

Исходя из плотности зёрен в треках лёгких частиц, можно допустить две возможности: либо эти частицы являются α -частицами, либо — ядрами с несколько большей массой. Но, как утверждают авторы, можно полностью отвергнуть предположение о том, что «третьи» частицы есть ядра отдачи, выбитые продуктами деления ядер урана при прохождении через эмульсию. Если принять такое предположение, нельзя согласовать наблюдавшиеся направления вылета частиц с законом сохранения импульса.

На снимках с тремя частицами промерялся пробег лёгких частиц и угол между треками лёгких частиц и тяжёлых. Оказалось, что пробеги лёгких частиц лежат в весьма широком интервале от 1,7 μ (эквивалентных 2,8 мм воздуха) до более чем 250 μ (45 см воздуха). Больше всего, однако, было найдено короткопробежных частиц (с пробегом до 20 μ). Второй, значительно более низкий максимум на кривой распределения частиц по пробегам наблюдается при 150 μ . Относительно малый вес длиннопробежных частиц характеризуется следующей цифрой: один акт деления с вылетом третьей частицы, имеющей пробег больше 5 μ , приходится на 340 ± 30 актов деления (тогда как для лёгких частиц всех пробегов один акт «тройного» деления приходится на 80 ± 4 актов деления). При изучении углового распределения не было обнаружено заметной разницы между короткопробежными и длиннопробежными лёгкими частицами. И те и другие испускаются преимущественно в направлении, перпендикулярном к трекам тяжёлых осколков.

Если предположить, что третья частица испускается одновременно с двумя тяжёлыми, то её трек определяет точку, в которой произошло деление. Это позволяет, в случае «тройного» деления, достаточно точно найти пробеги тяжёлых продуктов деления. Построенная авторами кривая распределения тяжёлых осколков по пробегам для тех случаев, когда лёгкие частицы длиннопробежные, имеет два резких максимума. Первый максимум соответствует приблизительно пробегам в 10 μ , второй — пробегам в 13 μ . Наличие двух таких пиков на кривой распределения свидетельствует о том, что в тех актах деления, которые сопровождаются испусканием третьей частицы большой энергии, тяжёлые осколки обладают большей частью разными массами.

В заключение авторы сообщают, что во всех обработанных ими 25 000 снимках не было зарегистрировано ни одного акта деления с вылетом более чем трёх частиц.

Б. Т. Гейликман

ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОВ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ ФИЛЬТРАЦИЕЙ ЧЕРЕЗ ГРАФИТ*)

В теоретических работах по рассеянию нейтронов (Вик, Померанчук и др.) давно указывалось, что кристаллические вещества должны быть почти прозрачны для нейтронов с энергией порядка 10° К . Действительно, рассмотрим упругое (для простоты) рассеяние в идеальном кристалле. Угол отклонения нейтронного пучка θ должен удовлетворять условию Брэгга-Вульфа (где d — расстояние между двумя слоями ядер, а λ — длина волны де-Бройля для нейтронов):

$$2d \sin \frac{\theta}{2} = \lambda.$$

Во всех остальных направлениях рассеяние невозможно, так как волны, рассеянные отдельными ядрами, взаимно уничтожаются из-за интерференции. Очевидно, что если $\lambda > 2d_{\max}$ (удвоенного расстояния между максимальне удалёнными слоями), то рассеяние вообще невозможно. Так, в идеальном

*) Anderson, Fermi, Marshall, Phys. Rev. 70, 11 и 12, 1946.

кристалле графита не могут рассеиваться нейтроны с $\lambda > 6,63 \text{ \AA}$, что соответствует 20° К . Ферми с сотрудниками удалось не только доказать существование этого эффекта, но и применить его для получения пучка медленных нейтронов.

Первоначально эффект был найден и истолкован в вышеуказанном смысле при опытах со случайными несовершенными геометрическими условиями. На вершине небольшого «котла» (установка, в которой идёт управляемая цепная реакция деления U_{235}) помещалась графитовая колонна и в различных её точках измерялась средняя энергия нейтронов. Оказалось, что на вершине колонны она меньше теоретического значения (грубо говоря, средней тепловой энергии).

Для наблюдения эффекта в чистом виде была осуществлена установка, состоявшая из кадмиевой трубки, выделявшей из числа тепловых нейтронов, блуждающих в графитовой колонне, направленный пучок (как известно, кадмий обладает большим сечением поглощения нейтронов, которое в сотни раз больше сечения рассеяния). Внутренность кадмиевой трубки заполнена графитом. Нейтроны с длиной волны меньше $2d_{\max}$ (относительно быстрые) рассеиваются в графите и поглощаются кадмиевой трубкой. Длина трубки была взята 23 см. Более медленные нейтроны беспрепятственно проходят через графит. На их пути в конце трубки можно помещать различные образцы и с помощью пропорционального счётчика изучать ослабление нейтронного пучка благодаря рассеянию в образце.

Один из образцов был предварительно програвирован, т. е. в нём было изучено ослабление пучка монохроматических нейтронов различных энергий. Такие нейтроны были получены с помощью механического селектора с вращающимися секторами. Сравнение коэффициентов поглощения дало величину эффективной энергии 18° К , что соответствует скорости нейтронов 533 м/сек и $\lambda = 7,15 \text{ \AA}$, в прекрасном согласии с теоретической величиной. Описан ряд эффектных опытов, которые, надо думать, не исчерпывают возможностей данной методики. Рассчитанное на 1 атом сечение рассеяния для кристаллической серы оказалось равно $2,89 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Та же величина для аморфной серы $7,06 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Разница объясняется тем, что аморфная сера обладает неоднородностями порядка длины волны де-Бройля и является «мутной» для нейтронов. На другой день после приготовления тот же образец показал уменьшение сечения до $3,31 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, так как он частично перешёл в кристаллическое состояние.

Нагревание кристаллов тоже увеличивает «мутность». Так, нагревание графита с 20° С до 370° С приводит к увеличению сечения более чем в 2,5 раза.

При рассеянии нейтронов малой энергии в воде протоны водорода не могут испытывать отдачу, так как они «закреплены» силами химической связи (находятся в потенциальной яме, созданной электронным облаком). Распределение импульсов нейтрона после столкновения с таким закреплённым протоном изображается сферой с центром в начале координат. Распределение импульсов нейтрона при рассеянии на свободном протоне тоже изображается сферой, но имеющей вдвое меньший радиус. Эта сфера касается первой изнутри. Можно показать, что дифференциальное сечение на единицу площади сфер одинаково в обоих случаях (например, рассматривая окрестность точек касания). Так как поверхность первой сферы больше в 4 раза, то и сечение рассеяния нейтронов малой энергии больше сечения рассеяния нейтронов с энергией в несколько вольт в 4 раза. Это отношение, действительно, с большой точностью подтвердилось на опыте с вышеописанной установкой.

А. Д. Сахаров