

В. Л. Шашкину за замечания, высказанные при чтении рукописи, Т. В. Тузовой и К. И. Меркуловой за помощь при проведении экспериментов.

Поступила в Редакцию 5/V 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Е. Старик. Ядерная геохронология. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1961.
2. В. В. Чердынцев и др. Труды III сессии Комиссии по определению абсолютного возраста геологических формаций. М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 175.
3. Н. Г. Сыромятников. Миграция изотопов урана, радия и тория и интерпретация радиоактивных аномалий. Алма-Ата, Изд-во АН КазССР, 1961.
4. L. Szillard, H. Chalmers. Nature, 134, 462 (1934).

5. Р. В е р м а н. Amer. Mineralogist, **42**, 705 (1957).
6. Г. А. Сидоренко. В сб. «Рентгенография минерального сырья». Вып. 1. М., Госгеолтехиздат, 1962, стр. 108.
7. П. И. Чалов, К. И. Меркулова. «Докл. АН СССР», **167**, 669 (1966).
8. С. Т. Конобеевский. Действие облучения на материалы. М., Атомиздат, 1967.
9. Д. Ж. Дипс, Д. Ж. Виньярд. Радиационные эффекты в твердых телах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
10. А. И. Захаров. «Усп. физ. наук», **LVII**, 525 (1955).
11. Д. Ж. Слэтер. Там же, **XLVII**, 51 (1952).
12. Д. Ж. В. Глен. Там же, **LX**, 445 (1956).
13. Г. Н. Кинчин, Р. С. Пиз. Там же, **LX**, 590 (1956).
14. J. Brinkman. J. Appl. Phys., **25**, 961 (1954).
15. Г. А. Сидоренко. «Геохимия», № 1, 22 (1958).

Выход легких ядер, образующихся при делении U^{235} тепловыми нейтронами

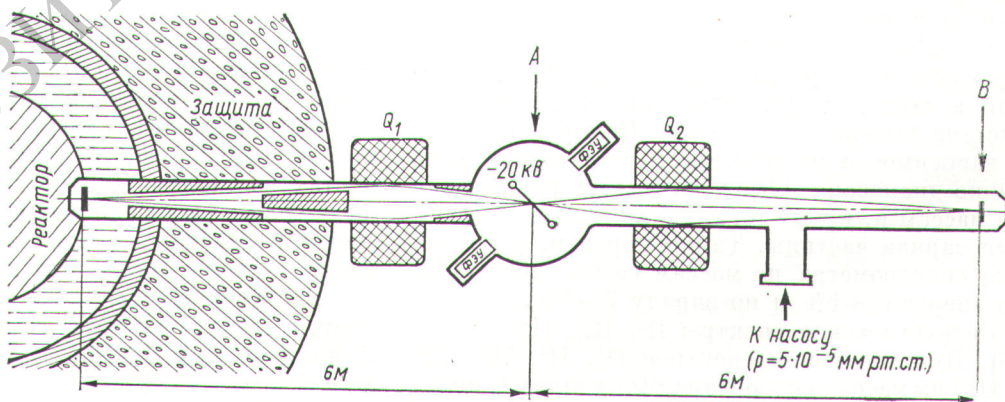
А. А. ВОРОБЬЕВ, В. Т. ГРАЧЕВ, А. П. КОМАР, И. А. КОНДУРОВ,
А. М. НИКИТИН, Д. М. СЕЛИВЕРСТОВ

УДК 621.039.512.23

В последнее время было показано, что в процессе деления ядер могут образовываться не только α -частицы, но и другие легкие ядра [1—3], поэтому исследование этого процесса представляет интерес с точки зрения возможности получения новых нейтронно-избыточных легких ядер [4, 5]. С другой стороны, измерение спектра масс и энергетических распределений легких ядер, образующихся при делении, дает информацию о самом процессе деления.

В данной работе для определения массы, заряда и энергии частиц используется магнито-пролетный спектрометр. Принцип действия спектрометра основан на одновременном измерении трех параметров регистрируемой частицы:

энергии, времени пролета фиксированного расстояния и величины $H\rho$. Схема спектрометра представлена на рис. 1. Мишень помещена в радиальном канале реактора вблизи активной зоны, где плотность нейтронного потока составляет $\sim 10^{13}$ нейтр/см²·сек. Мишень покрыта алюминиевой фольгой, улавливающей осколки. Длиннопробежные частицы фокусируются двумя квадрупольными линзами Q_1 в плоскости A , где помещен индикатор нуля времени пролета (t_0 — индикатор), представляющий собой тонкую алюминиевую пленку (0,5 мк), из которой при прохождении заряженной частицы выбиваются электроны вторичной эмиссии. Эти электроны ускоряются до энергии



Р и с. 1. Схема спектрометра.

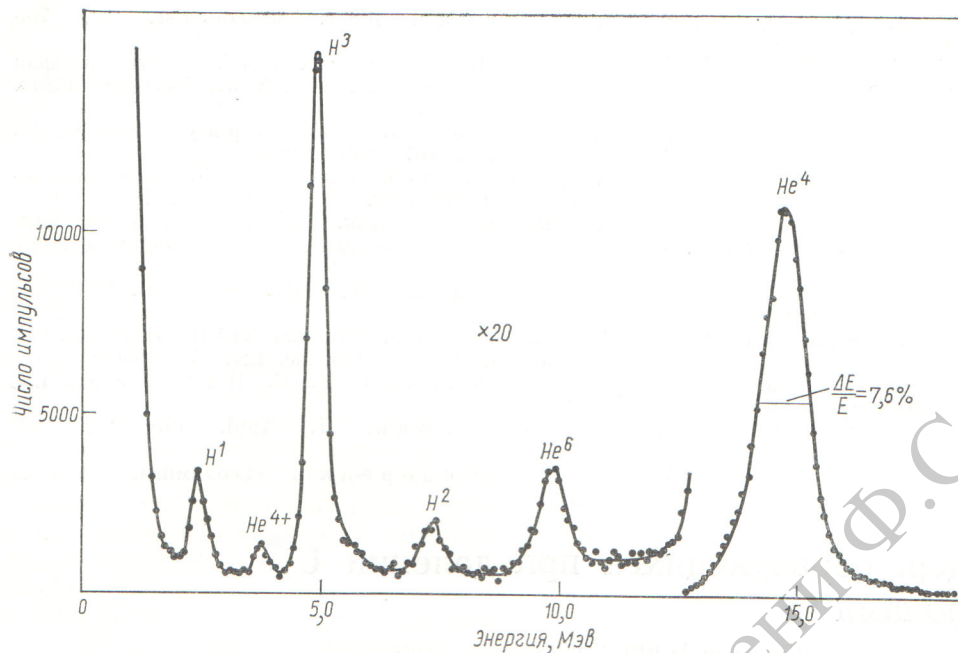


Рис. 2. Энергетический спектр при $H\rho = \text{const.}$ (Время измерений 2000 сек.)

20 кэв и регистрируются двумя сцинтилляционными детекторами, включенными в схему совпадений с разрешающим временем 5 нсек. Импульс со схемы совпадений служит стартовым сигналом для время-амплитудного конвертора. Временной разброс стартовых сигналов — около 1,5 нсек. Пролетной базой является расстояние АВ. В точке В помещен кремниевый детектор, измеряющий энергию частицы и дающий быстрый стоп-сигнал для время-амплитудного конвертора. Достигнутое разрешение (ширина линии на половине высоты) при измерении времени пролета составляет 2 нсек. Разрешение по энергии, измеренное для α -частиц с энергией 5 Мэв, равно $\sim 1\%$. Эти два измерения определяют массу частиц с разрешением около 2% независимо от ее заряда. Телесный угол спектрометра равен 10^{-5} от 4π . Используемая в спектрометре магнитная фокусирующая система выделяет диапазон $\Delta H\rho/H\rho = (2-7)\%$ в зависимости от размера E-детектора. Выделение диапазона $\Delta H\rho$ увеличивает разрешение по массам и, кроме того, служит для определения заряда частицы. Таким образом, разрешение спектрометра по массам составляет $\sim 1\%$, по энергии $\sim 1\%$ и по заряду 2–7%.

Энергетические спектры H^2 , H^3 , He^6 и He^4 [6]. При измерении спектров H^1 , H^2 , H^3 , He^6 и He^4 из масс-спектрометра был удален t_0 -индикатор, так как достаточное для разделения

этих изотопов разрешение достигалось и без измерения времени пролета. На рис. 2 приведен энергетический спектр частиц. Энергетическая градуировка проводилась с помощью генератора точной амплитуды, репером служил α -источник Sm^{244} ($E_\alpha = 5,806$ Мэв). Ширина линий определялась разрешением магнитного спектрометра ($\Delta H\rho/H\rho = 3,8\%$).

Идентификация частиц осуществляется по отношению энергий соответствующих линий. Неоднозначность в идентификации частиц может

возникнуть, если отношение Z^2/M одинаково для двух каких-либо частиц. В нашем случае такими частицами являются H^1 и He^4 , H^2 и He^8 , а также H^4 и однозарядные ионы He^{4+} . Уменьшая напряжение на полупроводниковом детекторе, можно всегда добиться, чтобы протоны оставляли лишь часть энергии в детекторе. Поэтому линии H^1 и He^4 легко разделяются (см. рис. 2). Интенсивность He^8 слишком мала, чтобы исказить результат измерения выхода H^2 . Что же касается линии He^{4+} , то было показано, что она полностью исчезает при помещении в плоскости А (см. рис. 1) тонкой пленки вследствие процесса перезарядки в этой пленке. Интенсивность линии H^4 должна была бы остаться неизменной.

На рис. 3 и 4 приведены энергетические спектры He^4 , He^6 , H^3 , H^2 с учетом поглощения в фольге, покрывающей мишень, и в мишени, причем мы полагали, что мишень однородна по толщине. Толщина фольги в этих экспериментах составляла 7,6 мг/см², толщина мишени — 2 мг на площади 0,5 см². Все измеренные спектры, за исключением высокоэнергетической части α -спектра ($E_\alpha \geq 28$ Мэв), удовлетворительно описываются гауссовым распределением, параметры которого приведены в табл. 1. Данные об определении выхода изотопов приведены в табл. 2. Указанные в табл. 1 и 2 ошибки являются статистическими. Выходы всех

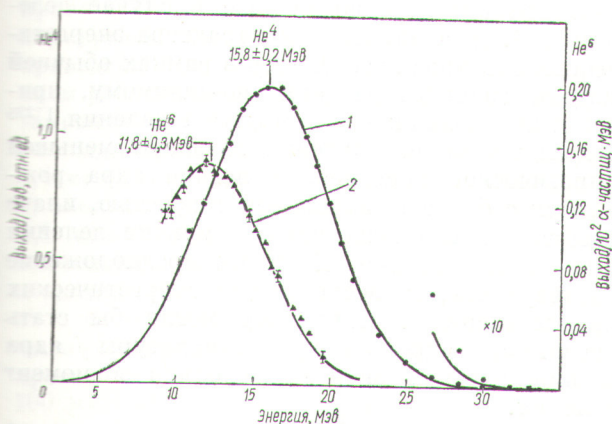


Рис. 3. Энергетический спектр He^4 и He^6 .

Сплошными линиями представлено гауссово распределение:

$$1 - 1,28 \exp \left[-\frac{(E - 15,7)^2}{33,1} \right]; 2 - 0,144 \exp \left[-\frac{(E - 11,8)^2}{29,2} \right].$$

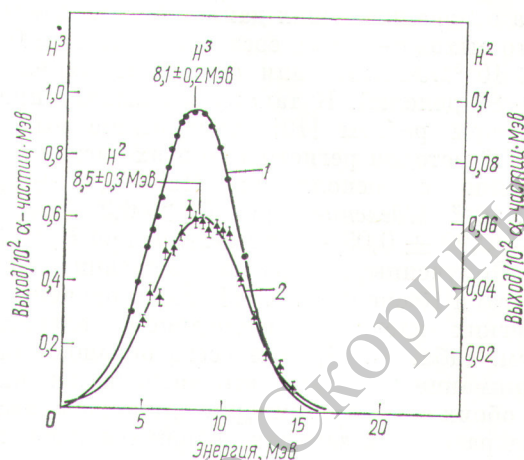


Рис. 4. Энергетический спектр H^3 и H^2 .

Сплошными линиями представлено гауссово распределение:

$$1 - 0,96 \exp \left[-\frac{(E - 8,1)^2}{13,8} \right]; 2 - 0,061 \exp \left[-\frac{(E - 8,5)^2}{16,6} \right].$$

Сравнение данных, полученных при делении U^{235} тепловыми нейтронами и при спонтанном делении Cf^{252}

Таблица 1

Изотоп	U^{235} —данная работа *			Cf^{252} —работа [1]		
	наиболее вероятная энергия, Мэв	NWHM **, Мэв	полный выход на 100 α-частиц	наиболее вероятная энергия, Мэв	NWHM, Мэв	полный выход на 100 α-частиц
H^2	$8,5 \pm 0,3$	$3,4 \pm 0,2$	$0,44 \pm 0,04$	$8,0 \pm 0,5$	$3,6 \pm 0,5$	$0,68 \pm 0,03$
H^3	$8,1 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,4$	$6,3 \pm 0,2$	$8,0 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,3$	$8,46 \pm 0,28$
He^6	$11,8 \pm 0,3$	$4,5 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,1$	$12,0 \pm 0,5$	$4,0 \pm 0,5$	$2,63 \pm 0,18$
He^4	$15,8 \pm 0,2$	$4,8 \pm 0,15$	100	$16,0 \pm 0,2$	$5,1 \pm 0,2$	100

* Недавно [7] методом ΔE — E -телескопа был измерен выход H^1 , H^2 , H^3 , He^6 , He^4 при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Результаты измерения энергетического спектра He^4 и выходов H^2 , H^3 , He^6 находятся в хорошем согласии с нашими результатами, в то же время имеются расхождения в определении величины наиболее вероятных энергий в случае He^6 , H^3 и H^2 . Возможно, это объясняется меньшей статистической точностью, достигнутой в работе [7].

** NWHM—половина ширины распределения на полувысоте.

Изотопов отнесены к полному выходу α-частиц, причем при вычислении полного выхода по измеренному распределению α-частиц считалось гауссовым. Аналогичным образом вычислялся полный выход и других изотопов.

В данной работе измерены выходы изотопов по отношению к выходу α-частиц. Для определения абсолютного выхода (точнее, выхода по отношению к числу двойных делений) можно воспользоваться данными по радиохимическому выделению трития: $(0,95 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$ 1/деление [8], $(0,80 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$ 1/деление [9].

Приняв в качестве среднего для выхода трития величину $(0,87 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}$ 1/деление,

Выход легких ядер при делении U^{235} тепловыми нейтронами Таблица 2

Изотоп	Измеряемый энергетический интервал, Мэв	Число зарегистрированных импульсов	Выход в измеренном диапазоне энергий на 100 α-частиц	Полный выход на 100 α-частиц
H^2	4,8—15,0	$1,7 \cdot 10^4$	$0,39 \pm 0,03$	$0,44 \pm 0,04$
H^3	4,2—11,6	$2,08 \cdot 10^5$	$5,2 \pm 0,15$	$6,3 \pm 0,2$
He^4	10,6—34,2	$3,58 \cdot 10^6$	90	100
He^6	9,0—20,1	$5,8 \cdot 10^4$	$1,04 \pm 0,07$	$1,4 \pm 0,1$

на основании наших данных можно заключить, что выход α -частиц составляет $(1,38 \pm 0,15) \times 10^{-31}/\text{деление}$, или одна частица на 720 ± 80 делений. К такому же выводу приходят авторы работы [10], измерившие выход He^4 и H^3 методом регистрации этих частиц в совпадении с осколками: $\text{He}^4 - (1,45 \pm 0,05) \times 10^{-3} 1/\text{деление}$ при $E_\alpha > 6,3 \text{ Мэв}$, $\text{H}^3 - (0,99 \pm 0,05) \cdot 10^{-4} 1/\text{деление}$ при $E_t > 3 \text{ Мэв}$.

Полученные данные можно сравнить с результатами Коспера и др. [1], исследовавших выход легких ядер при спонтанном делении Cf^{252} (см. табл. 1). Прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что энергии легких ядер в обоих случаях примерно одинаковы, несмотря на разницу в зарядах делящихся ядер, приводящую, как известно, к увеличению кинетической энергии осколков при двойном делении Cf^{252} примерно на 10%. В то же время выход

H^2 , H^3 , He^6 даже по отношению к выходу α -частиц определенно меньше в случае деления U^{235} . Для объяснения характера энергетических спектров легких ядер в рамках обычной модели тройного деления, по-видимому, придется предположить, что в случае деления U^{235} осколки в момент деления обладают меньшей кинетической энергией, а легкие ядра рождаются с большей начальной скоростью, иначе говоря, температура ядра в момент деления выше в случае U^{235} . Если это предположение подтвердится, то исследование энергетических распределений легких ядер могло бы стать средством определения температуры ядра и кинетической энергии осколков в момент деления.

Выход изотопов с $Z \geq 2$. Определение выхода изотопов с $Z \leq 2$, а также He^3 и He^6 было проведено в двумерном варианте, когда одно-

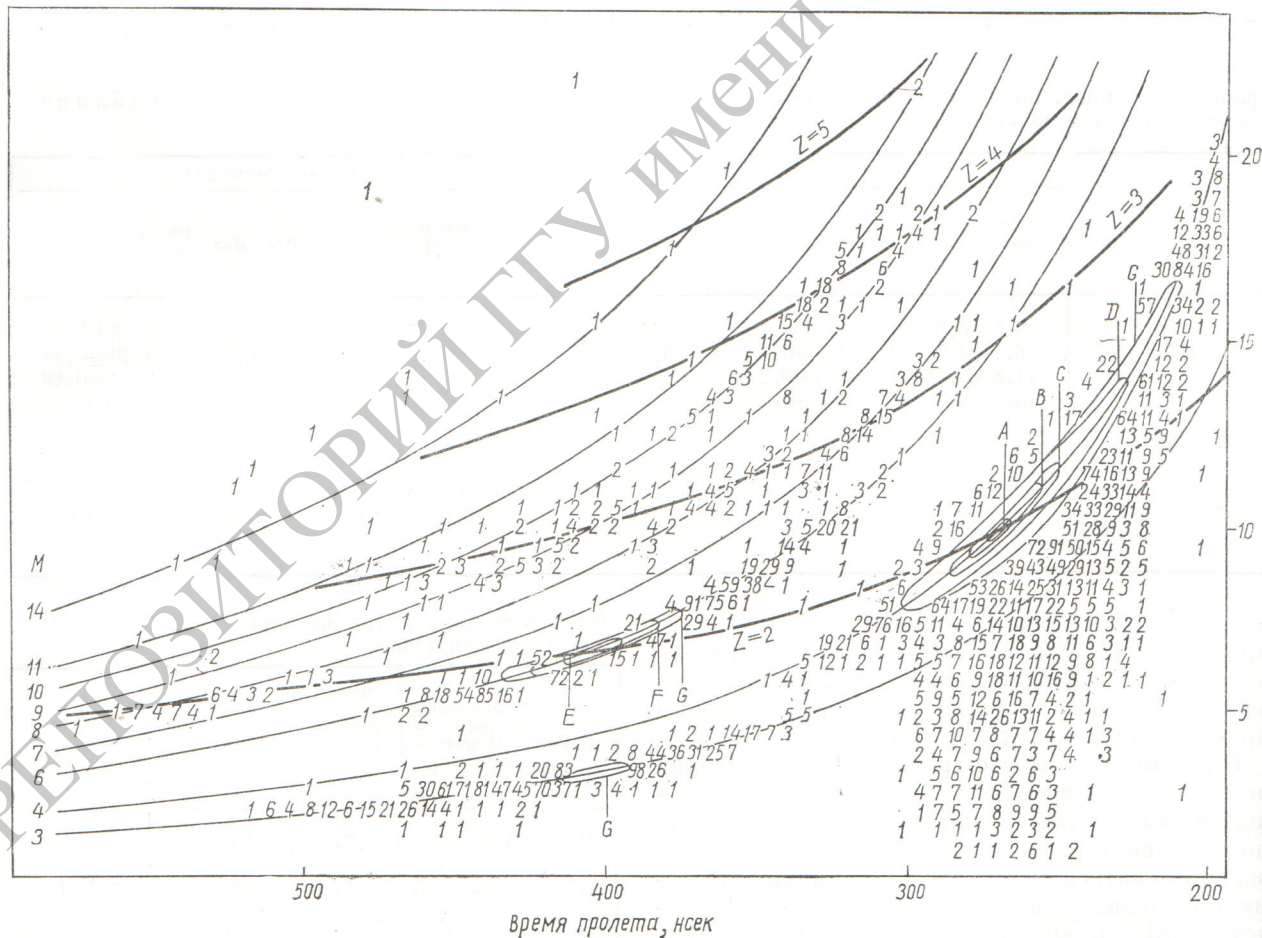


Рис. 5. Двумерный спектр.

Сплошными линиями указаны расчетные места положения импульсов для частиц с заданной массой и зарядом. $A > 4 \cdot 10^4$; $B > 2 \cdot 10^4$; $C > 10^4$; $D > 10^3$; $E > 4 \cdot 10^2$; $F > 2 \cdot 10^2$; $G > 10^2$.

временно с энергией частиц измерялось время пролета. В данных измерениях использовался двумерный 4096-канальный анализатор. Были проведены три серии измерений с использованием различных мишеней и алюминиевых фольг, закрывающих мишень: 1) мишень 2 мг на площади 0,5 см², фольга 7,6 мг/см²; 2) мишень 0,4 мг на площади 0,75 см², фольга 4,95 мг/см²; 3) мишень 0,8 мг на площади 0,75 см², фольга 4,1 мг/см². Измерения проведены при разных значениях H_0 , соответствующих энергии α -частиц (без учета поглощения в фольге) от 4 до 16 Мэв. Кроме того, для определения выхода изотопа Be^{10} с энергией ниже 16 Мэв проведены измерения с мишенью толщиной 100 мкг/см² без тормозящей фольги. На рис. 5 представлен двумерный спектр, полученный в одном из измерений. В спектре отчетливо выделяются He^3 , He^4 , He^6 , He^8 , Li^7 , Li^8 , Li^9 , Be^9 , Be^{10} . Для выхода изотопов He^3 , Li^6 , Be^7 можно определить лишь верхний предел. Выход различных изотопов определялся по отношению к выходу α -частиц и вычислялся по формуле

$$\frac{Y_x}{Y_\alpha} = \frac{N_x}{N_\alpha} \cdot \frac{1}{K_x} \cdot \frac{\varepsilon_\alpha}{\varepsilon_x} \quad (1)$$

Здесь Y_x — выход изотопа x на интервал 1 Мэв на 10^4 α -частиц при заданном значении H_0 ; N_x — число зарегистрированных ядер данного изотопа; ε_x — эффективность регистрации данного изотопа при заданном H_0 ; K_x — коэффициент, учитывающий различие выделяемых магнитным спектрометром энергетических интервалов для α -частиц и изотопа x :

$$K_x = \frac{M_\alpha}{M_x} \left(\frac{Z_x}{Z_\alpha} \right)^2 \quad (2)$$

Эффективность регистрации ε_x можно представить в виде

$$\varepsilon_x = \varepsilon_x^0 \varepsilon_x^c \varepsilon_x^i \quad (3)$$

где ε_x^0 — эффективность t_0 -индикатора, пропорциональная Z^2/v^2 регистрируемой частицы; ε_x^c — фактор, учитывающий уменьшение интенсивности за счет кулоновского рассеяния в фольге t_0 -индикатора; ε_x^i — фактор, обусловленный перезарядкой ионов в фольге источника и в фольге t_0 -индикатора.

Для ядер с $Z > 2$ принималось $\varepsilon_x^0 = 1$, а ε_x^c измерялось на опыте (для α -частиц с энергией 6 Мэв $\varepsilon_\alpha^c = 0,9$). Значения ε_α^c в широком диапазоне энергий α -частиц определялись в специальной серии измерений, а ε_x^c вычисля-

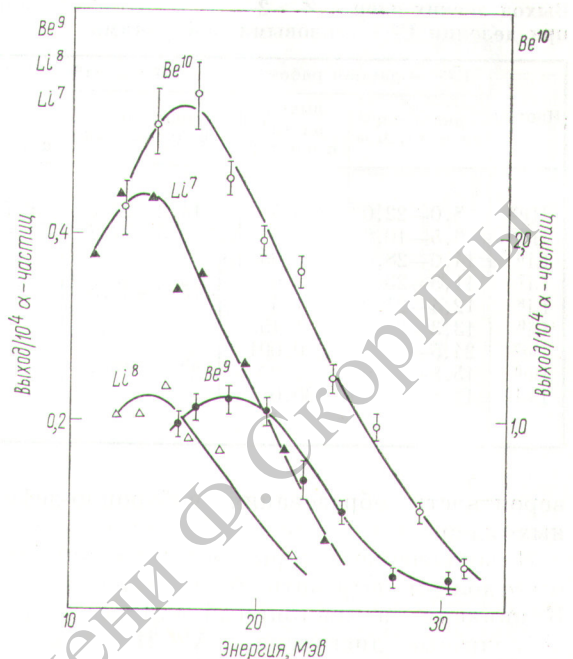


Рис. 6. Энергетические спектры изотопов Li^7 , Li^8 , Be^9 и Be^{10} .

лись в предположении зависимости этого коэффициента только от Z/E частицы. Величины ε_x^i находились по данным работы [11]. Определялась вероятность P_x^i полной ионизации атома изотопа при заданной скорости. Поскольку перезарядка имеет место дважды (в фольге источника и в фольге t_0 -индикатора), то $\varepsilon_x^i = (P_x^i)^2$. На рис. 6 приведены энергетические распределения для ядер Li^7 , Li^8 , Be^9 , Be^{10} с учетом поглощения в фольге источника. В табл. 3 приведены данные о выходе различных изотопов в измеренных энергетических интервалах, отнесенные к полному выходу α -частиц. Там же для сравнения приведены данные, полученные Коспером и др. [1], исследовавшими спонтанное деление Cf^{252} .

Из полученных результатов следует отметить малую величину выхода легчайших изотопов при делении U^{235} тепловыми нейтронами (He^3 , Li^6 , Be^7). В то же время при делении U^{238} быстрыми протонами (5,6 Бэв) выходы изотопов Li^6 , Li^7 и Be^7 , Be^9 , Be^{10} соответственно сравнимы по величине [12]. Наблюдаемый эффект можно объяснить, предполагая, что шейка делящегося ядра в момент образования легкой частицы обогащена нейтронами. Это уменьшает

Выход легких ядер с $Z \geq 2$ при делении U^{235} тепловыми нейтронами

Таблица 3

Изотоп	U ²³⁵ — данная работа		Cf ²⁵² — работа [1]	
	диапазон энергий, Мэв	выход на 10 ⁴ α-частиц	диапазон энергий, Мэв	выход на 10 ⁴ α-частиц
He ³	8,0—22,0	≤ 0,5	14,2—21,3	≤ 7,5
He ⁸	6,5—10,6	3,3	9,3—27,7	6,2
Li ⁶	14,0—28,0	≤ 0,05	15,2—37,3	12,6
Li ⁷	11,3—23,7	3,6		
Li ⁸	12,4—21,9	1,4		
Li ⁹	13,3—20,2	1,15		
Be ⁷	24,5—44,0	≤ 0,001	23,0—49,1	15,6
Be ⁹	15,8—33,6	2,00		
Be ¹⁰	12,8—31,2	30,0		

вероятность образования нейтронно-дефицитных ядер.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Д. М. Каминкеру за постоянный интерес к работе и полезные дискуссии, А. И. Егорову и Л. М. Васильевой за изготовление источника, В. Ф. Афанасьеву за изготовление полупроводникового детектора, Ю. К. Залите, М. Ф. Собольской и С. Н. Морозовой за помощь в обработке результатов измерений, а также сотруд-

никам группы электроники Я. М. Отчику, А. Г. Никанорову и В. И. Юрченко за помощь в проведении двумерного анализа.

Поступила в Редакцию 14/III 1968 г.
В окончательной редакции 29/VII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Cospers, J. Cerhy, R. Gatti. Phys. Rev., **154**, 1193 (1967).
2. S. Whetstone, T. Thimas. Phys. Rev., **154**, 1174 (1967).
3. M. Sowinski et al. Report INR 765/IA/PL, 1966.
4. А. И. Базь, В. И. Гольдманский, Я. Б. Зельдович. «Усп. физ. наук», **72**, 211 (1960).
5. G. Garvey, J. Kelson. Phys. Rev. Lett., **16**, 197 (1963).
6. А. А. Воробьев и др. Препринт ФТИ-073, 1967.
7. M. Dakowski et al. Phys. Lett., **25B**, 3, 213 (1967).
8. E. Albenesius, R. Ondrejcin. Nucleonics, **18**, 9, 100 (1960).
9. S. Sloth et al. J. Inorg. and Nucl. Chem., **24**, 337 (1962).
10. M. Marshall, J. Scobic. Phys. Lett., **23**, 10, 583 (1966).
11. L. Northcliffe. Ann. Rev. Nucl. Sci., **13**, 67 (1963).
12. A. Poskanzer, S. Cospers, E. Hyde. Phys. Rev. Lett., **17**, 1271 (1966).

Определение ультрамикрочисел Ra²²⁶ в различных веществах

А. А. ПОМАНСКИЙ, С. А. СЕВЕРНЫЙ,
Е. П. ТРИФОНОВА

УДК 543.52:546.296

Задача регистрации солнечных нейтрино налагает жесткие ограничения на максимально допустимые количества U^{238} , Th^{232} и продуктов их распада в детекторе и окружающих его материалах [1, 2]. Разработанный ранее [3] метод определения радиоактивной загрязненности материалов, основанный на измерении их поверхностной α-активности, непригоден для жидкостей, используемых в большинстве детекторов для регистрации нейтрино [4]. На базе ранее созданной установки [5] нами была разработана методика извлечения радона Rn^{222} из различных веществ, регистрации его активности в пропорциональном счетчике и расчета активности радия Ra^{226} , присутствующего в анализируемом продукте. При этом учитывается, что распад одного атома радона в счетчике приводит за время немногим более 1 ч к появлению в среднем двух импульсов: одного,

образующегося в результате распада самого Rn^{222} , и другого — в результате распада Po^{218} или Po^{214} , находящихся в равновесии с Rn^{222} . Производилось определение загрязненности радием обыкновенной дистиллированной и бидистиллированной воды, вазелинового масла, раствора лития и LiCl в воде и других растворов.

Установка для извлечения радона из жидкой фазы показана на рисунке. Экстракция радона из барботера производится потоком гелия, в который добавляется порция ксенона, служащего газом-носителем при последующем движении радона по системе. Выбор ксенона обусловлен его наибольшей близостью к радону по растворимости в различных жидкостях и температуре кипения, а также возможностью его использования в качестве рабочего газа счетчика.