

## ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ФОТОГРАФИЯХ

### СЛЕДЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЯХ \*)

*К. Ф. Поузелл и Г. П. С. Оккиалини*

ИСКУССТВЕННОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ

Предыдущие фотографии иллюстрировали упругое столкновение быстрых частиц с ядрами различных элементов, причём падающая частица отклонялась от своего первоначального направления, не проникнув в ядро-мишень. Теперь мы рассмотрим столкновения, в которых быстрые частицы проникают внутрь ядер лёгких элементов и превращают их в ядра других элементов. Опыты этого типа впервые были осуществлены в 1919 г. Рёзерфордом, который для этой цели использовал быстрые  $\alpha$ -частицы от радия С' и наблюдал частицы, образовавшиеся в результате расщепления, с помощью метода сцинтилляций.

Для тяжёлых элементов, вроде золота, Рёзерфорд и его сотрудники показали, что из-за больших сил электростатического отталкивания положительных зарядов даже наиболее быстрые  $\alpha$ -частицы от естественных радиоактивных веществ не способны проникнуть в ядра. Для лёгких элементов, вследствие того, что их ядра обладают меньшим зарядом, величина этих сил (согласно закону Кулона) меньше, и поэтому при благоприятных условиях столкновения быстрая  $\alpha$ -частица может проникнуть в ядро и расщепить его. Вероятность того, что данная  $\alpha$ -частица при прохождении через вещество вызовет ядерное расщепление, очень мала вследствие малых размеров ядер. Поэтому для получения немногих удачных столкновений приходится обстреливать слой вещества, играющий роль мишени, многими миллионами  $\alpha$ -частиц.

Наши знания об искусственном превращении ядер были значительно расширены работой Кокрофта и Уолтона (1932 г.), которые впервые показали, что искусственно ускоренные протоны также могут проникать в лёгкие ядра и расщеплять их. Эти опыты были

\*) Окончание. См. УФН, т. XXXV, вып. 2, стр. 213 (1948).

повторены с использованием фотографических пластиинок для обнаружения частиц, образующихся при расщеплении. Фотографии XVII — XIX (см. в конце выпуска) суть микрофотографии следов, полученных этим методом.

Аппаратура, использованная при экспонировании пластиинок, схематически показана на рис. 7. Первичные частицы, — в данном случае дейтоны, т. е. ядра тяжёлого водорода, — ускоренные в высоковольтной установке Кокрофта, попадают на тонкую плёнку одного из лёгких элементов. В результате из тех ядер мишени, которые расщепляются потоком первичных дейтонов, вылетают про-

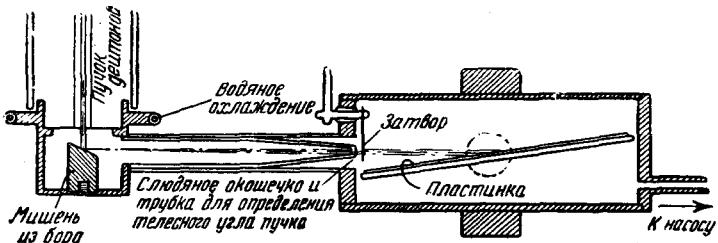


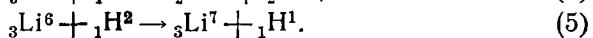
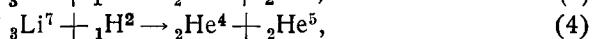
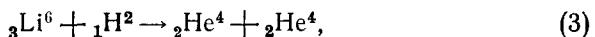
Рис. 7. Схема установки для получения в фотопластиинках следов частиц, возникающих при бомбардировке мишени из лёгких элементов быстрыми дейтонами.

тоны и другие частицы. Частицы, образующиеся при расщеплении, выбрасываются во все стороны, причём часть из них останавливается в металлической подставке мишени или в стенах установки. Однако некоторая незначительная доля их испускается в таком направлении, что достигает окошечка из слюды или целлюлоида. Это последнее сделано достаточно тонким, чтобы частицы проходили через него без заметного замедления и попадали на фотопластиинку, образуя в ней характерные следы.

Фотография XVII — XIX являются типичными примерами картины, обнаруживаемой на экспонированных описанным способом пластиинках, если их после обработки рассматривать под микроскопом. Они были получены для мишеней, приготовленных соответственно из окси лития, бериллия и бора, причём материал мишени осаждался в виде тонкого слоя на поверхности охлаждённого металлического блока. На каждой фотографии видны следы от разных типов частиц, так как проникновение дейтона в ядро не всегда вызывает один и тот же тип расщепления. Кроме того, некоторые элементы, как литий и бор, содержат несколько изотопов и поэтому приходится одновременно изучать расщепления ядер различных типов. Эту трудность можно обойти, если доступны элементы, состоящие только из одного изотопа.

Как пример такого рода осложнений можно привести фотографию XVII, полученную при бомбардировке литиевой мишени; на ней

видны, среди прочих, следы  $\alpha$ -частиц и протонов, возникающих при следующих реакциях:



Очень важной чертой этих реакций является то, что энергия частиц, испускаемых при расщеплениях, больше энергии первичных дейтона. Откуда же берётся эта энергия?

В настоящее время относительные значения масс ядер лёгких элементов определены с большой точностью. Если подставить эти значения в уравнение (3), то окажется, что масса двух начальных ядер будет больше массы двух  $\alpha$ -частиц. Фактические значения этих величин следующие:

$$\left. \begin{aligned} {}^3\text{Li}^6 &= 6,016917, & {}^2\text{He}^4 &= 4,003860, \\ {}^1\text{H}^2 &= \frac{2,014725}{8,031642 \text{ ед. массы}}, & {}^2\text{He}^4 &= \frac{4,003860}{8,007720 \text{ ед. массы}}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Таким образом, при этом превращении исчезло некоторое количество массы покоя, которое должно быть заменено эквивалентным количеством энергии. Тщательное определение количества энергии, выделяемой при расщеплении, показывает, что её значение  $E$  с большой точностью определяется уравнением  $E = c^2m$ , где  $m$  — величина исчезнувшей массы покоя. Опыты подобного рода — обычное явление в современных физических лабораториях. Они дают наиболее убедительное подтверждение правильности теории относительности. Более подробное описание методов интерпретации наблюдений этого типа даётся в приложении E.

### РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР АТОМОВ ЭМУЛЬСИИ

Экспериментальный метод, описанный в предыдущем параграфе, предназначался для обнаружения и измерения энергии только одной из частиц, получающихся при расщеплении данного ядра. В тех случаях, когда имеется только два продукта расщепления, например, протон и ядро отдачи, применение закона сохранения импульса позволяет произвести анализ данного расщепления по наблюдениям над одним следом (см. приложение F). Если, однако, при расщеплении ядра испускается несколько частиц, то это уже становится невозможным. Следовательно, при изучении таких расщеплений важно иметь возможность регистрировать все испускаемые частицы. Для этой цели можно с успехом применять камеру Вильсона. Однако такие эксперименты очень трудны, так как приходится делать много тысяч фотографий следов быстрых частиц, прежде чем удастся получить одну фотографию, показывающую расщепление. Если же быстрые дейтоны направлять на фотографическую эмульсию, то за один

день её исследования под микроскопом можно обнаружить много сотен случаев таких процессов.

Обычная эмульсия состоит из ограниченного числа элементов, из которых наиболее распространёнными являются водород, углерод, азот, кислород, бром, серебро и иод. Следовательно, в обычных пластинах можно ожидать расщеплений ядер только этих атомов. В особых случаях можно, однако, различными методами вводить в эмульсию и другие элементы.

Мы уже встретились с одним методом решения этой задачи в опытах по радиоактивности, а именно, когда радиоактивные вещества вводились в эмульсию путём обработки пластиинки в подходящем растворе. После просушки пластиинки соль остаётся распределённой в желатине. Подобный же результат можно получить, если на поверхность просушенной эмульсии нанести тонкий слой «зарядного» материала и затем покрыть его вторым слоем эмульсии. Зарядное вещество, таким образом, оказывается заключённым между двумя слоями эмульсии. Возможно, что в будущем удастся при изготовлении эмульсии вводить в неё мелкие нерастворимые частицы желаемого элемента, причём эти частицы будут таковы, что их можно будет отличить под микроскопом от проявленных зёрен серебра по их размеру или цвету. До сих пор, однако, наиболее часто применяемый способ состоит во введении в эмульсию в процессе её изготовления соли зарядного материала. Иногда такая процедура приводит к нежелательным результатам, так как влияет на фотографические свойства получающихся пластиинок.

Благодаря разнообразию элементов, присутствующих в эмульсии, не всегда удается идентифицировать ядро, подвергшееся расщеплению. Подобная трудность встретилась при обсуждении фотографии XV, где невозможно было определить, был ли дейтон упруго рассеян ядром углерода, азота или кислорода. В следующих примерах, однако, экспериментальные результаты позволяют определить характер происходившей ядерной реакции или же дать объяснение, являющееся, по всей вероятности, правильным.

### НЕЙТРОНЫ

До сих пор мы рассматривали только такие ядерные расщепления, которые приводят к испусканию заряженных частиц. Наблюдения подтверждают точку зрения, вытекающую уже из опытов по радиоактивности тяжёлых элементов, согласно которой ядро следует считать состоящим не из некоего однородного вещества, а из отдельных частиц, причём деление ядра на его составляющие может быть вызвано в результате достаточно сильного возмущения ядра.

До открытия нового типа частиц — нейтронов — предполагали, что ядра состоят из протонов и электронов. Согласно этому взгляду масса ядра почти полностью определялась бы его протонами,

причём число последних должно было бы равняться массовому числу ядра. Так как зарядное число меньше **массового** числа, то предполагали, что эта разница обусловлена отрицательными зарядами электронов, заключённых в ядре. Например, предполагалось, что ядро бора  ${}^5\text{B}^{10}$  содержит 10 протонов и  $(10-5)=5$  электронов. Аналогично считалось, что у  ${}_{92}\text{U}^{285}$  имеется 235 протонов и 143 электрона. Присутствие электронов позволяло дать простое объяснение некоторых особенностей β распада радиоактивных ядер, т. е. испускания ядрами электронов.

Однако в течение многих лет эта теория встречала ряд серьёзных затруднений. Например, можно было произвести грубую оценку размера электрона. Полученные таким образом значения оказались почти равными значениям размеров тяжёлых ядер, полученным из опытов по упругому рассеянию α-частиц. Трудно было себе представить такую структуру как ядро  ${}_{92}\text{U}^{235}$ , которая содержала бы 143 электрона, диаметр каждого из которых сравним с диаметром самого ядра, частью которого они являются. Значительно более серьёзные трудности возникали при попытке описать свойства ядер на основе волновой механики.

Эта теория строения ядер была полностью подорвана и её противоречия разрешены после открытия Чадвиком в 1932 г. новой, испускаемой при ядерных превращениях частицы, названной нейтроном \*).

Теперь известно, что нейtron имеет массу, почти равную массе протона, но, как показывает его название, он лишён заряда. Эта частица поэтому обозначается символом  $n^1$ .

Утверждение, что частица не обладает зарядом, означает просто, что на неё не действуют электрические поля и электрические заряды соседних частиц. Отсутствие заряда приводит к некоторым удивительным свойствам нейтрона.

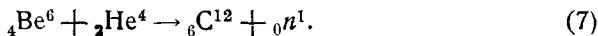
При рассмотрении прохождения α-частицы через атомы мы пользовались аналогией с движением быстрой звезды через солнечную систему. Если при этом звезда движется с достаточно малой скоростью, то благодаря действию гравитационных сил может оказаться, что одна или несколько планет будут выбиты из пределов солнечной системы. Аналогично, электроны могут быть выбиты при прохождении быстрой заряженной частицы через атом, вследствие действия электростатических сил между частицами. Атомы при этом ионизируются, и энергия быстрой заряженной частицы, летящей через вещество, постепенно уменьшается. Быстрые нейтроны, однако, проходят через электронную оболочку атомов совершенно свободно, не сообщая им энергии. Вследствие этого они способны проходить через

\*.) Общепринятое ныне представление о том, что ядра не содержат электронов, а состоят из протонов и нейронов, впервые было высказано Д. Д. Иваненко. (Прим. ред.)

толщи вещества, в тысячи раз превышающие те, через которые проходят заряженные частицы. Обнаружить частицу удаётся только постольку, поскольку она взаимодействует с веществом, а так как нейтроны не ионизуют газ, их невозможно обнаружить обычным электрическим методом или по их следам в камере Вильсона. Этим объясняется некоторое запоздание их открытия.

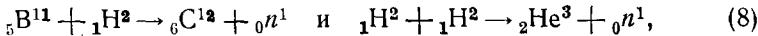
Другое важное следствие отсутствия заряда у нейтрона состоит в том, что, в отличие от положительно заряженных частиц, он не подвергается действию значительных сил отталкивания при приближении к ядру. Поэтому нейtron, даже обладающий незначительной скоростью, но движущийся в соответствующем направлении, может проникнуть в ядро и вызвать расщепление с испусканием заряженных частиц. Другая возможность состоит в том, что нейtron упруго или неупруго при этом столкнётся с ядром, меняя при этом своё направление и сообщая ядру некоторую отдачу. В случае неупрого столкновения ударяемое ядро переходит в возбуждённое состояние, причём необходимая для этого энергия получается за счёт запаса кинетической энергии нейтрона. Последний поэтому после столкновения имеет меньшую скорость, а возбуждённое ядро возвращается в нормальное или нижеэ состояния, испуская квант излучения.

Быстрые нейтроны могут быть получены при самых разнообразных ядерных превращениях. Так, при падении пучка  $\alpha$ -частиц на металлический бериллий имеет место следующая реакция:



Как и в ранее рассмотренных примерах ядерных превращений, можно вычислить энергию, выделяемую при реакции, зная массы соответствующих ядер и массу нейтрона.

Две другие важные реакции, приводящие к испусканию быстрых нейронов, изображаются уравнениями:



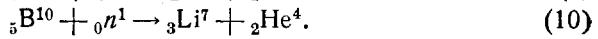
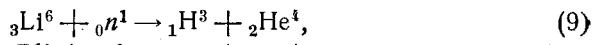
где дейтоны служат бомбардирующими частицами, а мишени состоят соответственно из бора идейтерия.

### ОБНАРУЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Каждая заряженная частица, проходящая через фотографическую эмульсию, оставляет в последней след, и поэтому рассмотрение пластиинки позволяет определить число и пробеги частиц, попадающих на данную площадь. В случае нейтронов, однако, только малая доля частиц, проходящих через эмульсию, реагирует с ядрами, создавая продукты расщеплений или ядра отдачи, указывающие в свою очередь на присутствие нейтронов. При этих обстоятельствах для обнаружения нейтронов и для определения их энергии используются следующие методы.

Медленные нейтроны, имеющие скорости, по порядку величины равные скоростям атомов при обычных температурах, называются «тепловыми нейтронами» и получаются при прохождении быстрых нейтронов через вещество. Быстрые нейтроны, сталкиваясь с ядрами атомов, сообщают им энергию, теряя при этом свою скорость. В случае столкновений с ядрами таких лёгких элементов, как водород или углерод, нейtron теряет заметную долю своей энергии уже при одном столкновении. На протяжении всего нескольких сантиметров своего пробега нейtron испытывает достаточно большое количество столкновений, чтобы его энергия снизилась до значений, характерных для атомов при обычных температурах, т. е. порядка 0,03 eV. Вещества, служащие для замедления нейтронов этим способом, называются «замедлителями» и играют важную роль в урановых котлах.

Тепловые нейтроны имеют большую вероятность проникновения в ядра некоторых изотопов лёгких элементов лития и бора, а именно — в  $^3\text{Li}^6$  и  $^5\text{B}^{10}$ . Эти ядра ведут себя так, как будто для медленных нейтронов они представляют собой мишень большой площади, причём эта площадь имеет диаметр, значительно больший диаметра, соответствующего обычному «размеру» ядер. При проникновении медленных нейтронов в эти ядра имеют место следующие реакции:



Поскольку нейtron имеет малую скорость, его импульс будет мал и оба конечных ядра реакции разлетаются с равными и противоположными импульсами. Частицы могут быть обнаружены методами электрического счёта по ионизации, которую они производят в газе, или, если реакция произошла в фотографической эмульсии или в газе камеры Вильсона, — по получающимся следам. Для опытов, в которых применяется фотографический метод, литий или бор вводится в эмульсию при её изготовлении путём добавления подходящих солей.

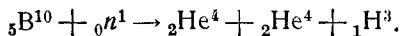
Мы видим, что в случае быстрых нейтронов их столкновения с ядрами приводят к образованию частиц отдачи. Если последние являются ядрами большой массы, то они получают только малую долю энергии первичной частицы, подобно тому, как это имеет место при столкновении быстрого протона с ядром. Если, однако, взаимодействующие частицы имеют одинаковые массы, то в среднем начальная энергия распределится между ними поровну. Механическая задача о столкновении нейтрона с протоном почти тождественна с задачей о столкновении протона с протоном. В обоих случаях массы частиц равны \*), и после столкновения они движутся по взаимно перпендикулярным направлениям. Поэтому после проявления фотоэмulsionии,

\*) Массы нейтрона и протона не совсем равны; их значения, отнесённые к  $\text{O}^{16} = 16,0000$  равны соответственно 1,00894 и 1,00813. Для обсуждаемого вопроса эта разница роли не играет.

через которую прошли нейтроны, можно заметить следы протонов отдачи. В случае «лобового» удара нейтрона с протоном, первый останавливается, а последний получает всю кинетическую энергию падающего нейтрона. Поэтому если измерить пробеги протонов отдачи, имеющих следы, примерно параллельные направлению движения падающих нейтронов, то можно найти распределение нейтронов по их энергиям. Следует заметить, что для успешного применения этого метода требуется знание направления движения нейтронов в пластинке.

### РАСЩЕПЛЕНИЯ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Предыдущий метод определения энергии группы быстрых нейтронов страдает тем недостатком, что кроме пробегов выбитых протонов, необходимо знать направление движения падающих частиц, так как иначе невозможно определить углы движения частиц после столкновения. Эту трудность можно обойти, если проводить наблюдения над расщеплениями, производимыми быстрыми нейтронами при прохождении их через пластинки, содержащие литий или бор. Мы видели на фотографии XXIII, что проникновение медленного нейтрона в ядро  $_{5}B^{10}$  приводит к реакции  $_{5}B^{10} + _0n^1 \rightarrow _2He^4 + _3Li^7$ . Быстрый нейtron, однако, создаёт расщепления с вылетом трёх частиц, согласно уравнению:



Полная масса всех трёх получающихся ядер меньше массы двух начальных частиц и поэтому при этой реакции выделяется энергия порядка 0,35 MeV. Следовательно, если  $E$  — энергия двух  $\alpha$ -частиц и тритона, вылетающих при рассматриваемой реакции, то энергия первичного нейтрона равнялась  $E + 0,35$  MeV. Далее, по закону сохранения импульса векторная сумма импульсов всех трёх частиц должна равняться импульсу падающего нейтрона. Отсюда можно определить направление движения первичного нейтрона. Величина его импульса даёт вторую возможность определить скорость, а следовательно, и энергию нейтрона, и полученное таким образом значение должно совпадать со значением, полученным первым методом.

Два примера такой реакции показаны на фотографии XXVIII; меньшая звезда создана нейтроном с энергией 13 MeV, возникшим в результате бомбардировки мишени из бора дейтонами с энергией 900 KeV. В этом случае направление падающего нейтрона было известно. Значения энергии и импульса, выведенные из наблюдений, согласуются с теми значениями, которых следовало бы ожидать в предположении, что расщепление было вызвано нейтроном с энергией в 13,4 MeV, испускаемым таким источником и вошедшим в эмульсию в определённом направлении. Большая звезда была получена в результате действия космических лучей на большой высоте; измерение

энергии и импульса трёх частиц показывает, что эта звезда создана при расщеплении того же типа, как и в случае малой звезды, с тем, однако, отличием, что нейtron имел более высокую энергию, а именно 35 MeV.

Расщепления в литии, вызываемые как медленными, так и быстрыми нейтронами, приводят к образованию всего двух частиц:  ${}^3\text{Li}^6 + {}_0n^1 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + {}_1\text{H}^3$ . Однако в отличие от случая медленных нейтронов импульс быстрого нейтрона оказывается достаточным для того, чтобы оба ядерных осколка не разлетались точно в противоположных направлениях и поэтому удаётся определить точку возникновения обоих следов.

### ДЕЛЕНИЕ

Проникновение медленного нейтрона в ядро  ${}^3\text{Li}^6$  приводит к его делению на две части с почти одинаковыми массами, разлетающиеся в противоположных направлениях с большой скоростью. В некотором ограниченном смысле этот процесс может рассматриваться как прототип знаменитого процесса деления, на котором основаны современные возможности освобождения ядерной энергии. Фотография XXIX даёт примеры следов, получающихся при проникновении медленных нейтронов в ядро урана  ${}_{92}\text{U}^{235}$ ; последний вводился в эмульсию путём специальной её обработки.

Как и в случае лития, ядро урана при проникновении в него медленного нейтрона делится на две почти равные части. Кинетическая энергия обоих осколков велика—порядка 200 MeV, но благодаря большому заряду, который несёт каждый из них, они быстро расходуют свою энергию и проходят в эмульсии расстояние всего в несколько микронов.

Важная особенность процесса деления урана, которую невозможно заметить на фотографиях, состоит в том, что в среднем в процессе деления распадающееся ядро испускает больше двух нейтронов высокой энергии.

В достаточно большой толще содержащего уран вещества нейтроны будут замедляться столкновениями с ядрами и могут в свою очередь привести к дальнейшему делению ядер  ${}_{92}\text{U}^{235}$ . Это создаёт возможность «цепной реакции», в которой число нейтронов быстро растёт и вместе с ним растёт и скорость выделения энергии в результате расщеплений, вызываемых нейтронами.

### НУКЛОНЫ

Открытие нейтрона привело к полному перевороту в наших взглядах на строение ядер. В настоящее время мы считаем, что каждое ядро состоит из нейтронов и протонов, причём общее число их равно массовому числу  $A$ , число протонов равно зарядному чис-

лу  $Z$  и число нейтронов — ( $A - Z$ ). Удобно иметь один термин для обозначения обоих типов частиц, т. е. протонов и нейтронов, так как мы теперь не предполагаем, что они сохраняют в ядре свою индивидуальность. Мы считаем, что между нейтронами и протонами происходит обмен зарядами, некая быстрая и непрерывная перемена

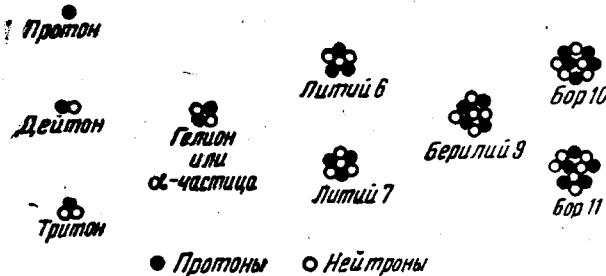


Рис. 8. Состав изотопов первых пяти элементов периодической системы. Эта диаграмма чисто схематическая и показывает лишь число протонов и нейтронов в различных ядрах. О фактическом расположении нуклонов в ядрах пока ничего не известно.

ролями, и поэтому об обеих частицах говорим как о «нуклонах» (т. е. ядерных частицах). Состав ядер первых пяти элементов периодической системы, включая и обычно встречающиеся изотопы, схематически изображён на рис. 8. В настоящее время мы очень мало знаем об истинном распределении нуклонов в ядре, и приведённый рисунок даёт только число протонов и нейтронов в различных ядрах.

Согласно современным представлениям, ядерное превращение с участием тяжёлых частиц сводится лишь к перераспределению нуклонов. Так, в реакции медленных нейтронов с литием мы изображаем превращение следующей схемой (рис. 9).

Новый взгляд о составе ядер устранил трудности, связанные с предполагаемым присутствием электронов. Когда ядро распадается и испускает отрицательный электрон, то считают, что последний рождается при этом превращении, причём число протонов увеличивается, а число нейтронов одновременно уменьшается на единицу. Таким образом, электрон не рассматривается как постоянная составная часть испускающей его структуры. Мы видели раньше, что анало-

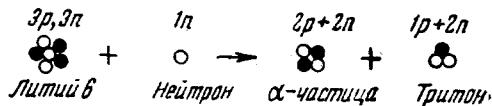


Рис. 9. Диаграмма, иллюстрирующая перераспределение нуклонов при расщеплении ядра  $^3\text{Li}^6$  медленным нейтроном.

гичным способом мы представляем себе и создание кванта излучения при переходе атома от одного уровня энергии к более низкому.

Примером процесса  $\beta$ -испускания может служить ядро  $^{12}_5B$ , которое, распадаясь, даёт  $^{12}_6C$ , в соответствии со схемой на рис. 10. Особо интересным случаем является  $^{18}_3Li$ , который при испускании электрона распадается на две  $\alpha$ -частицы, разлетающиеся в противоположные стороны с равными скоростями (см. рис. 10 и фотографии XL и XLI).

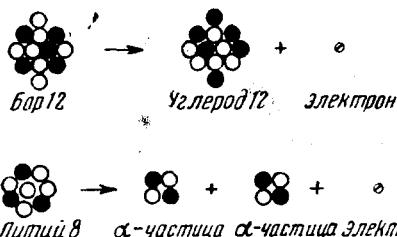


Рис. 10. Два примера изменения состава ядер при бета-распаде.

Новая теория строения ядер всё же оставила неразрешённым целый ряд проблем. Одной из наиболее важных является вопрос о силах связи. Необходимо выяснить природу сил, ответственных за устойчивость системы нуклонов, составляющих любое ядро.

Массы отдельных протонов и нейтронов настолько малы, что силами гравитационного притяжения между ними можно пренебречь. С другой стороны, единственными электростатическими силами, действующими между протонами, являются силы отталкивания их положительных зарядов и поэтому, если бы действовали только эти силы, ядра разлетались бы на свои составные части. При указанных обстоятельствах необходимо предположить, что между нуклонами существуют силы нового типа, которые получили название мезонных сил. Делая широкое обобщение можно сказать, что в мире звёзд, в небесной механике, преобладающими являются гравитационные силы притяжения; в мире атомов преобладают электростатические силы, а в мире ядер — мезонные силы. Наше знание мезонных сил ни в коем случае нельзя считать таким полным, как наши знания о двух других типах сил, и впереди остаётся очень много работы, прежде чем можно будет сказать, что ядро наконец-то понято.

### Мезонные силы

Из общего изучения ядер можно заключить, что мезонные силы между двумя нуклонами не подчиняются закону обратных квадратов, характерному как для гравитационных, так и для электростатических сил. Когда расстояние между двумя нуклонами превышает некоторое весьма малое значение, силы притяжения должны уменьшаться гораздо быстрее, чем это было бы для закона обратных квадратов. Этот вывод следует из того факта, что энергия связи протона или нейтрона в ядре порядка 8 MeV и не зависит существенно от того, является ли ядро лёгким или тяжёлым. Так, например, в случае тела вроде Земли (и если считать при этом, что его плотность всюду одинакова), чем больше масса тела, тем больше сила притяжения, с которой оно действует на другое тело, находящееся на его поверхности, и тем больше должна быть кинетическая энергия последнего, чтобы оно могло выйти из поля гравитационного притяжения. Точно так же,

если бы мезонные силы подчинялись закону обратных квадратов, энергия связи нейтрона в тяжёлом ядре была бы больше его энергии связи в лёгком ядре. Наблюдённое приблизительное постоянство энергии связи тяжёлых и лёгких ядер может быть объяснено, если предположить, что в связывании частицы с ядром играет роль только притяжение соседних протонов и нейтронов, т. е. что силы в ядре действуют на очень малые расстояния. Мы встречаемся с подобными силами близкодействия при изучении молекул. Так, в молекуле водорода атомы связываются за счёт обмена электронами между ними. Аналогично этому считают, что мезонные силы тесно связаны с обменом зарядами между нейтронами и протонами ядра.

### ЯДЕРНЫЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЕМЫЕ ИСПУСКАНИЕМ МНОГИХ ЧАСТИЦ

Расщепления, с которыми мы знакомились до сих пор, вызывались частицами, имеющими в ядерном масштабе сравнительно малую энергию — порядка 10 MeV. Работа, которую необходимо произвести, чтобы удалить нуклон из ядра — так называемая энергия связи частицы — различна для разных ядер, но в среднем равна примерно 8 MeV. Таким образом, имея первичные частицы с энергией, меньшей 30 MeV, не следует ожидать, что в результате расщепления ядра будет испущено более трёх или четырёх частиц, причём часть из них может быть нейтронами, которые не оставляют следов в эмульсии. В настоящее время, однако, удается получать заряженные частицы и фотоны, имеющие энергии выше 100 MeV, и, следовательно, производить расщепления с испусканием восьми или десяти частиц.

Фотографии XXXI—XXXIV показывают расщепления, вызванные частицами от большого синхро-циклотрона Калифорнийского университета, а также  $\gamma$ -лучами высокой энергии от бетатрона в Стенкетеди.

Первая из этих установок даёт дейтоны с максимальной энергией в 200 MeV или  $\alpha$ -частицы с энергией в 400 MeV. Бетатрон даёт поток быстрых электронов, испускающих при столкновении с веществом  $\gamma$ -лучи, максимальная энергия которых равна энергии электронов, т. е. 100 MeV.

При попадании частиц от циклотрона на фотопластинку, в поле зрения микроскопа можно заметить параллельные следы большого числа частиц. Энергия этих частиц настолько велика, что ионизация на единице пути получается очень малой даже для  $\alpha$ -частиц, и поэтому плотность зёрен следов также оказывается малой.

Для частиц с наибольшей достижимой энергией этот эффект настолько резко выражен, что их следы уже не могут быть обнаружены.

Полный анализ расщеплений, производимых частицами с энергиями такого порядка, затруднителен, ибо нейтроны, которые при этом должны испускаться, остаются вне регистрации. Поэтому исследование, подобное тому, которое было произведено для расщепления азота, вызванного дейтонами (см. фотографию XXII), невыполнимо.

Другая трудность состоит в том, что вообще говоря, невозможно определить тип ядра, испытавшего расщепление.

При фотографировании пришлось составлять мозаики, так как большинство следов наклонено к плоскости эмульсии. Это—единственный способ получения удовлетворительного изображения трёхмерного события на плоской поверхности.

### РАСЩЕПЛЕНИЯ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ КОСМИЧЕСКОЙ РАДИАЦИЕЙ

Для изучения ядерных расщеплений, вызываемых частицами с энергиями, превышающими те, которые можно получить искусственно, приходится обращаться к естественным источникам. Как известно, на высокие слои атмосферы непрерывно падает слабый дождь частиц, приходящих из мировых глубин и называемых космическими лучами. Согласно современным взглядам по крайней мере часть из этих частиц является протонами с энергиями выше  $10^8$  MeV. Взаимодействуя в высоких слоях атмосферы с ядрами атомов, быстрые первичные частицы создают вторичные лучи, вследствие чего на меньших высотах имеет место сложный поток протонов, нейтронов, фотонов и других частиц. Эти излучения легко могут быть обнаружены и на уровне моря, однако их интенсивность и средняя энергия быстро увеличиваются с высотой. Для обнаружения этих частиц и расщеплений атомов эмульсии, которые они вызывают, достаточно в течение небольшого промежутка времени экспонировать фотографические пластиинки на большой высоте.

События, о которых пойдёт речь ниже, были обнаружены в пластиинках, оставленных на Пик дю Миди, на высоте в 2800 м; обычно не приходится даже вынимать пластиинки из упаковочных коробок, так как большинство лучей легко проходит через упаковочный материал. Обычно пластиинки оставляются в таком положении, чтобы поверхность эмульсии лежала в вертикальной плоскости.

Если частица с энергией порядка 1000 MeV сталкивается с ядром, то последнее может быть полностью разбито на свои составные нуклоны, причём часть из них может быть испущена в виде сложных групп, вроде  $\alpha$ -частиц или ещё более тяжёлых осколков. Примеры таких расщеплений показаны на фотографиях XXXV—XL. Первичная частица такой энергии не оставляла бы следа в эмульсии даже в том случае, если бы она была заряжена, и поэтому трудно определить тип частицы, ответственной за такое расщепление. Разумно предположить, однако, что независимо от природы частиц, вызывающих расщепления, их действия будут очень сходны, так как протоны, нейтроны и  $\gamma$ -лучи такой энергии имеют импульс одного порядка величины. В одном или двух редких случаях расщеплений, вызванных частицами заметно более низкой энергии, определение типа первичного излучения или природы образуемых при расщеплениях тяжёлых осколков оказалось возможным.

## МЕЗОНЫ

Уже много лет известно, главным образом, благодаря работам Андерсона и Блэкетта и Вильсона с камерой Вильсона, что проникающая или «жёсткая» компонента космических лучей состоит в основном из частиц с массой порядка  $200 m_e$ . Из-за их массы, промежуточной между массами электрона и протона, эти частицы получили название мезонов или мезотронов. Отклонением быстрых мезонов в магнитных полях было показано, что часть из них заряжена положительно и примерно такая же часть — отрицательно.

Теоретические соображения приводят к выводу, что мезон должен обладать очень малым временем жизни и при исчезновении испускать быстрый электрон. Энергия этого электрона и, одновременно, некоторой другой частицы, которая не оставляет следа в камере Вильсона, но существование которой необходимо для выполнения при распаде закона сохранения импульса, берётся за счёт исчезновения массы покоя мезона. Малое время жизни мезонов экспериментально подтверждалось электрическими методами, причём получалось значение порядка двух микросекунд. Считают, что мезоны тесно связаны с теми силами, существование которых было постулировано для объяснения связи нуклонов в ядре.

Кроме многочисленных «звезд» и одиночных следов от протонов и  $\alpha$ -частиц, в пластинах, подвергавшихся облучению космическими лучами на больших высотах, можно заметить и относительно малое число следов, подобных тем, которые показаны на фотографиях XLII—XLVII. Эти следы выделяются своей малой плотностью зёрен и частыми изменениями направления, которые частицы испытывают при прохождении через эмульсию. Оказывается далее, что если подобная частица останавливается в эмульсии, то в непосредственной близости от конца пробега наблюдается очень резкое увеличение плотности зёрен.

Все эти особенности указывают, что масса этих частиц значительно меньше массы протона. Ведь частица малой массы испытывает большие отклонения при столкновении с ядрами, чем тяжёлая частица с той же скоростью. Далее, начальная скорость такой частицы будет больше, чем у протона с тем же пробегом, и она поэтому в среднем создаёт меньшую ионизацию, а, следовательно, и меньшее число проявленных зёрен при своём прохождении через эмульсию. Подробное изучение свойств большого числа следов этого типа позволило оценить массу этой частицы в  $230 m_e$ , что составляет примерно восьмую часть массы протона. Естественно поэтому считать, что по крайней мере часть частиц малой массы, наблюдавшихся в фотопластинках, принадлежит к тому же типу, что и мезоны, обнаруженные в камерах Вильсона.

Д. Х. Перкинс обнаружил, что иногда с конца следа мезона, остановившегося в фотографической эмульсии, вылетает несколько

тяжёлых заряженных частиц. Считают, что при этом процессе мезон проникает в ядро и там исчезает, сообщая ядру энергию своей массы покоя, т. е. приблизительно 100 MeV, и вызывая расщепление с вылетом нескольких тяжёлых частиц. Так как эти мезоны попадают в ядро, имея при этом только малую скорость, то считают, что они обладают отрицательным зарядом, так как иначе ядро отталкивало бы их как и любые другие положительно заряженные частицы. Эта точка зрения, однако, ещё не окончательно установлена. Как бы то ни было, но, повидимому, мезоны являются одним из наиболее эффективных из числа известных агентов, способных вызвать расщепления ядер тяжёлых элементов. Имеющиеся в настоящее время эмульсии не позволяют регистрировать быстрых электронов и поэтому по фотографиям невозможно определить, действительно ли те мезоны, которые, останавливаясь, распадаются без образования ядерных расщеплений, испускают электроны.

Изучение поведения мезонов и их связи с ядерными силами является одной из наиболее актуальных задач ядерной физики. Современное состояние наших знаний не позволяет делать никаких окончательных выводов.

### ИСПУЩЕННЫЕ МЕЗОНЫ

Мезоны не могут быть первичными частицами космических лучей, так как их время жизни мало, и они распались бы при своём полёте в пространстве. Считается, что они создаются при прохождении очень быстрых протонов и нейтронов космических лучей через ядра. Фотография XLVIII показывает мезон малой энергии, испущенный распадающимся ядром. Невозможно определить природу частицы, вызвавшей расщепление, но подобные фотографии иллюстрируют способ образования мезонов, который, возможно, является наиболее распространённым в верхних слоях атмосферы. В данном случае мезон остановился в эмульсии и поэтому оказалось возможным определить тип частицы. Следует думать, что на больших высотах мезоны будут испускаться в таких процессах со значительно большими энергиями.

До сих пор на пластинках, исследованных в Бристольской лаборатории, было обнаружено восемь таких случаев. В некоторых случаях мезон после своей остановки реагирует с ядром эмульсии, образуя вторичные тяжёлые частицы.

### ВТОРИЧНЫЕ МЕЗОНЫ

В нескольких случаях было обнаружено (фотографии XLIX, L) что остановившийся в эмульсии мезон испускает другой мезон со значительной энергией, порядка 4 MeV. Число наблюденных событий такого рода слишком мало, чтобы можно было делать окончательный вывод, но тем не менее кажется вероятным, что вторичный мезон

испускается всегда с одной и той же скоростью. Это следует из того факта, что, как до сих пор найдено, вторичные мезоны имеют почти одинаковые пробеги —  $610 \mu$ , причём малые отклонения от этого значения могут быть приписаны «разбросу». Эти наблюдения являются сильным доводом в пользу того взгляда, что существуют разные типы мезонов, а именно, первичные, которые назовём  $\pi$ -мезонами и которые, самопроизвольно распадаясь, испускают вторичные, так называемые  $\mu$ -мезоны.

Для соблюдения закона сохранения импульса необходимо предположить, что при распаде  $\pi$ -мезона импульс испущенного  $\mu$ -мезона должен уравновешиваться импульсом некоторой другой частицы, испущенной в противоположном направлении. Этой второй частицей может быть фотон или, возможно, нейтральный мезон, который, не обладая зарядом, проходит через эмульсию без следа. Подсчёт числа зёрен показывает, что масса  $\pi$ -мезона значительно больше массы  $\mu$ -мезона. Можно поэтому считать, что кинетическая энергия вторичных частиц получается в результате исчезновения некоторой доли массы покоя первичного мезона.

Вероятно,  $\pi$  и  $\mu$ -мезоны обладают зарядами обоих знаков. Все наблюдённые до сих пор  $\mu$ -мезоны, которые образовались в эмульсии в результате распада  $\pi$ -мезонов, останавливались в эмульсии не производя расщеплений. Возможно поэтому, что только положительные  $\pi$ -мезоны распадаются с образованием  $\mu$ -мезона в то время, как отрицательные  $\pi$ -мезоны захватываются атомами и вызывают расщепления с испусканием тяжёлых частиц.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ А

##### Метод обработки ильфордовских эмульсий «Nuclear Research».

Проявление и фиксирование этих эмульсий связано с некоторыми специфическими трудностями, вследствие их значительной толщины и очень высокой концентрации галоида серебра по сравнению с обычными фотопластинками.

Для эмульсий толщиной  $50 \mu$  удовлетворительные результаты даёт процедура, описанная ниже. Для более толстых эмульсий необходимо существенно увеличить время фиксирования, особенно, если пластина была перепроявлена. При проявлении и фиксировании следует непрерывно покачивать ванны, размеры которых должны быть значительно больше размеров пластины. Если необходимо обработать много пластинок, то желательно для покачивания использовать механическое приспособление, которое обеспечивало бы равномерное обмывание эмульсии растворами. Эти операции можно производить при свете 40-ваттной газонаполненной лампочки, закрытой светофильтром №2 «Wratten safe-light».

**Проявление.** Проявлять следует в течение 33 минут при температуре в 18°С в следующем растворе:

**Основной раствор:**

Метол . . . . .	5,5 г
Безводный сернисто-кислый натрий . . . . .	180 г
Гидрохинон . . . . .	22 г
Безводный углекислый натрий . . . . .	120 г
Бромистый калий . . . . .	10 г
Вода . . . . .	до 2500 см <sup>3</sup>

При работе надо разбавлять основной раствор водой в отношении 1:4.

Для получения удовлетворительных пластинок время проявления не является существенной величиной, но оно должно лежать в пределах от 20 до 40 минут.

Выбор времени проявления зависит от желаемой степени различия между следами частиц разной ионизирующей способности; чем меньше время проявления, тем слабее получаются следы, но тем заметнее различие между ними.

«Стоп»-ванна: пластинку опускают на 10 минут в раствор безводной уксусной кислоты в воде (2 % по объёму).

**Фиксирование.** Закрепление производится в следующем растворе до тех пор, пока помутнение от галоида серебра не исчезнет полностью и пластинка не станет прозрачной. В случае эмульсий толщиной 50 μ для этого требуется не больше 30 минут.

**Фиксаж:**

Насыщенный раствор гипосульфита . . . . .	2 части
Основной кислотный дубящий раствор . . . . .	1 часть
Вода . . . . .	8 частей

**Состав основного кислотного дубящего раствора:**

Безводный углекислый натрий . . . . .	125 г	раствор А
Уксусная кислота . . . . .	188 см <sup>3</sup>	
Оба эти вещества растворяют в 650 см <sup>3</sup> воды		
Квасцы калия . . . . .	250 г	раствор Б
Растворить в 1600 см <sup>3</sup> воды при температуре 87°С		

Оба раствора А и Б смешивают при температуре ниже 21°С и добавляют воды до 2500 см<sup>3</sup>.

**Промывание.** Отфиксированную пластинку промывают в течение часа в медленном потоке проточной воды, осторожно протирают поверхность эмульсии, для её очистки, кусочком мягкой замши и оставляют сохнуть в комнатном воздухе в течение ночи.

## ПРИЛОЖЕНИЕ В

Соотношение между пробегом и энергией заряженных частиц в ильфордовских эмульсиях марки «Nuclear Research»

Соотношение между средним пробегом однородной группы протонов или  $\alpha$ -частиц и их энергией для значений последней в интервале от 0 до 15 MeV было показано на рис. 2 и 5.

Для более высоких энергий получены только приближённые значения, приведённые в следующей таблице (по У. Камерини и К. М. Г. Латтесу):

Энергия	Пробег протонов (в микронах)	Пробег $\alpha$ -частиц (в микронах)
10	565	58
15	1135	117
20	1870	201
25	2750	315
30	3760	464
35	4925	553

Соответствующие значения для дейтонов можно вывести методом, основанным на следующих соображениях. При прохождении заряженной частицы через любую среду потеря энергии на единице пути зависит только от её заряда и скорости.

Рассмотрим протон и дейтон, имеющие одну и ту же скорость; энергия протона тогда составит только половину энергии дейтона.

Так как обе частицы имеют одинаковый заряд  $+e$ , то потеря энергии дейтона будет в два раза больше соответствующего значения для протона, если обе частицы испытали одинаковое уменьшение скорости. Отсюда следует, что расстояние, пройденное дейтоном, будет в два раза больше соответствующего значения для протона при данном уменьшении скорости, и этот результат не зависит от частных значений скорости. Следовательно, пробег дейтона в два раза больше пробега протона с той же скоростью, т. е. в два раза больше пробега протона, имеющего половину энергии дейтона. Аналогично, пробег тритона в три раза больше пробега протона, имеющего одну треть его энергии.

Таким образом по кривой пробег — энергия протонов в данной среде можно получить соответствующую кривую дейтонов и тритонов в той же среде.

ПРИЛОЖЕНИЕ С  
Столкновение протона с протоном

Обозначим через  $m$  массу падающего протона и через  $v$  — его скорость. Пусть после столкновения его скорость равна  $v_1$ , и направление движения образует угол  $\Theta$  с направлением первоначального движения; аналогично, пусть для ударяемого протона скорость и направление движения даются  $v_2$  и  $\Phi$ .

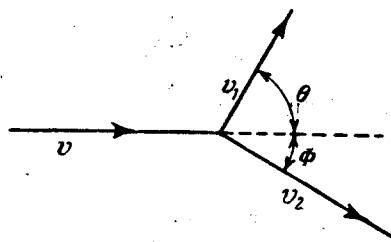


Рис. 11. Диаграмма импульсов.

Так как при упругом столкновении кинетическая энергия сохраняется, то можно писать

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_1^2 + \frac{1}{2}mv_2^2$$

или

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2, \quad (a)$$

кроме того, сохраняется импульс в направлении начального движения, т. е.

$$mv = mv_1 \cos \Theta + mv_2 \cos \Phi \text{ или } v = v_1 \cos \Theta + v_2 \cos \Phi. \quad (b)$$

Далее, сохраняется и импульс, перпендикулярный первоначальному направлению движения, т. е.

$$0 = mv_1 \sin \Theta - mv_2 \sin \Phi \text{ или } v_1 \sin \Theta = v_2 \sin \Phi. \quad (c)$$

Возведя в квадрат (b) и (c), получаем:

$$v^2 = v_1^2 \cos^2 \Theta + v_2^2 \cos^2 \Phi + 2v_1 v_2 \cos \Theta \cos \Phi, \quad (d)$$

$$0 = v_1^2 \sin^2 \Theta + v_2^2 \sin^2 \Phi - 2v_1 v_2 \sin \Theta \sin \Phi; \quad (e)$$

складывая (d) и (e), имеем:

$$v^2 = v_1^2 (\sin^2 \Theta + \cos^2 \Theta) + v_2^2 (\sin^2 \Phi + \cos^2 \Phi) + \\ + 2v_1 v_2 (\cos \Theta \cos \Phi - \sin \Theta \sin \Phi)$$

или

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 + 2v_1 v_2 \cos(\Theta + \Phi). \quad (f)$$

Но, по (a),

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2.$$

Следовательно,  $\cos(\Theta + \Phi) = 0$  и  $\Theta + \Phi = \frac{\pi}{2}$ . Направления движения после столкновения образуют друг с другом прямой угол.

Энергии частиц после столкновения  $\frac{1}{2}mv_1^2 = E_1$  и  $\frac{1}{2}mv_2^2 = E_2$  просто связаны с энергией падающей частицы  $E_0$ .

Из уравнения (c):

$$v_1 \sin \Theta = v_2 \cos \Theta, \text{ откуда } v_2 = v_1 \operatorname{tg} \Theta.$$

Поскольку  $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ ,

$$E_0 = E_1 + E_1 \operatorname{tg}^2 \Theta = E_1 \sec^2 \Theta.$$

Следовательно,  $E_1 = E_0 \cos^2 \Theta$ . Аналогично,  $E_2 = E_0^2 \sin^2 \Theta$ .

На фотографии XII направления движения обоих протонов сразу после столкновения суть  $\Theta = 33,6^\circ$  и  $\Phi = 56,8^\circ$  так, что  $(\Theta + \Phi) = 90,4^\circ$ . Далее, пробеги обоих протонов после столкновения равны 138,6  $\mu$  и 41,8  $\mu$ , и их энергии, в соответствии с соотношением пробег-энергия для протонов, равны 4,35 MeV и 2,06 MeV.

Так как  $E_2 = E_1 \operatorname{tg}^2 \Theta$ , то можно вычислить значение  $\Theta$ , соответствующее наблюдённым значениям  $E_1$  и  $E_2$ . Так,  $E_2/E_1 = 0,4736 = \operatorname{tg}^2 \Theta$ ,  $\operatorname{tg} \Theta = 0,6882$ , и поэтому  $\Theta = 34,5^\circ$ , наблюдалось же непосредственно значение  $33,6^\circ$ .

Наблюдения подобного рода показывают, что направление движения следа в эмульсии может быть определено с точностью порядка  $\pm 0,5^\circ$ .

Следует заметить, что оба протона неотличимы и поэтому невозможно определить, какой из них первоначально покоялся в эмульсии. По аналогии со столкновениями двух биллиардных шаров можно говорить о «центральном» или «лобовом» и о «нецентральном» ударе. В почти центральном ударе ударяемый протон будет выброшен вперёд (угол  $\Phi$  мал) и он получает почти всю энергию падающего протона, который отклоняется под углом почти в  $90^\circ$  к начальному направлению движения, имея при этом только малую скорость. Этот случай неотличим от случая нецентрального удара, при котором протон сохраняет почти всю энергию и испытывает только малое отклонение.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ D

##### Столкновение дейтона с протоном

Пусть частица, имеющая скорость  $v$  и массу  $M_1$ , сталкивается с другой частицей массы  $M_2$ , которая первоначально покоялась. Пусть, далее, в результате столкновения  $M_1$  отклоняется на угол  $\Theta$ , а  $M_2$  на угол  $\Phi$  (см. рис. 12).

Применяя принципы элементарной динамики, можно показать, что

$$\operatorname{tg}^2 \Theta = \frac{\sin^2 \Phi}{M_1/M_2 - \cos^2 \Phi}.$$

Если  $M_1$  есть масса дейтона и  $M_2$  — масса протона, то вместо истинных масс можно просто подставить массовые числа ядер, т. е. соответственно 2 и 1; получаем тогда

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin^2 \Phi}{2 - \cos^2 \Phi}.$$

Если построить кривую  $\operatorname{tg} \theta$  в функции  $\Phi$ , начиная с  $\Phi = 0$ , то окажется, что при  $\theta = 30^\circ$  достигается максимум, равный  $1/\sqrt{3}$ . Отсюда следует, что при столкновении дейтона с покоящимся протоном дейтон не может быть рассеян на угол, больший  $30^\circ$ . Поэтому длинный след на фотографии XIV необходимо отнести к упругому рассеянному дейтону. Измерения показывают, что для этого частного

случая  $\theta = 23,5^\circ$  и  $\Phi = 52,5^\circ$ . Подставив последнее значение в вышеприведённую формулу, получаем значение  $\theta = 23,2^\circ$ .

Остаточный пробег дейтона после столкновения оказывается равным  $104,8 \mu$ . Так как пробег дейтона в два раза больше пробега протона с энергией в два раза меньшей, то

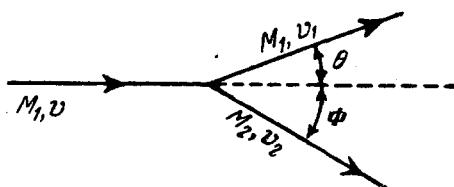


Рис. 12. Диаграмма импульсов.

мы можем определить из рис. 5 энергию протона, имеющего пробег  $52,4 \mu$ . Получается значение  $2,43 \text{ MeV}$ , откуда заключаем, что энергия рассеянного дейтона была  $4,86 \text{ MeV}$ . Пробегу ударяемого протона в  $57,0 \mu$  соответствует энергия  $2,50 \text{ MeV}$ . Если столкновение было упругим, то непосредственно перед столкновением энергия дейтона равнялась  $7,36 \text{ MeV}$ .

Количество движения частицы,  $Mv$ , равно

$$\sqrt{2ME}, \quad \text{где } E = \frac{1}{2} Mv^2$$

есть её кинетическая энергия. Удобно выбрать такие единицы, чтобы для ядерной частицы с массовым числом  $N$  и энергией  $E$  (в  $\text{MeV}$ ), количество движения равнялось  $\sqrt{2NE}$ . Для ударяемого протона  $N = 1$  и  $E = 2,50 \text{ MeV}$ , следовательно его количество движения равно

$$\sqrt{2 \cdot 1 \cdot 2,50} = 2,236 \text{ единиц.}$$

Аналогично, количество движения рассеянного дейтона равно

$$\sqrt{2 \cdot 2 \cdot 4,86} = 4,409 \text{ единиц.}$$

Составляющие импульса в направлении, перпендикулярном первоначальному направлению движения, равны для протона:

$$2,236 \times 0,7934 = 1,775 \text{ единиц}$$

и для дейтона:

$$4,409 \times 0,3987 = 1,760 \text{ единиц,}$$

причём расхождение между этими двумя значениями лежит в пределах экспериментальных ошибок.

Энергия дейтона непосредственно перед столкновением, как было показано, равнялась 7,36 MeV. Пробег такой частицы в эмульсии равен 229,2 μ. Наблюдённая длина траектории дейтона в эмульсии до точки рассеяния равняется 69,4 μ и, следовательно, можно оценить начальный пробег дейтона в 298,4 μ. Соответствующее этому пробегу значение энергии в 9,10 MeV можно сравнить со средней энергией дейтонов, попадающих на пластинку, равной 8,90 MeV.

Согласие между экспериментальными и теоретическими значениями, которое наблюдается во всех случаях, показывает, что столкновение было правильно интерпретировано.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ Е

##### Столкновение α-частицы с протоном

Если α-частица с массовым числом 4 сталкивается с протоном, имеющим массовое число 1 и первоначально находившимся в покое, то углы рассеяния Θ и Φ (см. рис. 12) связаны соотношением

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{\sin^2 \Phi}{4 - \cos^2 \Phi}.$$

Можно анализировать событие, показанное на фотографии XVI, методом, подобным тому, который был использован при рассмотрении столкновения дейтона с протоном; получающиеся при этом углы рассеяния и пребеги частиц следующие:

$$\Theta = 8,0^\circ, \text{ остаточный пробег } \alpha\text{-частицы } 6,75 \mu,$$

$$\Phi = 16,5^\circ, \text{ пробег выброшенного протона } 101,0 \mu.$$

Таким образом, энергия α-частицы в точке рассеяния оказывается равной 5,64 MeV. Расстояние в эмульсии между точкой возникновения звезды и точкой рассеяния частицы равно 7,4 μ. Отсюда начальная энергия α-частицы получается равной 6,73 MeV, что указывает, что она возникла в результате распада ядра тория A.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ F

##### Интерпретация опытов по расщеплению ядер

Фотографии XVII — XIX представляют собой окончательное доказательство превращения лёгких элементов под действием быстрых дейтонов. Вслед за первыми опытами Кокрофта и Уолтона в 1932 г., дальнейшие опыты подобного типа, но с применением электрических методов обнаружения частиц, составляли одну из основных областей исследования в ядерной физике. Для иллюстрации методов, используемых при анализе подобных фотографий, рассмотрим данные, по-

лученные с пластиночкой, на которую падали частицы, возникшие при расщеплении берилля под действием дейтонов с энергией в 900 КэВ (см. фотографию XVIII).

Длины всех следов, возникших на данной площаи эмульсии, сначала были измерены под микроскопом с помощью окулярного масштаба; результаты, полученные этим способом одним наблюдателем в течение 8 часов, представлены на рис. 13. Эта блок-диаграмма

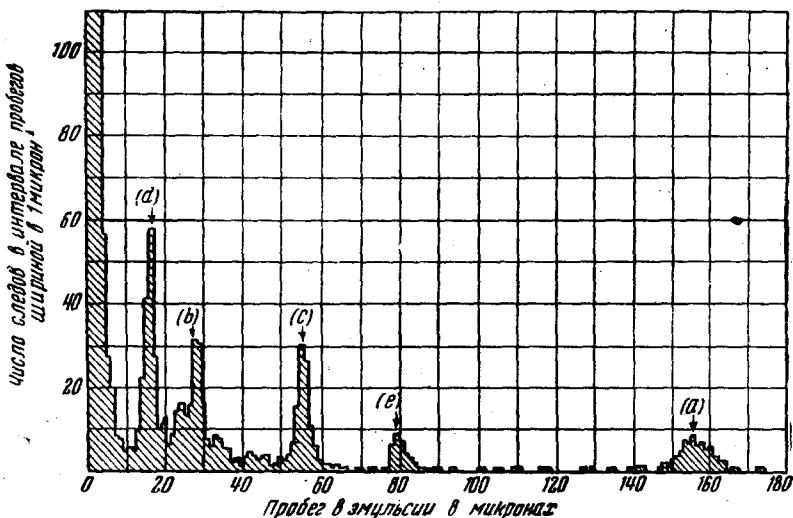


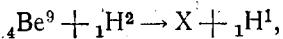
Рис. 13. Распределение по пробегам следов, получающихся при расщеплении берилля дейтонами с энергией 900 КэВ

a)  $\text{Be}_4^9 + \text{H}_1^2 \rightarrow \text{Be}_4^{10} + \text{H}_1^1$ ; b)  $\text{Be}_4^9 + \text{H}_1^2 \rightarrow *\text{Be}_4^{10} + \text{H}_1^1$ , ядро  $\text{Be}^{10}$  остаётся в возбуждённом состоянии; c)  $\text{Be}_4^9 + \text{H}_1^2 \rightarrow \text{Be}_4^8 + \text{H}_1^3$ ; d)  $\text{Be}_4^9 + \text{H}_1^2 \rightarrow \text{Li}_3^7 + \text{He}_2^4$ ; e)  $\text{H}_1^2 + \text{H}_1^2 \rightarrow \text{H}_1^3 + \text{H}_1^1$ . Короткие следы образованы: дейтонами, упруго рассеянными ядрами мишина, тритонами от реакции (e) и ядрами отдачи лития от реакции (d).

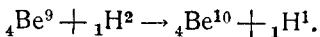
ма даёт распределение частиц по пробегам: по оси абсцисс отложен пробег в микронах, по оси ординат — число следов с данной длиной пробега. Ось абсцисс разбита на интервалы в один микрон.

Рис. 13 показывает, что следы распределяются по отдельным группам. Изучая плотность зёрен следов любой из этих групп, мы можем определить природу соответствующих частиц. Так, один из следов группы (a), показанный на фотографии XVIII, легко отождествить с протоном. Эта группа частиц могла появиться только при расщеплении берилля дейтонами. Так как этот элемент в естественных условиях встречается в виде единственного изотопа с массовым числом 9, то тип расщеплённого ядра однозначно определяется,

и превращение, приведшее к образованию протонов, можно изобразить следующим уравнением:



где X является одним из получающихся ядер и подлежит определению. Для уравнивания полного заряда и массовых чисел в обеих частях равенства необходимо положить массовое число X равным 10 и его зарядное число — 4. Таким образом X представляет собой изотоп бериллия с массовым числом 10 и поэтому уравнение может быть переписано в следующем виде:



Следующий вопрос, который необходимо разобрать — это определение величины энергии, выделяющейся при превращении. Сначала определяем среднюю энергию протонов группы (*a*), исходя из соотношения между пробегом и энергией. Этим способом получается  $4,76 \pm 0,02$  MeV, но это значение не даёт всей энергии, освобождаемой при реакции, так как ядро  ${}^4\text{Be}^{10}$  получает некоторую кинетическую энергию отдачи от протона. Хотя следы этих ядер отдачи и не заметны на фотографии, их энергию всё же можно оценить, применяя принцип сохранения импульса.

На рис. 14 *OA* изображает импульс падающего дейтона и *OB* — импульс выброшенного протона. Так как начальные и конечные импульсы должны быть равны, то необходимо присвоить ядру  ${}^4\text{Be}^{10}$  такой импульс, который, будучи векторно сложен с *OB*, даёт результирующий, равный *OA*, т. е. импульс падающего дейтона. Таким образом, импульс ядра отдачи изображается по направлению и величине отрезком *OC*, который параллелен и равен по длине отрезку *AB*. Зная массу и импульс ядра Be, можно определить его скорость, а следовательно, и энергию. Этим способом получается значение  $0,66 \pm 0,01$  MeV и поэтому полное количество выделяемой энергии равно  $4,52 \pm 0,03$  MeV. Можно заметить, что подобно винтовке при выстреле, тяжёлая частица получает только малую долю энергии. Спрашивается, чем же вообще обусловлено наблюдаемое выделение энергии, почему получается именно такое наблюдаемое значение энергии, а не какое-нибудь другое?

Мы раньше отметили, что истинные массы в отличие от зарядного и массового чисел, не представляют собой целых чисел, если масса протона принята равной единице. Благодаря работе Астона и

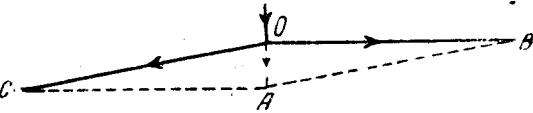


Рис. 14. Диаграмма импульсов.

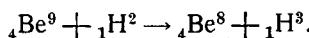
других массы ядер были измерены с большой точностью. Принято выражать массу данного типа ядра в таких единицах, чтобы масса обычного изотопа кислорода, имеющего массовое число 16, получилась равной также 16. Тогда в этих единицах массы четырёх ядер, участвующих в рассматриваемом нами превращении, равны

$$\begin{aligned} {}_4\text{Be}^9 &= 9,014958, \quad {}_4\text{Be}^{10} = 10,016622, \\ {}_1\text{H}^2 &= 2,014725, \quad {}_1\text{H}^1 = 1,008131. \end{aligned}$$

Легко видеть, что полная масса начальных ядер равна 11,029683, а для конечных ядер она равна 11,024753. Таким образом исчезла масса в  $0,00493 \pm 0,00012$  единиц \*).

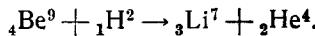
Согласно уравнению Эйнштейна, такое исчезновение массы должно сопровождаться появлением эквивалентного количества энергии. Используя определяемую выше единицу в качестве единицы массы и 1 MeV в качестве единицы энергии, мы получаем, что исчезновение 0,001 единицы массы соответствует появлению энергии в 0,9312 MeV. Следовательно, наблюдаемая потеря массы в  $0,00493 \pm 0,00012$  единиц должна сопровождаться появлением энергии в  $4,59 \pm 0,11$  MeV, что в пределах ошибок равно экспериментально полученному нами значению.

Аналогичное рассмотрение других групп частиц, показанных на рис. 13, указывает, что их можно приписать следующим реакциям. Группа (c) состоит из тритонов, получающихся в реакции



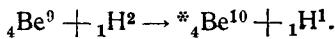
${}_4\text{Be}^8$  в природе не встречается, и его масса почти в точности равна массе двух  $\alpha$ -частиц. Вполне вероятно, что вскоре после образования он распадается в согласии с уравнением  ${}_4\text{Be}^8 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + {}_2\text{He}^4$ , причём разность масс обеих частей уравнения настолько мала, что  $\alpha$ -частицы разлетаются с очень малой кинетической энергией и поэтому не могут быть обнаружены.

Группа (d) состоит из  $\alpha$ -частиц, получающихся при реакции



Многочисленные короткобежные частицы на фотографии XVIII являются преимущественно дейтонами, упруго рассеянными ядрами атомов мишени.

Остаётся объяснить группу (e). Рассмотрение следов показывает, что частицы этой группы суть протоны, появление которых можно приписать реакции



Здесь символ  ${}^*\, {}_4\text{Be}^{10}$  означает, что изотоп бериллия образуется в

\*) Погрешности соответствуют ошибкам в определении масс участвующих в реакции ядер.

возбуждённом состоянии. Можно в этом случае подсчитать энергию, выделяемую при реакции, таким же методом, как и для случаев группы (а), и затем по соотношению Эйнштейна вычислить и массу возбуждённого ядра. Полученное этим способом значение оказывается больше массы ядра  ${}^4\text{Be}^{10}$  в нормальном или нижнем состоянии, и по разнице масс можно вычислить энергию возбуждения ядра. Мы таким образом определили энергию возбуждённого состояния  ${}^4\text{Be}^{10}$ , образованного при рассматриваемой реакции. Подобными методами были определены энергетические состояния многих устойчивых и неустойчивых ядер и полученные результаты показывают, что подобно атомам ядра могут существовать только в некоторых дискретных состояниях энергии.

Как правило, возбуждённое ядро быстро возвращается в нижнее состояние, испуская избыток энергии в виде кванта излучения. Изменения энергии, однако, велики по сравнению с теми, которые наблюдаются для электронных систем атомов, и поэтому энергия фотонов оказывается соответственно более высокой. Это излучение способно проходить через значительные толщи вещества и получило название  $\gamma$ -излучения.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ G

##### Определение энергии быстрых нейтронов

Массы нейтрона и протона настолько мало отличаются друг от друга, что механическая задача столкновения между этими двумя частицами ничем не отличается от подобной задачи для столкновения протона с протоном. Поэтому энергия  $E_1$  выбитого протона связана с энергией  $E_0$  падающего нейтрона уравнением

$$E_1 = E_0 \cos^2 \Theta,$$

где  $\Theta$  есть угол между направлением движения выбитого протона и направлением падающего нейтрона. Протон, выбитый под малым углом, получает почти всю энергию нейтрона ( $\cos^2 5^\circ = 0,992$ ). Изменяя пробеги, а следовательно и энергии большого числа именно таких выбитых протонов, для которых  $\Theta < 5^\circ$ , можно определить распределение падающих нейтронов по энергиям. Этот способ является одним из наиболее мощных для определения энергии быстрых нейтронов.

Схема одной из установок для опытов этого типа показана на рис. 15. Пучок быстрых дейтонов от высоковольтного генератора пропускается через круглое отверстие в металлической пластинке. Частицы, прошедшие через отверстие, попадают на мишень, которая помещается на охлаждаемой металлической подставке. Нейтроны, образованные при превращении вещества мишени, вылетают по всем направлениям, проходя через стенки вакуумного сосуда. Некоторое

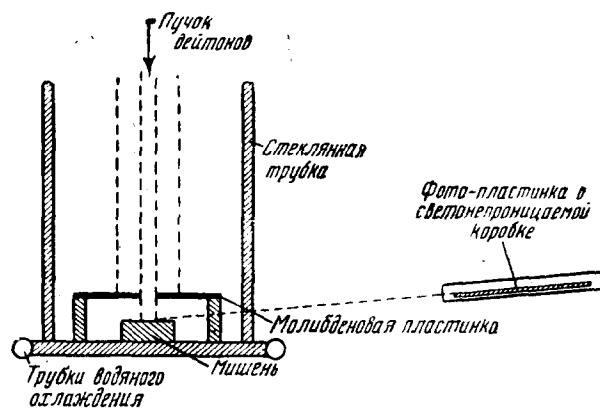


Рис. 15. Схема установки для исследования распределения по энергиям нейтронов, возникающих при расщеплении лёгких элементов быстрыми дейтонами.

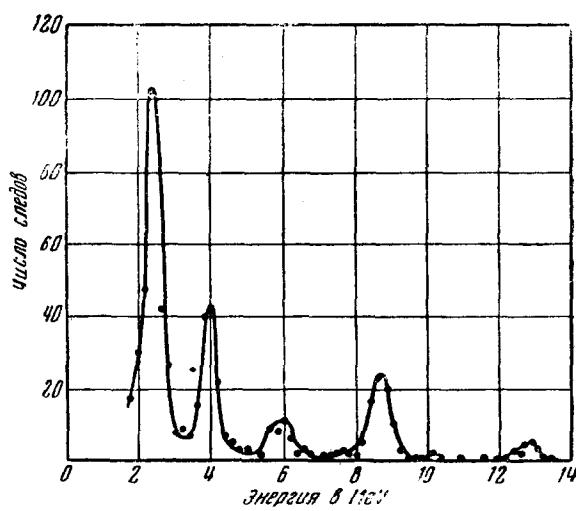
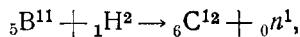


Рис. 16.

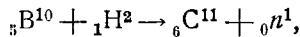
уменьшение в числе нейтронов произойдёт из-за столкновения малой доли нейтронов с ядрами твёрдого вещества установки, но интенсивность выходящего пучка нейтронов мало меняется в результате таких процессов.

Если расположить фотопластинки так, как это показано на рисунке, то часть испущенных нейтронов войдёт в эмульсию параллельно её поверхности. Можно определить направление потока нейтронов в любой точке эмульсии, если задана точная геометрическая ориентация пластиинки во время экспозиции. Затем можно определить направление любого следа протона и его пробег, а отсюда и энергию нейтрона, ответственного за него.

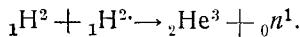
Пример данных, получающихся этим способом, приведён на рис. 16, показывающем результаты измерений распределения по энергиям нейтронов, образованных при бомбардировке бора дейтонами с энергией в 900 КэВ. Как видно, существует несколько групп нейтронов с различными энергиями. Группы наибольшей энергии возникают при реакции, изображаемой уравнением



причём ядро образуется или в нижнем состоянии, или в возбуждённом состоянии с энергией 4,3 МэВ. Некоторые из других групп обязаны реакции



причём ядро  ${}_6\text{C}^{11}$  образуется в различных состояниях энергии. Группа с энергией в 2,2 МэВ обязана своим происхождением реакции



В этой реакции дейтоны, подвергающиеся расщеплению, получаются в результате остановки первичных частиц в мишени.

## ФОТОГРАФИЯ XVII

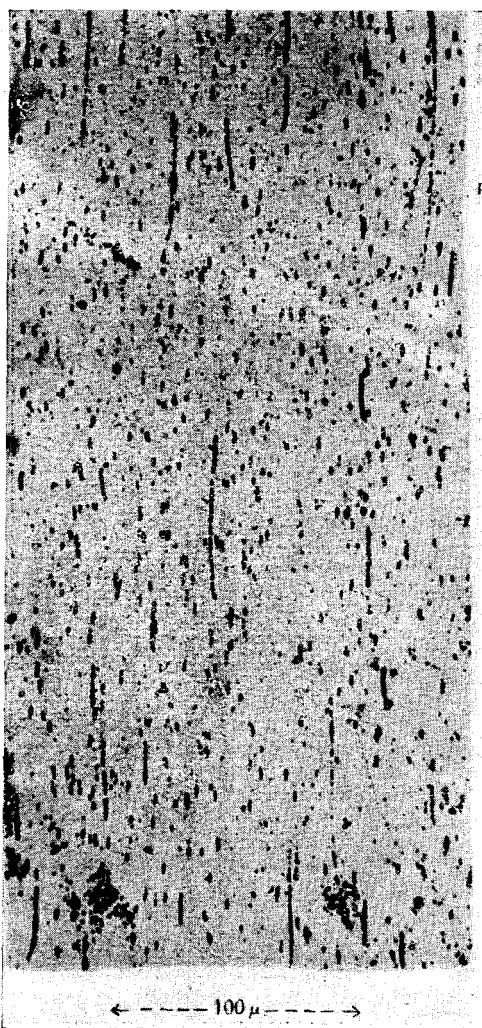


**α- частицы и протоны, получающиеся при расщеплении лития  
дейтонами**

Мозаика из 24 микрофотографий, показывающая следы  $\alpha$ -частиц и протонов, получающихся при бомбардировке мишени из лития дейтонами с энергией 900 KeV. Следы  $\alpha$ -частиц имеют вид почти сплошных цепочек зёрен серебра. В этой эмульсии следы протонов намного более тонкие и поэтому их можно отличить от следов  $\alpha$ -частиц. Косо направленные линии на пластинке есть царапины или механические повреждения, которые получаются в результате трения. Их легко отличить от следов частиц, так как они создаются только на поверхности эмульсии.

## ФОТОГРАФИЯ XVIII

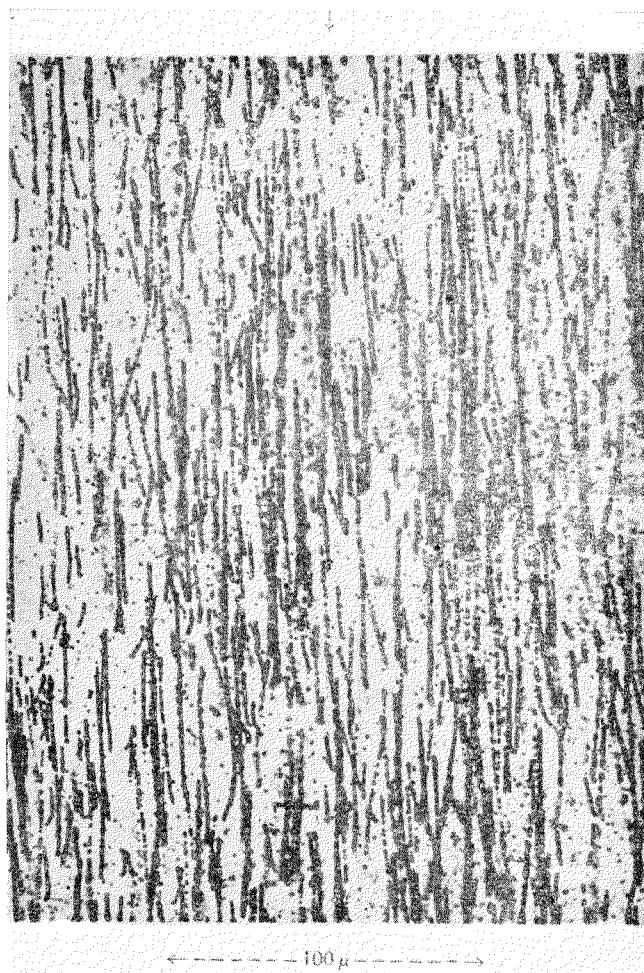
↓



## Частицы от расщепления берилля дейтонами

Мозаика микрофотографий, показывающая следы частиц, получающихся при бомбардировке тонкой мишени берилля дейтонами с энергией 900 КэВ. Большинство очень коротких следов обусловлено первичными дейтонами, упруго рассеянными ядрами атомов мишени. Видны также следы  $\alpha$ -частиц, протонов и тритонов; реакции, в которых они возникают, обсуждаются в приложении F.

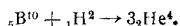
## ФОТОГРАФИЯ XIX.



← → 100 μ

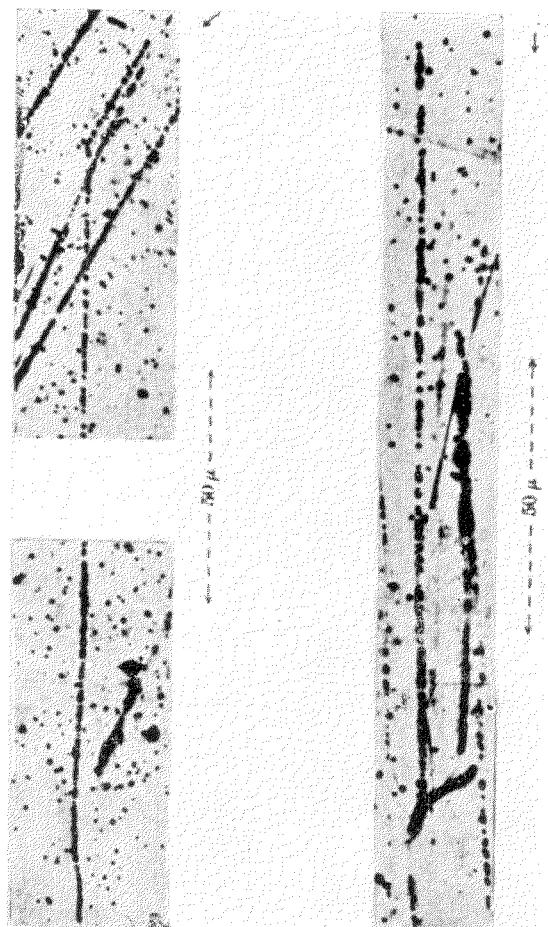
## Частицы от расщепления бора дейтонами

Мозаика микрофотографий поверхности пластинки, экспонированной в потоке частиц, появляющихся в результате расщепления бора дейтонами с энергией 900 КэВ. Число следов слишком велико для детального анализа из-за длительной экспозиции, но можно различить следы  $\alpha$ -частиц, часть из которых возникает в реакции



Если поставить в фокус более глубокие слои эмульсии, то можно обнаружить следы для непробежных протонов, которые одни лишь способны глубоко проникнуть в эмульсию. Примеры последних показаны на фотографиях VII, VIII и IX.

## ФОТОГРАФИИ XX и XXI



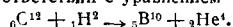
## Расщепление ядер атомов эмульсии

На фотографии XX показано расщепление, вызванное дейтоном с энергией в 8,5 MeV и приводящее к выбрасыванию быстрого протона. Ядра отдачи оставляют очень короткие следы. Применение законов сохранения импульса и энергии указывает, что это событие, вероятно, соответствует реакции



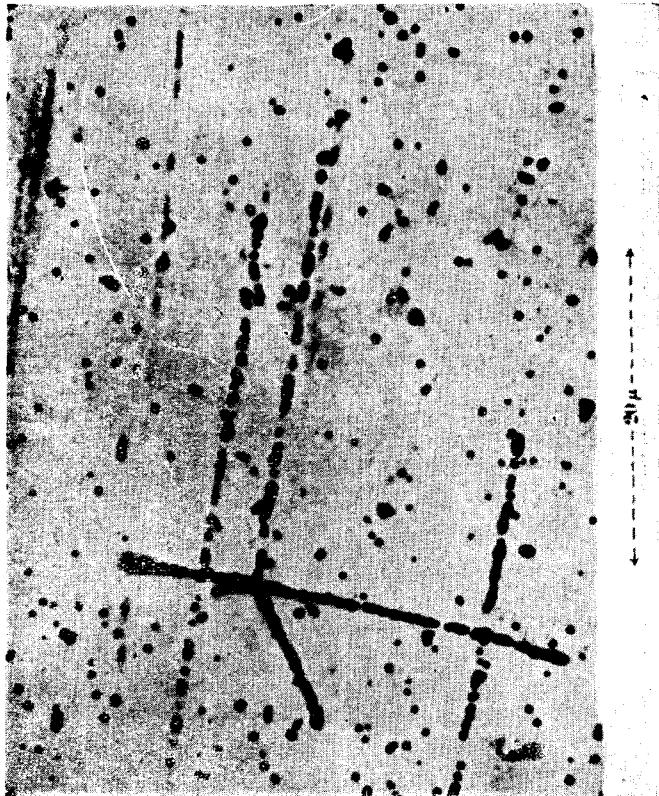
причём ядро кислорода с массовым числом 17 образуется в нижнем состоянии. Можно также приписать это событие реакции  ${}^{14}\text{N}^1 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}^{15}\text{N}^1 + {}_1\text{H}^1$ , но тогда ядро  ${}^{15}\text{N}$  образуется в одном из возбуждённых состояний с энергией в 7 MeV.

Фотография XXI показывает вызываемое дейтоном с энергией порядка 8 MeV расщепление  ${}^6\text{C}^1$  на ядро  ${}^5\text{B}^{10}$  и  $\alpha$ -частицу, в соответствии с уравнением



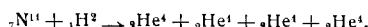
Ядро отдачи движется вперёд почти в направлении падающего дейтона.

## ФОТОГРАФИЯ XXII



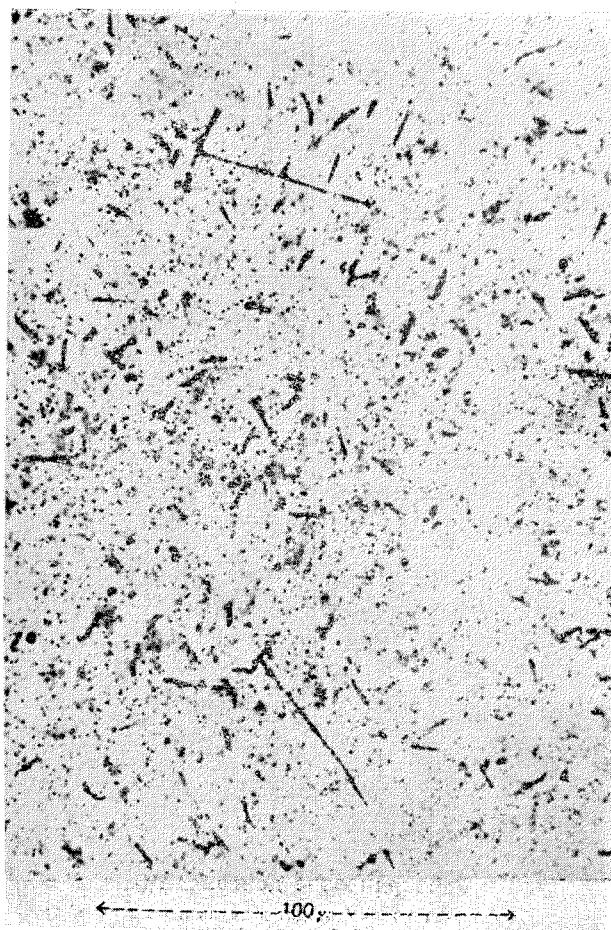
Расщепление азота на четыре  $\alpha$ -частицы при бомбардировке дейтонами

Три дейтона с начальной энергией 8,9 MeV входят в эмульсию с верхней стороны фотографии под малым углом наклона к эмульсии. Один из них входит в ядро и приводит к выбрасыванию четырёх частиц, которые, судя по плотности зёрн следов, являются  $\alpha$ -частицами. По пробегу частиц можно определить их энергию и импульс. Векторная сумма импульсов оказывается равным импульсу падающего дейтона, и полная энергия соответствует той, которая получается при превращении



Никакая другая интерпретация не согласуется с наблюдениями и идентификация заведомо правильна. Этот пример хорошо иллюстрирует преимущество наблюдений, произведенных над расщеплениями, происходящими в самой эмульсии. Если же, например, бомбардировать азот дейтонами в установке, подобной изображённой на рис. 7, то наблюдать будет только одна  $\alpha$ -частица, появляющаяся при любом расщеплении. Такие наблюдений не позволяют выяснить детали превращения.

## ФОТОГРАФИЯ XXIII



**Следы, получающиеся при расщеплении лития  
и бора медленными нейтронами**

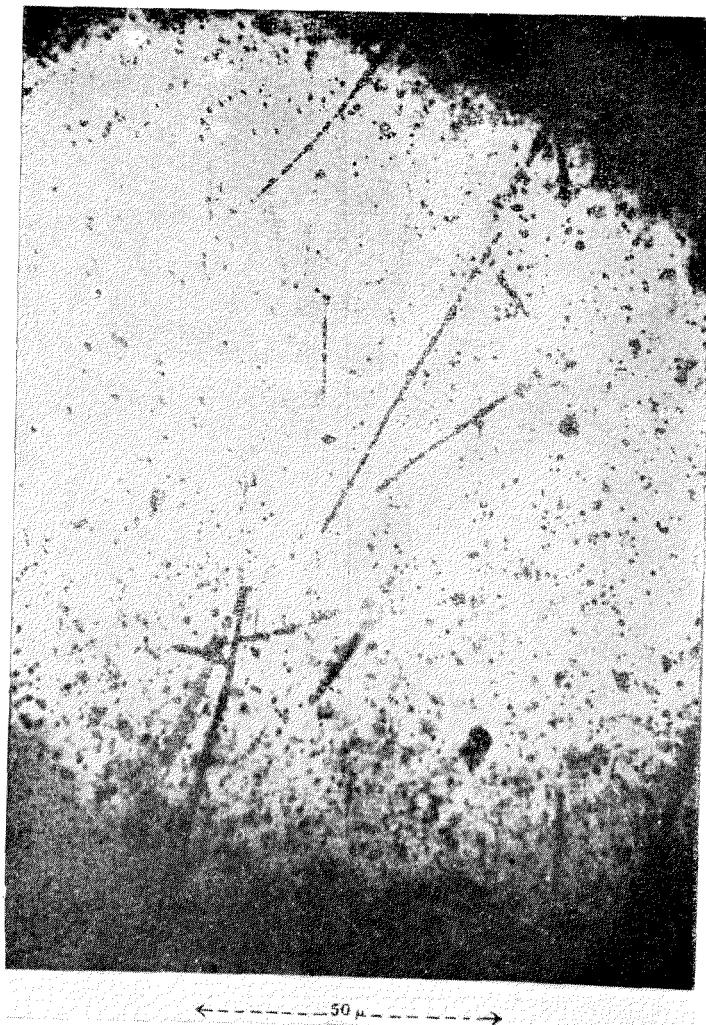
Следы, созданные прохождением медленных нейтронов через фотографическую эмульсию, содержащую борат лития, введённый в эмульсию при изготовлении последней. Следы получаются в результате двух реакций (9) и (10) (см. стр. 390), короткопробежные — от бора и два длиннопробежные — от лития. Отдельные составляющие каждого следа невозможно отличить. Оба ядра, образованные при каждом превращении, разлетаются в противоположные стороны, так как в ядерном масштабе начальный импульс нейтрона почти равен нулю. В отличие от заряженных частиц, которые оставляют собственный след эмульсии, только один из тысяч нейтронов вызывает расщепление и этим создаёт видимый след.

## ФОТОГРАФИЯ XXIV

**Расщепление лития медленными нейтронами**

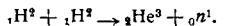
Эмульсия „заряжена“ солью лития. Взаимодействие медленных нейтронов с литием, приводящее к образованию двух ядер почти одинаковой массы, представляет собой в некотором роде прототип знаменитого процесса „деления“  $^{235}_{\text{U}}$ , происходящего под действием медленных нейтронов. Нейтроны получаются из радиево-бериллиевого источника.  $\alpha$ -частицы радия и продуктов его распада при столкновении с ядром берилля вызывают испускание нейтронов в соответствии с уравнением (7), (стр. 389). Радий испускает также  $\gamma$ -лучи, которые ответственны за фон зерен.

## ФОТОГРАФИЯ XXV



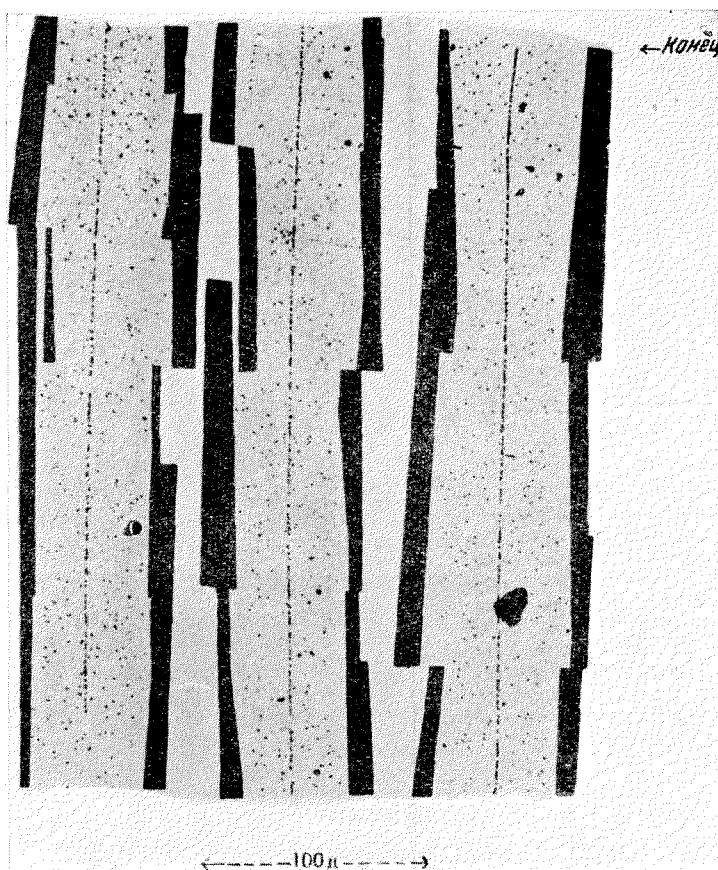
**Следы протонов, возникающих при столкновении быстрых нейтронов с ядрами водорода**

Протоны отдачи, образованные нейтронами с энергией в 2,8 MeV в реакции



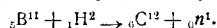
Нейтроны проходили через эмульсию параллельно её поверхности в направлении, указанном стрелкой. Только протоны, выброшенные в направлении движения нейтронов, имеют энергию, равную энергии падающих нейтронов. Из фотографии видно, что протоны, выброшенные под заметными углами, имеют меньшие пробеги.

## ФОТОГРАФИЯ XXVI



След протона отдачи

Мозаичка микрофотографий, показывающая протон отдачи, получившийся в результате столкновения с быстрым нейтроном. След протона начинается в нижнем левом углу и кончается в верхнем правом углу фотографии. Нейтроны были получены бомбардировкой бора дейтонами с энергией 900 KeV; они получаются в результате реакции

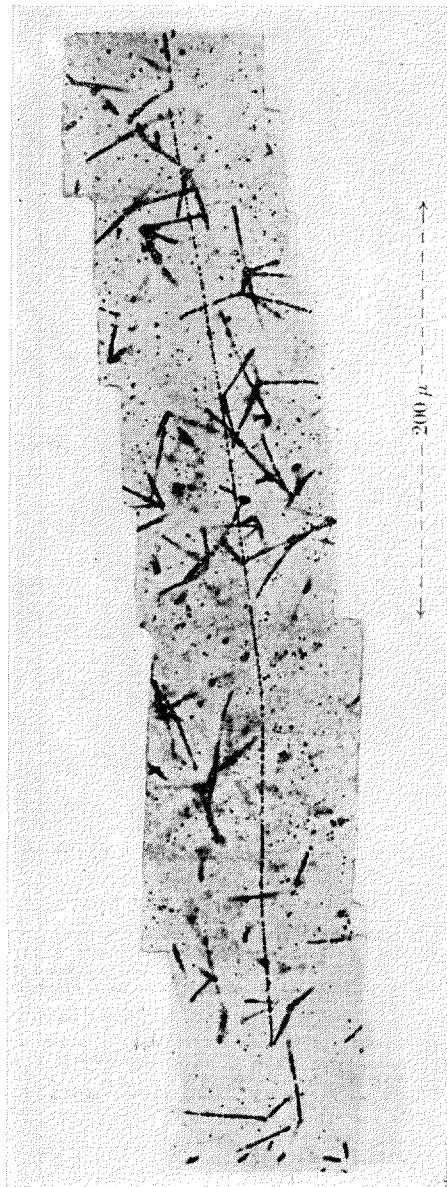


Именно эта ядерная реакция является особенно важной, так как позволяет создать однородные группы быстрых нейтронов известной энергии, что имеет значение для опытов по ядерной физике. В отличие от быстрых заряженных частиц мы не умеем генерировать быстрых нейтронов иначе, как в виде вторичных частиц, возникающих при ядерных превращениях.

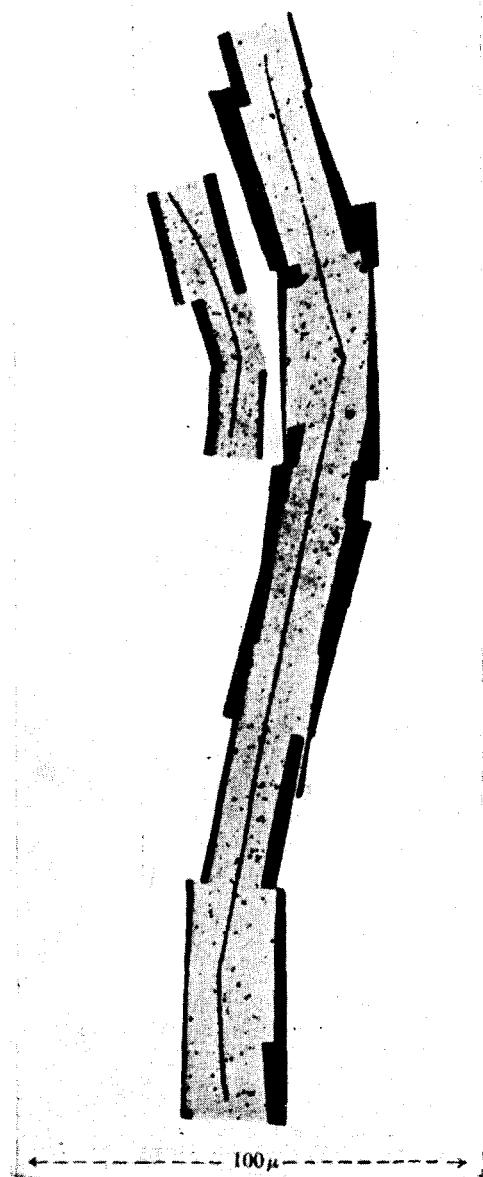
## ФОТОГРАФИЯ XXVII

**След протона и звёзды тория**

Длинный след, идущий сверху вниз, получается в результате столкновения нейтрона с энергией  $9 \text{ MeV}$  с протоном атома водорода эмulsionи. След проходит через большее число звёзд радиогория, и фотография показывает, что след протона на большей части своего пути более тонкий, чем следы  $\alpha$ -частиц. Возможность отличить следы частиц различной ионизующей способности по их плотности зёрен называют „анализирующей способностью“ эмульсии.

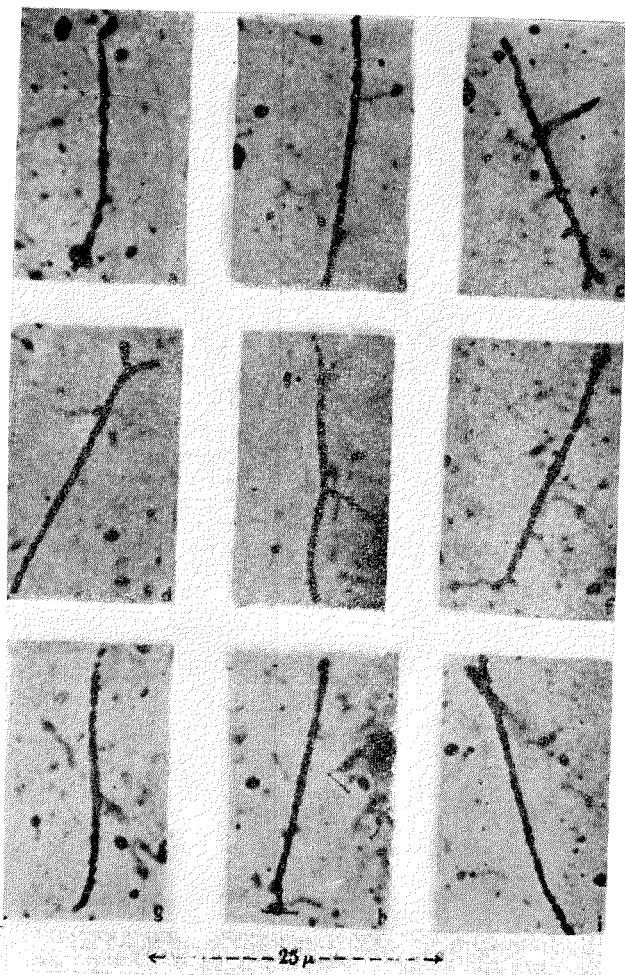


## ФОТОГРАФИЯ XXVIII

**Расщепление бора быстрыми нейтронами**

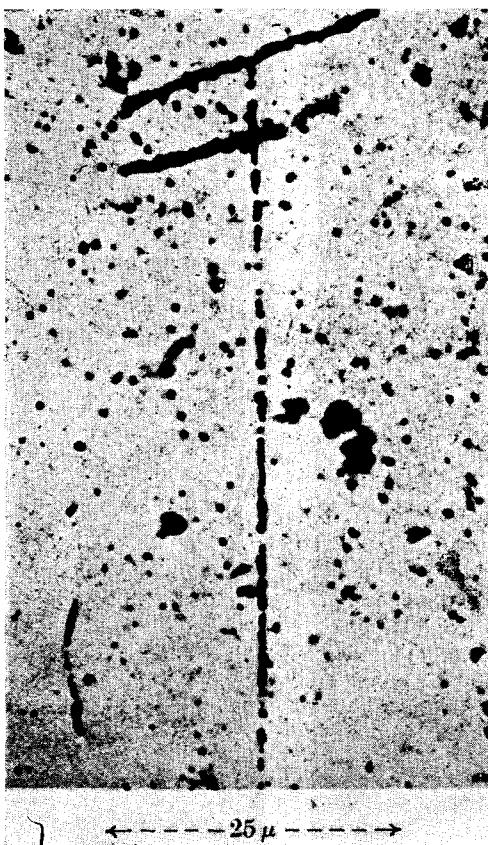
Два примера расщепления  $\text{B}^{10}$  на две  $\alpha$  частицы и тригоны. В обоих случаях тригоны двигаются снизу вверх. Расщепление с меньшей энергией было вызвано нейтроном с энергией 13 MeV от высоковольтной установки, а второе — изotronом космических лучей с энергией, оценённой в 35 MeV.

## ФОТОГРАФИЯ XXIX

Следы деления  $U^{235}$ 

Примеры следов, получающихся при делении  $U^{235}$ , вызванном медленными нейтронами. Уран вводился в пластинку путём купания её в растворе лимоннокислого урана. Вообще говоря, невозможно определить, в какой точке следа произошло деление, а следовательно, и определить пробеги отдельных осколков. Можно заметить, что в ряде случаев осколки деления столкнулись с ядром эмульсии, образовав разветвлённый след. В случае (a) два следа, получившиеся при таком столкновении, образуют прямой угол друг с другом. Это событие, вероятно, соответствует столкновению с ядром серебра, имеющим массовое число 109, так как часть из осколков деления обладает массовыми числами, близкими к этой величине.

## ФОТОГРАФИЯ XXX



Следы деления ядра на три части,  
из которых одна является  $\alpha$ -частицей

На этой фотографии показан пример редкого способа деления, впервые наблюденного в фотографических пластинках Д. Л. Лизсем. Ядро делится на три части. Длинный след более тонок, чем остальные два, и считается, что создан  $\alpha$ -частицей, хотя это обстоятельство еще не окончательно установлено. Второй след деления, проходящий под следом длиннопробежной частицы, не связан с первым случаем деления.

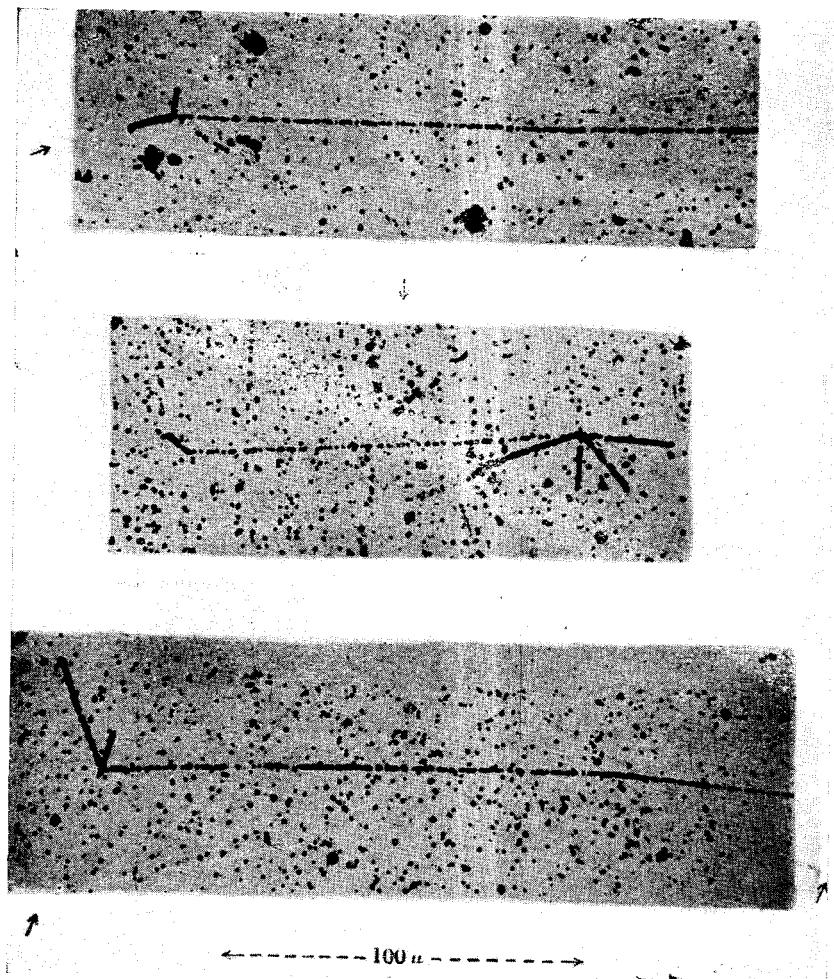
## ФОТОГРАФИЯ XXXI



## Следы частиц, имеющих большую энергию

Следы  $\alpha$ -частиц и дейтонов от 181 дюймового циклотрона; частицы входят в эмульсию почти параллельно её поверхности. Оба типа частиц имеют одинаковые скорости и хорошо заметно различие в их удельной ионизациии: следы  $\alpha$ -частиц наиболее заметны, следы же дейтонов очень тонкие. Начальная энергия была порядка 200 MeV для  $\alpha$ -частиц и 100 MeV для дейтонов. В поле зрения остановились две или три  $\alpha$ -частицы.

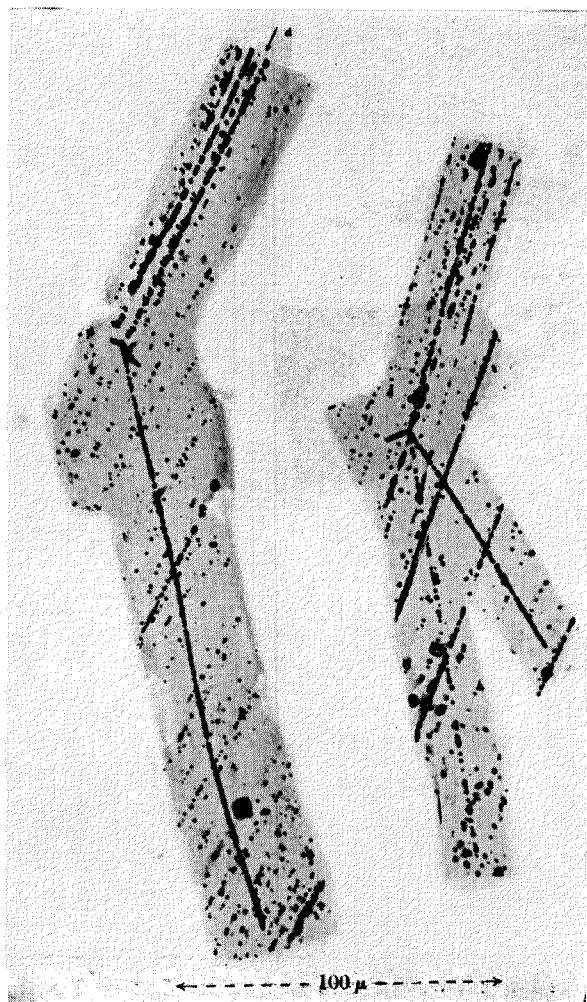
## ФОТОГРАФИЯ XXXI



**Расщепления, вызванные частицами большой энергии  
от синхро-циклотрона**

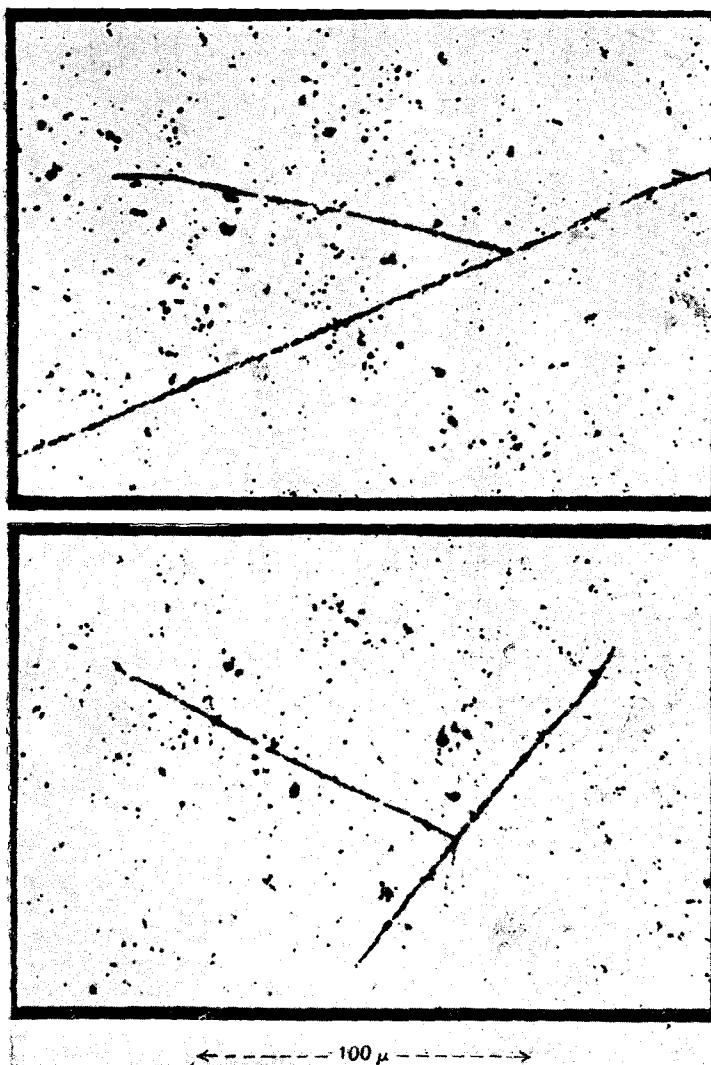
Три примера мозаик микрофотографий расщеплений, вызванных быстрыми дейтонами с энергией 160 MeV, полученными в 181 дюймовом циклотроне. Направление движения дейтонов указано стрелками; невозможно, однако, достоверно указать следы частиц, вызвавших расщепления.

## ФОТОГРАФИЯ XXXIII

**Расщепления, вызванные частицами большой энергии**

Расщепления, вызванные частицами от 184-дюймового циклотрона на фотографии справа; невозможно заметить след частицы, вызвавшей расщепление, но она, вероятно, была дей-  
тоном с энергией в 160 MeV. Видны следы и других частиц, вероятно  $\alpha$ -частиц с энергией в  
320 MeV. След первичной частицы на фотографии слева обозначен буквой *d* и может быть  
сделан хорошо видимым, если наклонить страницу так, чтобы зёरга следа находились на  
линии зреции.

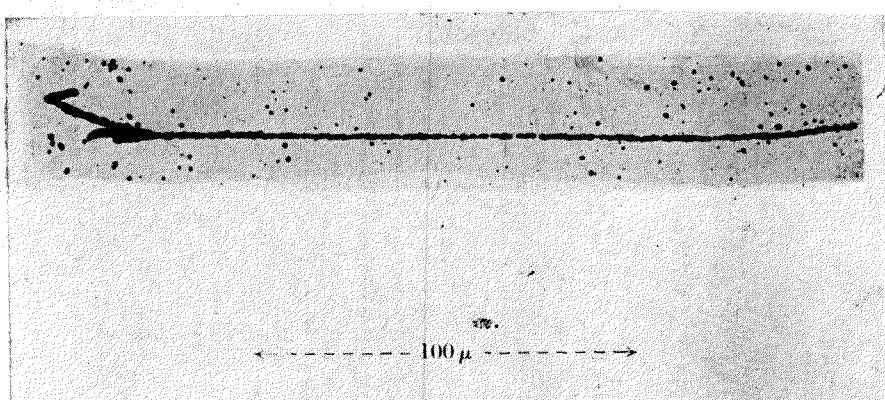
## ФОТОГРАФИЯ XXXIV



## Примеры фоторасщепления ядер

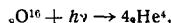
Расщепление, вызванное  $\gamma$ -излучением высокой энергии от 100 MeV бетатрона в Скенектеде.

## ФОТОГРАФИЯ XXXV



## Расщепление ядра кислорода

Расщепление  $O^{16}$  на четыре  $\alpha$ -частицы, вызванное космической радиацией. Невозможно с уверенностью утверждать, что расщепление было вызвано фотоном, но это является наиболее вероятным объяснением. Полная энергия всех четырёх  $\alpha$ -частиц, определённая по их пробегам, равна 26 MeV. Если считать, что расщепление описывается уравнением



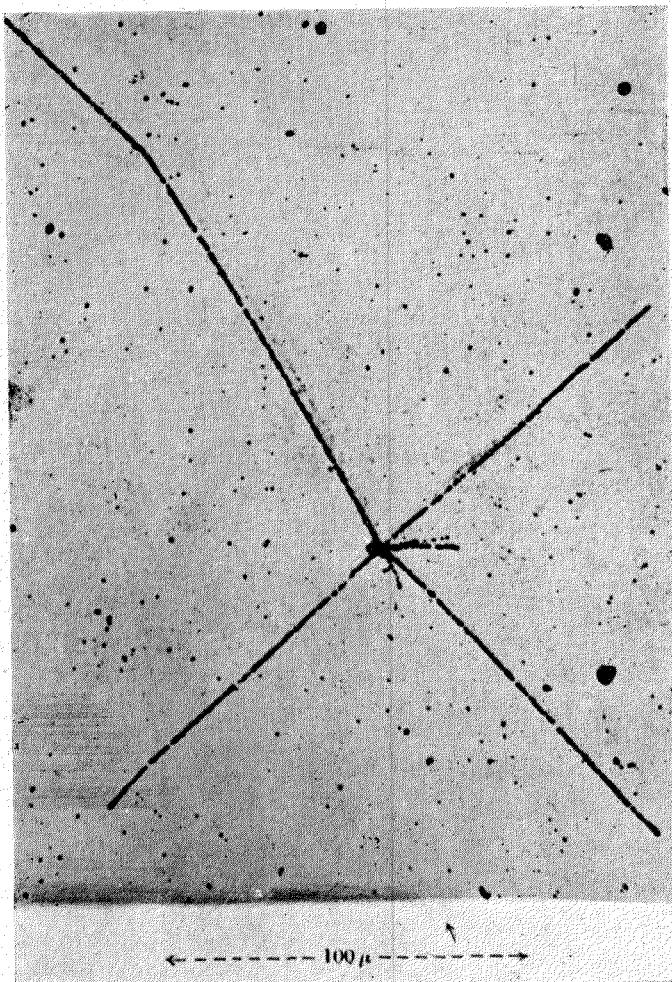
то энергия фотона должна была равняться 40 MeV. В пределах экспериментальных ошибок импульс такого, кванта равен векторной сумме импульсов четырёх  $\alpha$ -частиц. Результаты, однако, также могут быть согласованы с предположением, что расщепление было вызвано быстрым нейтроном, который не был захвачен и не изменил направления своего движения\*). В рассматриваемом случае энергия нейтрона должна была бы равняться 400 MeV, и более вероятно, что именно фоторасщепление имело место.

\*). Импульс фотона. При интерпретации рассматриваемого события необходимо было сравнивать энергию, выделяемую в реакции, с векторной суммой импульсов четырёх  $\alpha$ -частиц. Масса  $^{16}_8O$  равна 16,0000, а масса четырёх  $\alpha$ -частиц — 16,015410. Таким образом масса покоя при этом превращении увеличилась на 0,0544 единицы массы, что эквивалентно 14,4 MeV. Согласно измерениям пробегов  $\alpha$ -частиц сумма их кинетических энергий равняется 26 MeV и поэтому полная энергия, отданная падающей частицей, равняется 40,4 MeV.

Эту энергию можно сравнить с импульсом, отдающимся частицей, ответственной за расщепление. Импульс кванта с энергией  $h\nu$  равен  $h\nu/c$ , где  $c$  — скорость света. Положив  $h\nu=40,4$  MeV, находим, что в пределах ошибок измерений импульс фотона равен векторной сумме импульсов четырёх  $\alpha$ -частиц.

В случае фотонов малой энергии, как в случае видимого излучения, импульс отдельных фотонов очень мал и поэтому трудно измерить давление, которое он производит при падении на какую-либо поверхность, если использовать источник света обычной интенсивности.

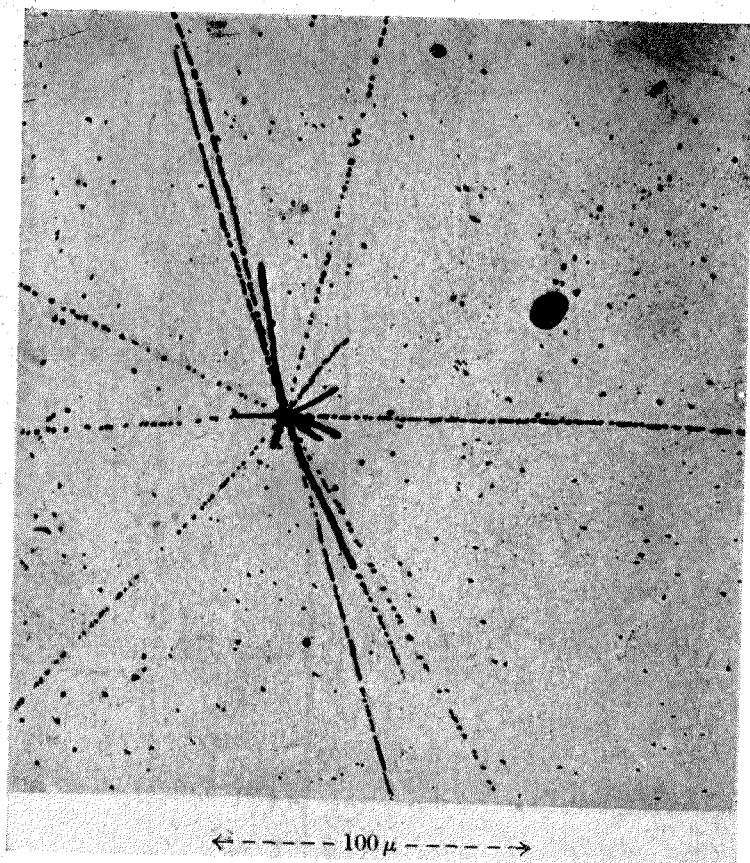
## ФОТОГРАФИЯ XXXVI

**Расщепление тяжёлого ядра**

Расщепление ядра, вероятно, серебра или брома, частицей космических лучей. Испускаются четыре  $\alpha$ -частицы с общей энергией в 64 MeV, две из  $\alpha$ -частиц испущены в противоположные стороны с почти равными энергиями.

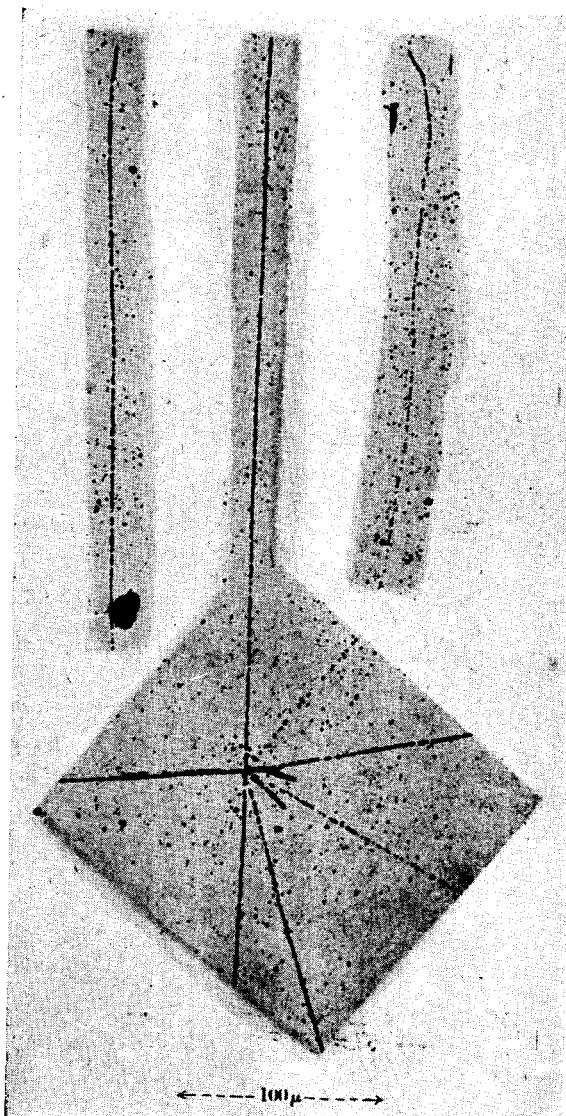
В настоящее время ещё невозможно определить природу первичной частицы, вызвавшей расщепление. Короткий след, выходящий из ядра в направлении стрелки, обладает очень малой плотностью зёрен. Ещё не установлено, какой частицей был образован этот след,

## ФОТОГРАФИЯ XXXVII

**„Взрывное расщепление ядра“**

Расщепление ядра, вероятно серебра, частицей космических лучей. Энергия частицы, вызвавшей расщепление, повидимому, была порядка 1000 MeV. Можно отличить следы семи протонов, пяти  $\alpha$ -частиц и некоторого числа более тяжелых ядерных осколков. Большинство частиц проходит из эмульсии в стекло или полностью выходит из пластики, вследствие чего не удалось точно определить их пробеги, а следовательно, и энергию.

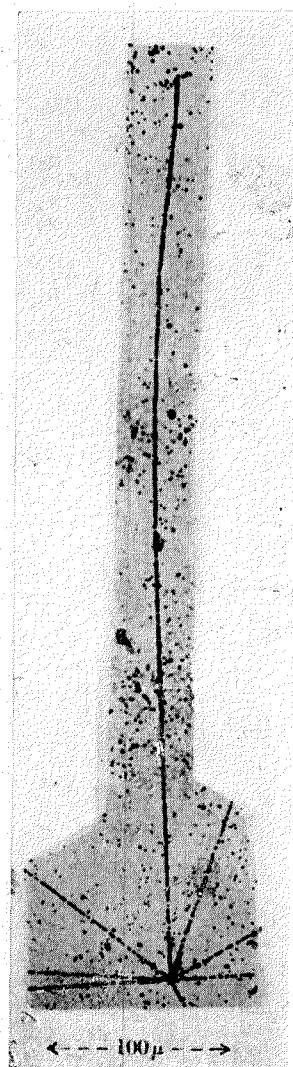
## ФОТОГРАФИЯ XXXVIII



## Следы частиц различных типов

Расщепление тяжелого ядра космическими лучами и следы мезона справа, наверху) и тритона (слева, наверху). Примечательна резкая разница в рассеянии, испытываемом мезоном и тяжелыми частицами, а также и более быстрое изменение плотности зерен следа мезона. Длинный след от звезды создан  $\alpha$ -частицей.

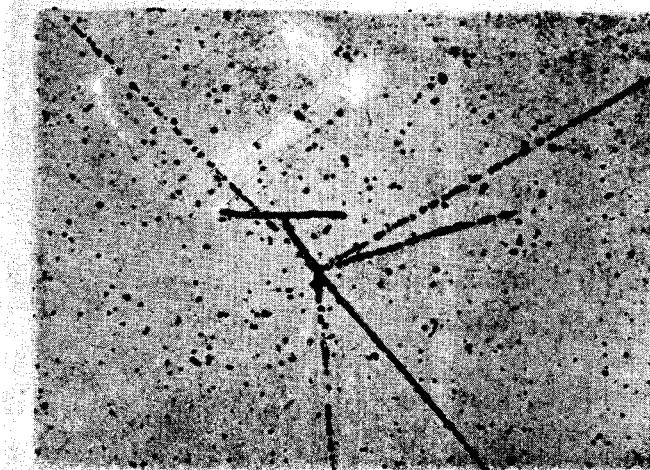
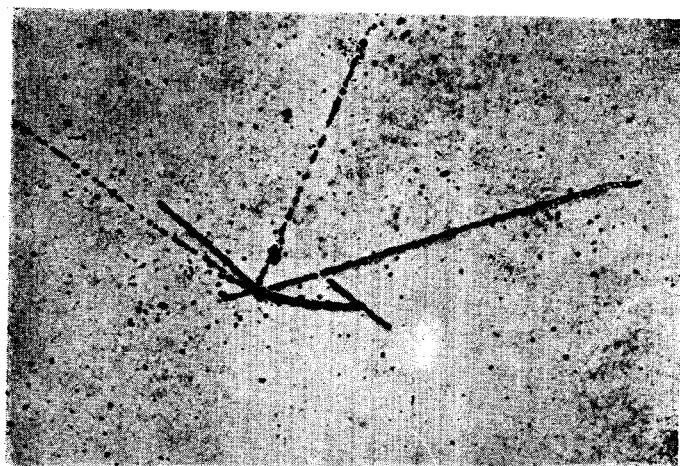
## ФОТОГРАФИЯ XXXIX



**Звезда, образованная космическими лучами**

Расщепление тяжелого ядра, при котором длиннопробежная  $\alpha$ -частица (с энергией в 32 MeV) остается в эмульсии. В воздухе при нормальных условиях  $\alpha$ -частица этой энергии имела бы пробег примерно в один метр.

## ФОТОГРАФИИ XL и XLI

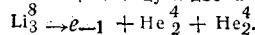


100 μ

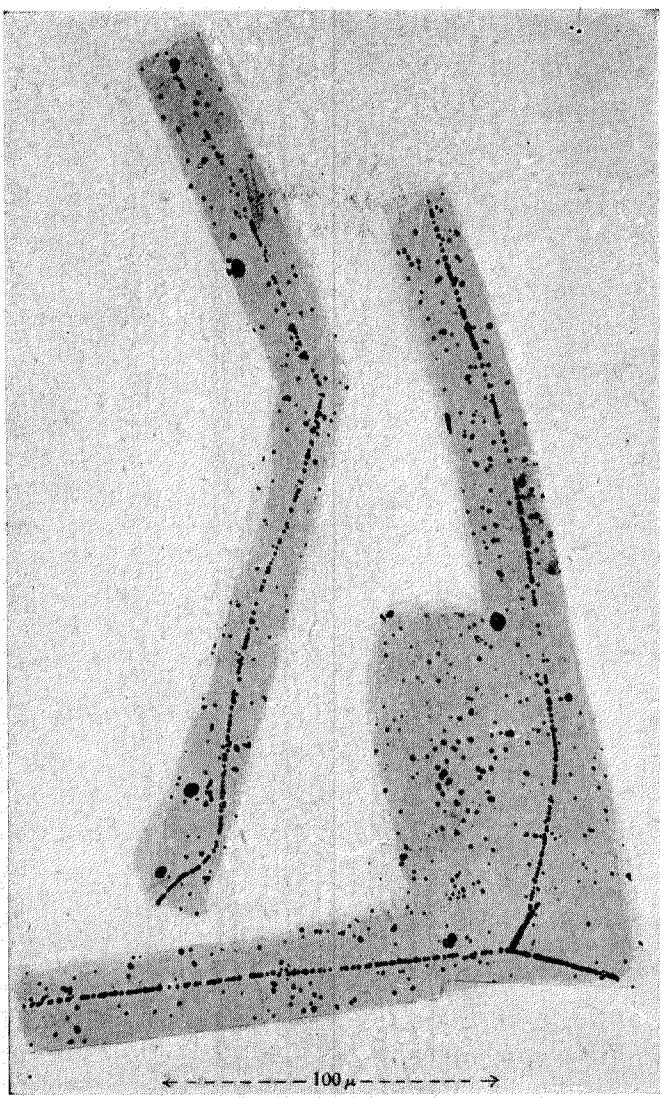
## „Молотообразные следы“

Два примера расщеплений, вызванных космическими лучами, в которых испускаются тяжёлые ядерные частицы. Эти последние, оставаясь, расходятся на две  $\alpha$ -частицы, которые разлетаются в противоположные стороны с равной скоростью.

Данные фотографий указывают, что обе тяжёлые частицы были ядрами  $^{7}\text{Li}$ . Известно, что последние испускают одновременно  $\beta$ -частицу и две  $\alpha$ -частицы в согласии с уравнением

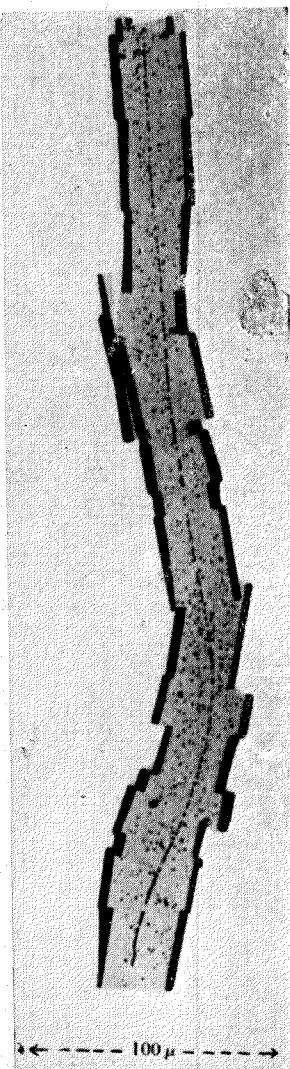


## ФОТОГРАФИЯ XLII

**Следы мезонов с частицами распада и без них**

Следы двух различных мезонов, идущих сверху вниз. Один из мезонов приводит к расщеплению ядра, при котором испускается две  $\alpha$ -частицы и протон. Можно сравнить следы этих мезонов со следами протонов, показанных на фотографиях VII — IX. Так как мезон справа проник в ядро, имея малую скорость, то, по-видимому, он был отрицательно заряжен, но это обстоятельство еще не окончательно установлено.

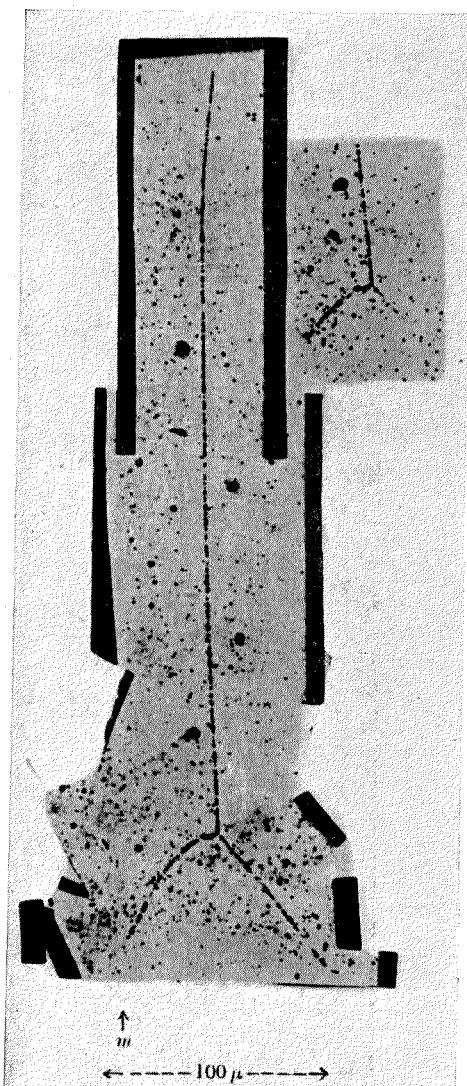
## ФОТОГРАФИЯ XLIII



## След мезона

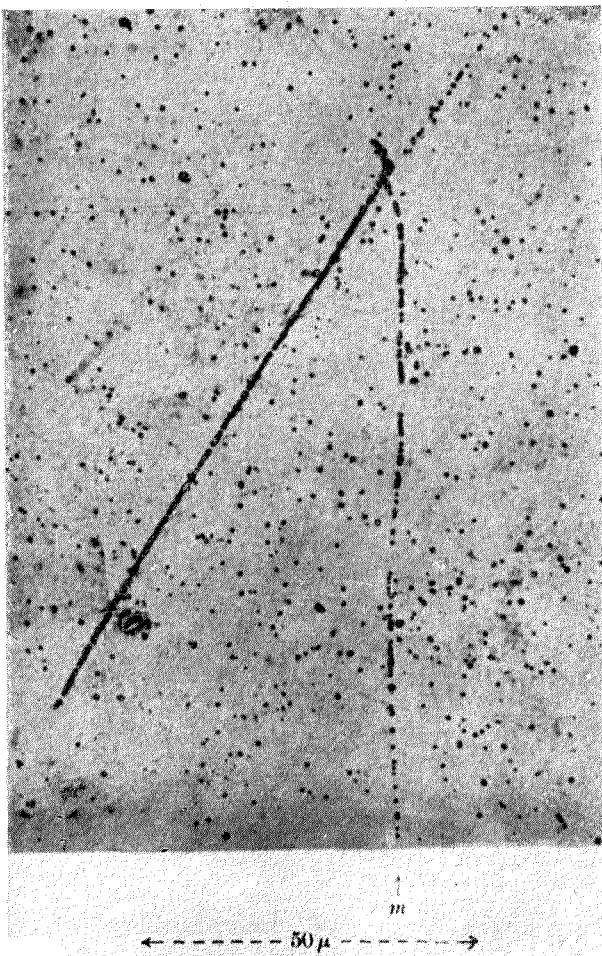
Мозаика микрофотографий следа мезона, вошедшего в эмульсию сверху и остановившегося в нижней части фотографии. Примечательны частые изменения и направления, которые в общем создают впечатление некоторой общей кривизны, а также и "тонкость" следа вдоль большей части траектории. Ясно видно увеличение ионизации у конца пробега.

## ФОТОГРАФИЯ XLIV

**Расщепление, вызванное мезоном**

Расщепление, вызванное мезоном, в котором испускаются две быстрые частицы, вероятно ядра водорода. След мезона отмечен буквой *m*. Меньшая фотография была получена при одной экспозиции и иллюстрирует необходимость построения мозаики, чтобы получить полное представление о рассматриваемом событии.

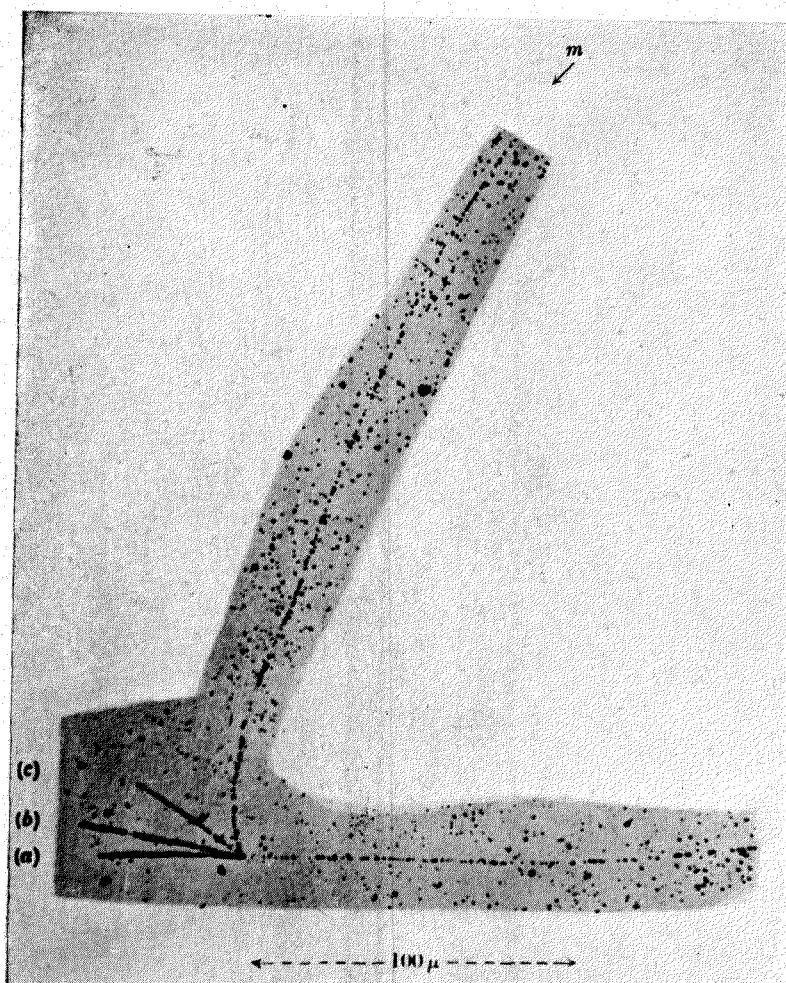
## ФОТОГРАФИЯ XLV



## Расщепление, вызванное мезоном

Мозаика микрофотографий расщепления, вызванного мезоном, в котором испускается протон и  $\alpha$ -частица. Два более коротких следа созданы  $\alpha$ -частицами или, возможно, более тяжелыми ядерными осколками. Во всех расщеплениях подобного типа, по всей вероятности, испускаются нейтроны, которые остаются незамеченными.

## ФОТОГРАФИЯ XLVI

**Расщепление, вызванное мезоном**

Расщепление, вызванное мезоном и приведшее к испусканию четырёх заряженных частиц. Частицы (a) и (b)— $\alpha$ -частицы, (c)—протон. Вероятно, что и (d)—протон с энергией в 15 MeV. Мы не можем указать точно, какого типа ядро было расщеплено мезоном, но согласно современным взглядам это было ядро серебра или брома.

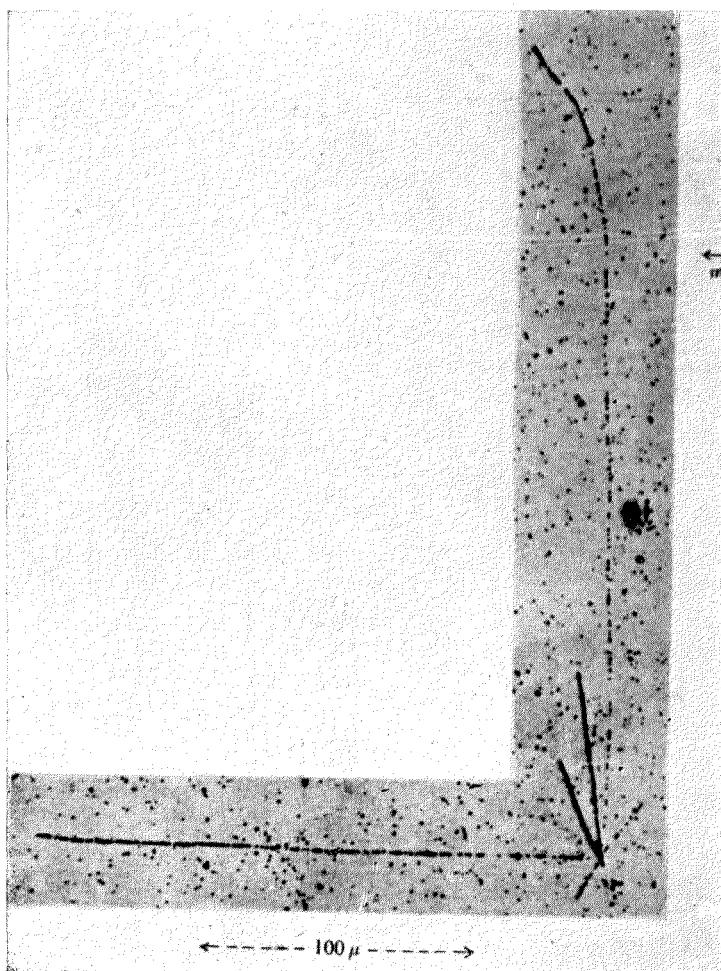
## ФОТОГРАФИЯ XLVII\*



## Расщепление, вызванное мезоном

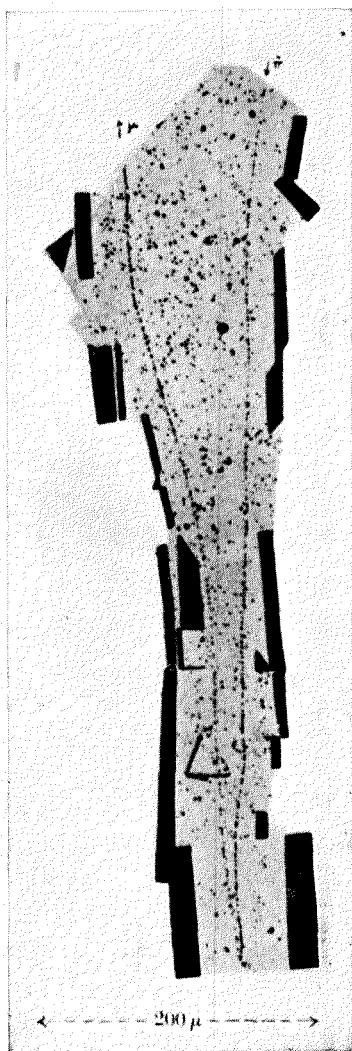
Расщепление, вызванное мезоном, при котором испускаются две быстрые частицы и короткокоробежная сильно ионизующая частица. В этом случае также отчетливо заметно увеличение ионизации мезона около конца следа.

## ФОТОГРАФИЯ XLVIII

**Выбрасывание медленного мезона из распадающегося ядра**

Рассеяние на малые углы в следе  $m$  и быстрое увеличение плотности зёрен около его конца позволяют с полной определённостью идентифицировать мезон.

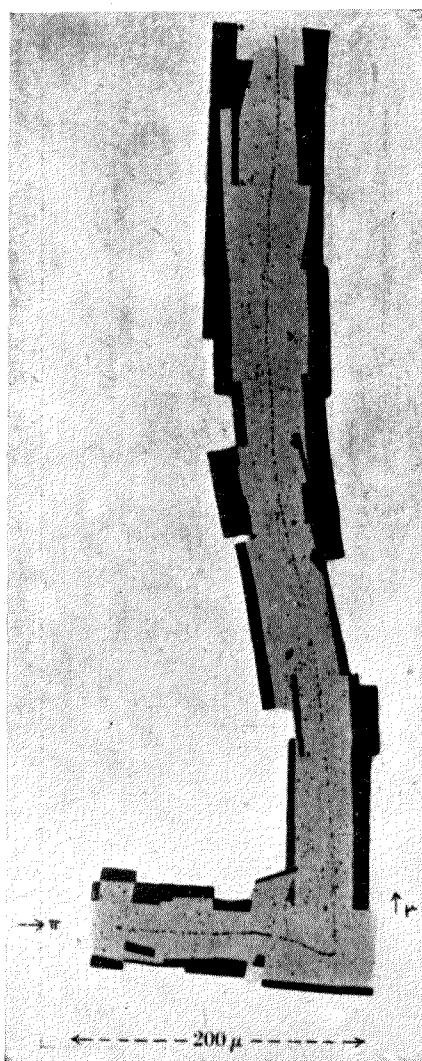
## ФОТОГРАФИЯ XLIX



## Первичные и вторичные мезоны

След  $\pi$  показывает, что частица двигалась сверху вниз и остановилась в нижней части фотографии. При этом она образовала вторую частицу  $\mu$ , которая двигалась снизу вверх. Этот второй мезон вышел из эмульсии и поэтому невозможно точно измерить его пробег, но имеющиеся данные указывают на то, что он потерял большую часть своей кинетической энергии до выхода из эмульсии. Маленькая звезда от радиатория иллюстрирует малую ионизацию в следах мезона по сравнению с ионизацией от  $\alpha$ -частицы.

## ФОТОГРАФИЯ L



## Первичный и вторичный мезоны

Следы первичного мезона  $\pi$  и вторичной, более лёгкой частицы  $\mu$ . След первичной частицы слишком короткий, чтобы можно было точно определить массу путём счёта числа зёрен. След вторичного мезона оканчивается в эмульсии, и, судя по плотности зёрен, начальная энергия частицы была порядка 4 MeV.