пробега по отношению к рассеянию), то для ультрахолодных нейтронов *, диффундирующих в трубе диаметром несколько сантиметров, дрейфовая скорость может составлять несколько сантиметров в секунду. Если учесть время жизни ультрахолодных нейтронов, то для них величина $\overline{x}$ и поправка к $\overline{x^2}$ будут значительными.

* Влияние поля тяжести на ультрахолодные нейтроны впервые изучено Ф. Л. Шапиро с сотрудниками (см. Препринт ОИЯИ, Р3-5392, 1970).

Авторы выражают глубокую признательность Ф. Л. Шапиро и Е. П. Шабалину за ценные замечания.

Поступило в Редакцию 3/VIII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Мегреблиан, Д. Холмс. Теория реакторов. М., Госатомиздат, 1962.
2. P. Bucci. Atomkernenergie, H. 11/12, 435 (1966).
3. А. А. Кострица, Е. И. Неймотин. «Изв. АН КазССР. Серия физ-мат.», № 2, 39 (1969).

Получение спонтанно делящихся изомеров урана, плутония и америция в реакциях с нейтронами

Ю. П. ГАНГРСКИЙ, Т. НАДЬ, И. ВИННАИ *, И. КОВАЧ *

УДК 539.173.7

В настоящее время известно уже более 20 спонтанно делящихся изомеров ядер от урана до берклия. Большинство из этих изомеров имеет времена жизни в пределах наносекунд, поэтому для их исследования можно применять методику времени пролета [1]. В настоящей работе эта методика использовалась для изучения спонтанно делящихся изомеров, которые образуются в реакциях с быстрыми нейтронами. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Пучок нейтронов падал на мишень, окруженную кольцевым диэлектрическим детектором из слюды-мусковита. Диаметр мишени составлял 1 *см*, внешний диаметр детектора 6 *см*. Взаимное расположение мишени и слюды было таким, что осколки мгновенного деления не могли попасть на слюду. Осколки регистрировались только в том случае, если ядра отдачи испытывали спонтанное деление на расстоянии более 1 *мм* от мишени. По величине угла и координате трека, оставляемого в слюде осколком, можно определить расстояние, которое пролетело ядро отдачи до распада. Поскольку скорость ядра отдачи известна (она рассчитывается из кинематики реакции), то на основании расстояния можно оценить время жизни делящегося ядра.

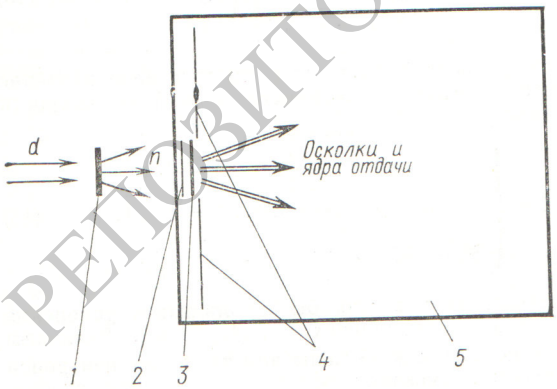

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.
1 — мишень *T* или Be; *2* — алюминиевая фольга; *3* — мишень из тория, урана, плутония или америция; *4* — кольцевой детектор (слюда); *5* — вакуумная камера.

Такая методика позволяет избавиться от фона осколков, вызываемого спонтанным делением вещества мишени или тепловыми нейтронами после выключения пучка бомбардирующих частиц. Поэтому в качестве мишеней можно использовать изотопы с малым периодом спонтанного деления (четные изотопы плутония и кюрия) или с большим сечением деления тепловыми нейтронами (нечетные изотопы урана и плутония). В то же время использование нейтронов для получения спонтанно делящихся изомеров предъявляет особые требования к чистоте поверхности мишени, так как импульс ядра отдачи мал и всякие загрязнения поверхности существенно уменьшают выход реакции. Кроме того, для регистрации осколков необходимо применять диэлектрические детекторы с низким содержанием урана и тория, так как эти детекторы облучаются практически тем же потоком нейтронов, что и мишень.

Для получения спонтанно делящихся изомеров использовались нейтроны из реакций $H^3 + d$ (энергия дейтонов составляла 200 *кэв*) и $Be^9 + d$ (при энергии дейтонов 3 *Мэв* и толстой мишени из бериллия). Источниками нейтронов служили нейтронный генератор НГ-200 и электростатический генератор ЭГ-5 Центрального института физических исследований (Будапешт). На рис. 2 представлен спектр нейтронов, полученных в реакции $Be^9 + d$. Этот спектр был рассчитан из геометрии опыта и известных сечений и угловых распределений нейтронов [2]. Нейтроны такого спектра вызывают главным образом реакцию (n, n') [сечение реакции (n, γ) значительно меньше]. В случае нейтронов из реакции $H^3 + d$ (спектр нейтронов представляет сравнительно узкую линию с энергией 14,7 *Мэв*) в основном имеет место реакция $(n, 2n)$. Поток нейтронов определялся по активации алюминиевой фольги, имеющей те же размеры, что и облучаемая нейтронами мишень. Толщина используемой в опытах мишени была, как правило, больше пробега ядер отдачи. Поэтому толщина слоя вещества, из которого выбивались ядра отдачи, рассчитывалась на основании известной теории прохождения тяжелых заряженных частиц через

* Авторы И. Виннаи и И. Ковач — сотрудники Центрального института физических исследований (Будапешт).

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Сечения образования спонтанно делящихся изомеров

Реакция	$\sigma_i \times 10^{-28}$, см²	$\sigma_g \times 10^{-24}$, см²	$\frac{\sigma_i}{\sigma_g} \times 10^{-4}$
$Th^{232}(n, 2n)Th^{231}$	$\leqslant 0{,}09$	$1{,}56 \pm 0{,}16$	$\leqslant 0{,}06$
$U^{235}(n, 2n)U^{234}$	$\leqslant 0{,}09$	$0{,}65 \pm 0{,}28$	$\leqslant 0{,}15$
$U^{238}(n, n')U^{238}$	$1{,}4 \pm 0{,}5$	$0{,}80 \pm 0{,}30$	1,8
$U^{238}(n, 2n)U^{237}$	$\leqslant 0{,}13$	0,78	$\leqslant 0{,}17$
$Pu^{239}(n, 2n)Pu^{238}$	$\leqslant 0{,}06$	0,20	$\leqslant 0{,}3$
$Pu^{242}(n, n')Pu^{242}$	$0{,}9 \pm 0{,}3$	0,94	0,95
$Am^{243}(n, n')Am^{243}$	$0{,}2 \pm 0{,}1$	0,74	0,27
$Am^{243}(n, 2n)Am^{242}$	$0{,}6 \pm 0{,}3$	0,36	1,6

вещество [3]. При энергии нейтронов 14 *Мэв* толщина этого слоя составляла 10 *мкг/см²*. Правильность этих расчетов была проверена при измерении выхода ядер отдачи в реакциях $Cu^{65}(n, 2n)Cu^{64}$ и $Ta^{181}(n, 2n)Ta^{180m}$; измеренный выход в пределах ошибок (20%) совпадал с расчетным.

На основании полученного экспериментально числа треков в слюде и потока нейтронов, прошедших через мишени, а также вычисленного эффективного слоя вещества мишени определялось сечение реакции образования ядра в изомерном состоянии. При этом учитывались эффективность регистрации осколков, которая зависела от периода полураспада образующегося в реакции изомера. Эта эффективность имела максимальное значение (40%) для периодов полураспада 100 *нсек* и падала до значений $< 5\%$ для периодов полураспада < 5 *нсек* и > 1 *мксек*, так как в этом случае ядра отдачи либо распадались уже у поверхности мишени, либо улетали далеко от детектора. Поэтому при исследовании долгоживущих изомеров для повышения выхода осколков в 1 *см* от мишени помещался сборник ядер отдачи.

Были измерены сечения σ_i, определены верхние границы для пяти реакций $(n, 2n)$ и трех реакций (n, n'), приводящих к спонтанно делящимся изомерам. В последнем случае найдены средние сечения для интервала энергий нейтронов от порога реакции (~3 *Мэв*) до 7,6 *Мэв*. Полученные результаты представлены в таблице. Из таблицы видно, что сечения образования спонтанно делящихся изомеров в реакциях (n, n') и $(n, 2n)$ одного порядка. Не обнаружены изомеры U^{234} ($T_{1/2} = 34$ *нсек*), полученного в реакции (n, γ) [4], и Pu^{238} ($T_{1/2} = 6{,}5$ *нсек*), полученного в реакции $(\alpha, 2n)$ [5]. В таблице даны также сечения реакций $(n, 2n)$ и (n, n'), приводящих к основным состояниям σ_g, и изомерные отношения σ_i/σ_g. Для таких ядер, как Th^{232}, U^{235}, U^{238}, значения σ_g известны, а для остальных они были рассчитаны на основании статистической модели ядра с учетом конкуренции между испарением нейтронов и делением [6]. В случае реакций (n, n') рассчитывались средние сечения в интервале энергий 0—7,6 *Мэв* с учетом спектра нейтронов (см. рис. 2). При этом предполагалось, что реакции (n, n') протекают только через составное ядро. Из таблицы следует, что изомерные отношения оказываются равными $\sim 10^{-4}$, что близко к значениям, полученным для изомера Am^{242}, в реакциях с заряженными частицами и нейтронами [7].

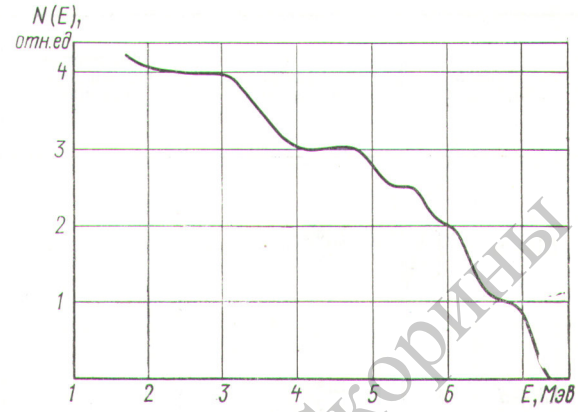

Рис. 2. Расчетный спектр нейтронов при облучении толстой бериллиевой мишени дейтонами с энергией 3,0 *Мэв*:

В заключение авторы выражают благодарность Г. Н. Флёрову за постоянное внимание к работе, а также И. Верешу за помощь при облучении мишеней.

Поступило в Редакцию 16/II 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Гангрский и др. «Письма ЖЭТФ», IV, 429 (1966).
2. R. Siemssen et al. Nucl. Phys., 69, 209 (1965).
3. J. Linhard et al. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 33, N. 14 (1963).
4. A. Elwyn, A. Ferguson. Nucl. Phys., A148, 337, (1970).
5. S. Burnett et al. Phys. Letters, 31B, 523 (1970).
6. R. Vandenbosch et al. Phys. Rev., 111, 1358 (1958).
7. Г. Н. Флёров и др. «Ядерная физика», 6, 17 (1967).

Выходы Be^7 при облучении лития и бора протонами и дейтонами и бериллия — протонами, дейтонами и α-частицами

Ш. П. ДМИТРИЕВ, Н. Н. КРАСНОВ, Г. А. МОЛИН, М. В. ПАНАРИН

УДК 621.039.573

Изотоп Be^7 ($T_{1/2} = 53$ дня) распадается путем электронного захвата и является монохроматическим γ-излучателем с $E_\gamma = 478$ *кэв*. Он находит широкое применение в различных областях научных исследований. Опубликованные данные по выходам Be^7 [1—9] противоречивы и неполны (см. таблицу).

В настоящей работе исследованы зависимости выхода Be^7 от энергии бомбардирующих частиц при

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины