

СЗ43 г

В-17

29/3-65
✓

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2024



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ван Ши-ди, Ван Юн-чан, Е.Дерменджиев,
Ю.В.Рябов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ
УРАНА-235 В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $0,002 \div 30$ КЭВ

Представлено на Конференцию по физике и химии
деления в Зальцбурге (Австрия), 22-26 марта 1965 г.

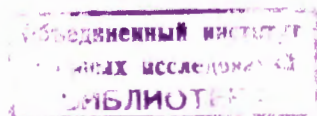
1965

P-2024

Ван Ши-дя, Ван Юн-чан, Е.Дерменджиев,
Ю.В.Рябов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ
УРАНА-235 В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $0,002 \pm 30$ КЭВ

Представлено на Конференцию по физике и химии
деления в Зальцбурге (Австрия), 22-26 марта 1965 г.



3044/2 48

Исследованию взаимодействия нейтронов с ядрами $U-235$ в широкой области энергий посвящено значительное число работ^{/1-7/}.

Для энергий $E_n < 50$ эв были определены параметры сильных уровней, однако точность определения $g\Gamma_n$, Γ , особенно Γ_f , оставалась невысокой. Полная радиационная ширина Γ_γ , мало меняющаяся для первых низколежащих уровней, считалась постоянной и равной (33 ± 10) мэв.

В последние годы были измерены для $U-235$ средние сечения деления в области энергий нейтронов до 20 кэв^{/5/}, средние полные сечения - в области энергий до 10 кэв^{/6/} и средние сечения деления и радиационного захвата - в области энергий нейтронов выше 30 кэв^{/7/}.

В настоящей работе использована новая экспериментальная методика для исследования взаимодействия нейтронов с ядрами $U-235$ в области $0,002 \div 30$ кэв с целью получения параметров уровней и определения средних сечений деления и радиационного захвата.

Методика измерений

Измерения производились методом времени пролета с импульсным быстрым реактором Объединенного института ядерных исследований^{/8/} в качестве источника резонансных нейтронов. Пролетное расстояние составляло 1000 м. Временные спектры регистрировались 2048-канальными анализаторами с ширинами каналов 32 , 16 и 8 мксек при измерениях в энергетических интервалах $0,002 \div 0,005$, $0,005 \div 1,5$ и $1,5 \div 30$ кэв, соответственно. Это обеспечивало разрешение $\Delta t/L \approx 0,04$ мксек/м.

Акты деления и радиационного захвата регистрировались с помощью детектора, представляющего из себя цилиндрический бак с жидким сцинтиллятором, содержащим кадмий^{/9/}. Исследуемый образец (D -образец) помещался на оси цилиндрического отверстия бака в геометрии, близкой к 4π . Для уменьшения рассеяния нейтронов на воздухе этот объем откачивался. Схема детектора и блок-схема электронной аппаратуры показаны на рис. 1.

Принцип регистрации основан на том факте, что деление сопровождается испусканием мгновенных γ -лучей и нейтронов, а радиационный захват - только γ -лучей. γ -лучи деления и радиационного захвата регистрировались по световой вспышке в сцинтилляторе. Нейтроны деления, замедляясь в водородосодержащей среде сцинтиллятора, захватывались ядрами кадмия и давали каскад γ -квантов с полной

энергией - 9,2 Мэв, который также регистрировался по световой вспышке в сцинтилляторе. Среднее время жизни нейтрона в детекторе - 8 мксек.

Задержанное совпадение соответствовало акту деления, и эта информация накапливалась временным анализатором. Акты без сопровождающего импульса регистрировались другим временным анализатором. Последняя информация включала события, относящиеся к радиационному захвату нейтронов, делению, не зарегистрированному в делительном канале, и, наконец, фон.

Фон, создаваемый радиоактивностью помещения, космическим излучением и естественной γ -активностью образца, не зависит от времени и достаточно точно учитывается.

Для надежного исключения фона при работающем реакторе использовались помещенные в нейтронный пучок достаточно толстые фильтры из серебра, кобальта и марганца. Счет в резонансах при $E_n = 5,2$ эв (Ag), $E_n = 132$ эв (Co) и $E_n = 0,337$ и $2,38$ кэв (Mn) из-за полного поглощения фильтрами нейтронов этих энергий равен фон.

Между чувствительным объемом детектора и образцом помещался фильтр из смеси парафина с Li_2CO_3 для снижения фона рассеянных образцом нейтронов. Фон, обусловленный потенциальным рассеянием нейтронов образцом U-235, определялся из отдельных измерений с ураном - 238 (низкоэнергетическая область) и свинцом в качестве образцов.

Таким образом, после учета фона, счет в канале, регистрирующем радиационный захват, определялся только актами радиационного захвата и делениями, не зарегистрированными в делительном канале. Этот счет для одного канала временного анализатора можно представить в следующем виде:

$$\Delta N_o^i = \Delta N_y^i + \frac{K}{\epsilon_f} \Delta N_f^i, \quad (1)$$

где ΔN_y^i - число зарегистрированных актов деления в i - том канале первого временного анализатора,

ΔN_y^i - число зарегистрированных актов радиационного захвата в i - том канале второго временного анализатора за одинаковое время измерений;

K - эффективность, с которой в канале радиационного захвата регистрируются акты, относящиеся к делению,

ϵ_f - эффективность регистрации актов деления в делительном канале.

Величина $K = 0,2$ и известна с точностью не хуже (2 - 3)%. Подробнее вопрос об определении поправки K обсуждается в работе ^{10/}.

Для учета фона в канале, регистрирующем деления, использовались задержан-

ные совпадения с временем задержки в $\approx 10^3$ раз превышающем среднее время жизни нейтрона в детекторе. Это позволило учесть фон случайных совпадений в пределах отдельного резонанса.

При измерениях с образцами $U-235$ фон в канале делений составлял не более $(1 \div 2)\%$, а в канале, регистрирующем радиационный захват, — не более 20% от счета в сильных резонансах (например, резонансы с $E_0 = 8,77$ эв и $E_0 = 12,39$ эв).

Эффективности регистрации актов деления и радиационного захвата в различных сериях измерений составляли $\epsilon_f \approx (40-60)\%$ и $\epsilon_\gamma \approx (20-30)\%$, соответственно.

Помимо описанного измерения, были проведены измерения полных сечений $U-235$ методом самоиндикации и пропускания. В первом случае использовался делительный канал детектора, имеющий низкий уровень фона. Во втором случае использовался сцинтилляционный детектор на литиевых стеклах.

В длительных сериях измерения эффекта и фона чередовались, и полученная на временных анализаторах информация периодически передавалась в память электронной вычислительной машины, на которой производилась предварительная обработка экспериментальных данных. В измерениях использовались образцы $U-235$ в виде металлических пластин и окиси, нанесенной на алюминиевую фольгу площадью до 250 см^2 и обогащением исследуемым изотопом до 90%.

Толщины образцов составляли:

при измерениях сечений деления и радиационного захвата — $8 \cdot 10^{-5}$; $4 \cdot 10^{-4}$; $1 \cdot 10^{-3}$ и $2 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн;

при измерениях самоиндикации —

D — образец $2 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн,

T — образцы $4 \cdot 10^{-4}$ и $2 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн;

при измерениях пропускания —

T — образцы $2 \cdot 10^{-3}$ и $2 \cdot 10^{-2}$ ядер/барн,

Результаты измерений и обработка

Суммарное число отсчетов детектора по всему резонансу, приведенное к единичным потоку и эффективности, не зависит от разрешения и может быть записано в виде ^{/12/}

$$\frac{\sum N(D)}{\Pi(E_0) \epsilon_f} = \frac{\Gamma_f}{\Gamma} A_D,$$

где $n(E_0)$ - число нейтронов в единичном энергетическом интервале, падающих на всю площадь образца за время измерений,

Γ, Γ_j - полная и делительная или радиационная ширины рассматриваемого уровня,

ϵ_j - эффективность регистрации актов деления или радиационного захвата,

A_D - площадь провала на кривой пропускания,

n_D - число ядер/см² детекторного образца.

При вычислении площади резонанса производилось обрезание крыльев при энергиях $E_0 - \eta_1$ и $E_0 + \eta_2$. Соответствующая поправка вводилась в виде $\frac{\pi \sigma_0 \Gamma^2}{4} \left(\frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_2} \right)$. Вклад в площадь рассматриваемого резонанса крыльев соседних резонансов учитывался аналогичным образом. Группы резонансов, для которых эту процедуру невозможно было надежно выполнить из-за недостаточно высокого разрешения, обрабатывались с использованием геометрического разложения площадей. Это относится главным образом, к области 40-50 эв.

Для того, чтобы избежать больших ошибок при определении величины $\Pi(E_0)\epsilon_j$, осуществлялась калибровка на тепловое сечение $U-235$, принятое равным $\sigma_f(th) = (582 \pm 6)$ бари, и значение

$$\alpha(th) = \sigma_{ny}(th)/\sigma_f(th) = 0,176 \pm 0,002.$$

Ошибка калибровки - около 5%.

При измерениях методом самоиндикации из отношения суммарных скоростей счета по исследуемому резонансу с T -образом и без него получается выражение

$$S(D, T) = \frac{\sum_i N_i(D, T)}{\sum_i N_i(D)} \exp(n_T \sigma_p) = \frac{A_{D+T} - A_T}{A_D}, \quad (4)$$

где σ_p - сечение потенциального рассеяния. Это выражение не содержит значений потока и эффективности детектора и является функцией параметров, определяющих A , отношения n_D/n_T и σ_p .

Таблицы значений $S(D, T)$ были рассчитаны на электронной вычислительной машине. Находя экспериментально величину $S(D, T)$, можно из выражения (4) получить зависимость $g\Gamma_n$ от Γ .

Обработка кривых пропускания известным методом площадей, подробно описанном в работе /13/, также позволяла получать зависимость $g\Gamma_n$ от Γ .

Кривые $g\Gamma_n = f(\Gamma)$, полученные методом самоиндикации и пропускания, пересекаются под большими углами (близкими к $\pi/2$), чем кривые, полученные только в экспериментах по пропусканию. Это позволяет с большей надежностью определять параметры уровней $g\Gamma_n$ и Γ . Эта процедура иллюстрируется рис. 2 и 3 для уровней 19,3 и 10,2 эв.

В таблице 1 приведены параметры уровней $U - 235$ в области энергий 2–50 эв.

Из выражения (2) для случая $n\sigma_0 \ll 1$ были получены средние по нескольким образцам значения $\sigma_0 \Gamma_\gamma$ и $\sigma_0 \Gamma_f$ для данного резонанса, а величина α определялась как их отношение. В некоторых случаях величина α определялась непосредственно из отношения приведенных к одной эффективности и одному времени измерения аппаратурных спектров, соответствующих захватному и делительному каналам. В этом случае величина $\sigma_0 \Gamma_\gamma$ определялась как $\alpha(\sigma_0 \Gamma_f)$. Делительную ширину получали из выражения $\Gamma_f = \Gamma / 1 + \alpha$, полную радиационную — из $\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_f$. Для уровней с неизвестной полной шириной Γ радиационная ширина Γ_γ принималась постоянной и равной 40 мэв ($\Gamma_\gamma = 40$ мэв — среднее значение, полученное по 25 уровням, приведенным в таблице 1), а $\Gamma_f = \Gamma_\gamma / \alpha$.

Полное сечение $\sigma_0 \Gamma$ для всех известных уровней $U - 235$ можно считать равным $\sigma_0 \Gamma_\gamma + \sigma_0 \Gamma_f$, так как величина $\sigma_0 \Gamma_n$ пренебрежимо мала ($\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma + \Gamma_f$). Отсюда можно определить $g \Gamma_n = (\sigma_0 \Gamma_\gamma + \sigma_0 \Gamma_f) / 4\pi \lambda_0^2$, где $2\pi \lambda_0$ — длина волны нейтрона при энергии E_0 . Эти значения $g \Gamma_n$ в пределах экспериментальных ошибок согласуются с величинами $g \Gamma_n$, полученными для тех же уровней из измерений пропускания и самоиндикации. В таблице 1 приведены средние значения $g \Gamma_n$ для таких уровней.

В таблице 2 приведены значения усредненных по выбранным энергетическим интервалам сечений деления и радиационного захвата, а также $\alpha = \langle \sigma_n \gamma(E) \rangle / \langle \sigma_f(E) \rangle$ в области энергий от 0,1 до 30 кэв. Как уже отмечалось выше, возможная систематическая ошибка калибровки сечений деления и радиационного захвата по тепловым сечениям составляет $\approx 5\%$. Однако при определении сечения радиационного захвата в области нескольких кэв и выше возникают трудности, связанные с учетом возрастающего фона потенциально и резонансно рассеянных нейтронов. Для того, чтобы исключить значительные ошибки, связанные с учетом этого фона, осуществлялась нормировка значения α на значение $\alpha = 0,376 \pm 0,036$ при $E_n = 30$ кэв, полученное в работе^{17/}. Эта нормировка приводит к появлению возможной систематической ошибки в сечении радиационного захвата $\approx 15\%$ в этой области энергий.

Дополнительные измерения с образцом $U - 238$, помещенным на место исследуемого образца $U - 235$, позволили экспериментально учесть вклад радиационного захвата, обусловленного $U - 238$.

Обсуждения

При интерпретации экспериментальных данных для $U - 235$ в резонансной области существуют известные трудности, связанные с пропуском заметного числа уровней,

недостаточно высокой точностью определения параметров уровней и, наконец, невозможностью до сих пор прямого экспериментального определения значений спинов уровней.

Из известной формулы Брейта-Вигнера для изолированного уровня следует, что величина сечения в резонансе пропорциональна Γ_n/Γ . Этот факт при достаточно широких распределениях Γ_n и Γ может привести к существованию заметного числа уровней с нейтронными ширинами, намного меньшими средних, и полными ширинами, значительную часть которых в большинстве случаев составляет делительная ширина, сравнимыми с расстояниями между уровнями. Такие резонансы экспериментально трудно обнаружить. На рис. 4 показано экспериментально полученное распределение приведенных нейтронных ширин U -235 для 78 уровней, которое удовлетворительно описывается χ^2 -распределением с числом степеней свободы $\nu = 1$. Однако видно, что χ^2 -распределение для 78 + 20% уровней (кривая б) лучше согласуется с экспериментальным. Это говорит о том, что в области до 50 эв возможен пропуск 10 - 15 уровней с $\Gamma_n \ll \bar{\Gamma}_n$.

Пропуск некоторого числа слабых уровней существенно не влияет на значение силовой функции, получаемой из гистограммы $\sum_0^E 2g \Gamma_n^0(E)$. Определенное таким образом значение силовой функции $S_0 = (0,92 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$. (Ошибка определялась как $S_0(2,5/m)^{1/2}$, где m - число рассматриваемых уровней^{/14/}).

Если включить в рассмотрение приведенную нейтронную ширину отрицательного уровня, взятую из работы^{/3/}, то это несколько изменит значение силовой функции, которое будет равным $S_0 = (1,07 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}$.

Полученные значения силовой функции хорошо согласуются с рассчитанными в работе^{/5/} для нейтронов с $\ell = 0$.

На рис. 5 представлены экспериментально полученные распределения делительных ширин для 78 уровней (до $E_n = 50$ эв) и первых 32 уровней (до $E_n = 20$ эв). Средние делительные ширины равняются 52 и 58 мэв, соответственно. Хорошо видно, что оба распределения похожи и удовлетворительно описываются χ^2 -распределением с $\nu = 4$.

Это позволяет сделать заключение о том, что число степеней свободы $\nu = 4$ является реальным и не связано с появлением при ухудшении разрешения, систематических экспериментальных ошибок, искажающих распределение. Как уже отмечалось выше, возможный пропуск уровней с малыми Γ_n и большими Γ может привести к увеличению в основном числа уровней с $\Gamma_i > \bar{\Gamma}_i$ и мало изменит приведенное распределение.

Для U -235 не были до сих пор проведены прямые измерения спинов уровней составного ядра. Поэтому пока были предприняты только попытки косвенного разделения на две системы уровней с $J = 3^-$ и $J = 4^-$ (спин ядра-мишени U -235 $I = 7/2^-$).

В частности, в работе^{/8/} отмечается наличие значительных флюктуаций полных радиационных шири Γ_γ от уровня к уровню, которые связываются со значениями спинов этих уровней. В настоящей работе не обнаружены сколько-нибудь значительные флюктуации Γ_γ , выходящие за пределы ошибок измерений.

На рис. 6 представлено распределение величин $a = \Gamma_\gamma / \Gamma_t$ для энергетических интервалов до 30 и 50 эв. Так как Γ_γ - величина мало флюктуирующая от уровня к уровню, то практически изменения в a определяются флюктуациями в Γ_t . Характер распределения не изменяется в указанных энергетических интервалах, и это дает возможность считать, что два пика не являются следствием экспериментальных ошибок при определении a , связанных с изменением энергетического разрешения. Это распределение можно рассматривать как наложение двух перекрывающихся распределений, связанных, возможно, с двумя значениями спина составного ядра. Для грубой оценки средних параметров этих групп уровней можно рассмотреть уровни с $a > 1$ и $a < 1$. Число уровней в каждой группе примерно одинаково, и это удовлетворительно согласуется с оценкой числа уровней одного спина $\approx (2J + 1)$. Средние значения делительных шири для группы с $a > 1$ 22 и 25 мэв, а для группы с $a < 1$ 77 и 79 мэв, в энергетических интервалах до 30 и до 50 эв, соответственно. В работе^{/17/} были проведены расчеты средних делительных шири для уровней U -235 с различными спинами (по формуле Бора и Уиллера для делительных шири с учетом проникаемости барьера деления по Хиллу и Уиллеру) и получены следующие результаты:

$$\bar{\Gamma}_t (J = 3^-) = 81 \text{ мэв} \quad \text{и} \quad \bar{\Gamma}_t (J = 4^-) = 32 \text{ мэв.}$$

Полученные в настоящей работе средние делительные ширины для двух групп уровней находятся в удовлетворительном согласии с расчетными, что позволяет условно приписать группе с $a > 1$ спин $J = 4^-$, а группе с $a < 1$ - $J = 3^-$.

В таблице 3 приведены две группы уровней, и для каждого уровня указана характеристика отношения симметричного деления к асимметричному по результатам работ^{/18,19/}, которое, согласно теории О.Бора^{/20/}, связано со спином уровня составного ядра. Видно, что для ряда сильных и хорошо разрешенных уровней наблюдается удовлетворительное согласие в разделении уровней на две группы. Однако окончательное заключение о правильности такого заключения можно сделать после прямого измерения спинов уровней U -235.

Авторами вместе с Ю.Фениным были проведены предварительные расчеты на электронной вычислительной машине силовых функций $U = 235$ для нейтронов $l = 0$ и 1, анализируя усредненное сечение реакции $\bar{\sigma}_t = \bar{\sigma}_{n,v} + \bar{\sigma}_c$ для области энергий 0,3–30 кэВ^{21/}. Полученное значение $S_0 = (0,81 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ хорошо согласуется с величиной, приведенной выше, а $S_1 = (2,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ близко к величине S_1 для $U = 238$, полученной Линном^{22/} из анализа экспериментальных данных по пропусканию нейтронов.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора Ф.Л.Шапиро и Л.Б.Пикельнера за обсуждения и ценные советы, И.И.Шеломова и Н.Ю.Шарикову за помощь при обработке данных на электронной вычислительной машине.

Л и т е р а т у р а

11. W.W.Havens, E.Melkonian, Jr., L.L.Rainwater, L.L.Rosen. Phys. Rev., 116, № 6, 1538 (1959).
12. D.J.Hughes, Second United Nations Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy P/2483, Geneva.
13. J.Shore, V.Sailor, Second United Nations Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, P/648, Geneva.
14. К.П.Игнатъев, И.В.Киричников, С.И.Сухоручкин. Атомная энергия, 16, 110 (1964).
15. A.Michaudon, R.Bergere, A.Coin, R.Joly. Journal de Physique et Radium, 21, 429 (1960).
16. E.R.Rae, R.Batchelor, P.A.Egelstaff, A.T.G.Ferguson. Third United Nations Inter. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, P/167, Geneva.
17. J.C.Hopkins, B.C.Diven. Nucl. Science and Engineering, 12, 169 (1962).
18. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев и др. Атомная энергия, 10, вып. 5, 437 (1961).
19. F.Reines, C.L.Cowan, F.B.Harrison, Jr., D.S.Carter. Rev. Sci. Instr., 25, № 11, 10, 1061 (1954).
20. Ван Ши-ди, Ю.В.Рябов. Препринт ОИЯИ, 1685, Дубна, 1964.
21. L.L.Rosen, J.S.Desjardins, J.Rainwater, W.W.Havens. Phys. Rev., 118, 687 (1960).
22. Д.Зелигер, Н.Илиеску, Ким Хи Сан и др. ЖЭТФ, 45, 1295 (1963).
23. J.Hughes. Journ Nucl. Energy, 1, 237 (1955).
24. E.G.Bilpuch, K.K.Seth, C.D.Bowman et al Annals of Physics, 14, 387 (1961).
25. D.M.Chase, Proc. Inter. Conf. on Neutron Interactions with Nucleus, Columbia University, 1957.
26. A.Michaudon, H.Derrien, P.Ribon, M.Sanche. Доклад на Парижской конференции по ядерной физике, июль 1964.
27. Н.О.Базазянц, И.В.Гордеев. Атомная энергия, 13, вып. 4, 321 (1962).

18. G.A.Cowan, A.Turkevich, C.Browne. Phys. Rev. 122, n N=4, 1286 (1961).
19. G.A.Cowan, B.P.Bayhurst, P.J.Prestwood. Phys. Rev., 130, N=6, 2380 (1963).
20. A.Bohr. Proceedings of the Intern. Conf. , Geneva, 1955.
21. Ю.В.Рябов, Ю.И.Фенин. Препринт ОИЯИ, № **P-2068** Дубна, 1985.
22. J.E.Lynn. Proc. Phys. Soc., 82, N= 530, 903 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 февраля 1985 г.

Таблица 1^{х)}

E, эВ	α	σ ₀ Γ _γ	σ ₀ Γ _γ	σ ₀ (Γ _γ +Γ _{γ'})	σ ₀ Γ	2gΓ _n	2gΓ _n ⁰	МэВ		
								Γ	Γ _{γ'}	Γ _γ
0,282 [*] ±0,005	0,39±0,05	9,3±0,9	3,6±0,7	-	12,9±1,3	0,0027 ±0,0003	0,0052 ±0,0005	114±8	82±8	32±3
1,138 [*] ±0,010	0,40±0,05	12,1±1,2	4,9±0,9	-	17,0±1,7	0,0149 ±0,0015	0,014 ±0,001	148±12	106±11	42±4
2,026 ±0,004	2,8±0,3	1,47±0,05	4,1±0,6	5,6±0,6	-	0,0087 ±0,0009	0,0061 ±0,0006	54±7	14±2	40
2,84 ±0,02	0,3±0,1	1,15±0,25	0,35±0,14	1,5±0,3	-	0,0033 ±0,0007	0,0020 ±0,0004	173±53	133±40	40
3,136 ±0,006	0,33±0,08	7,9±0,6	2,6±0,4	10,5±0,8	11,6±2,5	0,027 ±0,003	0,015 ±0,002	123±15	92±12	31±6
3,584 ±0,006	0,62±0,09	10,3±0,5	6,4±0,7	16,7±0,9	17,2±2,0	0,047 ±0,004	0,025 ±0,002	81±7	50±5	31±4
4,81 ±0,01	6,5±0,9	2,6±0,2	16,8±0,9	19,4±0,9	16,2±2,5	0,066 ±0,005	0,030 ±0,002	34±20	4,5±3	29,5±19
5,45	1,9±0,4	2,1±0,3	4,0±1,3	6,1±1,4	4,8±0,9	0,023 ±0,003	0,0099 ±0,0013	70±20	24±7	46±11
5,82	0,64±0,30	1,6±0,5	1,0±0,7	2,6±0,9	-	0,012 ±0,004	0,005 ±0,002	103±49	63±30	40
6,20 ±0,01	0,55±0,15	4 ± 1	2,2±0,8	6,2±1,3	6,7±2,0	0,031 ±0,006	0,013 ±0,002	106±31	68±23	38±17
6,40 ±0,01	4,6±0,6	11,5±0,4	53±5	65±6	55±4	0,30 ±0,02	0,118 ±0,008	63±15	11±3	52±13

х) * - отмечены уровни, параметры которых взяты из работы /2/.

E, эВ	α	σ ₀ Γ _γ	σ ₀ Γ _γ	σ ₀ (Γ _γ +Γ _{γ'})	σ ₀ Γ	2gΓ _n	2gΓ _n ⁰	МэВ		
								Γ	Γ _{γ'}	Γ _γ
7,095 ±0,015	1,4±0,2	9,1±0,4	13±1	22±1	20±2	0,115 ±0,006	0,043 ±0,002	52±9	21±4	31±5
8,77 ±0,02	0,55±0,07	106±4	58±5	164±6	178±14	1,15 ±0,05	0,39 ±0,02	113±17	73±12	40±7
9,30 ±0,03	0,50±0,09	13,1±0,5	6,8±0,9	20±1	21±4	0,147 ±0,014	0,048 ±0,005	109±43	72±30	37±15
9,73 ±0,06	0,46±0,27	4,3±1,0	2±1	6,3±1,4	-	0,047 0,015	0,015 ±0,005	127±74	87±51	40
10,20 ±0,05	0,87±0,13	4,6±0,6	4,0±0,8	8,6±1,0	8,1±1,2	0,066 ±0,006	0,021 ±0,002	88±23	47±13	41±14
10,65 ±0,06	~ 0,5	~ 2	~ 1	~ 3	-	~ 0,025	~ 0,007	120	80	40
11,05 ±0,03	~ 2,0	~ 1	~ 2	~ 3	-	~ 0,026	~ 0,008	60	20	40
11,66 ±0,04	6,20±0,06	10,5±0,3	63±5	73±5	66±5	0,62 ±0,03	0,182 ±0,009	68±13	9±2	59±11
12,39 ±0,04	1,8±0,2	47±2	85±5	132±5	137±10	1,29 ±0,05	0,367 ±0,014	65±9	23±4	42±6
12,82 ±0,04	0,63±0,16	3,1±0,4	1,9±0,6	5,0±0,8	4,3±1,0	0,046 ±0,006	0,013 ±0,002	100±40	61±24	39±18
13,28 ±0,05	0,87±0,22	3,0±0,5	2,6±0,8	5,6±0,9	5,8±1,4	0,057 ±0,009	0,016 ±0,002	90±30	51±16	45±17
13,67 ±0,10	0,42±0,15	3,7±1,5	1,5±0,8	5,2±2,1	-	0,055 ±0,023	0,015 ±0,006	135±48	95±34	40

Е, эВ	α	$\sigma_0 \Gamma_t$	$\sigma_0 \Gamma_\gamma$	$\sigma_0 (\Gamma_\gamma + \Gamma_t)$ барн. эВ	$\sigma_0 \Gamma$	$2g\Gamma_n$	$2g\Gamma_n^0$	Γ МэВ	Γ_t	Γ_γ
$13,98$ $\pm 0,05$	$0,23 \pm 0,11$	30 ± 7	7 ± 3	37 ± 8	-	$0,40$ $\pm 0,09$	$0,11$ $\pm 0,03$	214 ± 102	174 ± 83	40
$14,50$ $\pm 0,06$	$1,2 \pm 0,2$	$7,3 \pm 1,9$	$8,7 \pm 2,7$	16 ± 3	-	$0,18$ $\pm 0,04$	$0,047$ $\pm 0,009$	73 ± 12	33 ± 5	40
$15,42$ $\pm 0,05$	$1,1 \pm 0,1$	$10,4 \pm 0,4$	12 ± 1	22 ± 1	19 ± 2	$0,24$ $\pm 0,01$	$0,061$ $\pm 0,003$	93 ± 27	44 ± 13	49 ± 14
$16,08$ $\pm 0,05$	$2,1 \pm 0,2$	$9,6 \pm 0,3$	20 ± 2	30 ± 2	26 ± 3	$0,35$ $\pm 0,02$	$0,087$ $\pm 0,006$	41 ± 10	10 ± 3	31 ± 7
$16,66$ $\pm 0,06$	$0,7 \pm 0,1$	$13,7 \pm 0,6$	9 ± 1	23 ± 1	23 ± 2	$0,30$ $\pm 0,01$	$0,074$ $\pm 0,003$	74 ± 19	44 ± 12	30 ± 8
$16,90$ $\pm 0,10$	~ 3	~ 1	~ 3	~ 4	-	$\sim 0,05$	$\sim 0,013$	53	13	40
$18,05$ $\pm 0,06$	$0,5 \pm 0,1$	$17,3 \pm 0,7$	9 ± 2	26 ± 2	26 ± 3	$0,36$ $\pm 0,03$	$0,085$ $\pm 0,006$	108 ± 26	72 ± 18	36 ± 10
$18,6$ $\pm 0,1$	$\sim 0,6$	~ 3	~ 2	~ 5	-	$\sim 0,07$	$\sim 0,02$	107	67	40
$19,30$ $\pm 0,05$	$0,8 \pm 0,1$	112 ± 4	90 ± 10	202 ± 11	229 ± 14	$3,2$ $\pm 0,13$	$0,73$ $\pm 0,03$	108 ± 10	60 ± 7	48 ± 6
$20,10$ $\pm 0,08$	$0,7 \pm 0,3$	$3,5 \pm 1,3$	$2,5 \pm 1,4$	$6 \pm 1,9$	-	$0,09$ $\pm 0,03$	$0,020$ $\pm 0,006$	97 ± 41	57 ± 24	40
$20,62$ $\pm 0,06$	$1,8 \pm 0,3$	$5,8 \pm 0,8$	$10,4 \pm 2,2$	$16 \pm 2,3$	-	$0,25$ $\pm 0,04$	$0,055$ $\pm 0,008$	62 ± 10	22 ± 4	40
$21,13$ $\pm 0,05$	$1,6 \pm 0,3$	33 ± 1	53 ± 10	86 ± 10	65 ± 11	$1,22$ $\pm 0,12$	$0,26$ $\pm 0,03$	60 ± 15	23 ± 6	37 ± 11

Е,	а.	$\sigma_0 \Gamma_f$	$\sigma_0 \Gamma_\gamma$	$\sigma_0 (\Gamma_\gamma + \Gamma_f)$	$\sigma_0 \Gamma$	$2g\Gamma_n$	$2g\Gamma_n^0$	Γ	Γ_f	Γ_γ
эВ		барн. эв				мэв.				
$21,8$ $\pm 0,1$	$\sim 0,5$	-	-	$\sim I$	-	$\sim 0,02$	$\sim 0,005I$	170	130	40
$22,4$ $\pm 0,1$	$\sim 0,3$	-	-	$\sim I$	-	$\sim 0,02$	$\sim 0,0055$	170	130	40
$22,99$ $\pm 0,06$	$1,2 \pm 0,2$	$13,0 \pm 0,3$	16 ± 3	29 ± 3	23 ± 3	$0,46$ $\pm 0,04$	$0,096$ $\pm 0,008$	77 ± 17	35 ± 7	42 ± 11
$23,43$ $\pm 0,15$	$5,8 \pm 1,4$	$4,5 \pm 0,9$	26 ± 8	$31,0 \pm 8$	-	$0,55$ $\pm 0,14$	$0,11$ $\pm 0,03$	47 ± 13	7 ± 2	40
$23,68$ $\pm 0,07$	$0,63 \pm 0,11$	30 ± 7	19 ± 5	49 ± 9	-	$0,89$ $\pm 0,16$	$0,18$ $\pm 0,03$	140 ± 30	86 ± 31	54 ± 15
$24,25$ $\pm 0,07$	$1,33 \pm 0,45$	$7,5 \pm 3,0$	10 ± 5	$17,5 \pm 5,8$	-	$0,33$ $\pm 0,11$	$0,067$ $\pm 0,022$	70 ± 23	30 ± 10	40
$24,41$ $\pm 0,15$	$1,0 \pm 0,3$	$3,9 \pm 1,5$	$3,9 \pm 1,9$	$7,8 \pm 2,4$	-	$0,14$ $\pm 0,04$	$0,028$ $\pm 0,009$	80 ± 24	40 ± 12	40
$25,16$ $\pm 0,16$	$0,55 \pm 0,15$	$7,4 \pm 2,5$	$4,1 \pm 1,8$	$11,5 \pm 3,1$	-	$0,22$ $\pm 0,06$	$0,044$ $\pm 0,012$	113 ± 31	73 ± 20	40
$25,56$ $\pm 0,10$	$1,8 \pm 0,5$	11 ± 4	20 ± 9	31 ± 10	-	$0,61$ $\pm 0,19$	$0,12$ $\pm 0,04$	62 ± 17	22 ± 6	40
$25,84$ $\pm 0,15$	$0,8 \pm 0,3$	$3,0 \pm 1,5$	$2,4 \pm 1,5$	$5,4 \pm 2,1$	-	$0,11$ $\pm 0,04$	$0,022$ $\pm 0,009$	90 ± 33	50 ± 19	40
$26,55$ $\pm 0,07$	$0,4 \pm 0,1$	15 ± 3	$6,2 \pm 2,0$	$21,2 \pm 3,6$	-	$0,43$ $\pm 0,07$	$0,08$ $\pm 0,01$	138 ± 34	98 ± 24	40
$27,16$ $\pm 0,07$	$1,2 \pm 0,3$	$3,9 \pm 1,6$	$4,6 \pm 2,1$	$8,5 \pm 2,6$	-	$0,18$ $\pm 0,06$	$0,035$ $\pm 0,011$	74 ± 18	34 ± 8	40

Е, эВ	α	$\sigma_0 \Gamma_f$	$\sigma_0 \Gamma_\gamma$	$\sigma_0 (\Gamma_\gamma + \Gamma_f)$	$\sigma_0 \Gamma$	$2g\Gamma_n$	$2g\Gamma_n^0$	Γ	Γ_f	Γ_γ
		барн. эВ					мэВ			
27,86 $\pm 0,07$	0,45 $\pm 0,10$	18 ± 2	8 \pm 2	26 ± 3	-	0,56 $\pm 0,06$	0,11 $\pm 0,01$	131 ± 29	91 ± 20	40
28,45 $\pm 0,09$	0,7 $\pm 0,2$	4,6 $\pm 1,0$	3,2 $\pm 1,2$	7,8 $\pm 1,5$	-	0,17 $\pm 0,03$	0,032 $\pm 0,006$	97 ± 27	57 ± 16	40
28,85 $\pm 0,09$	1,4 $\pm 0,5$	2,0 $\pm 0,7$	2,7 $\pm 1,3$	4,7 $\pm 1,5$	-	0,10 $\pm 0,03$	0,019 $\pm 0,006$	69 ± 25	29 ± 10	40
29,69 $\pm 0,09$	1,8 $\pm 0,3$	3,0 $\pm 0,6$	5,3 $\pm 1,4$	8,3 $\pm 1,5$	-	0,19 $\pm 0,03$	0,035 $\pm 0,006$	62 ± 10	22 ± 4	40
30,55 $\pm 0,20$	1,3 $\pm 0,4$	4,1 $\pm 0,9$	5,4 $\pm 2,0$	9,5 $\pm 2,2$	-	0,22 $\pm 0,05$	0,040 $\pm 0,009$	70 ± 21	30 ± 9	40
30,86 $\pm 0,10$	1,4 $\pm 0,4$	6,8 $\pm 1,5$	9,6 $\pm 3,4$	16,4 $\pm 3,7$	-	0,40 $\pm 0,09$	0,072 $\pm 0,016$	68 ± 19	28 ± 8	40
32,10 $\pm 0,09$	1,10 $\pm 0,15$	38 ± 5	42 ± 6	80 ± 8	-	1,97 $\pm 0,20$	0,35 $\pm 0,04$	96 ± 10	46 ± 6	50 ± 7
33,58 $\pm 0,09$	1,6 $\pm 0,3$	26 ± 5	41 ± 6	67 ± 8	-	1,7 $\pm 0,2$	0,29 $\pm 0,03$	65 ± 12	25 ± 5	40
34,45 $\pm 0,14$	1,5 $\pm 0,3$	32 ± 5	48 ± 12	80 ± 13	-	2,12 $\pm 0,34$	0,36 $\pm 0,06$	69 ± 14	29 ± 6	40
34,90 $\pm 0,20$	1,6 $\pm 0,5$	13 ± 4	21 ± 9	34 ± 10	-	0,9 $\pm 0,3$	0,15 $\pm 0,05$	65 ± 20	25 ± 8	40
35,27 $\pm 0,10$	0,54 $\pm 0,10$	107 ± 20	58 ± 17	165 ± 26	-	4,5 $\pm 0,7$	0,76 $\pm 0,12$	114 ± 21	74 ± 14	40
38,40 $\pm 0,11$	0,7 $\pm 0,2$	13 ± 4	9 \pm 4	22 ± 6	-	0,66 $\pm 0,18$	0,11 $\pm 0,03$	95 ± 27	55 ± 16	40

Е эВ	α	$\sigma_0 \Gamma_f$	$\sigma_0 \Gamma_\gamma$	$\sigma_0 (\Gamma_\gamma + \Gamma_f)$	$\sigma_0 \Gamma$	$2g\Gamma_n$	$2g\Gamma_n^0$	Γ	Γ_f	Γ_γ
		барн. эВ					мэВ			
39,47 $\pm 0,11$	1,2 $\pm 0,2$	39 ± 6	47 ± 11	86 ± 13	-	2,6 $\pm 0,4$	0,42 $\pm 0,06$	73 ± 13	33 ± 6	40
39,9 $\pm 0,2$	0,6 $\pm 0,2$	8 \pm 3	5 $\pm 2,5$	13 ± 4	-	0,40 $\pm 0,12$	0,063 $\pm 0,019$	105 ± 31	65 ± 20	40
40,50 $\pm 0,15$	0,40 $\pm 0,15$	12 ± 4	5 \pm 3	17 ± 5	-	0,53 $\pm 0,16$	0,083 $\pm 0,024$	140 ± 52	100 ± 37	40
41,3 $\pm 0,2$	1,32 $\pm 0,35$	7 \pm 3	9 \pm 4	16 ± 5	-	0,51 $\pm 0,16$	0,079 $\pm 0,025$	70 ± 19	30 ± 8	40
41,5 $\pm 0,2$	0,66 $\pm 0,26$	4 $\pm 1,5$	3 $\pm 1,7$	7 $\pm 2,3$	-	0,22 $\pm 0,07$	0,034 $\pm 0,011$	100 ± 39	60 ± 23	40
41,8 $\pm 0,2$	1,3 $\pm 0,3$	17 ± 5	22 ± 8	39 ± 10	-	1,3 $\pm 0,3$	0,20 $\pm 0,05$	71 ± 16	31 ± 7	40
42,2 $\pm 0,3$	0,75 $\pm 0,30$	4 $\pm 1,7$	3 $\pm 1,7$	7 $\pm 2,4$	-	0,23 $\pm 0,08$	0,035 $\pm 0,012$	93 ± 37	53 ± 21	40
42,7 $\pm 0,3$	1,4 $\pm 0,4$	2 $\pm 0,8$	2,8 $\pm 1,4$	4,8 $\pm 1,6$	-	0,15 $\pm 0,05$	0,023 $\pm 0,008$	69 ± 20	29 ± 8	40
43,4 $\pm 0,2$	1,5 $\pm 0,4$	6 \pm 2	6,6 $\pm 2,5$	12,6 $\pm 3,3$	-	0,42 $\pm 0,11$	0,064 $\pm 0,017$	66 ± 20	26 ± 10	40
43,9 $\pm 0,2$	1,2 $\pm 0,3$	9 \pm 3	7 \pm 3	16 ± 4	-	0,54 $\pm 0,13$	0,081 $\pm 0,020$	73 ± 18	33 ± 8	40
44,6 $\pm 0,2$	0,54 $\pm 0,25$	12 ± 5	4 \pm 2	16 ± 6	-	0,55 $\pm 0,21$	0,082 $\pm 0,031$	114 ± 52	74 ± 34	40
45,0 $\pm 0,3$	0,40 $\pm 0,2$	6 $\pm 2,5$	2,2 $\pm 1,5$	8,2 $\pm 3,0$	-	0,30 $\pm 0,11$	0,045 $\pm 0,016$	140 ± 70	100 ± 50	40

E, эв	α	$\sigma_0 \Gamma_t$	$\sigma_0 \Gamma_\gamma$	$\sigma_0 (\Gamma_\gamma + \Gamma_t)$	$\sigma_0 \Gamma$	$2g \Gamma_n$	$2g \Gamma_n^0$	Γ	Γ_t	Γ_γ	МЭВ
45,8 $\pm 0,2$	1,7 \pm 0,5	5 \pm 2	8,5 \pm 4,2	13,5 \pm 4,5	-	0,48 $\pm 0,16$	0,071 $\pm 0,023$	63 \pm 18	23 \pm 7	40	
47,06 $\pm 0,14$	1,2 \pm 0,2	23 \pm 5	27 \pm 7	50 \pm 8	-	1,8 $\pm 0,5$	0,26 $\pm 0,04$	72 \pm 12	32 \pm 5	40	
48,0 $\pm 0,15$	1,6 \pm 0,4	10 \pm 3	16 \pm 6	26 \pm 7	-	1,0 $\pm 0,3$	0,14 $\pm 0,04$	65 \pm 16	25 \pm 6	40	
48,3 $\pm 0,2$	0,8 \pm 0,3	12 \pm 5	10 \pm 6	22 \pm 8	-	0,8 $\pm 0,3$	0,12 $\pm 0,04$	90 \pm 34	50 \pm 19	40	
48,6 $\pm 0,2$	0,5 \pm 0,2	6,0 \pm 2,5	3 \pm 1,7	9 \pm 3	-	0,3 $\pm 0,1$	0,05 $\pm 0,02$	120 \pm 48	80 \pm 32	40	
49,3 $\pm 0,3$	1,8 \pm 0,4	7 \pm 2	13 \pm 5	20 \pm 6	-	0,8 $\pm 0,2$	0,12 $\pm 0,03$	62 \pm 14	22 \pm 5	40	
50,2 $\pm 0,3$	1,6 \pm 0,4	4 \pm 1,5	6 \pm 3	10 \pm 3	-	0,4 $\pm 0,1$	0,06 $\pm 0,015$	65 \pm 16	25 \pm 6	40	

Т а б л и ц а 2

E, кэв	σ_t барн	$\sigma_{n\gamma}$ барн	$(\sigma_{n\gamma} + \sigma_t)$ барн	α
0,1 \pm 0,2	20,60 \pm 0,10	19,1 \pm 0,5	39,70 \pm 0,50	0,91 \pm 0,02
0,2 \pm 0,3	19,80 \pm 0,10	12,1 \pm 0,4	31,90 \pm 0,40	0,61 \pm 0,02
0,3 \pm 0,4	12,7 \pm 0,14	6,1 \pm 0,5	18,80 \pm 0,53	0,48 \pm 0,02
0,4 \pm 0,5	13,8 \pm 0,14	5,1 \pm 0,3	18,90 \pm 0,33	0,37 \pm 0,02
0,5 \pm 0,6	14,8 \pm 0,15	3,6 \pm 0,2	18,40 \pm 0,25	0,24 \pm 0,01
0,6 \pm 0,7	11,3 \pm 0,14	4,86 \pm 0,3	16,16 \pm 0,33	0,43 \pm 0,03
0,7 \pm 0,8	10,7 \pm 0,14	4,2 \pm 0,2	14,90 \pm 0,25	0,39 \pm 0,02
0,8 \pm 0,9	8,45 \pm 0,12	4,1 \pm 0,3	12,55 \pm 0,32	0,48 \pm 0,03
0,9 \pm 1,0	8,00 \pm 0,12	3,28 \pm 0,3	11,28 \pm 0,32	0,41 \pm 0,04
1,0 \pm 1,1	8,37 \pm 0,14	1,42 \pm 0,2	9,79 \pm 0,25	0,17 \pm 0,02
1,1 \pm 1,2	9,68 \pm 0,18	2,9 \pm 0,3	12,58 \pm 0,34	0,30 \pm 0,03
1,2 \pm 1,3	7,99 \pm 0,16	1,52 \pm 0,2	9,51 \pm 0,25	0,19 \pm 0,02
1,3 \pm 1,4	8,43 \pm 0,16	2,45 \pm 0,3	10,88 \pm 0,34	0,29 \pm 0,03
1,4 \pm 1,5	7,13 \pm 0,15	2,92 \pm 0,3	10,05 \pm 0,34	0,41 \pm 0,04
1,5 \pm 1,6	6,59 \pm 0,14	3,62 \pm 0,4	10,21 \pm 0,42	0,55 \pm 0,05
1,6 \pm 1,7	7,09 \pm 0,15	3,26 \pm 0,3	10,35 \pm 0,34	0,46 \pm 0,05
1,7 \pm 1,8	7,07 \pm 0,15	3,25 \pm 0,3	10,32 \pm 0,34	0,46 \pm 0,05
1,8 \pm 1,9	6,41 \pm 0,13	3,40 \pm 0,3	9,81 \pm 0,33	0,53 \pm 0,05
1,9 \pm 2,0	6,70 \pm 0,14	3,69 \pm 0,4	10,39 \pm 0,42	0,55 \pm 0,05
2,0 \pm 3,0	5,56 \pm 0,10	2,2 \pm 0,2	7,76 \pm 0,22	0,40 \pm 0,03
3,0 \pm 4,0	4,88 \pm 0,10	2,9 \pm 0,2	7,78 \pm 0,22	0,59 \pm 0,04
4,0 \pm 5,0	4,47 \pm 0,08	1,8 \pm 0,2	6,27 \pm 0,22	0,40 \pm 0,03
5,0 \pm 6,0	3,97 \pm 0,08	1,2 \pm 0,1	5,17 \pm 0,13	0,31 \pm 0,03
6,0 \pm 7,0	3,49 \pm 0,07	1,2 \pm 0,1	4,69 \pm 0,12	0,35 \pm 0,03
7,0 \pm 8,0	3,40 \pm 0,09	0,9 \pm 0,1	4,30 \pm 0,13	0,26 \pm 0,03
8,0 \pm 9,0	3,23 \pm 0,10	1,03 \pm 0,1	4,26 \pm 0,15	0,32 \pm 0,03
9,0 \pm 10,0	3,37 \pm 0,11	1,1 \pm 0,1	4,47 \pm 0,15	0,32 \pm 0,03
10,0 \pm 12,5	3,23 \pm 0,11	1,20 \pm 0,1	4,43 \pm 0,15	0,42 \pm 0,04
12,5 \pm 15,0	3,36 \pm 0,11	0,74 \pm 0,1	4,10 \pm 0,15	0,22 \pm 0,02
15,0 \pm 20,0	3,23 \pm 0,10	1,2 \pm 0,11	4,43 \pm 0,14	0,37 \pm 0,04
20,0 \pm 25,0	3,29 \pm 0,11	1,18 \pm 0,1	4,47 \pm 0,15	0,36 \pm 0,04
25,0 \pm 30,0	2,94 \pm 0,12	1,09 \pm 0,1	4,03 \pm 0,16	0,37 \pm 0,04

Т а б л и ц а 3^х)

Энергия уровня, эв		Относительный выход осколков деления симметричной массы	
группа I	группа II	больше	меньше
0,28		+	
1,14		+	
	2,03	+	
2,84		+	
3,14		+	
3,58		+	
	4,81	+	
	5,45	+	
5,82		+	
6,20		+	
	6,40	+	
	7,10		+
8,77			(+)
9,30		+	
(10,2)			+
	11,66	+	
	12,39		+
13,98		+	
	14,5		+
	(15,4)		+
	16,1		+
16,7			+
18,1			+
19,3			+
20,1		+	
	20,6		+
	21,1		+
	22,99		+
	23,43		+
	24,25		+

х) Скобками отмечены уровни, которые нельзя однозначно отнести к той или иной группе. Это же относится и к характеристике выхода осколков симметричной массы.

Энергия уровня, эв		Относительный выход осколков деления симметричной массы	
группа I	группа II	больше	меньше
25,16		+	
	25,56		+
26,55		+	
	27,16		+
27,86			(+)
28,45		+	
	29,69	+	
	(30,86)	+	
	(32,1)		(+)
	33,58		+
	34,45		+
35,27		+	
38,4			+
39,9		+	
	41,8		+
	43,9		+
44,6		+	
	(47,1)	+	
48,6			+

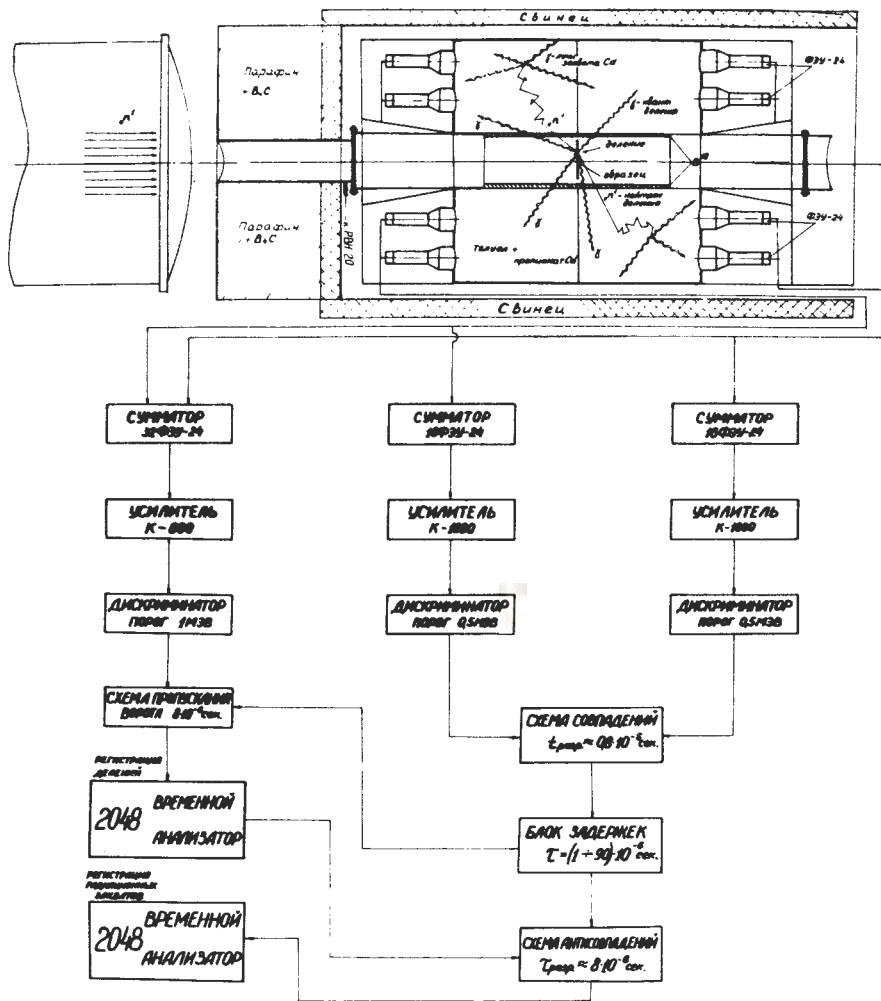


Рис. 1. Продольный разрез детектора и его положение на нейтронном пучке. Блок-схема регистрирующей аппаратуры. (Обозначения указаны на рисунке).

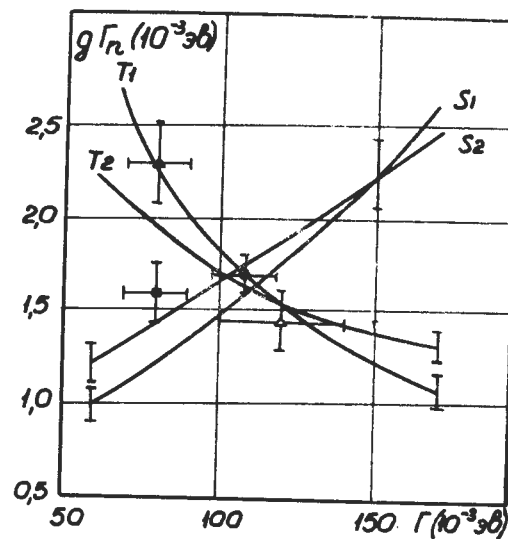


Рис. 2. Определение параметров $g\Gamma_n$ и Γ из кривых самовыявки (S_1, S_2) и пропуска (T_1, T_2) для уровня 19,3 эв.

- ▲ - данные работы ^{13/},
- △ - данные работы ^{12/},
- - данные работы ^{14/},
- - данные настоящей работы.

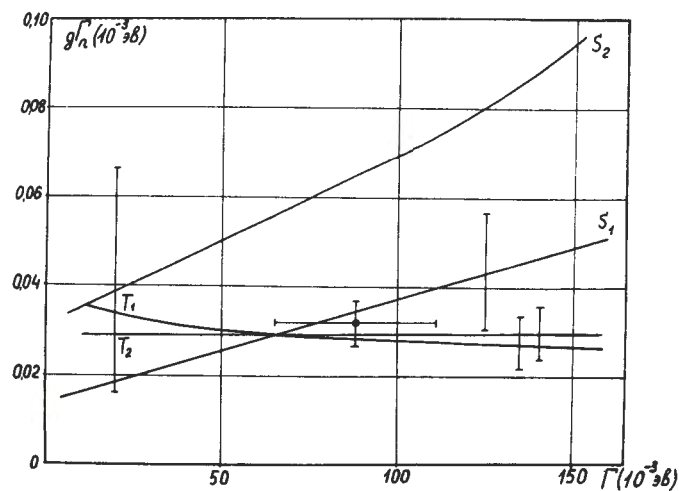


Рис. 3. Определение параметров $g\Gamma_n$ и Γ из кривых самовыявки (S_1, S_2) и пропуска (T_1, T_2) для уровня 10,2 эв.

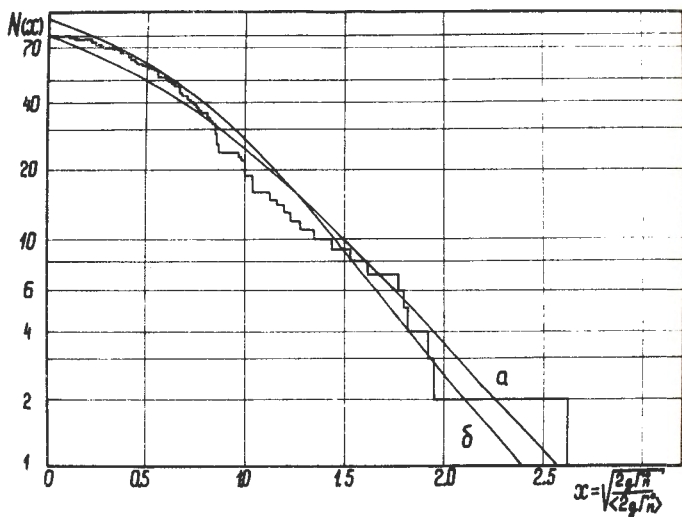


Рис. 4. Распределение приведенных нейтронных ширин для 78 уровней U-235.
 a - кривая Портера-Томаса для 78 уровней $\nu = 1$,
 - - - - - для 78+20% уровней $\nu = 1$.

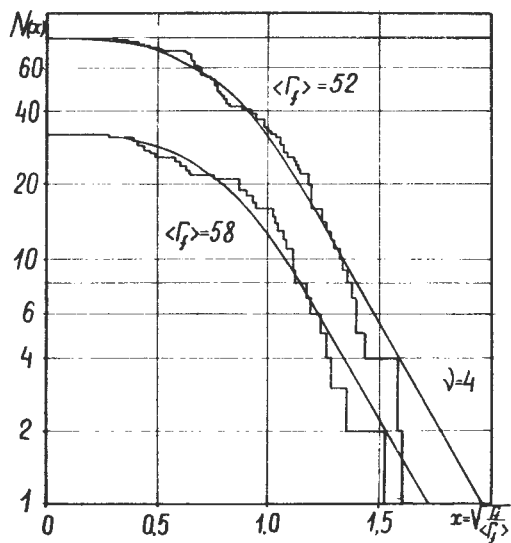


Рис. 5. Распределение делительных ширин для энергетических участков 0-20 эв (32 уровня) и 0-50 эв (78 уровней). Кривые Портера-Томаса с $\nu = 4$.

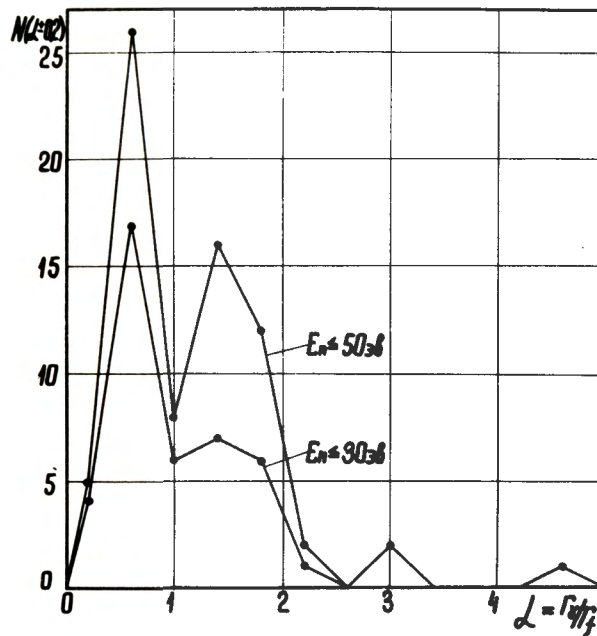


Рис. 6. Распределение величины α для указанных на рисунке энергетических участков.