

Дт. энергия, 1970, т. 28, в. 11, с. 362-36

С 341.38

Г-124

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

РЗ - 4449



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

К.А.Гаврилов, К.К.Кошаева, С.Н.Крайтор,
Л.Б.Пикельнер

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ²³⁷ Np
МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

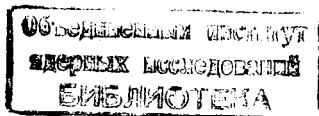
1969

РЗ - 4449

К.А.Гаврилов, К.К.Кошаева, С.Н.Крайтор,
Л.Б.Пикельнер

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ²³⁷ №
МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Направлено в АЭ



В в е д е н и е

Изучение деления ^{237}Np представляет сейчас значительный интерес. Это связано, с одной стороны, с тем, что ^{237}Np является первым изотопом, на котором наблюдалась промежуточная структура в подбарьерном делении /1,2/. С другой стороны, ^{237}Np нашел широкое распространение в качестве порогового детектора нейтронов, так как его сечение деления для нейтронов с энергией ниже 0,7 Мэв резко падает. В частности, в работе /3/ описано применение ^{237}Np вместе с другими делящимися веществами для измерения нейтронных потоков с помощью полупроводниковых детекторов. В работе /4/ рассчитаны эффективные сечения и энергетический порог ^{237}Np для некоторых спектров нейтронов. Однако учет подбарьерного деления в указанных работах не проводился. Вместе с тем наличие его может привести к существенным ошибкам при определении потока нейтронов, причем наиболее значительными они будут при измерениях за защитой реакторов, где действующие спектры нейтронов сравнительно мягкие.

Имея все это в виду, мы провели измерения сечения деления ^{237}Np нейтронами с энергией $10^{-2} + 10^3$ эв.

Измерения были выполнены по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР ОИЯИ в режиме работы с микротроном ^{15/}. Пролетное расстояние составляло 16,3 м, разрешение 0,25 мксек·м⁻¹. Осколки деления ²³⁷Np регистрировались сцинтилляционным детектором, аналогичным описанному в работе ^{16/}. Детектор состоял из слоя люминофора марки ФС-1 (на основе Zn S(Ag)) толщиной ≈ 3 мг·см⁻² и фотоумножителя ФЭУ-56. На выходе ФЭУ была собрана схема разделения импульсов от осколков деления и альфа-частиц по времени высвечивания. После дискриминации импульсы от осколков через эмиттерный повторитель поступали в измерительный центр на 2048-канальный временной анализатор.

Для измерений использовалась мишень из ²³⁷Np с общим числом ядер $4 \cdot 10^{19}$. Мишень приготавливалась путем нанесения на алюминиевую подложку раствора исходного продукта в лаке.

В состав лака входила смесь трех компонентов: 3% раствора нитрата целлюлозы в амилацетате, ацетона и спирта. Нанесение вещества мишени проводилось послойно с последующим выжиганием при 550°С. Плотность каждого слоя не превышала 50 мкг·см⁻², а окончательная толщина мишени составляла ≈ 0,5 мг·см⁻² окиси нептуния.

При измерении сечения деления ²³⁷Np наиболее мешающими возможными примесями являются ²³⁹Pu и ²³⁵U, имеющие большое сечение деления в области медленных нейтронов.

Для обнаружения примеси ²³⁹Pu был измерен α-спектр мишени с помощью полупроводникового спектрометра. При чувствительности метода, позволяющей обнаружить $2 \cdot 10^{-3}\%$ ²³⁹Pu в образце, следов плутония не было замечено. Содержание ²³⁵U, который не мог быть обнаружен по α-спектру с достаточной точностью, было оценено по сильным резонансам с энергией 8,8 и 12,4 эв и по тепловой области.

В последнем случае тепловое сечение ^{237}Np принималось равным 19 мбарн ^{/7/}. Найдено, что примесь урана составляет $(1,5-2) \cdot 10^{-2}\%$.

Эффективность ϵ , регистрации делений детектором определялась по делению нептуния нейтронами $\text{Pu} + \text{Ue}$ источника и по спонтанному делению ^{244}Cm . Согласующиеся результаты обеих калибровок дали значение эффективности, равное $(40 \pm 5)\%$. Для определения потока нейтронов использовался калиброванный борный счетчик. Кроме этого, в одной из серий было проведено измерение с заменой нептуниевой мишени на мишень из ^{235}U . Это измерение подтвердило правильность величины произведения потока на эффективность, полученных ранее.

Результаты

Результаты измерения представлены на рис. 1 в виде зависимости сечения деления от энергии нейтронов. В сечении деления наблюдаются четкие максимумы при энергии 40,120,205,250 эв. Так как среднее расстояние между резонансами ^{237}Np , полученное при измерении пропускания в работе ^{/1/}, составляет 0,67 эв, то отмеченная структура проявляется при существенном усреднении сечения по функциям разрешения. Такая промежуточная структура согласуется с наблюдавшимися ранее в Сакле ^{/1/} значительными флуктуациями в ходе сечения деления ^{237}Np и объясняется на основании вывода Струтинского ^{/11/} о существовании второго минимума потенциальной энергии в функции деформации.

Наблюдение изолированных резонансов при нашем разрешении возможно лишь в области энергии ниже 10 эв. Обработка этих уровней проводилась с использованием выражения для площади резонанса

$$\sum_i N_i = \Pi(E) \epsilon_f \frac{\pi}{2} n \sigma_0 \Gamma_f, \quad (1)$$

где $\sum_i N_i$ - сумма отсчетов под резонансом, $\Pi(E)$ - число нейтронов, падающих на мишень за время измерения в интервале энергии 1 эв, ϵ_f - эффективность регистрации акта деления, n - толщина мишени в ядрах·см⁻², σ_0 - полное сечение в максимуме, Γ_f - делительная ширина.

Таблица 1
Параметры уровней ²³⁷Np

E_0 эв	$\sigma_0 \Gamma_f$ б·эв	Γ_f мк эв	$g \Gamma_n$ мэв (из работы /1/)	$\sigma_0 \Gamma_f$ б·эв (из /1/)
0,49	$(2,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$	1,3	0,016	-
1,32	$(3,8 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	4,1	0,0187	$(2,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$
1,48	$(3,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	1,1	0,0725	$(2 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$
1,97	$(1,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	8,4	0,0083	-
3,88	$(16 \pm 4) \cdot 10^{-3}$	7,8	0,122	$(8,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$
5,80	$(46 \pm 9) \cdot 10^{-3}$	13	0,311	$(19 \pm 3) \cdot 10^{-3}$
7,5	$(12 \pm 6) \cdot 10^{-3}$	19	0,073	-

В таблице 1 приведены экспериментальные значения $\sigma_0 \Gamma_f$ и найденные из них делительные ширины Γ_f . При этом использовались приведенные в четвертом столбце величины $g \Gamma_n$, взятые из работы /1/. Радиационная ширина Γ_γ везде принималась равной 40 мэв. В последнем столбце приведены для сравнения значения $\sigma_0 \Gamma_f$ из работы /1/. Видно, что наши результаты в полтора-два раза выше, чем полученные в /1/. Пока трудно объяснить это систематическое расхождение. Возможно, что оно связано с наличием большого (по вкладу в число деле-

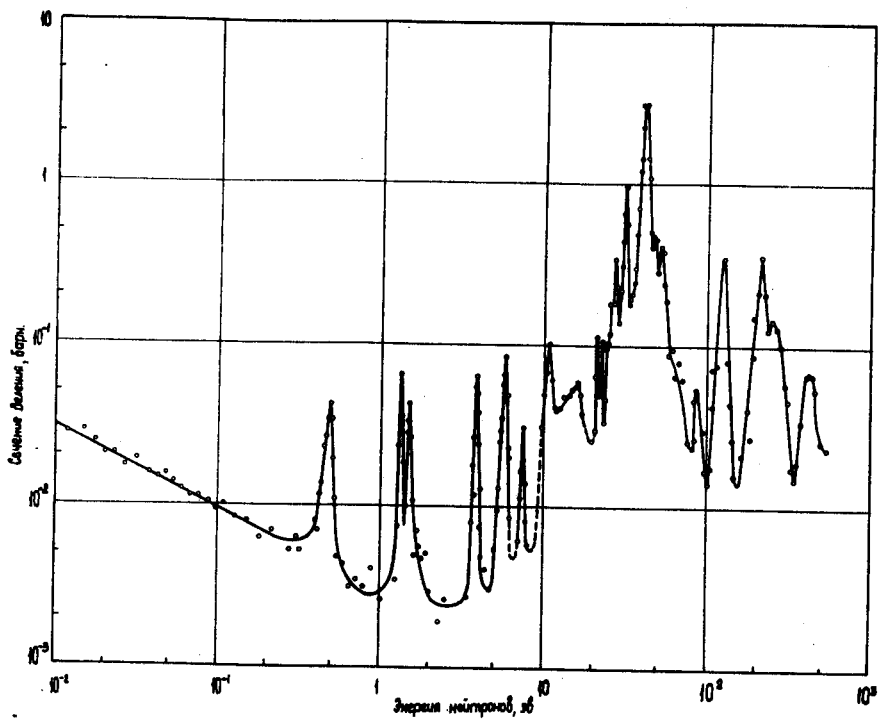


Рис. 1. Зависимость сечения деления ^{237}Np σ_f от энергии нейтрона.

ний) количества ^{235}U в образце, использованном во французской работе. Примесь ^{235}U у них составляла 0,8%.

Рассмотрим роль подбарьерного деления при использовании ^{237}Np в качестве порогового детектора нейтронов. Как известно, в этом случае действительную зависимость сечения деления от энергии $\sigma_f(E)$ заменяют эффективным сечением, которое выше энергетического порога считают постоянным, а ниже порога - нулевым. При этом связь эффективного сечения $\sigma_{f, \text{эфф}}$ и энергетического порога $E_{\text{пор}}$ определится соотношением

$$\sigma_{f, \text{эфф}} = \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \Pi(E) dE}{\int_0^{\infty} \Pi(E) dE} \sigma_f(E) \quad (2)$$

Поскольку эти величины зависят от $\Pi(E)$, то имеет смысл считать $\sigma_{f, \text{эфф}}$ как функцию $E_{\text{пор}}$ для различных действующих спектров нейтронов. Такие расчеты были проведены для двух вариантов $\sigma_f(E)$ в правой части выражения (2). В первом предполагалось, что сечение деления в области энергии нейтронов ниже 100 кэВ равно нулю, а во втором использовалось полученное экспериментально значение $\sigma_f(E)$ при $E_n < 1$ кэВ и значение $\sigma_f(E) = 20$ мбарн в интервале $E_n = 1 + 100$ кэВ. Для области выше 100 кэВ в обоих случаях использовались данные из работы /10/. Результаты для нескольких сильно отличающихся спектров нейтронов приведены на рис. 2. Были выбраны спектры "1/E" и деления, спектры нейтронов деления за защитой из углерода и железа /8/, а также за защитой реакторов "Наяда" и "Рашель" /9/.

Из рис. 2а) видно, что если не учитывать подбарьерное деление, то можно было бы указать значения $\sigma_{f, \text{эфф}} = 1,50$ барн и $E_{\text{пор}} = 0,55$ МэВ, которые являются общими для всех спектров нейтронов и действительно могут быть рекомендованы для вычисления потока нейтронов по делению

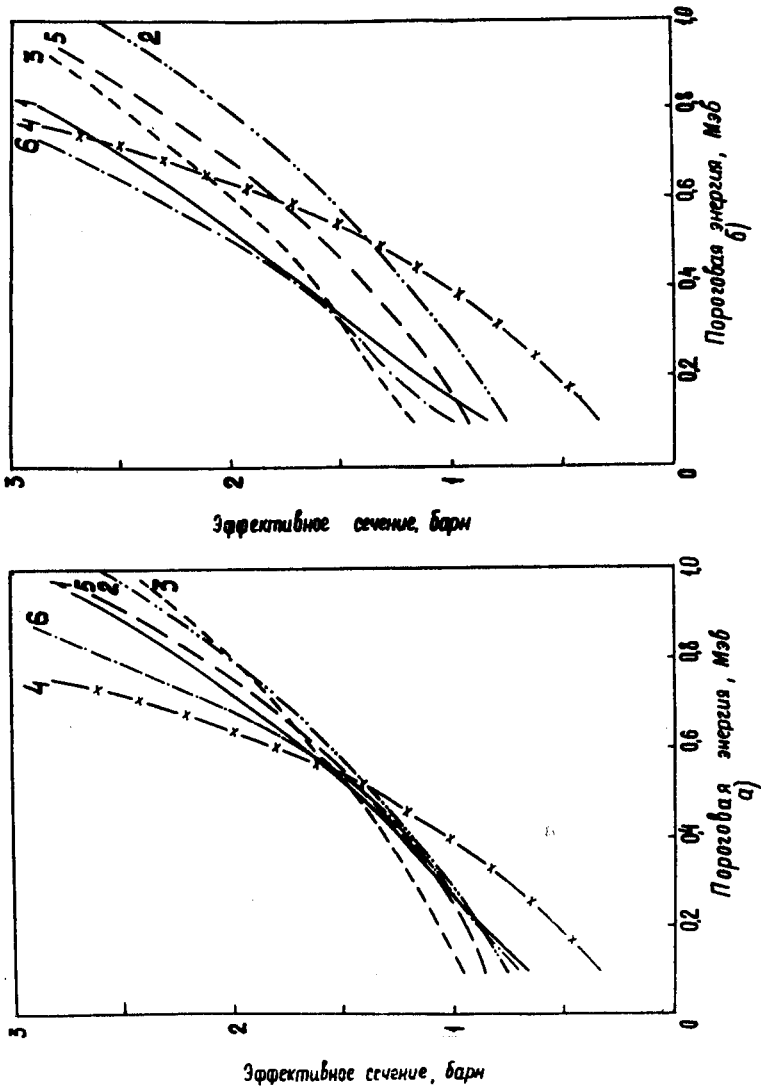


Рис.2. Зависимость эффективного сечения деления ^{237}Pu от энергетического порога E порога без учета (а) и с учетом (б) подбарьерного деления для разных действующих спектров нейтронов.
 1 - $1/E$, 2 - спектр деления, 3 - углерод, 4 - железо,
 5 - "Найда", 6 - "Рашель".

²³⁷Np . Однако наличие подбарьерного деления не позволяет это сделать, ибо, как видно из рисунка 2б), нет таких σ_f эфф и $E_{\text{пор.}}$, которые с достаточной точностью одновременно удовлетворяют приведенным спектрам.

При измерении нептуниевым детектором доля потока, на которую он будет завышен из-за счета делений, вызванных медленными нейтронами, определяется выражением

$$\eta = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_f(E) \Pi(E) dE - \int_{0,1}^{\infty} \sigma_f(E) \Pi(E) dE}{\int_{0,1}^{\infty} \sigma_f(E) \Pi(E) dE} . \quad (3)$$

Результаты расчета величины η для различных спектров приведены в таблице 2.

Таблица 2
Вклад подбарьерного деления в показания
детектора с ²³⁷Np

Спектр	1/E	Спектр деления	Углерод	Железо	"Наяда"	"Рашель"
η %	32,1	0,4	23,2	1,4	22,0	49,2

Из таблицы 2 видно, что если для жестких спектров нейтронов (спектр деления, нейтроны деления за защитой из железа) ошибкой можно пренебречь, то для мягких спектров она может достигать до 49%. Следовательно, применение ²³⁷Np в качестве порогового детектора без предварительной информации о характере действующего спектра нейтронов не представляется возможным.

Вместе с тем вклад подбарьерного деления можно уменьшить, если проводить измерения нептуниевым детектором, закрытым слоем ¹⁰B, который будет поглощать медленные нейтроны. Аналогичный расчет для

этого случая показывает, что при толщине B^{10} , равной $0,5 \text{ г/см}^2$, даже для мягких спектров ошибка не превышает $2+4\%$, что является вполне приемлемым.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Ф.Л. Шапиро, И.Б. Кеирим-Маркуса и Э.И. Шарапова за полезные обсуждения и интерес к работе и А.Я. Кушнерова, Г.М. Петрова и Н.Т. Хотько за помощь в изготовлении детектора и проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

1. D.Paya et al. Nucl. Data for Reactors. IAEA, Vienna, II, 128 (1967). A.Fubini et al. Phys. Rev. Lett., 20, 1373 (1968).
2. E.Migneco, J.Theobald. Nucl. Phys., A112, 603 (1968).
3. D.Strominger. "Neutron Dosimetry" IAEA, Vienna, II, 383 (1963).
4. K.Humpherys. "Neutron Dosimetry" IAEA, Vienna, II, 487(1963).
5. L.B.Pikelner and V.T.Rudenko. "Research Applic. of Nucl. Pulsed Systems", Vienna, IAEA, 165 (1967).
6. С.Н. Крайтор. ПТЭ, вып. 3, 63 (1968).
7. И. Халперн. Деление ядер, ФМ, Москва, 1962.
8. И.А. Бочвар, И.Б. Кеирим-Маркус, Т.И. Просина, В.В. Якубик. "Neutron Monitoring Proc. Symp." IAEA, Vienna, 459 (1967).
9. G.Benezech, H.Zaborowski. "Proc. Symp. Pers. Dosimetry", Vienna, 349 (1965).
10. BNL-325, sec. ed., suppl. 2 (1965).
11. V.M.Strutinsky. Nucl. Phys. A95, 420 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

25 апреля 1969 года.

Дт. энергия, 1970, т. 28, в. 11, с. 362-36

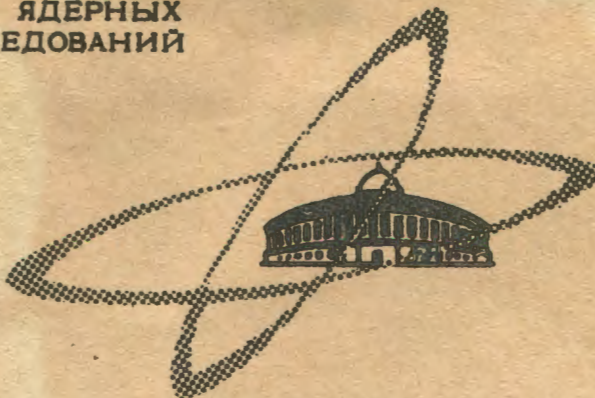
С 341.38

Г-124

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

РЗ - 4449



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

К.А.Гаврилов, К.К.Кошаева, С.Н.Крайтор,
Л.Б.Пикельнер

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ²³⁷ Np
МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

1969