре являются силы обменного характера между нейтронами и протонами, и отсюда получил общее условие устойчивости ядер. Именно, оказалось, что энергия связи достигает максимального значения в том случае, когда число протонов равно числу нейтронов.

При бомбардировке нейтронами радиоактивные элементы всегда имеют избыток нейтронов по сравнению с их устойчивыми изотопами. Процесс испускания отрицательного электрона восстанавливает правильное отношение числа нейтронов к числу протонов и приводит к образованию устойчивого изотопа. Наоборот, все радиоактивные элементы, испускающие позитроны, имеют, по сравнению с их устойчивыми изотопами, недостаток нейтронов. Поэтому здесь испускание положительного электрона может восстановить правильное отношение числа нейтронов к протонам. Особые затруднения возникают при попытке теоретически интерпретировать реакции с „прилипанием“ нейтронов.

Мы уже указывали, что в случае бомбардировки бора протонами образуются радиоактивные ядра азота, причем реакция идет без вылета тяжелой частицы („прилипание“ протона). Затруднения, о которых мы говорили там, полностью относятся к случаю „прилипания“ нейтрона. Нейтрон может быть захвачен ядром в том случае, когда он приближается к ядру на расстояние

порядка 10^{-12} см. Отсюда следует, что нейтрон, имеющий энергию порядка нескольких миллионов вольт, будет взаимодействовать с ядром в течение времени порядка 10^{-21} сек. Так как нейтрон захватится ядром только в том случае, когда он имеет строго определенную энергию, то в течение этого времени (10^{-21} сек.) излишек его энергии должен быть испущен в виде γ -кванта. Между тем теория дает очень малую вероятность излучения за такой короткий промежуток времени. Для того чтобы избежать этих затруднений, была выдвинута следующая гипотеза: нейтрон, проходя мимо ядра, возбуждает его, теряя часть энергии. В дальнейшем возбужденное ядро, испуская нейтрон и γ -квант, переходит в радиоактивный изотоп исходного элемента с уменьшенным на единицу атомным весом. Однако эта гипотеза противоречит последним опытам Ферми. Бомбардируя алюминий медленными нейтронами, Ферми и его сотрудники¹⁷ обнаружили, кроме наблюдавшейся ранее активности с периодом полураспада в 12 мин., еще активность с периодом полураспада в 3 мин., которую можно приписать только радиоактивному алюминию (Al_{13}^{28}). Но так как алюминий имеет только один изотоп Al_{13}^{27} , то из этого следует, что Al_{13}^{28} может получиться в этом случае только вследствие „прилипания“ нейтрона.

ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ АТОМОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ

Если иметь возможность изменять энергию нейтронов, то подобно тому, как в опытах с α -частицами, интересно было изучить образование радиоактивных ядер при различных энергиях нейтронов. Однако в настоящее время нет хорошего способа изменения скоростей нейтронов. Единственный метод, которым обычно пользуются, заключается в следующем. Если пучок нейтронов пропустить через легкие вещества, то вследствие столкновений с ядрами этого вещества прошедшие нейтроны будут иметь в среднем меньшую энергию. Очевидно, что чем меньше атомный вес ядра, с которым сталкиваются нейтроны, тем сильнее будут изменяться скорости нейтронов, причем максимальная потеря энергии будет в случае столкновений нейтронов с водородом. Неудобство этого метода заключается, во-первых, в том, что только небольшая часть нейтронов претерпевает столкновения в сравнительно толстых фильтрах (2—3 см) и, во-вторых, в том, что нейтроны в результате столкновений приобретают самые разнообразные скорости. Существенным затруднением, при исследовании зависимости вероятности образования радиоактивных атомов от энергии нейтронов, является отсутствие монохроматических источников нейтронов.

Некоторые выводы можно сделать исходя из опытов с искусственными источниками нейтронов. Как известно, при бомбардировке дейтонами лития, бериллия и дейтона наблюдается интенсивное испускание нейтронов. Бьердж и Весткофф¹⁸, воспользовав-

шись этими источниками нейтронов для активирования фтора, кремния, фосфора и серебра, сравнили активность, получаемую в результате бомбардировки нейтронами из источника $\text{Be} + \text{Em}$, с активностью, получаемой при бомбардировке нейтронами из $\text{Li} + \text{D}$, $\text{Be} + \text{D}$ и $\text{D} + \text{D}$. Результаты их приведены в табл. 1, где в четырех последних колонках даны относительные интенсивности испускания β -частиц, рассчитанные на одинаковое число нейтронов.

ТАБЛИЦА 1

Бомбардируемый элемент	Период полураспада	Источник нейтронов			
		$\text{Be} + \text{Em}$	$\text{Li} + \text{D}$	$\text{Be} + \text{D}$	$\text{D} + \text{D}$
Фтор	8 сек.	100	10	1	$< \frac{1}{2}$
Кремний	2,5 мин.	100	50	1	< 1
Фосфор	2,5 мин.	100	30	1	< 1
Фосфор	2,5 мин.	100	50	30	30
Серебро	40 сек.	100	10	15	15

Об энергиях нейтронов из этих четырех источников можно сказать следующее. Спектр энергий нейтронов из $\text{Be} + \text{Em}$ и $\text{Li} + \text{D}$ не монохроматичен и простирается от нуля до 15 млн. электрон-вольт. Источник $\text{Be} + \text{D}$ менее богат нейтронами больших энергий, чем два предыдущих источника. Наконец, источник $\text{D} + \text{D}$ испускает нейтроны с энергией около 2 млн. электрон-вольт.

Из этой таблицы можно сделать заключение, что для исследованных случаев чем меньше энергия нейтрона, тем меньше вероятность образования радиоактивного ядра. Как мы уже указывали, из фосфора при бомбардировке нейтронами получают два радиоактивных элемента: радиоактивный алюминий Al_{13}^{28} (период полураспада около 3 минут) и радиоактивный кремний (период полураспада около 3 час.). Из таблицы видно, что выход радиоактивного алюминия зависит от энергии нейтронов гораздо резче, чем выход радиоактивного кремния. В первом случае при реакции испускается α -частица, во втором — протон. Чем больше энергия нейтронов, бомбардирующих фосфор, тем больше энергия испускаемых при реакции α -частиц и протонов. Но вероятность прохождения α -частицы через потенциальный барьер ядра гораздо сильнее зависит от ее энергии, чем та же вероятность для протона. Возможно, что именно этим объясняется различная зависимость выхода этих двух радиоактивных элементов от энергии нейтронов.

Чрезвычайно интересные результаты были получены в последнее время Ферми и его сотрудниками¹⁸, которые пользовались в качестве источника нейтронов ампулкой с эманацией радия, наполненной бериллием. Скорости нейтронов они меняли способом, описанным выше, окружая источник нейтронов фильтрами из ве-

ществ, содержащих водород (парафин, вода). Оказалось, что в случаях реакций с вылетом α -частицы и протона уменьшение энергии нейтронов приводит к уменьшению выхода радиоактивных атомов. Наоборот, в том случае, когда реакция сопровождается захватом нейтрона, уменьшение энергии нейтронов приводит к резкому увеличению числа образующихся радиоактивных атомов.

Эти опыты производились следующим образом. На некотором расстоянии от источника нейтронов помещалась пластинка из активируемого вещества (обычно из серебра) и после облучения измерялась ее активность. Обычно, при больших расстояниях от источника (10—15 см) активность оказывалась ничтожно малой. Затем пластинка вновь помещалась на том же расстоянии от источника, но при этом окружалась толстым слоем (10—15 см) вещества, содержащего водород (вода, парафин). Активность пластинки, облученной нейтронами при этих условиях, оказывалась, в зависимости от геометрических условий, в десятки и даже в сотни раз большей. Окружение активируемой пластинки веществами, не содержащими водорода, не увеличивает заметно ее активности. Как уже отмечалось, это явление наблюдается только в тех случаях, когда реакция происходит с чистым захватом нейтрона, т. е. без вылета тяжелой частицы.

При двух других типах реакций (вылет протона, вылет α -частицы) наличие такого слоя воды уменьшает активность облучаемого объекта. В качестве возможного объяснения этого явления авторы предложили следующую гипотезу. Нейтроны при прохождении через слой воды или парафина испытывают многократные столкновения с ядрами водорода и резко уменьшают свою скорость. Если предположить, что вероятность столкновения нейтрона с протоном сильно возрастает с уменьшением скорости нейтрона, то можно ожидать, что некоторые нейтроны, раз уменьшившие свою скорость благодаря нескольким столкновениям, будут теперь очень часто сталкиваться с ядрами водорода и, все больше и больше теряя свою скорость, диффузно рассеиваться в воде, аналогично молекулам, диффундирующим в газе. В конце концов, в результате многочисленных столкновений скорость части нейтронов может дойти до тепловых скоростей и в веществе, содержащем водород, будет находиться нейтронный газ.

Активируемая пластинка, помещенная в этот газ, может пересекаться одним и тем же нейтроном несколько раз, тогда как при облучении пучком нерассеивающихся нейтронов каждый нейтрон пересекал ее только один раз. Очевидно, что это обстоятельство увеличивает возможность захвата нейтрона ядром. Но вряд ли весь эффект обусловлен только этим обстоятельством. Кроме этого, по-видимому, сама по себе вероятность быть захваченным ядром для медленного нейтрона гораздо больше, чем для быстрого.

С этой точки зрения понятно, почему свойством очень сильно повышать активность обладают только водородсодержащие вещества. Как мы уже отмечали выше, благодаря практическому равен-

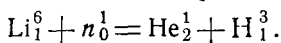
ству масс нейтрона и протона нейтрон сильнее всего теряет скорость при столкновении с протоном.

Прямыми опытами Ферми и его сотрудникам¹⁸ удалось показать, что, действительно, вероятность захвата медленных нейтронов в некоторых случаях очень велика. Опыты эти производились следующим, чрезвычайно простым, способом. Активируемая пластинка, погруженная в воду, предварительно вплотную покрывалась веществом, в котором желательно определить вероятность поглощения медленных нейтронов. После облучения нейтронами это вещество с пластинки снималось и измерялась ее активность. Сравнивая эту активность с активностью, полученной от той же пластинки при облучении нейтронами в воде, но без поглощающего слоя, можно определить коэффициент поглощения медленных нейтронов в этом веществе и отсюда вычислить поперечное сечение захвата этих нейтронов ядрами поглотителя. Оно оказалось особенно большим для бора и лития.

Авторы дают значение для поперечного сечения для лития $0,16 \cdot 10^{-21}$, для бора $3 \cdot 10^{-21}$, для родия $0,4 \cdot 10^{-21}$ см² и т. д.

Очень тонкий слой бора (20 μ) оказывается достаточным для уменьшения интенсивности проходящего потока медленных нейтронов в два раза. В то же время большие толщии свинца (1—2 см) не ослабляют заметно интенсивность потока медленных нейтронов. Это означает, что медленные нейтроны ядром свинца вообще не захватываются. Большой коэффициент поглощения медленных нейтронов отнюдь еще не означает наличия большой активности. Например бор, литий и др. вещества вообще не активируются нейтронами. Повидимому, захватив нейтрон, эти элементы превращаются в устойчивые изотопы, или расщепляются с испусканием тяжелых частиц.

Исследуя захват медленных электронов литием, Чадвик²⁰ обнаружил, что при этом захвате происходит дезинтеграция ядра лития с вылетом α -частицы и изотопа водорода H_1^3 :



Курчатов и Латышев показали то же методом камеры Вильсона. На рис. 11b видно, как из тонкой литиевой пластинки, помещенной внутри камеры Вильсона, освещенной замедленными в воде нейтронами, вылетают одновременно в противоположные стороны две частицы. Одна из них, давшая короткий путь, судя по характеру ионизации, представляет собой α -частицу, а вторая H_1^3 . Аналогичное расщепление ядра наблюдается при захвате медленного нейтрона ядром брома.

Таким образом новое открытие Ферми и его сотрудников не только дает возможность изучать взаимодействие между нейтронами и такими ядрами, которые в дальнейшем превращаются в радиоактивные, но также дает возможность, путем измерений коэффициента поглощения, изучать те же вопросы и для ядер, не дающих в дальнейшем радиоактивных изотопов,

Кроме того, благодаря этому открытию им удалось ряд радиоактивных элементов, ранее получавшихся только путем реакции с вылетом протона или α -частицы, получить посредством реакции чистого захвата нейтрона. Например алюминий, имеющий после облучения быстрыми нейтронами активность с периодом полураспада в 12 мин., после освещения нейтронами в воде обнаружил еще новую активность с периодом полураспада в 3 мин., которую можно приписать, как мы уже отмечали, Al_{13}^{28} . Точно так же и натрий обнаружил новый период около 15 час. В хлоре был обнаружен новый период в 50 мин. и т. д.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ПРИ β -РАСПАДЕ ПО ЭНЕРГИЯМ

Каждый β -испускающий элемент характеризуется знаком испускаемой частицы, константой распада и, кроме того, спектром энергий испускаемых частиц. Как известно, при β -распаде испускаемые электроны имеют всевозможные энергии, начиная от 0 и кончая некоторой, для каждого вещества вполне определенной, энергией. То обстоятельство, что спектр испускаемых β -частиц непрерывен, резко противоречит закону сохранения энергии и до сих пор является самым непонятным пунктом в проблеме β -распада. В последнее время Паули была выдвинута гипотеза, согласно которой одновременно с β -частицей при распаде испускается еще одна легкая частица — нейтрино. Эта частица должна иметь массу порядка массы электрона, но не иметь заряда, и вследствие этого должна обладать чрезвычайно малой поглощаемостью. Введение второй частицы, испускаемой одновременно с электроном, позволяет устранить противоречие с законом сохранения энергии. Каждое ядро при распаде должно испустить вполне определенную энергию, равную разности дефектов масс ядра продукта и исходного ядра. Сумма энергий двух испущенных частиц, β -частицы и нейтрино должна равняться (при отсутствии γ -излучения) испускаемой ядром энергии, но распределена она может быть между двумя частицами любым способом.

С такой точки зрения граница непрерывного спектра (при отсутствии γ -излучения) соответствует случаю, когда вся испускаемая ядром энергия досталась на долю электрона; таким образом, граница непрерывного спектра β -частиц приобретает тот же смысл, что и при α -распаде вполне определенная энергия испускаемой α -частицы.

Так как нейтрино должны очень слабо поглощаться, то при измерениях полной энергии, выделяемой при β -распаде, часть энергии, уносимая нейтрино, поглощаться не будет и соответственно не будет учитываться прибором, измеряющим выделяемую энергию (например калориметром).

Наилучшим доказательством этой теории было бы экспериментальное обнаружение этой гипотетической частицы — нейтрино,

однако пока все опыты, предпринятые в этом направлении, не дали положительного результата.

С другой стороны, Эллис и Мотт²¹ нашли чрезвычайно убедительное соображение в пользу предположения, что граница непрерывного спектра β -частиц представляет собой ту энергию, которую испускает ядро при β -распаде.

Рассмотрим в общем виде ряд последовательных распадов, при котором вещество A переходит в B , B — в C . Пусть вещества A и B — частица, испускаемая при распаде, имеют массовые номера (атомный вес в целых числах) M_1 , M_2 и m соответственно так,

$$M_1 = M_2 + m.$$

Если теперь массы этих ядер и спускаемой частицы суть $M_1 + \Delta_1$, $M_2 + \Delta_2$, $m + \delta$ (Δ_1 , Δ_2 и δ — дефекты масс ядер и испускаемой частицы), W и w — кинетические энергии испущенной частицы и атома отдачи, то энергетический баланс может быть записан так:

$$M_1 + \Delta_1 = M_2 + \Delta_2 + m + \delta + \left(\frac{W}{c^2} + \frac{w}{c^2} \right) K,$$

где K — коэффициент для перевода из единиц энергии в массовые единицы.

Отсюда получаем, что энергия, испущенная при переходе с основного уровня A на основной уровень B , равна

$$W + w = \frac{c^2}{K} (\Delta_1 - \Delta_2 - \delta).$$

Если же ядро-продукт B получается в возбужденном состоянии, т. е. переход происходит с основного уровня A на один из уровней b_1 , b_2 или b_3 ядра B , то масса ядра B будет теперь больше и равна

$$M_2 + \Delta_2' (\Delta_2' > \Delta_2);$$

испущенная энергия — меньше и равна

$$W' + w' = \frac{c^2}{K} (\Delta_1 - \Delta_2' - \delta).$$

На рис. 12 горизонтальными линиями изображены уровни энергии ядер A , B и C .

Кинетическая энергия испущенной частицы и ядра отдачи представляется на диаграмме разностью высот уровней $a_0 b_0$ при переходе с основного уровня A на основной уровень B , или $a_0 b_1$, $a b_2$, ... при переходе с основного уровня A на один из возбужденных уровней ядра B .

В дальнейшем возбужденное ядро B переходит в нормальное состояние, испуская γ -квант, и полная энергия, испущенная в результате перехода $A \rightarrow B$, опять будет равна

$$W + w = W' + w' + \gamma.$$

Возможны еще и такие случаи, когда ядро B , получившееся в возбужденном состоянии, сразу же испустит частицу и перейдет в одно из состояний C .

В тех случаях, когда при распаде испускается α -частица, все описанные выше явления удалось наблюдать на опыте. Соответственно разным возможным переходам из a_0 в b_0 , b_1 , b_2 и b_3 были найдены резко выраженные группы α -частиц и соответствующие разностям $b_3 - b_0$, $b_2 - b_0$ и т. д. γ -лучи. Эти группы α -частиц были названы тонкой структурой. Точно так же соответственно переходам с b_3 , b_2 ... на c_0 , c_1 ... были найдены группы α -частиц, так называемые „длиннопробежные“ α -частицы.

Все вышеприведенные соображения могут быть применены и к случаю β -распада, с той только разницей, что, вместо резко

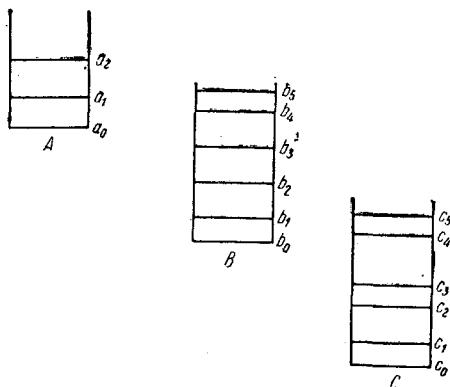


Рис. 12. Уровни энергии ядер

определенных энергий испускаемых α -частиц, здесь мы имеем непрерывный спектр энергий β -частиц с резко выраженной границей спектра W . Эта граница спектра может играть в наших рассуждениях ту же роль, что и энергия групп α -частиц, однако очевидно, что из-за наличия остального непрерывного спектра мы лишены возможности экспериментально найти в случае β -распада тонкую структуру и „длиннопробежные группы“. В самом деле, при наложении друг на друга плавных кривых, если даже они имеют хорошо выраженную границу, мы практически получим суммарную кривую плавной и не сможем на ней заметить признаков различных границ.

Между тем мы не имеем оснований считать, что при β -распаде всегда происходит переход на основной уровень. Наоборот, наличие при β -распаде интенсивного γ -излучения указывает на то, что в большинстве случаев переходы происходят на возбужденные уровни. Например при переходе $\text{ThC}'' \rightarrow \text{Pb}$ 90% распадов происходит с переходом на возбужденный уровень $+3,2 \cdot 10^6$ В. Эта энергия возбуждений излучается в виде γ -квантов $0,53 \cdot 10^6$ В и

$2,62 \cdot 10^6$ В. Граница же спектра ThC'' равна $1,79 \cdot 10^6$ В. Таким образом полная энергия, излучаемая при переходе из ThC'' на основной уровень Рб, равна $4,99 \cdot 10^6$ В, если считать, что граница непрерывного β -спектра дает действительное значение энергии, испускаемой при переходе из ThC'' на возбужденный уровень Рб. На чрезвычайно убедительное подтверждение этих соображений указали впервые Эллис и Мотт. Во всех трех радиоактивных семействах имеются случаи, когда из одного вещества (продукта С) дальнейший распад идет по двум разным путям, приходя, однако, к одному и тому же окончательному продукту. Авторы применили эти соображения к разветвлению в семействе тория. Схема разветвления приведена на рис. 13. Начальным продуктом является ThC , конечным — Рб. По одной ветви сначала происходит β -распад (граница спектра $2,25 \cdot 10^6$ В), а затем α -распад (энергия α -частиц $8,95 \cdot 10^6$ В); по другой же ветви сначала α -распад (энергия α -частиц $6,20 \cdot 10^6$ В), а затем β -распад (граница спектра $1,79 \cdot 10^6$ В), сопровождающийся жестким и интенсивным γ -излучением ($5,80 \cdot 10^5$ В и $2,62 \cdot 10^6$ В).

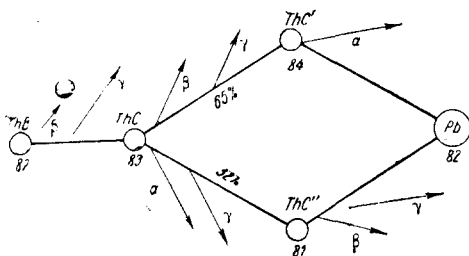


Рис. 13. Разветвление в семействе тория

Если просуммировать все энергии, выделяемые по каждой ветви в отдельности, пользуясь значением границы β -спектра в описанном смысле, то следует ожидать, что полные энергии, выделенные по одной и другой ветви, должны быть равны друг другу, так как начальное и конечное вещества одни и те же. Действительно, сумма испущенных по одной ветви энергий равна $11,20 \cdot 10^6$ В, а по другой $11,19 \cdot 10^6$. Это блестящее совпадение с большой убедительностью доказывает, что, действительно, границе спектра можно приписывать смысл энергии, испускаемой ядром при β распаде.

Поэтому измерение границ β -спектров является одной из очень важных задач при исследовании искусственно получаемых радиоактивных веществ.

Обычные методы исследования спектров, применяемые в случае сильных радиоактивных источников, для искусственно получаемых радиоактивных источников мало пригодны, так как эти источники в настоящий момент могут быть получены только в виде очень слабых препаратов.

Наиболее удобными методами изучения β -спектров искусственно получаемых радиоактивных элементов оказались камера Вильсона и метод магнитной фокусировки, который будет описан ниже. Однако метод камеры Вильсона имеет тот существенный недостаток, что для получения надежной кривой распределения необхо-

димо произвести очень большое количество снимков. Более удобным методом является метод магнитной фокусировки в комбинации с двумя счетчиками Гейгера-Мюллера, работающими на совпадении, впервые примененный Алихановым и Козодаевым. Прибор этот изображен на рис. 14. Электроны, идущие из источника S , отклоняются магнитным полем, перпендикулярным плоскости чертежа, и фокусируются в щели S' , находящейся между двумя счетчиками Гейгера-Мюллера. Электроны, проходя через первый и второй счетчики, вызывают в них одновременные разряды. При помощи особой ламповой схемы импульсы в счетчиках усиливаются, и затем при помощи особого селектора выделяются и регистрируются только те импульсы, которые

происходят одновременно в двух счетчиках. Метод совпадений оказывается удобным по следующим причинам. Известно, что в обычном счетчике Гейгера-Мюллера происходит ежеминутно около 30—40 спонтанных разрядов (самопроизвольные разряды, космические лучи, радиоактивные загрязнения). Мы уже говорили о том, что источники искусственно получаемых радиоактивных элементов очень слабы, и поэтому следует ожидать, что число дополни-

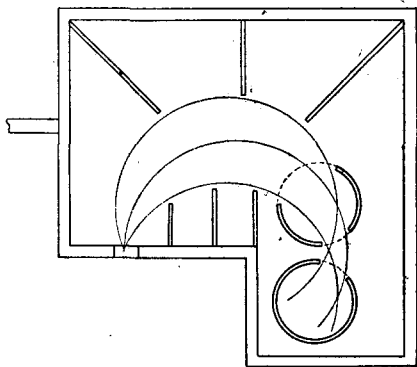


Рис. 14. Установка с двумя счетчиками Гейгера-Мюллера.

тельных импульсов, вызванных электронами, будет очень мало, порядка нескольких единиц в минуту. Если же пользоваться методом совпадений, то число спонтанных совпадений, ввиду большой разрешающей силы ламповой схемы, будет мало — всего 2—3 в минуту. Эти спонтанные совпадения вызваны космическими частицами, проходящими одновременно через оба счетчика. В результате изучения β -спектров новых радиоактивных элементов методом камеры Вильсона (Кюри и Жолио, Андерсон и Неддермейер, Нашина²⁵) и вышеописанным методом (Алиханов, Алиханьян и Джелепов²⁴) было показано, что β -спектры этих радиоактивных элементов представляют непрерывный спектр с резко выраженной границей, характерной для каждого радиоактивного элемента. Кроме того, Алихановым, Алиханьяном и Джелеповым было показано, что распределение электронов по скоростям, а также и границы спектра не зависят от энергии α -частиц, бомбардировкой которыми образуется данный радиоактивный элемент. На рис. 15 приведены кривые распределения положительных электронов, испускаемых радиоактивным фосфором. Верхняя кривая относится к случаю, когда радиоактивный фосфор был получен бомбардировкой α -частиц с пробегом в 6 см. Нижняя кривая получена при α -частицах

ТАБЛИЦА 2

Границы β -спектров некоторых искусственно получаемых радиоактивных элементов

Радиоактивный элемент	Бомбардируемый элемент	Дезинтегрирующая частица	Знак испускаемого электрона	Граница непрерывного спектра
N^{13}_7	B	α	+	1400 ³ 1500 ²
Al^{28}_{13}	C	p	+	1200 ³
P^{30}_{15}	Mg	α	—	3050 ¹
P^{32}_{15}	Al	α	+	3700 ¹ 3100 ² 2800 ⁴
P^{32}_{15}	Cl	p	—	2300 ⁵ 4000 ⁶
Cl^{36}_{17}	Cl	p	—	2000 ⁷
Br^{83}_{35}	Cl	p	—	2100 ¹
Br^{82}_{35}	Br	p	—	2100 ¹
J^{128}_{53}	Br	p	—	2100 ¹
	J	p	—	2100 ¹

¹ По данным Алиханова, Алиханьяна и Джелепова.

² " " Кюри и Жолио.

³ " " Кокрофта, Уолтона и Гильберта.

⁴ " " Эллиса и Гендерсона.

⁵ " " Мейтнер.

⁶ " " Нишины и др.

⁷ " " Амбросена.

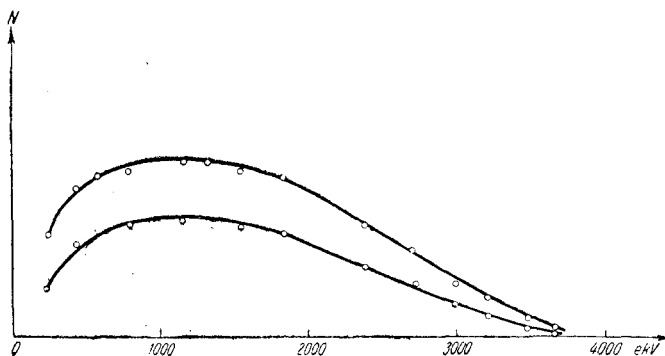


Рис. 15. Распределение по энергиям позитронов, испускаемых радиоактивным фосфором

с пробегом в 5 см. Как видно из рисунка, форма кривой, положение максимума и граница спектра не изменились. На рис. 16 приведена кривая распределения по энергиям положительных электронов, испускаемых радиоактивным азотом.

Из новых радиоактивных элементов, получаемых бомбардировкой нейтронами, β -спектры до настоящего времени были изучены

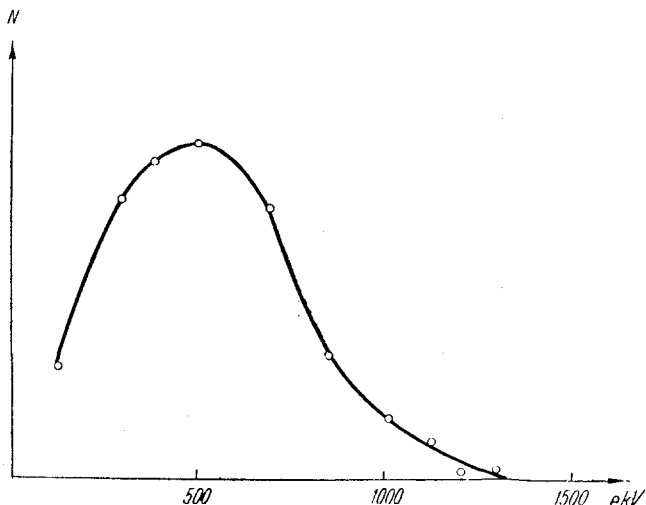


Рис. 16. Распределение по энергиям позитронов, испускаемых радиоактивным азотом

у P_{15}^{32} (Амбросен²³) и у радиоактивных галлоидов, у хлора, брома и иода (Алиханов, Алиханьян и Джелепов²⁴).

В табл. 2 приведены границы спектров всех до настоящего времени исследованных искусственно получаемых радиоактивных элементов.

В табл. 3 (стр. 308) приведен список искусственно получаемых радиоактивных веществ, полученных до настоящего времени.

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак, испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания	
Атомный номер	Массовый номер								
13	Mg ²⁴	p			—	есть	40 сек.	Интенсивность средняя	
	Mg ²⁴	p	p	Na ²⁴	—		15 час.	" "	
	Al ²⁷	α	p	P ³⁰	+		3,2 мин.	" сильная	
	Al ²⁷	D			+	"	12 "	" "	
	Al ²⁷	p	p	Mg ²⁷	—		15 час.	" "	
	Al ²⁷	p	α	Na ²⁴	—		2,25 мин.	" "	
14	Si ²⁸	p	p	Al ²⁸	—	нет		Получается только медленными нейтронами	
								Интенсивность сильная	
15	P ³¹	p	α	Al ²⁸	—		3 "	" средняя	
							3 час.	" сильная	
16	S ³²	α	p	Cl ³⁴	+		40 мин.	" средняя	
							15,5 дней	" "	
17	Cl ³⁵	p	α	P ³²	—	нет	15,5 "	" "	
							50 мин.	" "	
18	Ar	p	нет	Cl ³⁶	—			Получается только медленными нейтронами	
19	K ⁴¹	α	p	Sc ⁴⁴	+	—	3 час.	Не исследовался	
20	Ca	—	—	—	—		—	" "	
21	Sc								
22	Ti	p					3 мин.	Интенсивность слабая	
23	V ⁵¹	p	нет	V ⁵²	—		4 "	" средняя	

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания
Атомный номер	Массовый номер							
24	Cr ⁵²	n	p	V ⁵²	—	есть	4 мин.	Интенсивность средняя
25	Mn ⁵⁴	n	α	V ⁵²	—	—	4 "	" "
	Mn ⁵⁵	n	нет	Mn ⁵⁶	—	—	150 "	" "
26	Fe	n	p	Mn ⁵⁶	—	есть	150 "	" "
27	Co	n	α	Mn ⁵⁶	—	—	150 "	" "
28	Ni	n	—	—	—	—	—	—
29	Cu ^{63, 65}	n	нет	Cu ^{64, 65}	—	—	6 "	" "
30	Zn ^{64, 66}	n	p	Cu	—	—	6 "	" слабая
	Zn	n	—	—	—	—	?	" "
31	Ga	n	нет	Ga	—	—	30 мин.	" средняя
	Ga	n	—	—	—	—	?	Получается только медленными нейтронами
32	Ge	—	—	—	—	—	—	Не исследовался
33	As ⁷⁵	n	нет	As ⁷⁶	—	есть	1 ень	Интенсивность сильная
34	Se ⁸⁰	n	p	Br ^{80?}	—	—	35 мин.	" слабая
35	Br ⁷⁹	n	нет	Br ⁸⁰	—	нет	30 "	Интенсивность сильная, сильно усиливается Н-веществами
	Br ⁸¹	n	нет	Br ⁸²	—	нет	6 час.	Интенсивность сильная, сильно усиливается Н-веществами
36	Kr	—	—	—	—	—	—	Не исследовался
37	Rb	n	—	—	—	—	20 мин.	Интенсивность слабая
38	Sr	n	—	—	—	—	—	—

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания
Атомный номер	Массовый номер							
39	Y ⁸⁹	п	—	—	—	—	—	Интенсивность слабая Не исследовался
40	Zr	п	—	—	—	—	?	
41	Nb	п	—	—	—	—	15 мин.	
42	Mo	п	—	—	—	—	?	
43	Ma	п	—	—	—	—	—	Не исследовался
44	Ru	п	—	—	—	—	—	Интенсивность сильная " средняя " слабая " сильная Интенсивность сильная, сильно усиливается Н-веществами
45	Rh	п	—	—	—	—	50 сек.	
46	Rh	п	—	—	—	—	5 мин.	
46	Pd	п	—	—	—	—	6 час.	
47	Ag ^{107,109}	п	нет	Ag ^{108, 110}	—	—	20 сек.	
47	Ag ^{107,109}	п	нет		—	—	2 мин.	
48	Cd	п	—	—	—	—	70 мин.	Интенсивность слабая
49	In ¹¹⁵	п	—	In ¹¹⁶	—	—	54 "	Получается только медленными нейтронами
50	Sn	п	—	—	—	—	—	Интенсивность слабая Интенсивность сильная, сильно усиливается Н-веществами Не исследовался
51	Sb	п	—	—	—	—	?	
52	Te	п	—	—	—	—	30 мин.	
53	J ¹²⁷	п	нет	J ¹²⁸	—	нет	30 "	
54	Xe	п	—	—	—	—	—	

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания
Атомный номер	Массовый номер							
55	Cs	n	—	—	—	—	100 мин.	Получается только медленными нейтронами Интенсивность слабая
56	Ba	n	—	—	—	—	3 "	
57	La	n	—	—	—	—	—	
58	Cl	n	—	—	—	—	—	
59	Pr	n	—	—	—	—	5 мин.	" "
60	Nd	n	—	—	—	—	1 час.	
61								
62	Sm	n	—	—	—	—	40 мин.	
73	Ta	n	—	—	—	—	—	Редкие "земли от 63 до 72 не исследовались
74	W	n	—	—	—	—	?	
75	Re	n	нет	Re	—	—	37 час.	
76			—	—	—	—	—	
77	Ir	n	нет	Ir	—	есть	20 час.	Интенсивность сильная
78	Pt	n	нет	Pt	—		50 мин.	
79	Au	n	нет	Au	—	—	2 дня	Получается только медленными нейтронами Интенсивность сильная
80	Hg	n	—	—	—	—	?	
81	Tl	n	—	—	—	—	?	

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания
Атомный номер	Массовый номер							
82	Pb	n	—	—		—	—	Интенсивность сильная
83	Bi	n	—	—		—	—	
90	Th ²³²	n			—		1 мин.	
	Th ²³²	n			—		15 "	
92	U ²³⁸	n			—	есть	15 сек.	
							40 "	
							13 мин.	
							100 "	

ЛИТЕРАТУРА

1. Curie et F. Joliot, Доклад на Ленинградской ядерной конференции (Атомное ядро, ГТТИ, 1934).
2. J. Curie et F. Joliot, Доклад на Лондонской конференции, 1934, Jour. d. Physique, 5, 153, 1934.
3. А. И. Алиханов, А. И. Алиханьян, В. С. Желепов, Nature, 133, 871, 1934.
4. Wertenstein, Nature, 133, 565, 1934.
5. Frisch, Nature, 133, 721, 1934.
6. L. Meitner, Naturwiss., 423, 1934,
7. Cockroft, Доклад на Лондонской конференции, 1934.