

ций $[\psi_0(t < 0, u) = 0]$ сходится к Г-распределению [4] *

$$\psi_0(t, u) = \psi_0(u) \frac{\alpha (\alpha t)^\kappa e^{-\alpha t}}{\Gamma(\kappa + 1)} H(t) \quad (6)$$

с параметрами $\alpha \equiv \alpha(u) = \langle t \rangle / D[t]$, $\langle t \rangle \equiv \langle t(u) \rangle = \sum_{h=0}^{N+1} \langle t \rangle_h$, $\kappa = \frac{\langle t^2 \rangle}{D[t]} - 1 \equiv \kappa(u)$; $H(x)$ — функция Хэвисайда. Величины $\langle t \rangle$ и $D[t]$ вычисляются непосредственно:

$$\langle t \rangle = \left[- \sum_{h=0}^{N+1} \frac{f'_h(s)}{f_h(s)} \right]_{s=0} = \tau(u^+) + \sum_{h=1}^N \langle t \rangle_h + \theta(u_N); \quad (7)$$

$$D[t] = \left\{ \sum_{h=0}^{N+1} \frac{f''_h(s)}{f_h(s)} + \left[\sum_{h=0}^{N+1} \frac{f'_h(s)}{f_h(s)} \right]^2 \right\}_{s=0} =$$

$$= \tau^2(u^+) + \sum_{h=1}^N d_h[t] + \bar{\theta}^2(u_N). \quad (8)$$

В общей постановке результат (6) был предсказан М. В. Масленниковым [6]. Равенства (7) и (8) выражают свойство аддитивности интегральных характеристик функции распределения относительно разбиения интервала замедления $[u^+, u_N]$. Слагаемые θ и $\bar{\theta}^2$ соответствуют вкладу последнего пробега. Если в выражениях (7) и (8) устремить $N \rightarrow \infty$ и заменить интегральные суммы

* Эффективность использования ц. п. т. в теории переноса впервые отмечена К. Сайросом [5].

интегралами, то (7) и (8) перейдут в соответствующие выражения (35) и (43) работы [3], т. е. в общем случае

$$\kappa = \frac{\langle t(u) \rangle^2}{D[t(u)]} - 1; \quad \alpha = \frac{\langle t(u) \rangle}{D[t(u)]}; \quad (9)$$

$$t_{\max}(u) = \frac{\kappa(u)}{\alpha(u)} \equiv \langle t(u) \rangle - \alpha^{-1}(u). \quad (10)$$

Таким образом, для замедлителя произвольного состава и сечений взаимодействия, меняющихся с энергией нейтронов, временное распределение замедленных нейтронов описывается Г-распределением (6), параметрами которого определяются интегральными характеристиками — полным временем замедления $\langle t(u) \rangle$ и дисперсией $D[t(u)]$; положение максимума совпадает с временем собственно замедления $t_0(u)$.

Условия 1) и 2) накладывают несущественные ограничения на тип энергетической зависимости полного сечения взаимодействия. Именно, распределение (6), не имеет места, если время свободного пробега не зависит от энергии нейтронов.

Поступило в Редакцию 8/1 1975 г.
В окончательной редакции 11/XI 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Williams M. Thermalization and Slowing Down of Neutrons. N.Y., Mc Grow Hill, 1962.
2. Кожевников Д. А., Насибуллаев Ш. К. «Докл. АН СССР», 1972, т. 205, № 6, с. 1320.
3. Кожевников Д. А., Хавкин В. С. «Атомная энергия», 1969, т. 27, вып. 2, с. 143.
4. Papoulis A. Integral Transforms and its Applications. N.Y., Pergamon Press, 1964.
5. Cyros C. «Nukleonik», 1966, Bd. 8, H. 8, S. 461.
6. Масленников М. В. «Журн. вычисл. матем. и матем. физ.», 1961, № 6, с. 1136.

УДК 539.173.4

Об измерении отношения сечений радиационного захвата и деления α в резонансной области энергии взаимодействующих нейтронов

РЯБОВ Ю. В.

Экспериментальное определение отношения сечений радиационного захвата и деления $\alpha(E_n) = \sigma_c(E_n)/\sigma_f(E_n)$ для трансурановых изотопов в широкой области энергий нейтронов представляет значительный интерес для реакторостроения и для физики атомного ядра.

Применяемые методы относительного измерения $\alpha(E_n)$ [1—7] не могут обеспечить требуемой точности (3—5%) [8] вследствие неопределенностей, связанных с выделением γ -квантов захвата из суммарного γ -спектра, возможной зависимости γ -спектра захвата и деления от квантовых характеристик составного ядра с определением, как минимум, двух нормировочных постоянных при калибровке $\alpha(E_n)$ и т. п. [9]. Эти недостатки характерны для наиболее распространенного метода измерений $\alpha(E_n)$ с помощью низкоэффективных детекторов мгновенных нейтронов деления и γ -квантов захвата и деления.

В настоящей работе предлагается усовершенствованный такой метод измерений $\alpha(E_n)$ и показано, что

новая постановка эксперимента позволит избежать некоторых неопределенностей и повысит точность и надежность получаемых этим методом результатов.

Метод измерений. В настоящее время применяются два метода измерений $\alpha(E_n)$. В первом [2—5] γ -кванты с высокой эффективностью регистрируются большим жидкостным сцинтилляционным детектором, что снижает чувствительность метода к вариациям спектра γ -квантов и вариациям числа мгновенных нейтронов деления.

Однако суммарный фон такого детектора высок и может привести к значительным неопределенностям, снижающим точность. К тому же установки такого типа дороги и сложны в эксплуатации. Во втором методе [1, 6], который рассматривается в настоящей работе, γ -кванты радиационного захвата и деления (γ -канал), а также мгновенные нейтроны деления (f -канал) регистрируются малогабаритными сцинтилляционными детекторами с относительно низкой эффективностью (~1%). В этом случае после учета всех фонов выражение для расчета

$\alpha(E_n)$ в приближении тонкого образца имеет вид [1]

$$\alpha(E_n) = \frac{A \left[\frac{n_\gamma(E_n)}{n_f(E_n)} \right] - 1}{B - \left[\frac{n_\gamma(E_n)}{n_f(E_n)} \right] C}, \quad (1)$$

где

$$A = \frac{\sum_{\nu} [1 - (1 - \varepsilon_{nf})^\nu] P(\nu)}{\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^f(E) \nu_\gamma^f(E) dE}; \quad B = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^c(E) \nu_\gamma^c(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^f(E) \nu_\gamma^f(E) dE};$$

$$C = \frac{\int_{E_a}^{E_b} \varepsilon_\gamma^{cf}(E) \nu_\gamma^c(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^f(E) \nu_\gamma^f(E) dE}.$$

Здесь $n_f(E_n)$ — скорость счета мгновенных нейтронов деления (f -канал); $n_\gamma(E_n)$ — скорость счета γ -квантов в энергетическом интервале от E_1 до E_2 (γ -канал); ν — число мгновенных нейтронов, испускаемых на акт деления; $P(\nu)$ — вероятность испускания ν -нейтронов на акт деления; ε_{nf} — эффективность регистрации мгновенного нейтрона спектра деления в f -канале; $\nu_\gamma^c(E) dE$, $\nu_\gamma^f(E) dE$ — число γ -квантов радиационного захвата и деления с энергией, заключенной между E и $E + dE$; $\varepsilon_\gamma^c(E)$, $\varepsilon_\gamma^f(E)$ — эффективности регистрации соответствующих γ -квантов в γ -канале; $\varepsilon_\gamma^{cf}(E)$ — эффективность регистрации актов захвата в f -канале; E_a , E_b — энергетический диапазон регистрации γ -квантов детектором нейтронов.

Величины A , B , и C считаются постоянными и определяются нормировкой на известные значения α_0 для хорошо изолированных резонансов или некоторой области энергий [1, 3]. При этом всегда предполагается, что спектр и множественность γ -излучения захвата и деления некоррелированы, не зависят от квантовых характеристик нейтронных резонансов и, следовательно, от энергии нейтронов. Подобные предположения делаются и относительно характеристик нейтронного излучения, сопровождающего деление. Кроме того, заранее подразумевается, что число отсчетов γ -квантов и мгновенных нейтронов деления строго пропорционально числу отсчетов осколков деления, т. е. сечению деления. Это позволяет при учете вклада γ -квантов деления, как показывает опыт — значительного (до 80%) [9], в суммарном γ -спектре заменять зависимость числа отсчетов γ -квантов деления числом отсчетов мгновенных нейтронов или осколков деления, как это следует из выражения (1). В подробных исследованиях последних лет, проведенных в целях повышения точности измерений $\alpha(E_n)$ [3, 5—7], основное внимание обращалось на совершенствование экспериментальной техники, а общий подход к измерениям оставался прежним и определялся выражением (1). Однако еще в работах [2, 10, 11] отмечалось, что величины резонансных интегралов и средних сечений деления, рассчитанные с высокой точностью из дифференциальных данных, зависят от того, получены ли они в измерениях с регистрацией осколков деления или излучений, сопровож-

дающих это деление. При этом даже измерения, проведенные обоими методами на одном и том же спектрометре по времени пролета, давали в некоторых энергетических областях расхождения, в несколько раз превышающие погрешности измерений [11]. Оказалось также, что при измерении сечений деления по вторичным нейтронам (или γ -квантам) методами, чувствительными к множественности вторичного излучения, получаются заметно отличающиеся результаты [12]. Существенные (до $\pm 14\%$) флюктуации величин $\bar{\nu}$, E_{ν_0} и $\bar{\nu}_\gamma^f$ были обнаружены для отдельных делительных резонансов ^{239}Pu [13]. Естественно объяснять эти факты, влияющие на точность измерений $\sigma_f(E_n)$ и $\alpha(E_n)$, индивидуальными свойствами нейтронных резонансов и, в первую очередь, полным моментом, проекцией его на ось симметрии ядра, а также соответствующими характеристиками барьеров деления и подбарьерными флюктуациями в сечениях деления. В этом случае уже при достигнутом уровне точности измерений $\alpha(E_n)$ нет достаточных оснований считать величины A , B и C в выражении (1) строго постоянными и, следовательно, для дальнейшего повышения точности необходимо либо развить малочувствительные к изменениям этих величин методы, либо разработать новые методы, экспериментально учитывающие такие изменения.

Один из возможных путей второго направления заключается в совершенствовании наиболее распространенной методики измерений $\alpha(E_n)$ с помощью низкоэффективных детекторов. Так, выражение (1) с точностью до членов второго порядка по C ($C \ll 10^{-2}$) можно преобразовать к виду

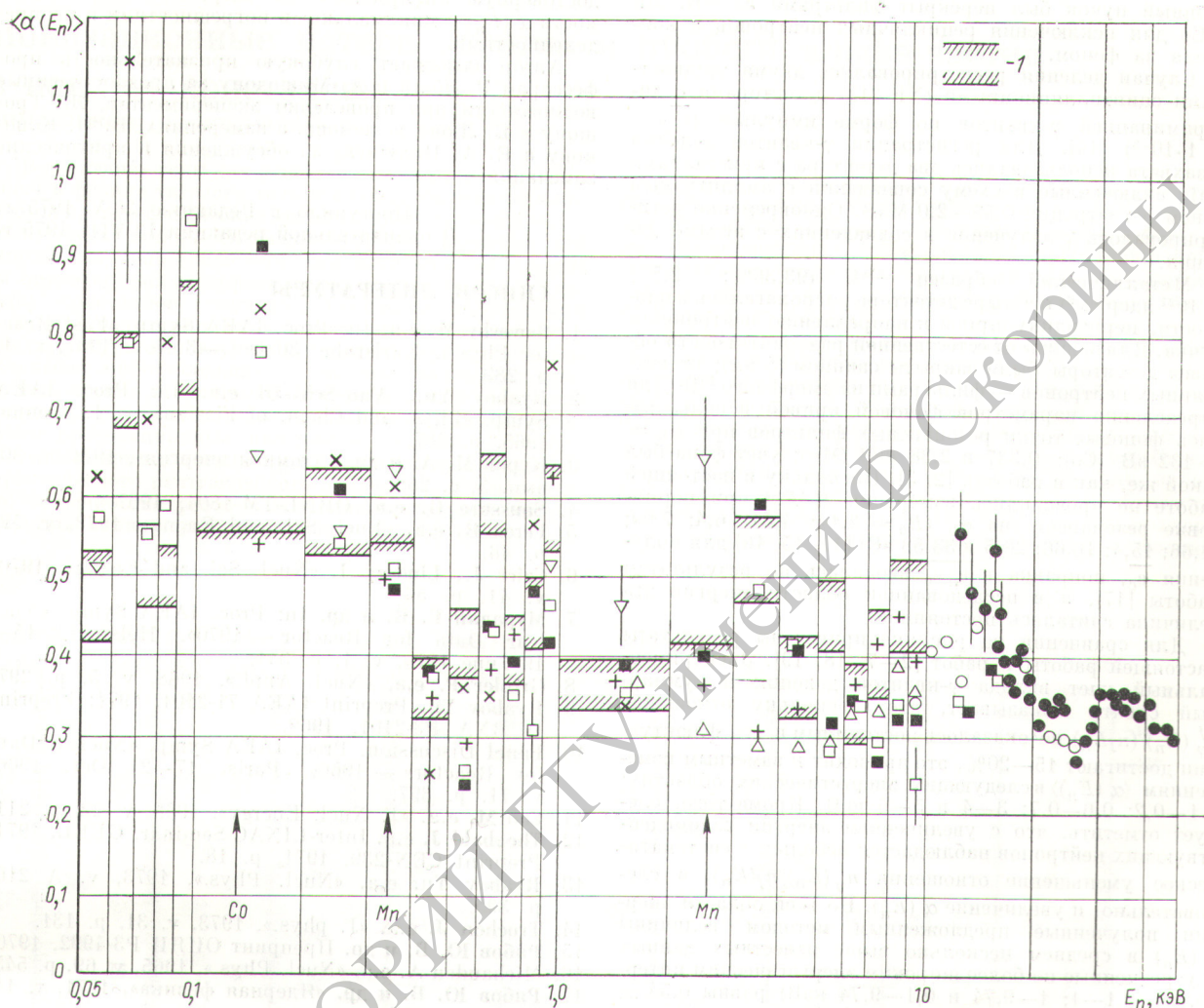
$$\alpha(E_n) = \left[\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^c(E) \nu_\gamma^c(E) dE \right]^{-1} \left\{ \frac{n_\gamma(E_n)}{n_f(E_n)} \times \right.$$

$$\times \left[\sum_{\nu} [1 - (1 - \varepsilon_{nf})^\nu] P(\nu) - \right.$$

$$\left. - k \int_{E_a}^{E_b} \varepsilon_\gamma^{cf}(E) \nu_\gamma^c(E) dE \right] - \frac{n_\gamma^f(E_n)}{n_f(E_n)} \left. \right\}, \quad (2)$$

где $n_\gamma^f(E_n) = \int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^f(E) \nu_\gamma^f(E) dE \left\{ \sum_{\nu} [1 - (1 - \varepsilon_{nf})^\nu] \times \right.$
 $\times P(\nu) \left. \right\}$ — скорость счета γ -квантов в совпадениях с актами деления в тех же энергетических пределах регистрации, что и суммарного γ -спектра; $k \approx 1$. Из выражения (2) видно, что основным источником неопределенности является величина $\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^c(E) \nu_\gamma^c(E) \times$
 $\times dE = f(E_n)$, от которой $\alpha(E_n)$ зависит линейно. Тогда в обозначениях «обобщенных эффективностей» можно представить выражение (2) [при условии $\varepsilon_{nf} \ll 1$] в виде, удобном для обработки экспериментальных данных:

$$\langle \alpha(E_n) \rangle = \frac{1}{\varepsilon_c} \left\{ \frac{\langle n_\gamma(E_n) \rangle}{\langle n_f(E_n) \rangle} \left[\overline{\varepsilon_{nf} \nu_0} (R(E_n)) - \bar{\varepsilon}_{cf} k \right] - \frac{\langle n_\gamma^f(E_n) \rangle}{\langle n_f(E_n) \rangle} \right\}, \quad (3)$$



Сравнение экспериментальных данных величины $\langle \alpha(E_n) \rangle$ для ^{235}U с результатами следующих работ:

1 — настоящая работа; ■, □ — ОИЯИ (1965, 1970 гг.) [2, 3]; ×, + — ORNL (1965, 1973 гг.) [4, 5]; △ — LRL (1970 г.) [6]; ▽ — ИАЭ (1970 г.) [7]; ● — ФЭИ (1973 г.) [18]; ○ — КФК (1971 г.) [19]

где $\langle R(E_n) \rangle = \left\langle \frac{v(E_n)}{v_0} \right\rangle$ и может быть измерена в том же эксперименте методом работы [14]. Здесь $\langle \rangle$ обозначает усреднение по выбранному энергетическому интервалу; v_0 — нормировочное значение для отдельного резонанса или выбранной области энергий.

Таким образом, все входящие в выражение (3) величины, кроме ε_c и ε_{cf} , могут быть измерены одновременно в одних и тех же экспериментальных условиях. Так как $\varepsilon_n f v_0 < R(E_n) > \approx 100 \varepsilon_{cf} h$, отсутствие сведений об энергетической зависимости ε_{cf} не может оказать влияния на $\langle \alpha(E_n) \rangle$ сколько-нибудь сравнимого с неопределенностью, вносимой ε_c . Несмотря на то, что пока нет экспериментальных возможностей для определения зависимости ε_c от E_n , предлагаемый метод

измерений все же позволяет получать энергетическую зависимость величины $\varepsilon_c(E_n)$ ($\alpha(E_n)$) в отличие от обычно получаемой $a(E_n) [\langle \alpha(E_n) \rangle + b(E_n)]$. Совершенно очевидно, что при равных условиях измерений точность предлагаемого метода должна быть выше ранее применяемых.

Результаты измерений. Предложенный метод был проверен экспериментально при выполнении работы [13]. Экспериментальные данные получены методом пролета с линейным электронным ускорителем ($E_e = 65$ МэВ) Центра ядерных исследований в Сакле (Франция) в качестве импульсного источника нейтронов. Пролетное расстояние 12,5 м обеспечивало номинальное разрешение 5,6 нс/м при ширине нейтронного импульса и каналов анализатора 50 нс. Для уменьшения влияния импульса γ -квантов нейтронного источника применялась «тенева» защита из свинца. Ней-

тронный пучок был перекрыт фильтрами из ^{10}B , Mn и Co для исключения рециклических нейтронов и контроля за фоном.

Случаи деления регистрировались двумя жидкостными сцинтилляционными (NE-213) детекторами с дискриминацией γ -квантов по форме импульса ($\varepsilon_{cf} = 1 \cdot 10^{-3}$) [14]. Для регистрации γ -квантов деления и захвата использовались два детектора с кристаллами NaI , включенные в схему совпадений с амплитудным окном регистрации 0,55—2,0 МэВ. Одновременно регистрировалось γ -излучение в совпадениях с актами деления.

Металлический образец ^{235}U (93,36%; $2,5 \times 10^{21}$ ядер/см²) и четыре детектора располагались в плоскости, перпендикулярной к направлению нейтронного пучка. Для защиты от естественной радиоактивности образца детекторы были закрыты свинцом (5 мм); от рассеянных нейтронов — фильтрами из аморфного ^{10}B . Для определения параметров фоновой кривой использовались фоновые точки резонансных фильтров при $E_n = 132$ эВ (Co); 0,337 и 2,38 кэВ (Mn); учет фона был такой же, как в работах [2, 3]. Поскольку в настоящей работе не проводились измерения $R(E_n)$ при нормировке резонансов на α_0 ($E_0 = 3,14$; 4,84; 6,4; 7,09; 11,66; 15,4; 16,66; 26,5 и 33,58 эВ) [11, 15, 16] для получения ε_c , поправка на $\varepsilon_n v_0$ вводилась по результатам работы [17], и в исследованной области энергии эта величина считалась постоянной.

Для сравнения на рисунке приведены результаты настоящей работы и работ [2—7, 18, 19]. Экспериментальный учет вклада γ -квантов деления в суммарный спектр показывает, что, поскольку отношение $n_{\gamma}^f(E_n)/(n_f E_n)$ не оказалось постоянным и его флуктуации достигают 15—20%, это приводит к заметным изменениям ($\alpha(E_n)$) в следующих энергетических областях: 0,1—0,2; 0,6—0,7; 3—4 и 5—6 кэВ. Кроме того, следует отметить, что с увеличением энергии взаимодействующих нейтронов наблюдается небольшое систематическое уменьшение отношения $n_{\gamma}^f(E_n)/n_f(E_n)$, а следовательно, и увеличение $\alpha(E_n)$. Во всей области энергии полученные предложенным методом величины $\alpha(E_n)$ в среднем несколько выше известных данных и усредненные по более широкому энергетическому интервалу (0,1—1; 1—9,74 и 0,1—9,74 кэВ) равны $0,54 \pm 0,05$; $0,43 \pm 0,05$ и $0,48 \pm 0,05$ соответственно. Полученные в настоящей работе величины $\alpha(E_n)$ хорошо согласуются в области около 10 кэВ с результатами, определенными на электростатических генераторах [18, 19].

Применение в полном объеме предложенного метода измерений, по-видимому, позволит получать наиболее

достоверную информацию об энергетической зависимости $\alpha(E_n)$ с минимальными погрешностями и неопределенностями.

Автор выражает глубокую признательность профессорам Р. Жоли и А. Мишодону за предоставленные возможности при проведении экспериментов, Ж. Трошону и Б. Люка за помощь в измерениях, В. Н. Кононову и Е. А. Полетаеву за обсуждения и критические замечания.

Поступило в Редакцию 26/V 1975 г.
В окончательной редакции 13/VIII 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sowerby M. e.a. In: Proc. IAEA Symp. «Fast Reactor Phys.». Karlsruhe, 30 Oct.—3 Nov. 1967, v. 1, p. 289.
2. Ryabov Yu., Van-Schi-Di e.a. In: Proc. IAEA Symp. «Phys. and Chem. of Fission», v. I. Vienna, 1965, p. 287.
3. Куров М. А. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 30, вып. 3, с. 258.
4. Saussure G. e.a. ORNL-TM-1804, 1967.
5. Perez R. e.a. «Nucl. Sci. and Engng», 1973, v. 52, p. 46.
6. Czirr J., Lindsey J. «Nucl. Sci. and Engng», 1970, v. 41, p. 56.
7. Мурадян Г. В. и др. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data for Reactor — 1970». Helsinki, 15—19 June 1970, v. I, p. 341.
8. Gribler P. e.a. «Nucl. Appl.», 1968, v. 5, p. 297.
9. Ryabov Yu. Preprint IAEA 71-2101, 1971; Preprint DUBNA P3-2101, 1969.
10. Panel Discussion. Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data for Reactors — 1966». Paris, 17—21 Oct. 1966, v. II, p. 397.
11. Cao M. e.a. «J. Nucl. Energy», 1968, v. 22, p. 211.
12. Theobald J. e.a. Inter-LINAC-Seminar, GEEL, 1974; Preprint CEN-239, 1974, p. 18.
13. Ryabov Yu. e.a. «Nucl. Phys.», 1973, v. A 216, p. 395.
14. Trochon J. e.a. «J. phys.», 1973, v. 31, p. 131.
15. Рябов Ю. В. и др. Препринт ОИЯИ P3-4992, 1970.
16. Michaudon A. e.a. «Nucl. Phys.», 1965, v. 69, p. 545.
17. Рябов Ю. В. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, вып. 5, с. 927.
18. Кононов В. Н. и др. В сб.: Труды конф. «Нейтронная физика», т. I. Киев, «Наукова думка», 1972, с. 256.
19. Bandl R. e.a. In: Proc. 3rd Conf. on Neutron Cross Sections and Technology. Knoxville, March 1971, v. 1, p. 273.