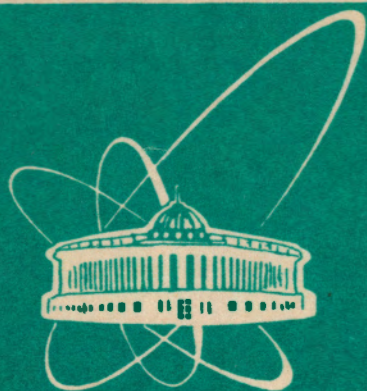


93-283



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-93-283

А.А.Говердовский*, Е.Дерменджиев,
И.Русков, Ю.С.Замятнин

ПЛОЩАДИ И ДЕЛИТЕЛЬНЫЕ ШИРИНЫ
НИЗКОЛЕЖАЩИХ РЕЗОНАНСОВ ^{237}Np

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Физико-энергетический институт, Обнинск

1993

Введение

Существование резонансных кластеров в сечениях подбарьерного деления изотопов U [1,2], Np [3] и Pu [4] в настоящее время объясняется при помощи гипотезы Струтинского о двугорбом барьере деления [5]. Изменяя делительные ширины $\Gamma,^I$ возбужденных уровней в I яме и $\Gamma,^{II}$ уровней во II яме, а также средние расстояния между уровнями \bar{D}^I и \bar{D}^{II} , где \bar{D}^{II} интерпретируется как среднее расстояние между кластерами, получают физическую информацию о барьерах деления [6,7]. Продолжается поиск проявления в сечении деления σ , уровней II ямы [8]. Обнаружение такого уровня и экспериментальное определение его $\Gamma,^{II}$ и нейтронной ширины $g\Gamma,^{II}$ позволит оценить степень связи через внутренний барьер между обеими системами уровней в I и II ямах [9].

Наиболее доступным для экспериментального исследования является ^{237}Np , первый кластер которого лежит при энергии нейтронов $E_n = 40$ эВ. Будучи нечетно-нечетным составным ядром, ^{238}Np имеет высокую плотность уровней с $\bar{D}^I \sim 0,5$ эВ и, следовательно, достаточно большое число низкоэнергетических резонансов, удобных для экспериментального изучения. С другой стороны, измерение величин $\Gamma,^I$ для резонансов ^{237}Np сопряжено с большими трудностями из-за глубоко подбарьерного деления ядра, при котором энергия возбуждения составного ядра E^* ниже высоты барьера на $\sim 0,5$ МэВ. К настоящему времени известны значения площадей делительных резонансов $\sigma_0\Gamma,^I$ и величины $\Gamma,^I$, измеренные французскими группами [10,11], Л.Б.Пикельнером с соавторами в Дубне [12], Колларом и др. в Геле [13], и данные, полученные в Лос Аламосе [8]. В среднем, значения $\sigma_0\Gamma,^I$ и $\Gamma,^I$ из работ [10,11,13] в 2-3 раза меньше соответствующих значений, измеренных в Дубне, хотя для некоторых резонансов эта разница больше. Это побудило нас провести дополнительные измерения и обработку результатов предыдущих измерений выходов гамма-лучей деления в делительных резонансах ^{237}Np [14] для того, чтобы извлечь значения $\sigma_0\Gamma,^I$ и $\Gamma,^I$ и сравнить их с данными упомянутых выше работ [8,10-13]. Метод и данные измерений приводятся ниже. Результаты обсуждаются в рамках гипотезы о двугорбом барьере деления.

Метод определения величин $\sigma_0\Gamma,^I$ и $\Gamma,^I$

Времяпролетные спектры деления для ^{237}Np измерялись на импульсном источнике нейтронов (ИИН) на базе импульсного реактора ИБР-30. Пролетная база $L = 58,5$ м, частота нейтронных вспышек $F = 100$ сек $^{-1}$, полуширина вспышки Δ была близка к 4 мсек. В этих условиях временное разрешение ИИН составляло величину $\Delta/L \sim 70$ нсек/м, которая была недостаточной для разделения делительных резонансов в области первого

кластера ^{237}Np . Поэтому, для определения величин $\sigma_0 \Gamma_j$, времяпролетные спектры деления обрабатывались методом "площадей" [15], согласно которому сумма счетов детектора делений $(\Sigma N_j)_i$ в i -том резонансе за единицу времени определяется следующей формулой :

$$(\Sigma N_j)_i = \Phi(E_i) \cdot \epsilon_j \cdot (\Gamma_j / \Gamma)_i \cdot A_i \quad (1)$$

Здесь $\Phi(E_i)$ - поток нейтронов с энергией E_i , ϵ_j - эффективность регистрации делений детектором, Γ - полная ширина резонанса, A_i - площадь резонанса на кривой пропускания. Зависимость потока нейтронов от их энергии многократно измерялась и достаточно хорошо описывается функцией $\Phi(E_i) = \text{const} \cdot E_i^{-0,9}$ [16]. Для определения величины $\Phi(E_i)$ через нептуниевую мишень в детектор делений помещалась реперная мишень из ^{235}U такого же размера. Использование мишеней из двух разных изотопов ^{237}Np и ^{235}U в одной и той-же геометрии позволяет определить $\Phi(E_i)$ по нескольким наиболее сильным и изолированным резонансам ^{235}U , для которых значения $(\sigma_0 \Gamma_j)_i^{(5)}$ измерены с наилучшей точностью, и, затем, площади резонансов нептуния. Окончательная формула для определения площади $(\sigma_0 \Gamma_j)_j^{(7)}$ j -ого резонанса ^{237}Np через известную величину $(\sigma_0 \Gamma_j)_i^{(5)}$ имеет следующий вид :

$$(\sigma_0 \Gamma_j)_j^{(7)} = (\Sigma N_j)_j^{(7)} \cdot \left(\frac{\sigma_0 \Gamma_j}{\Sigma N_j} \right)_i^{(5)} \cdot \frac{n^{(5)} \cdot \epsilon_j^{(5)}}{n^{(7)} \cdot \epsilon_j^{(7)}} \cdot \left(\frac{E_j}{E_i} \right)^{0,9} \quad (2)$$

Таким образом, нахождение $(\sigma_0 \Gamma_j)_j^{(7)}$ сводится к измерению сумм $(\Sigma N_j)_j^{(7)}$ и $(\Sigma N_j)_i^{(5)}$ и экспериментальному определению эффективностей регистрации актов делений $\epsilon_j^{(7)}$ и $\epsilon_j^{(5)}$ в обеих мишенях и их весов $n^{(7)}$ и $n^{(5)}$. Энергетический ход потока $\Phi(E_i)$, определенный по нескольким наиболее сильным резонансам ^{235}U , приведен на рис.1. В пределах ошибок $\Phi(E_i) \sim E_i^{-0,9}$. Значения $(\sigma_0 \Gamma_j)_j^{(7)}$ определялись как средние по трем резонансам ^{235}U при энергиях 7,1, 12,4 и 19,3 эВ. Использовались рекомендованные значения $(\sigma_0 \Gamma_j)_i^{(5)}$ для них [17]. Величины $(\Gamma_j)_j^{(7)}$ вычислялись по формуле

$$(\Gamma_j)_j^{(7)} = 0,384 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{(\sigma_0 \Gamma_j)_j^{(7)}}{(g \Gamma_n / \Gamma)_j^{(7)}} \cdot E_j \quad (3)$$

где все величины выражены в эВ. Значения $(g \Gamma_n)_j^{(7)}$ и полные ширины $\Gamma_j^{(7)}$ также брались из работы [17].

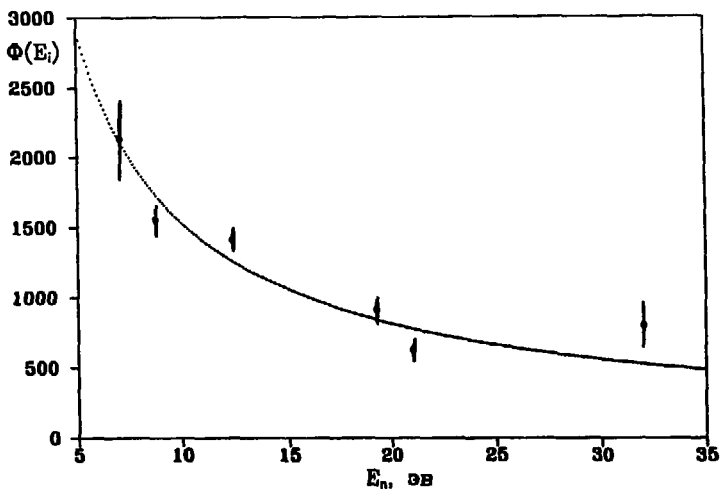


Рис.1. Зависимость потока нейтронов $\Phi(E_i)$ от их энергии, определенная по нескольким сильным резонансам ^{235}U . Поток нейтронов дан в относительных единицах.

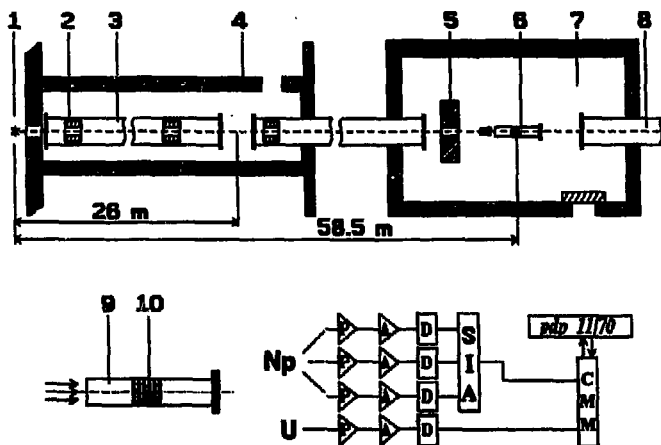


Рис.2. Расположение детекторной аппаратуры на пучке нейтронов и блок-схема детекторной электроники: 1 - зона ИБР-30; 2, 5 - коллиматоры; 3, 8 - трубы; 4 - защита; 6, 9 - многослойная камера деления; 7 - экспериментальный вал; 10 - мишени из Np и U ; P - предусилитель; A - усилитель; D - дискриминатор; SIA - сумматор и инвертор-усилитель; СММ - компьютеризированный измерительный модуль.

Эксперимент

В качестве детектора делений использовалась многослойная ионизационная камера деления (КД). В КД помещалось 12 мишеней из ^{237}Np и одна мишень из ^{235}U . Все мишени имели одинаковый диаметр $\phi = 40$ мм. Слои делящегося вещества были нанесены на алюминиевую фольгу толщиной в 27 мкм. При помощи многократной очистки нептуния концентрация ^{235}U и ^{239}Pu в веществе слоя доводилась до величины $\sim 10^{-6}$ [14]. Рабочим газом служила стандартная смесь из 90% $\text{Ar} + 10\% \text{CH}_4$ при давлении в 600 мм рт.ст. Расстояние между электродами в КД выбиралось равным 5 мм, рабочее напряжение на собирающих электродах - 400 В. Расположение КД на пучке нейтронов и блок-схема электроники показаны на рис.2. Электронные импульсы, соответствующие делениям ядер ^{237}Np и ^{235}U , подавались на измерительный модуль на базе ЭВМ, который представлял данные эксперимента в виде двух времяпролетных спектров деления - ^{237}Np и ^{235}U соответственно. Оба спектра состояли из 4 групп одинаковых по ширине временных каналов: 512×2 мксек, 256×8 мксек, 128×16 мксек и 128×32 мксек.

Величины $n^{(7)}$, $n^{(5)}$, $\epsilon_j^{(7)}$, $\epsilon_j^{(5)}$, которые входят в формулу (2), измерялись следующим образом:

(а). Для определения $n^{(7)}$ и $n^{(5)}$ использовался α -спектрометр с кремниевым полупроводниковым детектором, имевший малый телесный угол ($\omega \cong 4.10^{-5}$) детектирования α -частиц мишени. Спектрометр калибровался при помощи мишеней из ^{252}Cf и ^{234}U . Вторая калибровочная мишень имела те же размеры и толщину слоя, что и мишени из ^{237}Np и ^{235}U . В результате $n^{(7)} = (33,8 \pm 3,4) \cdot 10^{19}$ ядер и $n^{(5)} = (2,17 \pm 0,22) \cdot 10^{19}$ ядер.

(б). Для определения $\epsilon_j^{(7)}$ и $\epsilon_j^{(5)}$ измерялись амплитудные спектры осколков деления ^{237}Np и ^{235}U . Положение порогов дискриминации α -частиц мишени определялось при помощи генератора точных амплитуд. Постоянство величин $\epsilon_j^{(7)}$ и $\epsilon_j^{(5)}$ в разные моменты времени после нейтронной вспышки ИИН проверялось путем измерения амплитудных спектров осколков деления в 8 временных "окнах" шириною по 128 каналов каждое. Было найдено, что начиная со 2 "окна" все амплитудные спектры имели одинаковую форму без каких-либо сдвигов спектров по временной оси. Это свидетельствует о постоянстве величин $\epsilon_j^{(7)}$ и $\epsilon_j^{(5)}$ вплоть до $E_n \leq 1$ кэВ.

Фон во времяпролетных спектрах деления ^{235}U определялся в отдельных измерениях при помощи резонансных фильтров из Mn , Co , Rh и Cd , помещенных в пучок нейтронов. Для резонанса 19,3 эВ величина фона составляла $\sim 2\%$, а для резонанса 7,1 эВ - $\sim 3.5\%$ от площади резонанса. Определение фона во временных спектрах деления ^{237}Np сильно затруднено по следующим причинам. Во-первых, это чрезвычайно малые межрезонансные значения σ , на уровне $\sim 10^{-2}$ барн, при которых применение резонансных

фильтров не дает нужного эффекта. Второй причиной является характерный для ИБР-30 недостаток - относительно высокий фон запаздывающих нейтронов между вспышками ИИН. Вследствие этого фон от делений ^{237}Np быстрыми нейтронами был на уровне $\sim 15\%$ от счета в максимуме наиболее сильного резонанса кластера при $E_n = 40$ эВ. Поэтому для определения фона в диапазоне E_n от 3 эВ до 200 эВ выбиралось 15 узких интервалов, где по данным [17] нет резонансов и методом наименьших квадратов проводилась гладкая кривая фона. Правильность определения фона проверялась при помощи толстого фильтра из Co , сильный резонанс которого при $E_n = 132$ эВ "выедал" своим крылом второй кластер ^{237}Np при $E_n = 120$ эВ до уровня фона. Рециклические нейтроны выводились из пучка нейтронов фильтром из Cd , который находился в пучке во время измерений. Полное время измерений составило 1042 часа.

Результаты измерения и обсуждение

Отдельные участки суммарного временного спектра делений ^{237}Np с вычтенным фоном представлены на рис.3,4 и 5. В интервале 3-50 эВ нами идентифицированы 27 резонансов, для которых определены величины $\sigma_0 \Gamma, ^1$ и $\Gamma, ^1$. Площади резонансов рассчитывались при помощи одной из версий известной компьютерной программы КАТОК [18]. Спектры обрабатывались по частям, с числом резонансов в каждой не более 10. Кроме того, учитывались асимметрия формы резонансов и зависимость полуширины резонанса от его энергии. Значения энергий резонансов, которые вводились в программу, брались из работы [17]. Возможная интерференция между резонансами с одинаковым значением спина J не учитывалась. Выбор варианта разложения группы неразрешенных резонансов на составляющие осуществлялся по χ^2 -критерию.

В таблице 1' представлены значения $\sigma_0 \Gamma, ^1$, измеренные авторами работ [11,12] и нами в интервале $E_n = 0,5 - 11$ эВ. Видно, что данные, полученные в Дубне, систематически выше данных французской группы. В среднем, отношение R сумм по величинам $\sigma_0 \Gamma, ^1$ настоящей работы и работы [11] близко к 2,4. Значения $\sigma_0 \Gamma, ^1$ для резонансов в интервале $E_n = 24 - 50$ эВ показаны в таблице 2. Здесь $R \sim 3,2$, т.е. на 30% выше значения R в первом интервале. В обоих интервалах имеются резонансы - такие, как при 4,86 эВ, 10,68 эВ, 29,49 эВ, 38,11 эВ, для которых разница в значениях выходит далеко за пределы ошибок $\Delta(\sigma_0 \Gamma, ^1)$.

В таблицах 3 и 4 сравниваются значения ширины $\Gamma, ^1$, взятые из работ [11,13] и полученные нами. В интервале $E_n = 0,5 - 11$ эВ наши данные в среднем выше данных Платтарда и др. [11] в ~ 3 раза и выше рекомендованных значений [17] на 15%. В интервале $E_n = 25 - 50$ эВ, т.е. в районе первого

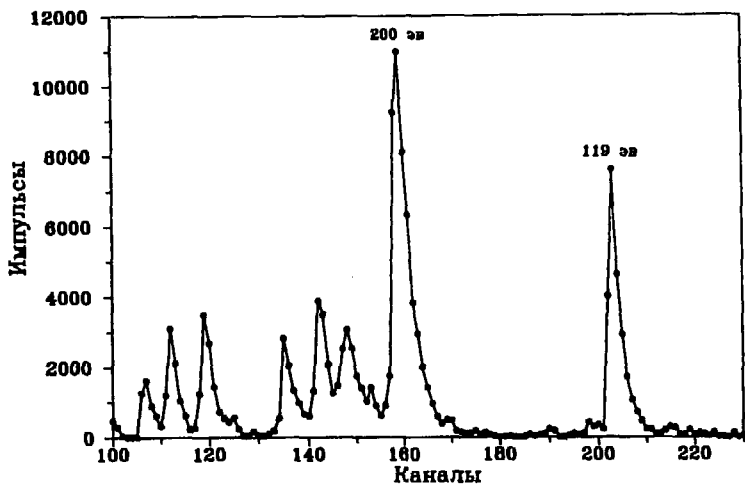


Рис.3. Времяпролетный спектр деления ^{237}Np в интервале энергии нейтронов от 90 до 500 эВ. Время измерения — 1042 ч.

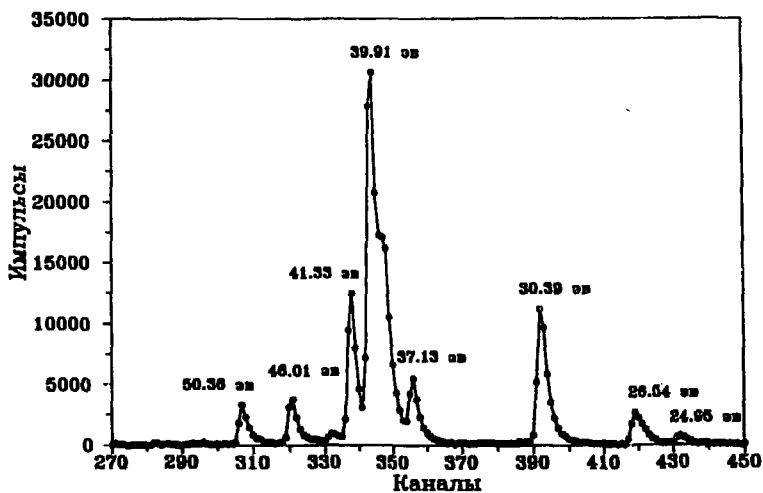


Рис.4. Резонансный кластер ^{237}Np при 40 эВ.

кластера, наши значения Γ_j^I также в ~ 3 раза выше данных французской группы [11] и в $\sim 1,5$ раза выше данных Коллара и др. [13].

Кроме отмеченных выше резонансов, имеются и другие, для которых разница в значениях Γ_j^I много больше ошибок $\Delta\Gamma_j^I$.

В отличие от работ [11,13], ошибки величин $\sigma_j\Gamma_j^I$ и Γ_j^I , приведенные в нашей работе, включают в себя ошибки измерений величин $n^{(7)}$, $n^{(5)}$, $\epsilon_j^{(7)}$ и $\epsilon_j^{(5)}$, причем наибольшей из них является относительная ошибка $\Delta\epsilon_j^{(7)}/\epsilon_j^{(7)}$. Относительные ошибки рассчитывались по следующим приближенным формулам:

$$\left(\frac{\Delta\sigma_j\Gamma_j^I}{\sigma_j\Gamma_j^I}\right)_j = \sqrt{0,026 + \left(\frac{\Delta\Sigma N_j}{\Sigma N_j}\right)^2} \quad (4)$$

и

$$\left(\frac{\Delta\Gamma_j^I}{\Gamma_j^I}\right)_j = \sqrt{0,033 + \left(\frac{\Delta\Sigma N_j}{\Sigma N_j}\right)^2} \quad (5)$$

В формулах (4) и (5) числа под знаком квадратного корня являются суммами квадратов относительных ошибок, связанных с определением весов слоев ^{235}U и ^{237}Np , эффективностей регистрации осколков деления ядер урана и нептуния и т.д. Поэтому даже для наиболее сильных резонансов ^{237}Np относительные ошибки площадей резонансов и их ширины не могут быть меньше 16-18%, т.к. включают в себя ошибки калибровочных измерений. Заниженные значения ошибок $\Delta(\sigma_j\Gamma_j^I)$ и $\Delta\Gamma_j^I$, приведенные в работах [11,13], можно объяснить тем, что в их значения не включены возможные систематические ошибки.

Сравнивая наши значения Γ_j^I с соответствующими значениями, измеренными в Лос-Аламосе [17], можно заключить, что в среднем, оба набора данных в пределах $\sim 15\%$ согласуются друг с другом. Однако значения Γ_j^I для некоторых резонансов выходят за пределы ошибок. Для устранения этих различий были бы желательны новые, более точные, измерения параметров резонансов ^{237}Np .

Заключение

Сравнение данных, приведенных в таблицах 1-4, показывает, что в интервале энергий нейтронов ниже 10 эВ и интенсивность потока нейтронов, и энергетическое разрешение ИИН на базе импульсного реактора ИБР-30 оказываются достаточными для получения более или менее удовлетворительной информации по резонансным параметрам ^{237}Np . При более высоких энергиях нейтронов сказывается преимущество других ИИН, обладающих более высоким энергетическим разрешением по сравнению с

импульсным реактором ИБР-30. С другой стороны, проводя измерения параметров резонансов ^{237}Np на сходных по энергетическому разрешению ИИН в Сакле и Геле, авторы работ [11,13] получили довольно сильно отличающиеся друг от друга значения Γ_f^I . Величины $\langle D^I \rangle$ и $\langle D^{II} \rangle$, измеренные в Сакле [11] и в Ок Ридже [8] на ИИН с высоким разрешением, по-видимому, являются наиболее точными. Рассчитанную авторами работы [11] высоту изомерного уровня над дном Ямы $E_{if} = 1,88 \pm 0,02$ МэВ, можно считать корректной, т.к. величина E_{if} зависит от $\langle D^I \rangle$ и $\langle D^{II} \rangle$.

Средняя делительная ширина $\langle \Gamma_f^I \rangle_{calc}$ может быть оценена по формуле, предложенной авторами работы [19]:

$$\langle \Gamma_f^I \rangle_{calc} = \frac{\langle D^I \rangle}{8\pi} \cdot P_1 \cdot P_2 \quad (6)$$

Здесь величины P_1 и P_2 являются проницаемостями внутреннего и внешнего барьеров деления составного ядра ^{238}Np , где

$$P_1 = \frac{2\pi}{\langle D^{II} \rangle} \cdot \sum_i (\Gamma_f^I)_i \quad (7)$$

$$P_2 = \frac{2\pi}{\langle D^{II} \rangle} \cdot \Gamma_f^{II} \quad (8)$$

Суммирование величин $(\Gamma_f^I)_i$ в формуле (7) производится в пределах кластера при $E_n = 40$ эВ, а Γ_f^{II} является полушириной огибающей этого кластера. Для резонансов со спином $J = 3^+$ нами получена величина $\langle \Gamma_f^I \rangle_{calc}(3^+) \cong 0,036 \cdot 10^{-3}$ эВ. Значения $\langle D^I \rangle(3^+) = 0,86$ эВ и $\langle D^{II} \rangle(3^+) = 46$ эВ брались из работы [11]. По данным работ [11] и [13] величина $\langle \Gamma_f^I \rangle_{calc}(3^+) \cong 0,012 \cdot 10^{-3}$ эВ и $\cong 0,020 \cdot 10^{-3}$ эВ, соответственно. Трехкратный разброс расчетных усредненных делительных ширин обязан, как это было отмечено выше, заниженным значениям Γ_f^I из работы [11].

Для оценки средней измеренной делительной ширины $\langle \Gamma_f^I \rangle_{exp}(3^+)$ по ограниченной выборке величин Γ_f^I , которые отличаются на 3 порядка, мы воспользовались методом Гумбеля [20] для выборки с экстремальными значениями переменной, согласно которому :

$$\ln[\langle \Gamma_f^I \rangle_{exp}(3^+)] \cong \sum_{i=1}^m \ln[\Gamma_f^I(3^+)]_i / m \quad (9)$$

Найдено, что в более широком, чем в нашей работе, интервале $E_n = 0,4 - 50$ эВ, по рекомендованным значениям Γ_f^I для 47 резонансов с $J = 3^+$ [17], $\langle \Gamma_f^I \rangle_{exp} \cong 0,023 \cdot 10^{-3}$ эВ. Несмотря на то, что усредненные расчетные и экспериментальные делительные ширины по порядку величины согласуются

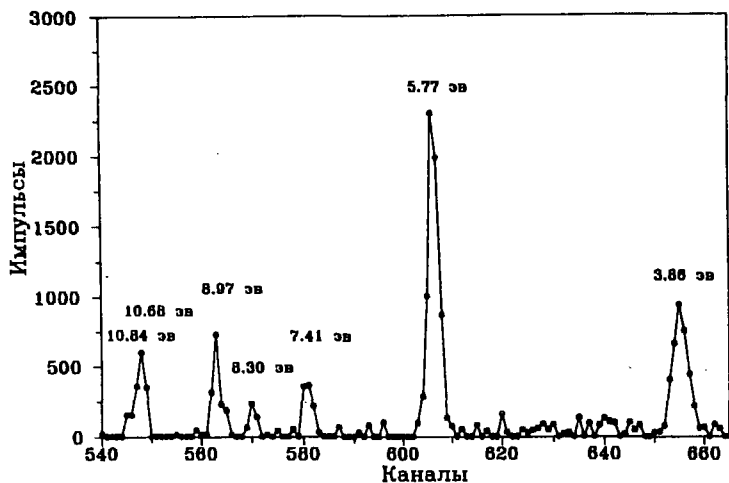


Рис.5. Низкоэнергетический участок времяпролетного спектра деления ^{237}Np в интервале от 3 до 11 эВ.

Таблица 1. Площади ($\sigma_0 \Gamma_f^f$) резонансов ^{237}Np в интервале энергий нейтронов от 0,5 до 11 эВ

Е, (эВ)	Пикельнер и др.[12] $\sigma_0 \Gamma_f^f$, (барн.эВ). 10^{-3}	Платтард и др.[14] $\sigma_0 \Gamma_f^f$, (барн.эВ). 10^{-3}	Настоящая работа $\sigma_0 \Gamma_f^f$, (барн.эВ). 10^{-3}
0.489	2.9 ± 0.7		
1.321	3.8 ± 1.0		
1.479	3.5 ± 1.0		
1.969	1.9 ± 1.0		
3.865	16 ± 4	6 ± 0.9	11.7 ± 1.9
4.26		0.4 ± 0.3	1.3 ± 0.2
4.86		0.1 ± 0.1	1.0 ± 0.2
5.78	46 ± 9	1.6 ± 1.8	35.4 ± 5.6
7.42	12 ± 6	2.7 ± 0.6	6.6 ± 1.1
8.30		0.9 ± 0.5	3.5 ± 0.6
8.97		4.1 ± 0.5	11.8 ± 1.9
10.68		2.5 ± 0.4	10.2 ± 1.6
10.84		1.8 ± 0.6	3.1 ± 0.5
11.10		1.0 ± 0.3	2.6 ± 0.5

Таблица 2. Площади ($\sigma_0 \Gamma_f^I$) резонансов ^{237}Np в интервале энергий нейтронов от 24 до 50 эВ

Е, (эВ)	Платтард и др. [11] $\sigma_0 \Gamma_f^I$, (барн.эВ). 10^{-3}	Настоящая работа $\sigma_0 \Gamma_f^I$, (барн.эВ). 10^{-3}
24.98	17.8 ± 1.8	43 ± 7
26.19	11 ± 4	44 ± 7
26.56	70.7 ± 5.5	170 ± 30
29.49	0.6 ± 0.2	23 ± 4
30.41	308 ± 12	850 ± 140
30.75	1.3 ± 0.6	5.2 ± 0.8
31.30	2.2 ± 0.7	1.5 ± 0.3
37.15	147.3 ± 12	440 ± 70
38.18	7.7 ± 2.2	82 ± 13
38.92	288 ± 24	890 ± 140
39.24	153.2 ± 12	530 ± 80
39.79	69.4 ± 22	190 ± 30
39.93	891.8 ± 44.5	2920 ± 470
41.35	389 ± 27	1230 ± 200
42.81	21.3 ± 7	95 ± 15
46.04	130.2 ± 7	400 ± 60
50.34	111.7 ± 13	370 ± 60

Таблица 3. Делительные ширины Γ_f^I резонансов ^{237}Np в интервале энергий нейтронов от 0,5 до 11 эВ

Е, (эВ)	Γ_f^I [мкэВ]			
	Рекомендованные значения [17]	Пикельнер и др. [12]	Платтард и др. [11]	Настоящая работа
0.489	1.24 ± 0.26	1.3		
1.321	8.7 ± 0.5	4.1		
1.479	1.33 ± 0.14	1.1		
1.969	4.2 ± 0.3	8.4		
3.865	7.0 ± 0.7	7.8	3 ± 0.5	5.8 ± 1.0
4.26	0.34 ± 0.20		0.2 ± 0.2	6.4 ± 1.2
4.86	7.9 ± 0.2		0.07 ± 0.07	4.4 ± 0.9
5.78	12.6 ± 0.5	13	5 ± 0.5	11.1 ± 1.9
7.42	9.5 ± 0.9	19	4.2 ± 1.0	10.4 ± 1.9
8.30	670 ± 2		2.1 ± 0.6	8.7 ± 1.6
8.97	24.0 ± 1.2		8.8 ± 1.2	26 ± 5
10.68	5.4 ± 0.4		1.5 ± 0.3	6.4 ± 1.1
10.84	0.8 ± 0.3		0.8 ± 0.3	1.3 ± 0.2
11.10	3.4 ± 0.3		0.4 ± 0.1	1.2 ± 0.2

Таблица 4. Делительные ширины Γ, I резонансов ^{237}Np в интервале энергий нейтронов от 24 до 50 эВ

E, (эВ)	Γ, I (мкэВ)							
	Рекомендованные значения [17]		Коллар и др. [13]		Платтард и др. [11]		Настоящая работа	
24.98	8.5	± 0.6	40.8	± 3.4	3.6	± 0.5	8.2	± 1.5
26.19	85	± 5	71.6	± 24	30.6	± 8.5	160	± 30
26.56	63	± 2	64.2	± 7.3	22.5	± 3.2	57	± 10
29.49	62	± 46	—	—	9.9	± 6.1	300	± 50
30.41	270	± 8	109	± 13	79.8	± 10.2	250	± 40
30.75	6.6	± 6.6	132	± 40	5.1	± 2.7	18	± 3
31.30	17	± 3	44.3	± 23	6.9	± 2.4	5	± 0.9
37.15	340	± 10	232	± 46	142.3	± 28.5	360	± 60
38.18	20	± 2	68.5	± 21	8.6	± 3.0	72	± 13
38.92	1000	± 200	710	± 180	380.2	± 84.0	970	± 170
39.24	840	± 12	533	± 160	333.1	± 105.8	1060	± 190
39.79	21	± 21	—	—	1686.9	± 800.0	1480	± 260
39.93	7720	± 66	5500	± 970	864.7	± 122.7	6360	± 1110
41.35	700	± 20	275	± 48	216.7	± 32.5	720	± 130
42.81	1000	± 100	307	± 88	236.8	± 153.4	1110	± 200
46.04	709	± 40	550	± 110	276.1	± 139.8	820	± 140
50.34	57	± 70	57.2	± 8.4	23.2	± 5.9	310	± 50

между собой, очевидно, что необходимо улучшить качество экспериментальных данных.

Приведенные выше простейшие оценки, базирующиеся на данных эксперимента с трехкратным разбросом между данными разных работ, могут иметь лишь иллюстративный характер. Поэтому сейчас, по нашему мнению, весьма важным является получение новых, более надежных значений $\sigma_0, \Gamma, I, \Gamma, I$ и других резонансных параметров ^{237}Np .

В заключение авторы выражают благодарность Л.Б. Пикельнеру и В.И. Фурману за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] G.D.James and E.R.Rae, Nucl.Phys. **A118**, 313 (1968).
- [2] F.C.Difilippo, R.B.Perez, G. de Saussure, D.K.Olsen and R.W.Ingle. Trans.Am.Nucl.Soc. **23**, 499 (1976).
- [3] D.Paya, H.Derrien, A.Fubini, A.Michaudon and P.Ribon, "Proc.Nucl.Data for Reactors, Paris, 1966", **2**, 128, IAEA, Vienna, (1967).
- [4] E.Migneco and J.P.Theobald, Nucl.Phys.**A112**, 603 (1968).

- [5] V.M.Strutinsky, Nucl.Phys., **A95**, 420 (1967).
- [6] H.Weigmann, Z.Physik, **214**, 7 (1968).
- [7] J.E.Lynn, AERE-R-5891, UKAE, Harwell, (1968).
- [8] G.F.Auchampauh, M.S.Moore, J.D.Moses, R.ONelson, R.C.Exterman and C.E.Olsen, Phys.Rev., **29C**, 174 (1984).
- [9] S.Bjørnholm and J.E.Lynn, Rev.Mod.Phys., **52**, 725 (1980).
- [10] D.Paya, J.Blons, H.Derrien and A.Michaudon, "Proc. Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 1969", 307, IAEA, Vienna, (1969).
- [11] S.Plattard, J.Blons and D.Paya, Nucl.Sci.Eng., **61**, 477 (1976).
- [12] К.А.Гаврилов, К.К.Кошаева, С.Н.Крайтор, Л.Б.Пикельнер, Атомная Энергия, т.28, с.362 (1970).
- [13] W.Kollar, J.P.Theobald and G.Lanzano, Z.Physik, **248**, 355 (1971).
- [14] E.Dermendjiev, A.A.Goverdovsky, W.I.Furman, L.B.Pikelner, I.Ruskov, P.Siegler, Yu.S.Zamyatnin, "Proc. Nucl.Data for Science and Technology, Juelich, 1991", 147. Springer-Verlag, Berlin, (1992).
- [15] Ван Най-янь, И.Визи, В.Н.Ефимов, Э.Н.Каржавина, Ким Хи Сан, А.Б.Попов, Л.Б.Пикельнер, М.И.Пшитула, Т.Стадников, Чен Лин-янь, Э.И.Шарапов, И.И.Шелонцев, Н.Ю.Ширикова, Ю.С.Язвницкий, ЖЭТФ, т.45, с.1745 (1963).
- [16] В.В.Голиков, Ж.А.Козлов, Л.А.Кулькин, Л.Б.Пикельнер, В.Т.Руденко, Э.И.Шарапов, Препринт ОИЯИ 3-5736, (1971), Дубна.
- [17] "Neutron Cross Sections", **1B**, Editor S.F.Mughabghab, BNL, Academic Press Inc., (1984), New York, USA.
- [18] В.Гаджиков, ПТЭ, т.5, с.82 (1970) и Препринт ОИЯИ Р10-6655, (1972), Дубна.
- [19] А.В.Игнатюк, Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин, Phys.Letters,**29B**, 209 (1969).
- [20] E.J.Gumbel, Statistical Theory of Extreme Values and some Practical Applications, NBS, Washington, 1954.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1993 года.