

СЕЧЕНИЕ ПОДБАРЬЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ ^{236}U © 2008 г. А. А. Алексеев¹⁾, А. А. Бергман¹⁾, А. И. Берлев¹⁾, Э. А. Коптелов¹⁾,
Б. Ф. Самылин, А. М. Труфанов, Б. И. Фурсов, В. С. Шорин*

Физико-энергетический институт, Обнинск, Россия

Поступила в редакцию 17.09.2007 г.; после доработки 20.11.2007 г.

На нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце СВЗ-100 ИЯИ РАН измерено сечение деления ^{236}U в области энергии нейтронов $E_n = 0.001\text{--}20$ кэВ. Определены величины резонансного интеграла для резонансов при энергиях 5.45 эВ и 1.28 кэВ и оценены их делительные ширины. Подтверждена известная промежуточная структура в сечении подбарьерного деления $^{236}\text{U}(n, f)$. Измерено сечение деления $^{238}\text{U}(n, f)$ и оценен порог чувствительности СВЗ-100 к малым величинам сечения деления.

PACS: 25.85.Ec

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению сечения реакции (n, f) в области энергии нейтронов ниже порога деления связан с поиском гросс-структуры делительных ширин для нейтронных резонансов. Эти структуры нашли свое объяснение в модели двугорбого барьера [1, 2], в которой деление является многоступенчатым процессом и происходит через β -вибрационные состояния сильно деформированного ядра во второй потенциальной яме. Из-за остаточного взаимодействия с другими степенями свободы вибрационное состояние приобретает демпинговую ширину распада по состояниям более сложной природы — промежуточным уровням класса II. Последние связаны с компаунд-уровнями (класс I), возбуждаемыми при поглощении нейтрона в первой потенциальной яме, соответствующей равновесной форме ядра.

Сила связи уровней $\langle \lambda_{II} | H_c | \lambda_I \rangle$ определяется потенциалом взаимодействия H_c и зависит от величины потенциального барьера V_A , отделяющего уровни $|\lambda_{II}\rangle$ класса II от фазового пространства уровней $|\lambda_I\rangle$ класса I. В случае глубокой ямы демпинговая ширина вибрационного резонанса большая, и промежуточные структуры определяются состояниями класса II. Такая картина наблюдается в сечении деления $\sigma(E_n)$ для ядер ^{234}U , ^{238}U и ^{240}Pu в области энергий нейтронов $E_n = 0.1\text{--}20$ кэВ. Характерный период структур составляет $D_{II} = 0.7\text{--}3$ кэВ или $D_{II} = (50\text{--}200) D_I$,

где D_I — расстояние между уровнями компаунд-ядра. Анализ структур в рамках R -матричной теории [2] позволяет получить информацию о средней величине матричного элемента $|\langle \lambda_{II} | H_c | \lambda_I \rangle|$, ширине распада (Γ_{II} , $\Gamma_{II(f)}$) и параметрах барьера.

Сечение деления ^{236}U в резонансной области энергий нейтронов ранее измерялось методом времени пролета в работах [3–6], между результатами которых существует резкое расхождение. В одних работах промежуточная структура наблюдалась [3, 5], в других — нет [4, 6]. Рекомендованная оценка сечения деления ENDF/B7 (2006 г.) [7] опирается на данные работы [4], подтвержденные в работе [6]. Для разрешения имеющихся противоречий был проведен независимый эксперимент на нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце (СВЗ). Первый спектрометр СВЗ был предложен и создан в ФИАНе [8]; его теория, основные результаты проведенных экспериментов и перспективы исследований на СВЗ рассмотрены в работах [9, 10].

СВЗ второго поколения с энергетическим разрешением $\Delta E/E \cong 0.3$ успешно использовались при измерении сечений реакций (n, γ) и (n, f) для нуклидов, которые трудно или невозможно исследовать другими методами. Их высокая светосила (спектрометр RINS [11]) позволила надежно выделить промежуточные резонансы в сечении подбарьерного деления на мишенях с массой несколько микрограмм, зарегистрировать p -вибрационный резонанс при энергии 5 кэВ для ^{232}Th и измерить сверхмалые величины сечений на уровне меньше 1 мкбн [12], что пока недоступно времяпролетным спектрометрам.

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва.

*E-mail: shorin@ippe.ru

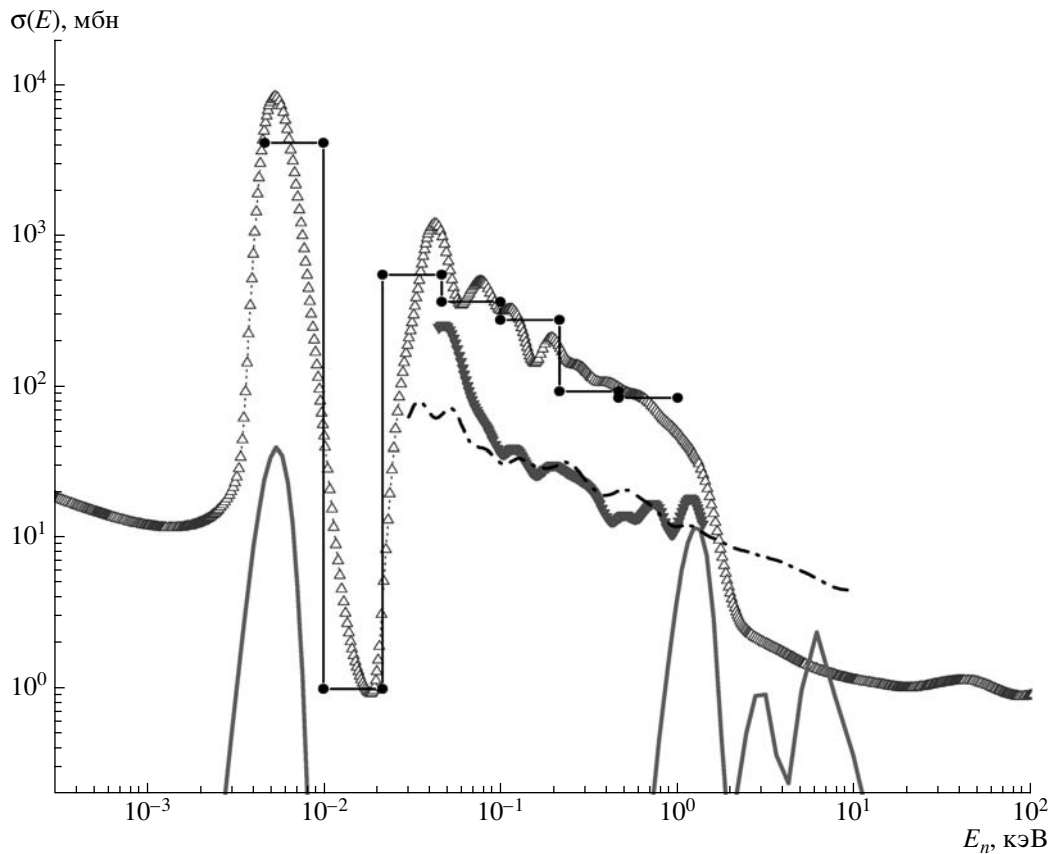


Рис. 1. Усредненное по функции Гаусса с параметром $\Delta E/E = 0.353$ сечение деления $^{236}\text{U}(n, f)$. Кривые: со светлыми треугольниками — оценка ENDF/B7 [7]; с темными треугольниками, сплошная и с темными кружками — данные работ [3, 5, 6] соответственно, штрихпунктирная — вклад реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ в экспериментальные данные [3].

Имеющиеся данные (взяты из библиотеки EXFOR [13]) по сечению подбарьерного деления $^{236}\text{U}(n, f)$ приведены на рис. 1. Для сравнения с результатами измерений на СВЗ-100 они усреднены по функции Гаусса с параметром разброса $\Delta E/E = 0.35$. Если поправить данные эксперимента [3] на фоновую примесь реакции $^{235}\text{U}(n, f)$, что не было сделано ранее, то проявляется резкое расхождение между данными работ группы из Лос-Аламоса [3, 5] и работ [4, 6]. В работах Лос-Аламоса события деления регистрировались детекторами осколков деления, в других работах с помощью сцинтилляционных детекторов регистрировались нейтроны деления [4] и γ -лучи деления [6].

Наиболее сильное расхождение имеется для резонанса 5.45 эВ. В работе [5] измеренная величина Γ_f (1.3 ± 0.1 мкэВ) оказалась в ~ 200 раз меньше, чем в работе [4], причем для других резонансов деление не наблюдалось вплоть до энергии 1 кэВ. Данные работы [4] обнаруживают слабые флуктуации ширины Γ_f и их явную корреляцию с радиационными ширинами Γ_γ , что указывает на чувстви-

тельность детектора делений к γ -лучам захвата ($\Gamma_\gamma \gg \Gamma_f$). Недостаточная дискриминация γ -лучей захвата может быть причиной высокого значения сечения деления, полученного в работе Мурадяна [6].

1. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Эксперимент проводился на спектрометре СВЗ-100 ИЯИ РАН [14], установленном на протонном пучке ММФ. Энергия протонного пучка — 209 МэВ, длительность импульса тока — 1 мкс, частота — 50 Гц, ток в импульсе — 8–10 мА. Для генерации нейтронов использовалась мишень из свинца с воздушным охлаждением.

Спектрометр третьего поколения СВЗ-100 собран в виде удлиненной призмы из блоков свинца высокой чистоты (99.996%) общей массой 100 т. Длина сборки — 3.3 м, ширина — 1.62 м, высота — 1.79 м. Сборка размещена на стальной раме на высоте 66 см от бетонного пола. Измерения проводились в рабочем канале диаметром 65 мм, ось которого расположена на расстоянии 120 см от центра генерации нейтронов.

События деления регистрировались быстрой ионизационной камерой деления с делящимися слоями ^{236}U , ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu . Подобные камеры деления ранее применялись в экспериментах по измерению сечений деления на быстрых нейтронах [15].

Исследуемый слой ^{236}U (масса урана $m = 1.30$ мг, состав U_3O_8) имел высокую чистоту: $^{236}\text{U} - (99.845 \pm 0.005)\%$, $^{235}\text{U} - (0.047 \pm 0.002)\%$, $^{238}\text{U} - (0.107 \pm 0.002)\%$, $^{234}\text{U} - 0.001\%$ (такие же мишени использовались в работе [6], в работе [4] примесь ^{235}U составляла 0.3%). Слои с ^{235}U ($m = 1.07$ мг) и ^{239}Pu ($m = 0.55$ мг, состав PuO_2) использовались как мониторы потока нейтронов. Слой ^{238}U ($^{238}\text{U} - 99.999\%$, $^{234}\text{U} - 3 \times 10^{-4}\%$, $^{235}\text{U} - 3 \times 10^{-4}\%$, $^{236}\text{U} - 3 \times 10^{-4}\%$, $m = 1.60$ мг, состав U_3O_8) использовался для определения порога чувствительности СВЗ-100 к малым величинам сечения деления.

Камера деления состоит из двух секций, каждая из которых является плоской цилиндрической камерой деления с общим катодом, на обеих сторонах которого размещены слои делящегося вещества. Секции экранированы заземленным электродом. Катод находится при потенциале -500 В относительно земли. Токовые сигналы (длительностью 20–25 нс) снимаются с двух других электродов (анодов), находящихся при нулевом потенциале. Радиусы катода и анода одинаковы и равны 40 мм, зазор между электродами 1.5 мм, диаметр делящегося слоя — 18 мм. Камера заполняется смесью газов $\text{Ar} + 10\% \text{CO}_2$ под давлением 1.5 атм. Сигнал с анода камеры деления отрицательной полярности поступает на вход зарядочувствительного предусилителя (Canberra model 2003BT), усиливается и формируется (модуль Polop 1501, постоянная времени формирования 20 нс). Сформированный аналоговый сигнал по кабелю РК-50 (длиной около 100 м) поступает на вход системы регистрации событий деления для амплитудного и временного анализа. Модули электроники сбора данных выполнены в стандарте КАМАК и управляются в среде LINUX.

В основу системы анализа и регистрации сигналов положен принцип оцифровки формы импульсов с определением как временных, так и амплитудных значений. Каналы оцифровки сигналов с детекторов построены по одинаковой схеме, в которую входит управляемый усилитель с полосовым фильтром и аналого-цифровой преобразователь (ADC) с интервалом измерения 10 нс. Цифровой код, соответствующий каждому измерению ADC, поступает на программируемую логическую схему (FPGA), где в цифровом виде происходит определение момента поступления сигнала с детектора

(точность 10 нс) и гистограммирование в установленном интервале времени (непосредственно в модуле сбора данных). Считывание и запись данных для передачи их с целью окончательной обработки и представления результатов производится по окончании прямого набора.

Временной спектр регистрируемых детектором событий деления $N(t)$ связан (в первом приближении) с измеряемым сечением деления $\sigma(E)$ соотношением

$$N(t) = Cw(t) \left\langle \sqrt{E}\sigma(E) \right\rangle_{\bar{E}(t)}, \quad (1)$$

где C — постоянная, учитывающая толщину образца (достаточно тонкого, чтобы пренебречь эффектами блокировки); $w(t)$ — плотность нейтронов на поверхности образца для времени замедления t ; $\langle \rangle$ — знак усреднения по энергетическому разрешению спектрометра вблизи средней энергии спектра нейтронов $\bar{E}(t) = K(t)/(t + \tau)^2$, $\tau = 0.3$ мкс. Обычно функция $K(t)$ считается постоянной, для разных спектрометров ее значения лежат в диапазоне 160–183 кэВ мкс² и зависят от размеров СВЗ, примесей в свинце, первичного спектра нейтронов и наличия полостей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Измерение характеристик СВЗ-100

Энергетическая градуировка СВЗ, т.е. определение функции $K(t)$, связывающей энергию нейтронов с временем замедления, проводилась по известным нейтронным резонансам в сечениях деления ^{235}U и ^{239}Pu (22 калибровочные точки). Сечения для этих ядер известны с высокой точностью (0.5–2%) и относятся к классу стандартов, относительно которых измеряются сечения нейтронных реакций на других ядрах. Оказалось, что полученные величины $K(t)$ зависят от времени как $K(t) = 165 - 15.2 \exp(-t/27.7)$ кэВ мкс². Точность калибровки — 2 кэВ мкс². Такая зависимость подтверждается результатами моделирования СВЗ, которые также указывают на уменьшение функции $K(t)$ со временем при $t < 30$ мкс.

В процедуре калибровки использовались усредненные по функции Гаусса величины $\langle \sigma \nu \rangle = \langle \sqrt{E}\sigma(E) \rangle$ для ядер ^{235}U и ^{239}Pu в области энергии нейтронов $E_n > 0.1$ эВ из библиотеки ENDF/B7 (рис. 2). В процедуре усреднения величин $\langle \sigma \nu \rangle$ разрешение изменялось с энергией как $\Delta E/E = (a^2 + bE + c/E)^{1/2}$, где $E \equiv \bar{E}(t)$ [12]. Для идеального спектрометра величина разрешения имеет вид [9]

$$\Delta E/E = [a_0^2 + (kT/E)]^{1/2},$$

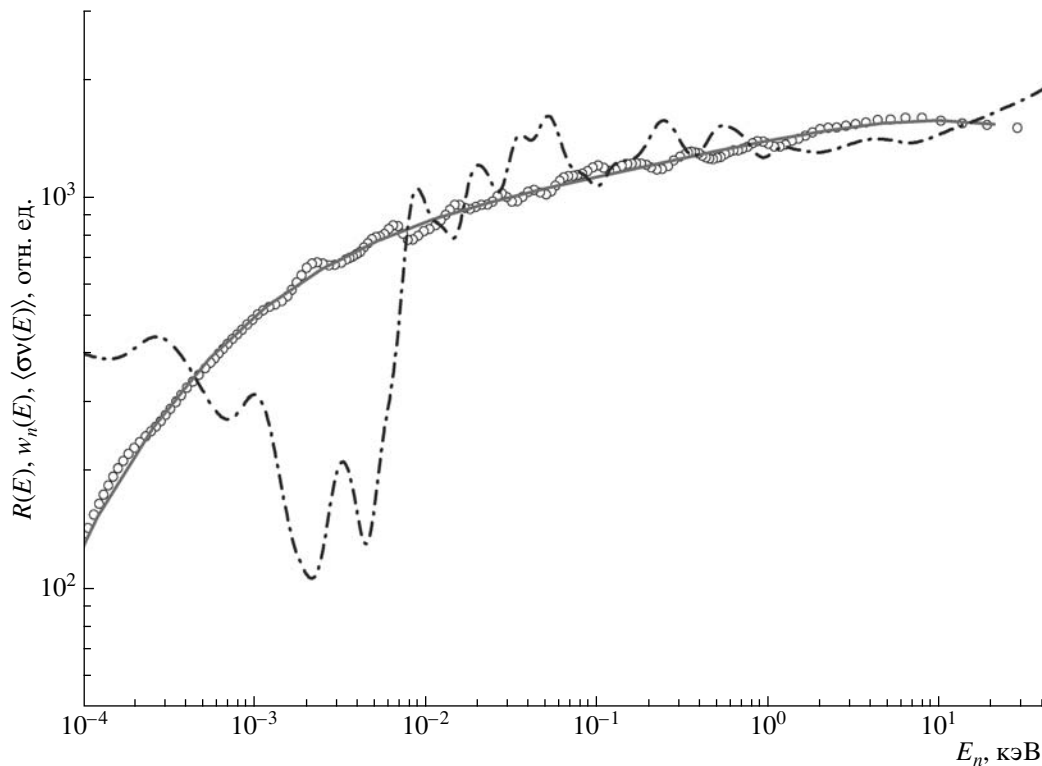


Рис. 2. Приведенный экспериментальный спектр $R(E) = N(E)/\langle\sigma\nu\rangle$ (точки \circ), плотность нейтронов $w_n(E)$ (сплошная кривая) и сечение деления $\langle\sigma\nu\rangle$ $^{235}\text{U}(n, f)$, усредненное по функции разрешения спектрометра (штрихпунктирная кривая), в функции энергии нейтронов.

где $a_0 = 0.274$; $kT = 0.0253$ эВ — тепловая энергия замедлителя, т.е. параметр c учитывает эффекты термализации нейтронов. В области $t < 10$ мкс разрешение ухудшается из-за влияния первичного спектра нейтронов, конечной ширины импульса протонов и ширины канала временного анализатора. В первом приближении этот вклад в дисперсию линейно зависит от энергии. Сравнивая экспериментальные спектры $N(E)$ с усредненными библиотечными данными $\langle\sigma\nu\rangle$ с помощью соотношения (1) и варьируя параметры a , b , c , можно получить оптимальные параметры функции разрешения СВЗ и плотность нейтронов в измерительном канале $w_n(t)$. Оптимальные значения параметров оказались равными: $a = 0.30$, $b = 3 \times 10^{-5}$ эВ $^{-1}$, $c = 0.025$ эВ. Наилучшее разрешение, которое составляет 31%, спектрометр имеет в области энергии 40–120 эВ.

Добиться идеального описания (в статистическом смысле) резонансной структуры в экспериментальных спектрах СВЗ — достаточно трудная задача [10]. Величины $R = N(E)/\langle\sigma\nu\rangle$, рассчитанные для оптимальных параметров функции разрешения, имеют флуктуации нестатистического характера. Поскольку функция $w_n(E)$ должна быть плавной функцией энергии [8–10], она находилась

сглаживанием полученных величин R с помощью полинома 4-го порядка в координатах $\{\lg(w_n), \lg(E)\}$. Функция $w_n(E)$ и величины $R(E)$ для ^{235}U в области энергий 10^{-4} –20 кэВ показаны на рис. 2.

Для оценки порога чувствительности СВЗ-100 к малым величинам сечения было измерено сечение деления $^{238}\text{U}(n, f)$, которое сравнивалось с данными, полученными на спектрометре RINS [11] с камерой деления, содержащей $m = 0.80$ г урана. В настоящей работе использовался слой ^{238}U , масса которого в 500 раз меньше. Наибольшая величина сечения соответствует резонансу класса II при энергии 0.72 кэВ и равна 1.45 мбн.

События деления регистрировались в двух временных окнах: первое (основное) имело ширину 2 мс при “цене” канала 0.5 мкс, второе (фоновое) имело ширину 2–18 мс с “ценой” канала 4 мкс. Временные спектры регистрируемых событий деления $^{238}\text{U}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ в основном окне показаны на рис. 3. Полное время набора спектра ~ 11 ч. В спектре для ^{238}U существенную долю составляют сигналы от $^{235}\text{U}(n, f)$, в области $t \geq 17$ мкс эта примесь доминирует. Теоретическая оценка вклада $^{235}\text{U}(n, f)$ равна 4.5×10^{-6} , наблюдаемый вклад составляет 2.5×10^{-4} . Причина

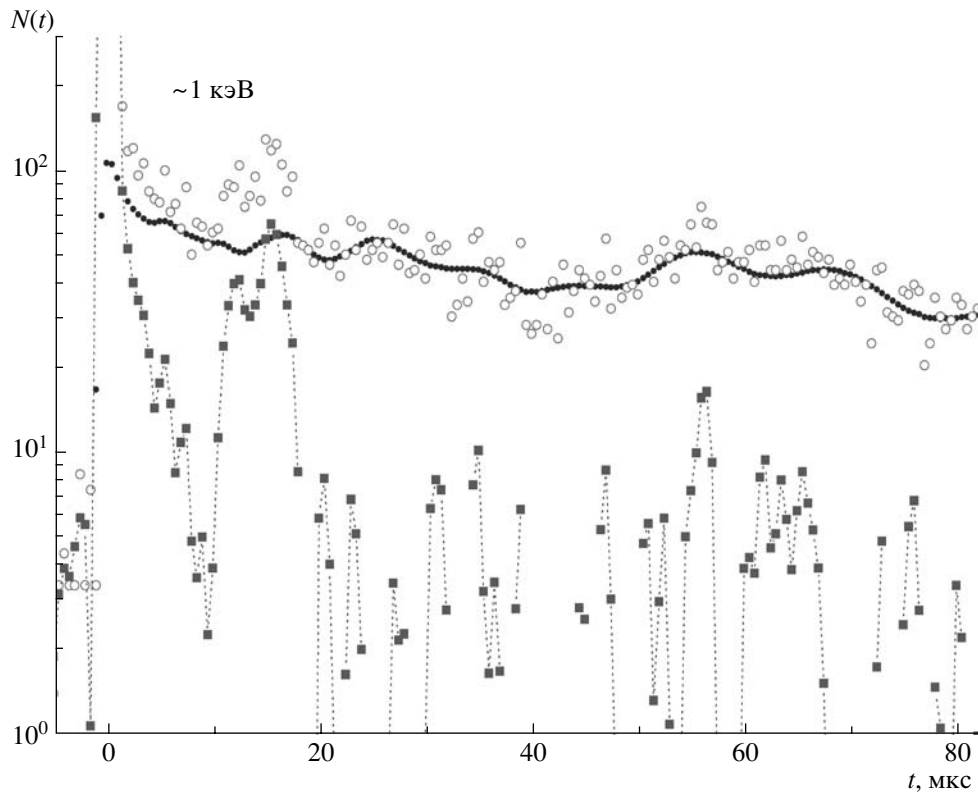


Рис. 3. Временные спектры регистрируемых событий деления $^{238}\text{U}(n, f)$ (темные квадраты, соединенные точечной линией), $^{235}\text{U}(n, f)$ (кривая из темных кружков) и суммарных событий (точки \circ) в основном временном окне.

расхождения — попадание части электронных сигналов из ^{235}U -канала в ^{238}U -канал. Зарегистрированного числа полезных событий оказалось достаточным, чтобы увидеть резонансную структуру в сечении деления $^{238}\text{U}(n, f)$ вблизи 1 кэВ.

Сечение деления $^{238}\text{U}(n, f)$ определялось относительно сечения деления ^{235}U по формуле

$$\sigma_x(E) = (N_x/N_5)_{E=E(t)} (n_5/n_x) (\varepsilon_5/\varepsilon_x) \sigma_5(E), \quad (2)$$

где x — индекс измеряемого нуклида; N_x — счет камеры со слоем x для времени замедления t (энергии нейтронов E); n_x — число ядер в слое x ; ε_x — эффективность регистрации осколков деления в камере со слоем x ; $\sigma_5(E)$ — усредненное сечение деления ^{235}U (оценка ENDF/B7) по функции разрешения спектрометра ($\Delta E/E = 0.424$). Эффективность регистрации событий деления в обеих камерах деления была одинаковой с 5%-ной точностью. Результаты измерения сечения деления $^{238}\text{U}(n, f)$ приведены на рис. 4. Полученная величина усредненного сечения в максимуме резонанса при $E_n = 0.72$ кэВ равна 1.78 ± 0.24 мбн (в работе [11] — 1.446 мбн при статистической ошибке 0.012 мбн и систематической ошибке 5–10%). Для наблюдения резонансной структуры в области энергии 20.4 эВ

(~0.4 мбн) и 11.1 кэВ (~0.106 мбн по данным [11]) уже не хватает статистической точности. Достигнутый порог чувствительности СВЗ-100 при данных параметрах пучка ускорителя (за время облучения 11 ч) близок к полученной на спектрометре RINS величине $m\sigma_f \cong 1$ мг мбн [11, 12].

2.2. Результаты измерения сечения деления $^{236}\text{U}(n, f)$

Временные спектры регистрируемых событий $^{236}\text{U}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ показаны на рис. 5. Полное время набора спектра ~17.5 ч. В ^{236}U -спектре существенную долю составляют сигналы от реакции $^{235}\text{U}(n, f)$, в области $t \geq 250$ мкс эта примесь доминирует. Одновременно измерялся спектр для ^{235}U , была определена его доля в ^{236}U -спектре, которая оказалась равной $\alpha = 0.00082 \pm 0.00001$. Если эффективность регистрации событий деления в камерах с ^{236}U и ^{235}U одинакова, то величина α должна быть 0.00057 ± 0.00003 , с учетом изотопного состава и толщины слоев. Различие в оценках величины α связано с прохождением электронных сигналов из ^{235}U -канала в ^{236}U -канал. Для слоя ^{238}U этот эффект составляет 0.00024 ± 0.00001 , что может объяснить расхождение в оценках.

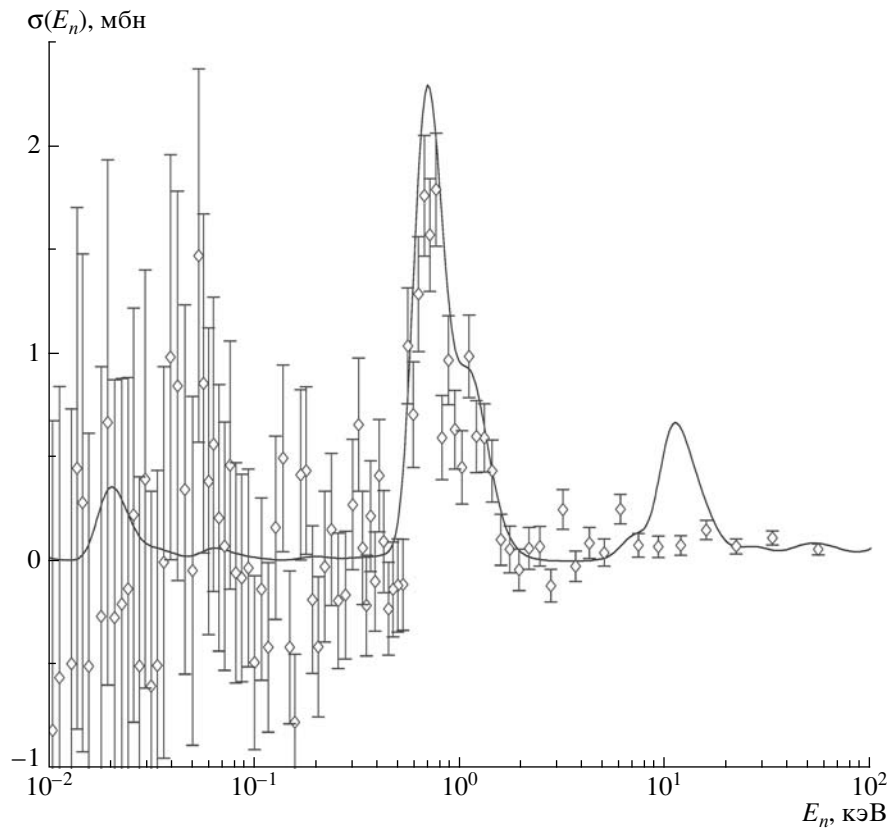


Рис. 4. Сечение деления $^{238}\text{U}(n, f)$. Точки — настоящая работа; сплошная кривая — усредненные данные ENDF/B7.

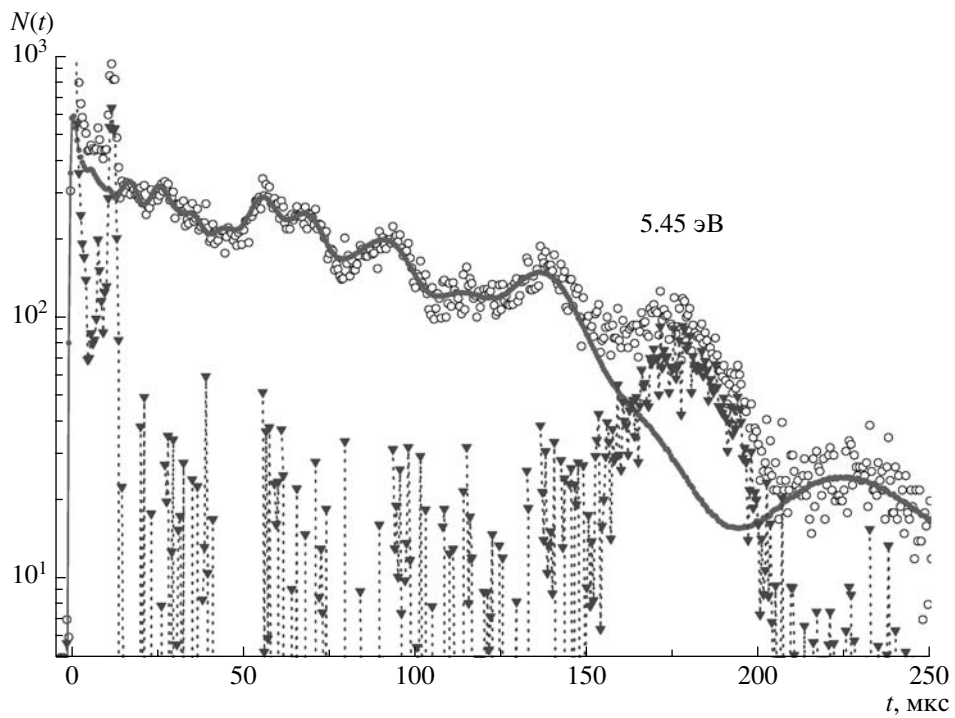


Рис. 5. Временные спектры событий деления для мишени ^{236}U : полный спектр (точки \circ), вклад реакции $^{236}\text{U}(n, f)$ (темные треугольники, соединенные точечными линиями) и вклад реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ (сплошная кривая).

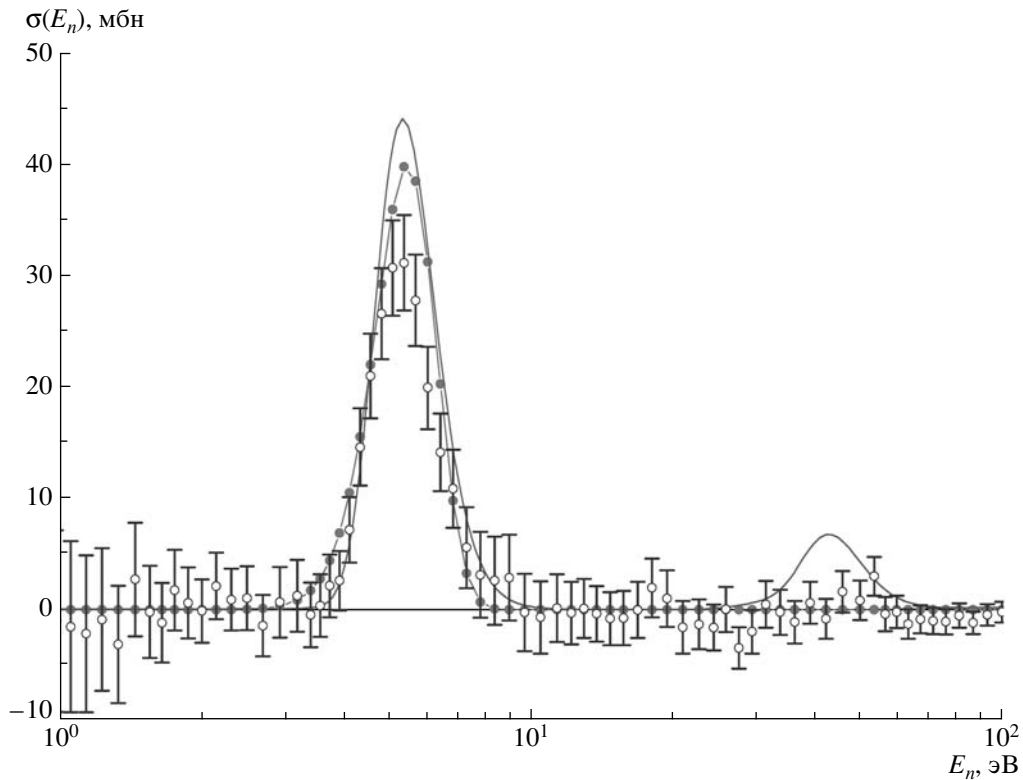


Рис. 6. Сечение деления $^{236}\text{U}(n, f)$ в области энергии нейтронов ниже 100 эВ. Точки \circ — настоящая работа. Кривые: с темными точками и сплошная — результаты усреднения данных по резонансным интегралам [5] и оценка ENDF/B7 (уменьшена в 200 раз) соответственно.

В спектре событий деления $^{236}\text{U}(n, f)$ (после вычитания фона) хорошо проявляется резонансная структура в области 5.45 эВ и в области 1–10 кэВ. В пиках статистическая точность измерений составляет 13 и 5% соответственно. В остальных областях энергии нейтронов возможные эффекты меньше ошибок измерений.

Сечение деления $^{236}\text{U}(n, f)$ определялось относительно сечения деления ^{235}U по формуле (2). Коэффициенты усиления и пороги дискриминации в спектрометрических каналах для камер со слоями ^{235}U и ^{236}U подбирались так, чтобы амплитудные спектры осколков деления были практически одинаковыми. Поэтому эффективности регистрации осколков равны (с точностью 3%). Ошибка измеренного сечения определяется статистической ошибкой величины N_6 и ошибкой нормировки (6%). Результаты измерения сечения деления $^{236}\text{U}(n, f)$ приведены на рис. 6 и 7. Там же показаны усредненные (по функции разрешения СВЗ) сечения из библиотеки ENDF/B7 и средние сечения, рассчитанные на основе данных по резонансным интегралам [5].

Наши данные в области $E_n < 100$ эВ (рис. 6) резко расходятся с данными [4] и согласуются с

выводами работы [5], в которой обнаружен только один резонанс при энергии 5.45 эВ с очень малой величиной Γ_f , но сильной резонансной структуры в области 40 эВ не наблюдалось. В табл. 1 приведены величины резонансного интеграла $A_f = (\pi/2) \sigma_0 \Gamma_f$, где $\sigma_0 = 4\pi\lambda_0^2 g \Gamma_n / \Gamma$, и вычисленные ширины Γ_f , которые несколько меньше, чем в работе [5]. При расчете величины σ_0 использовались резонансные параметры из оценки ENDF/B7: $\Gamma_n = 2.24$ мэВ, $\Gamma_\gamma = 24.5$ мэВ, т.е. такие же, как и в работе [4].

Похожая ситуация обнаруживается и в области энергий выше 100 эВ (рис. 7). Данные работы [4] резко расходятся с оценкой ENDF/B7. Наблюда-

Таблица 1. Параметры резонанса при энергии 5.45 эВ

Эксперимент	Резонансные параметры		
	Γ_f , мкэВ	A_f , мбн эВ	σ_0 , бн
Teobald <i>et al.</i> [4]	290 ± 7	18 200	39 870
Parker <i>et al.</i> [5]	1.3 ± 0.1	82 ± 8	40 300
ИЯИ + ФЭИ	1.05 ± 0.1	66 ± 6	39 870

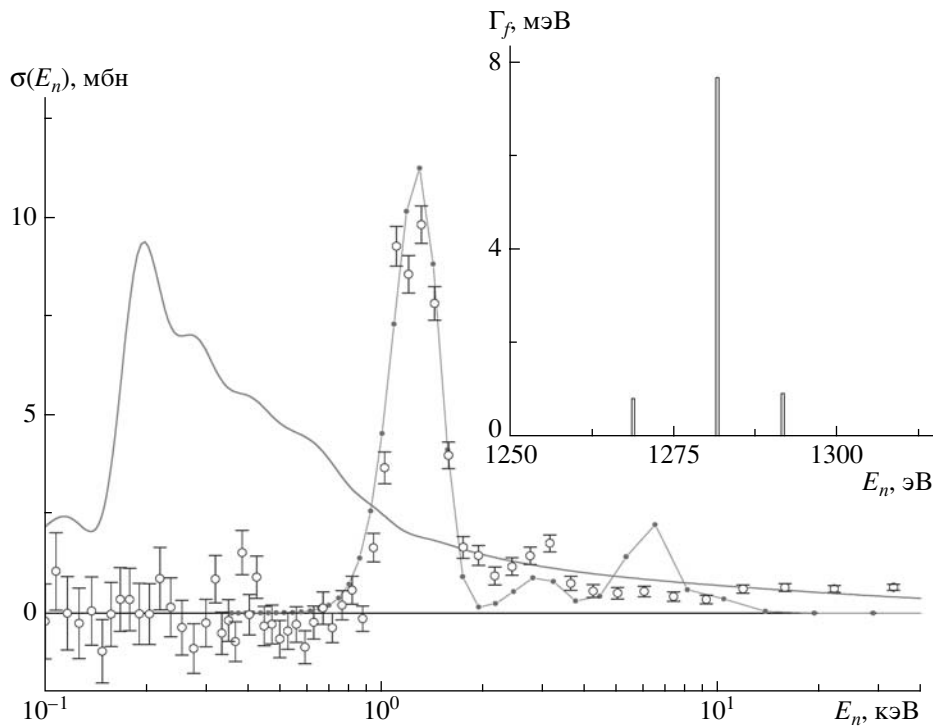


Рис. 7. Сечение деления $^{236}\text{U}(n, f)$ в области энергии нейтронов выше 100 эВ. Точки \circ — настоящая работа. Кривые: с темными точками и сплошная — результаты усреднения данных по резонансным интегралам [5] и оценка ENDF/B7 (уменьшена в 20 раз) соответственно. На вставке — распределение величин Γ_f для резонанса 1282 эВ [5].

ются только триплет при энергии 1282 эВ ($A_f = 5.8$ бн эВ) и резонансы при энергиях 2959 ($A_f = 1.1$ бн эВ), 6300 ($A_f = 5.7$ бн эВ) и 10 400 эВ ($A_f = 1.5$ бн эВ). Все эти резонансы отнесены в работе [5] к состояниям класса II. Разрешение СВЗ-100 позволяет видеть лишь резонансы при $E_n = 1.28$ и 2.96 кэВ. Определена величина A_f для первого резонанса — 4.9 ± 0.6 бн эВ, т.е. ниже данных работы [5] на 14%. Если вычислить величину σ_0 на основе резонансных параметров ENDF/B7: $\Gamma_n^0 = 0.00197(23)$ эВ $^{1/2}$, $\bar{\Gamma}_\gamma = 0.01983(44)$ эВ, $\Gamma_n = 70.5(82)$ мэВ, то получим среднее значение делительной ширины $\Gamma_f = 2.0 \pm 0.32$ мэВ. Это в 4 раза

меньше, чем в работе [5], что связано с разными базовыми оценками величин Γ_n . Отметим, что данный резонанс впервые наблюдался в “бомбовом” эксперименте [3], его резонансный интеграл равен $A_f \approx 2$ бн эВ.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты позволяют уточнить теоретические оценки, сделанные в работе [5], используя ряд новых данных по реакции $^{236}\text{U}(n, f)$. На рис. 8 показано сечение деления $^{236}\text{U}(n, f)$ для быстрых нейтронов: экспериментальные данные, оценка ENDF/B7 и результаты теоретического анализа [17] в рамках статистической теории деления.

Особенностью анализа было описание в рамках одного подхода шансовой структуры сечений эмиссионного деления нейтронами всей цепочки ядер от ^{233}U до ^{238}U . При этом для описания плотности уровней возбужденных ядер использовались реалистические спектры одночастичных состояний в сверхтекучей модели ядра. Нейтронный канал описывался с помощью несферической оптической модели. В результате анализа были получены параметры барьера деления — высота $V_{A,B}$ горбов А

Таблица 2. Параметры состояний класса II, возбуждаемых в подбарьерном делении $^{236}\text{U}(n, f)$

	$\Gamma_{\Pi(c)}$, эВ	$\langle H_c \rangle^2$, эВ 2	$\Gamma_{\Pi(f)}$, мэВ
$V_{A,B}$	10.8	31.6	35.9
$V_{A,B}^+$	4.9	14.3	10.7
$V_{A,B}^-$	23.4	68.5	120
[5]	5	12	9.5

Примечание. $V_{A,B}^{+,-} = V_{A,B} \pm 0.1$ МэВ.

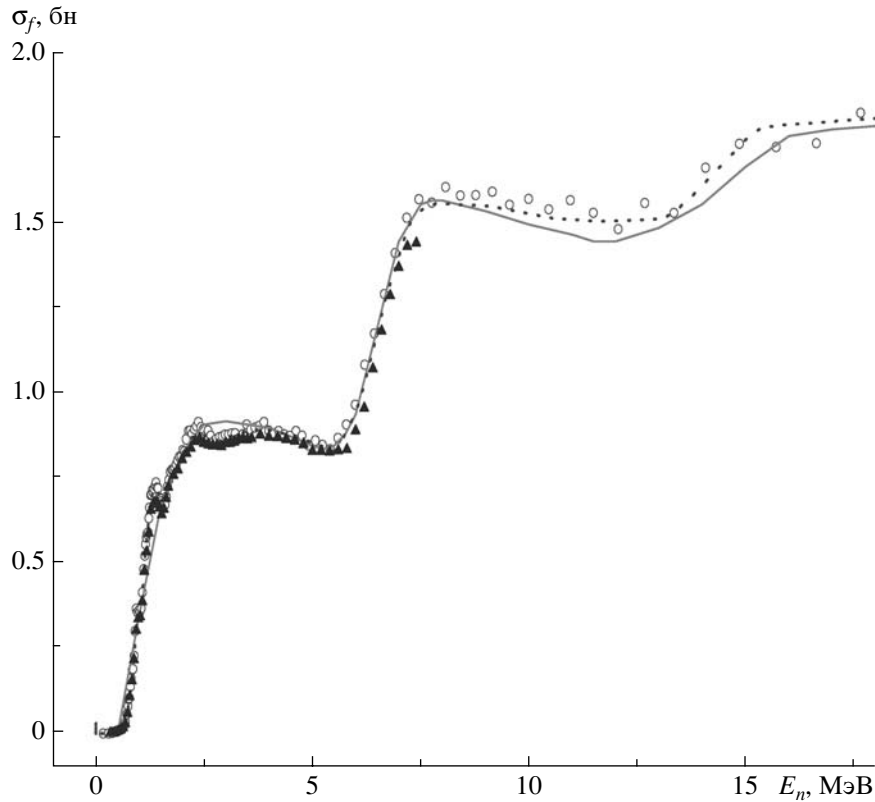


Рис. 8. Сечение деления $^{236}\text{U}(n, f)$ для быстрых нейтронов. Точки: \blacktriangle , \circ — экспериментальные данные [15] и [16] соответственно. Кривые: сплошная — результат теоретического анализа [17]; точечная — оценка ENDF/B7 [7].

и B ; для ^{236}U эти величины равны: $V_A = 5.7$ МэВ, $V_B = 5.9$ МэВ. Для сравнения, в работе [5] использовались оценки [2] $V_A = 6.1$ МэВ, $V_B = 5.9$ МэВ.

Зная параметры V_A и кривизну $\hbar\omega_A$ барьера A , можно вычислить силовую функцию смешивания состояний класса II:

$$\begin{aligned} 2\pi (\Gamma_{\text{II}(c)}/D_{\text{II}}) &= N_{\text{эф}} T_A = \\ &= N_{\text{эф}} [1 + \exp(2\pi\Delta V_A/\hbar\omega_A)]^{-1}, \end{aligned}$$

где $\Gamma_{\text{II}(c)}$ — ширина смешивания; T_A — проницаемость барьера A ; $N_{\text{эф}}$ — эффективное число каналов деления; $\Delta V_A = V_A - B_n$, B_n — энергия связи нейтрона в компаунд-ядре (5.126 МэВ). Величина $\Gamma_{\text{II}(c)}$ непосредственно определяется матричным элементом связи:

$$\Gamma_{\text{II}(c)} = \Gamma_{\text{II}} - \Gamma_{\text{II}(f)} = 2\pi \left[\langle \lambda_{\text{I}} | H_c | \lambda_{\text{II}} \rangle^2 / D_{\text{I}} \right].$$

Проницаемость T_B барьера B определяет делительную силовую функцию состояний класса II:

$$2\pi (\Gamma_{\text{II}(f)}/D_{\text{II}}) = T_B = [1 + \exp(2\pi\Delta V_B/\hbar\omega_B)]^{-1}.$$

В табл. 2 приведены новые оценки параметров $\Gamma_{\text{II}(c)}$, $\langle H_c \rangle^2$ и $\Gamma_{\text{II}(f)}$ с учетом неопределенности величин $V_{A,B}$ (0.1 МэВ).

Результаты работы [5], полученные из анализа фрагментации резонанса класса II при энергии 1280 эВ, согласуются с нашими оценками в случае варианта $V_A = 5.8$ МэВ, $V_B = 6.0$ МэВ ($\hbar\omega_A = 0.8$ МэВ, $\hbar\omega_B = 0.52$ МэВ, $D_{\text{II}} = 2.6$ кэВ, $D_{\text{I}} = 18.4$ эВ). Обращает на себя внимание высокая чувствительность характеристик состояний класса II к параметрам барьера. В то же время возникают трудности анализа при нахождении средних значений параметров состояний класса II, поскольку число таких состояний, наблюдаемых в эксперименте, не велико, а $\Gamma_{\text{II}(f)}$, $\langle H_c \rangle^2$ и D_{II} являются случайными, сильно флуктуирующими величинами.

В заключение отметим, что настоящая работа не только позволила получить новые данные по нейтронному сечению подбарьерного деления ^{236}U на основе другой методики эксперимента, но и понять причину имеющихся расхождений в его поведении. Прямой метод детектирования событий деления посредством регистрации осколков деления, использованный в настоящей работе и работах [3, 5], а не метод с регистрацией сопутствующих нейтронов или γ -лучей, как в работах [4, 6], позволил измерить малые сечения деления для ^{236}U и обнаружить промежуточную структуру в сечении.

Рекомендованные данные по реакции $^{236}\text{U}(n, f)$ в резонансной области энергий (из библиотеки ENDF/B7) являются явно неудовлетворительными и должны быть пересмотрены.

Авторы выражают благодарность В.А. Матвееву и Л.В. Кравчуку за поддержку данной работы, а также коллективам ОУК и ОЭК ИЯИ РАН за обеспечение работы ускорителя и проводки пучка с заданными параметрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1977), т. 2, гл. 6.
2. S. Bjørnholm and J. E. Lynn, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 725 (1980).
3. J. W. Cramer and D. W. Bergen, Report No. LA-4420, Los Alamos Scientific Laboratory (1970), p. 74.
4. J. P. Teobald, J. A. Wartena, H. Weigmann, and F. Poortmans, *Nucl. Phys. A* **181**, 639 (1972).
5. W. E. Parker, J. E. Lynn, G. L. Morgan, *et al.*, *Phys. Rev. C* **49**, 672 (1994).
6. G. V. Muradyan, M. A. Voskanyan, L. P. Yastrebova, *et al.*, Preprint No. E3-98-212, JINR (Dubna, 1999), p. 287.
7. M. B. Chadwick, P. Oblozinsky, M. Herman, *et al.*, *Nuclear Data Sheets* **107**, 2931 (2006); <http://www.nndc.bnl.gov>
8. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурин и др., в сб.: *Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 8–20 августа, 1955* (Изд-во АН СССР, Москва, 1968), т. 4, с. 135.
9. А. И. Исаков, М. В. Казарновский, Ю. А. Медведев, Е. В. Метелкин, *Нестационарное замедление нейтронов. Основные закономерности и некоторые приложения* (Наука, Москва, 1984).
10. Ю. П. Попов, *ЭЧАЯ* **26**, 1503 (1995).
11. R. E. Slovacek, D. S. Cramer, E. B. Bean, *et al.*, *Nucl. Sci. Eng.* **62**, 455 (1977).
12. Y. Nakagome, R. C. Block, R. E. Slovacek, and E. B. Bean, *Phys. Rev. C* **43**, 1824 (1991).
13. *Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR/CSISRS)* (IAEA-NDS, Vienna, 2007), <http://www.nndc.bnl.gov>
14. А. А. Алексеев, А. А. Бергман, О. Н. Гончаренко, *et al.*, in *Proceedings of the XII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-12), Dubna, May 26–29, 2004* (Dubna, 2004), p. 237.
15. Б. И. Фурсов, М. П. Клемышев, Б. Ф. Самылин и др., *Атом. энергия* **59**, 284 (1985).
16. J. W. Behrens and G. W. Carlson, *Nucl. Sci. Eng.* **62**, 250 (1977).
17. Г. А. Кудяев, Ю. Б. Остапенко, В. В. Пашкевич и др., *ЯФ* **56** (1), 51 (1993).

^{236}U SUBTHRESHOLD FISSION CROSS SECTION

**A. A. Alekseev, A. A. Bergman, A. I. Berlev, E. A. Koptelov, B. F. Samylin,
A. M. Trufanov, B. I. Fursov, V. S. Shorin**

$^{236}\text{U}(n, f)$ cross section has been measured from 1 eV to 20 keV with the INR RAS lead slowing down spectrometer (LSDS-100). The resonance fission areas of 5.45-eV and 1.28-keV resonances are obtained and their fission widths are evaluated. $^{238}\text{U}(n, f)$ cross section has been also measured and LSDS-100 threshold sensitivity to small cross section values is evaluated. The well-known intermediate structure in the neutron-induced fission cross section of ^{236}U has been confirmed.