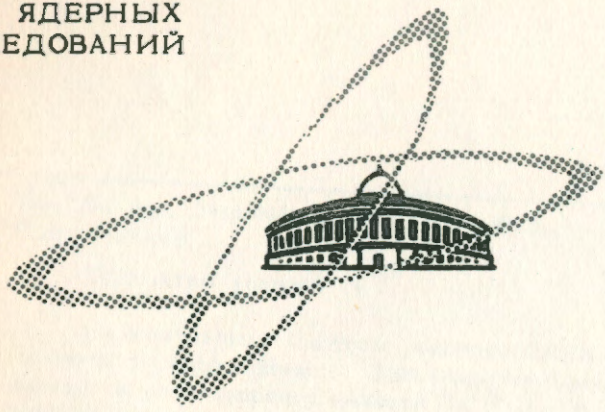


ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2713



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ю.В. Рябов, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев,
Чжан Пэ-шу

ПАРАМЕТРЫ УРОВНЕЙ ПЛУТОНИЯ-239

1966

Р-2713

Ю.В. Рябов, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев,
Чжан Пэ-шу

ПАРАМЕТРЫ УРОВНЕЙ ПЛУТОНИЯ-239

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

В последние годы взаимодействие резонансных нейтронов с ядрами Pu-239 исследовалось в работах ^{/2,3/}. Наиболее полные данные о параметрах уровней в области энергий нейтронов до 50 эв получены в работе ^{/2/}. В работе ^{/3/} для некоторых уровней до 100 эв получены величины Γ_f / Γ и $g\Gamma_n$.

В настоящей работе были измерены сечения деления и радиационного захвата в области энергий до 205 эв и получены значения Γ_f / Γ и $g\Gamma_n$ для 31 уровня.

Методика измерений

Методика измерений сечений деления и радиационного захвата с использованием жидкостных сцинтилляционных детекторов большого объема с введением в раствор кадмием подробно описана в ^{/1,4/}. Принцип регистрации основан на том, что деление сопровождается испусканием мгновенных γ -лучей и нейтронов, а радиационный захват — только γ -лучей. γ -лучи деления и радиационного захвата регистрируются по световой вспышке в сцинтилляторе. Нейтроны деления, замедляясь в водородосодержащей среде сцинтиллятора, захватываются ядрами кадмия и дают γ -кванты с полной энергией $\approx 9,2$ Мэв, которые тоже регистрируются по световой вспышке в сцинтилляторе. Задержанное совпадение соответствует делению. События без сопровождающего импульса включают радиационные захваты.

Следует отметить, что предположение о постоянстве эффективностей регистрации деления и радиационного захвата в резонансной области энергий можно считать справедливым, так как вид γ -спектров деления и радиационного захвата, по-видимому, мало меняется от резонанса к резонансу ^{/5,6/}, а высокая эффективность регистрации детектором нейтронов делает его нечувствительным к возможным малым вариациям среднего числа мгновенных нейтронов деления в исследуемой области энергий.

Измерения производились методом времени пролета с импульсным быстрым реактором ОИЯИ ^{/7/} в качестве источника резонансных нейтронов. Пролетное расстояние

составляло 1000 м. Временные спектры регистрировались двумя 2048-канальными анализаторами с ширинами каналов 16 мксек. Это обеспечивало разрешение около 0,08 мксек/м.

На рис. 1. приведены экспериментальные кривые, соответствующие регистрации актов деления и радиационного захвата, полученные за 30 часов измерений с более тонким образом.

При измерениях с образцами Pu-239 основным источником фона являлось спонтанное деление Pu-240, присутствующего в образце в количестве около 3%. Этот фон и фон, обусловленный реактором, определялись в измерениях с резонансными фильтрами из Ma и Ag, которые находились в нейтронном пучке. Для того чтобы учесть фон потенциального рассеяния нейтронов образцом Pu-239, проводились специальные измерения с образцом Pb эквивалентной площади и известной толщины, помещенным на место исследуемого образца Pu-239.

Суммарный фон во временных спектрах деления и радиационного захвата составлял, например, для резонанса при энергии $E_0 = 10,96$ эв около 15 и 30%, соответственно.

Однако при регистрации делений по совпадениям мгновенных γ -лучей и нейтронов фон в резонансах несколько выше из-за случайных совпадений в пределах разрешающего времени (τ_p), согласно известному соотношению $N_0(t) = 2r_p N_1(t) N_2(t)$, где $N_1(t)$ и $N_2(t)$ - соответствующие загрузки по каналам регистрации γ -лучей и нейтронов. Для учета фона случайных совпадений канал, регистрирующий нейтроны, задерживался на время $4\bar{\tau}$, для $\bar{\tau}$ - среднее время жизни нейтрона в детекторе, равное 8 мксек. За это время в детекторе поглощалось около 99% нейтронов, относящихся к данному акту деления, поэтому счет задержанных совпадений определялся только случайными совпадениями с γ -лучами радиационного захвата, рассеянными нейтронами, постоянным фоном и т.д.

Измеряемое таким методом число случайных совпадений по всей площади резонанса равно

$$N_0^{\text{эксп.}} = 2r_p \int_{-\infty}^{+\infty} N_1(t) \cdot N_2(t + 4\bar{\tau}) dt.$$

При описании формы резонанса в виде $N(t) = \frac{k}{t^2 + \theta^2}$, где 2θ - ширина резонанса на половине высоты, получаем величину относительной поправки к измеряемому фону

$$v = 1 - \frac{N_0^{\text{эксп.}}}{N_0^{\text{действ.}}} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{(2\bar{\tau})^2}{\theta^2}}.$$

Хорошо видно, что точность определения фона улучшается с увеличением ширины резонанса на половине высоты (2θ) по сравнению с учетверенным временем жизни нейтрона в детекторе ($4\bar{\tau}$). Например, для $\theta = 8\bar{\tau}$ измеряемый фон случайных совпадений меньше действительного на $\approx 5\%$ и если сам фон не превышает 10% от полного счета, ошибка за счет неточности в определении фона будет составлять не более $\approx 0,5\%$.

Как видно на рис. 1, ширина на половине высоты одного из самых сильных ($2g\Gamma_n^0 = 4$ мэв) и высокоэнергетических ("узких") резонансов ($E_0 = 75,6$ эв) составляет около 10 временных каналов ($\approx 20\bar{\tau}$), и в проведенных измерениях фон случайных совпадений равен $\approx (4-5)\%$ от суммарного счета по резонансу, т.е. ошибка за счет неточности в определении фона не более 0,2%. Эта ошибка незначительна при той точности, которая имеет место в обработке методом площадей.

Эффективности регистрации актов деления и радиационного захвата составляли $\epsilon_f = 50\%$ и $\epsilon_{\text{нп}} = 25\%$, соответственно. В измерениях использовались металлические образцы Pu-239 с толщинами $T_1 = 1,3 \cdot 10^{-3}$ и $T_2 = 0,88 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн.

Применительно к проведенным измерениям известный метод площадей^{/8/} позволяет получать суммарное число отсчетов детектора по всему резонансу, не зависящее от разрешения нейтронного спектрометра.

Для случаев регистрации делений и радиационных захватов можно записать

$$\sum_i N_f^i = \Pi(E_0) \cdot \epsilon_f \cdot \Gamma_f / \Gamma \cdot A_{E_0} \quad (1)$$

$$\sum_i N_{\text{нп}}^i = \sum_i N_{\gamma}^i - \omega \sum_i N_f^i = \Pi(E_0) \epsilon_{\text{нп}} \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \left(1 + \frac{\epsilon_{\text{нп}} \Gamma_n}{\epsilon_{\text{нп}} \Gamma_{\gamma}} \right) A_{E_0}, \quad (2)$$

где $\Pi(E_0)$ - число нейтронов в единичном энергетическом интервале, падающих на всю площадь образца за время измерений; $\Gamma, \Gamma_f, \Gamma_{\gamma}, \Gamma_n$ - полная, делительная, полная радиационная и нейтронная ширины рассматриваемого уровня; $\epsilon_f, \epsilon_{\text{нп}}, \epsilon_{\text{нп}}$ - эффективности регистрации актов деления, радиационного захвата и нейтронного рассеяния; N_f^i - аппаратный счет в i -том канале временного анализатора, регистрирующего радиационные захваты; A_{E_0} - площадь провала над кривой пропускания; ω - "эффективность" регистрации актов деления в канале, регистрирующем радиационный захват (в проведенных измерениях $\omega = 0,2$).

Из выражений (1,2) можно получить величину площади над кривой пропускания при условии, что $\epsilon_{\text{нп}}/\epsilon_{\text{нп}} = 1$. Это условие выполняется с точностью $\approx 20\%$. Так как

для большинства уровней Рс-238 сечение резонансного рассеяния нейтронов составляет небольшую часть от полного сечения, то ошибка, вносимая этим допущением в полную ошибку Λ_{E_0} , будет незначительной при полученной экспериментальной точности.

Выражение для Λ_{E_0} имеет следующий вид:

$$\Lambda_{E_0} = \frac{1}{\Pi(E_0)} \left[\frac{\sum N_{\gamma}}{\epsilon_{\gamma}} + \frac{\sum N_f}{\epsilon_f} \left(1 - \omega \frac{\epsilon_f}{\epsilon_{\gamma}} \right) \right]. \quad (3)$$

Обозначения такие же, как в (1.2). Калибровка $\Pi(E_0)$ производилась по методу, изложенному в /8/. В работе /10/ отмечалось, что при достаточно высоком фоне потенциального рассеяния нейтронов необходимо учитывать эффект, обусловленный тем, что резонансное взаимодействие снижает число нейтронов, испытывающих потенциальное рассеяние. Это приводит к завышению фона при расчете площадей резонансов. В проведенных измерениях фон потенциального рассеяния нейтронов в канале, регистрирующем радиационный захват, не превышал ~10% от общего фона и при полученной экспериментальной точности существенно не влиял на результаты.

На электронно-вычислительной машине из выражений (1,3) для каждого уровня были получены величины Λ_{E_0} и $2g\Gamma_n$ в предположении, что $\Gamma = \Gamma_f + \Gamma_{\gamma} + 2g\Gamma_n$, где $\Gamma_{\gamma} = 40$ Мэв /11/. Полученные результаты являются средневзвешенными для образцов двух толщин. Так как толщины использованных образцов Рс-238 отличались всего в 1,5 раза, то это не позволило определить полную ширину Γ , не задаваясь значением Γ_{γ} . Программой вычисления было предусмотрено введение поправок на крылья резонансов. Для слабых уровней ($\nu\sigma_0 < 1$) из выражений (1.2) можно получать величины $\sigma_0 \Gamma_f$ и $\sigma_0 \Gamma_{\gamma}$ и, пренебрегая $\sigma_0 \Gamma_n$ по сравнению с $\sigma_0 (\Gamma_f + \Gamma_{\gamma})$, определять $g\Gamma_n$ из соотношения $g\Gamma_n = \sigma_0 (\Gamma_f + \Gamma_{\gamma}) / 4\pi\lambda_0^2$, где $2\pi\lambda_0$ — длина волны нейтрона с энергией E_0 .

При обработке не учитывалась интерференция между уровнями в сечении деления и считалось, что сечение описывается формулой Брейта-Вигнера для одного уровня.

Результаты и обсуждения

В таблице 1 приведены полученные в настоящей работе параметры уровней $2g\Gamma_n$, Γ_f и Γ_{γ}/Γ . Для уровней при энергиях 11,5; 49,6; 55,8; 58,6; 63,4; 69,9 эв, которые не наблюдались в работах /2,3/, по-видимому, из-за несколько худшего разрешения и недостаточной статистической точности, даны оценки параметров. Указанные уровни не относятся к примесям изотопов Рс-240 и Рс-241 /11/.

Как видно из рис. 2, в области энергий выше 80 эв пропускается заметное число уровней и обнаружены только отдельные сильные уровни или, возможно, группы уровней. Среднее расстояние между уровнями (без разделения по спине), полученное по области до 80 эв, составляет $\langle D \rangle = (2,4 \pm 0,3)$ эв (ошибка вычислялась в предположении распределения расстояний между уровнями по Вигнеру).

Использовавшиеся образцы являются "тонкими" в области энергий выше 80 эв, что позволяет получать величины $\sum 2g\Gamma_n$ для отдельных групп уровней. Полученные значения приведены в таблице II. В этой же области определены усредненные значения $\langle \sigma_f \rangle / \langle \sigma_n \rangle$. В таблице III проведено сравнение этих величин в различных энергетических интервалах. Величины $\langle \sigma_f \rangle / \langle \sigma_n \rangle$ во всей исследованной области энергий хорошо согласуются с приведенными в работе /3/.

Силовая функция для S-нейтронов, полученная в энергетической области до 205 эв, равна $S_0 = (1,24 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$. Ошибка обусловлена в основном статистикой числа наблюдаемых уровней и рассчитана в предположении распределения расстояний между уровнями по Вигнеру и χ^2 -распределения приведенных нейтронных ширин с числом степеней свободы ν , равным 1.

Следует отметить более низкое значение силовой функции, получаемое обычно в энергетической области до 50 эв, где практически обнаружены все уровни. Это обстоятельство проиллюстрировано на рис. 3.

На рис. 4 представлено распределение приведенных нейтронных ширин для 33 уровней в области энергий до 85 эв, которое удовлетворительно описывается χ^2 -распределением с $\nu = 1$.

При делении резонансными нейтронами энергия связи нейтрона незначительно превышает величину наименьшего делительного порога. Из ограниченности вблизи порога числа открытых каналов при делении следует вывод о малом числе степеней свободы статистического распределения делительных ширин и, следовательно, об их сильных флуктуациях относительно среднего значения. Само среднее значение делительной ширины, согласно формуле Бора и Уилера /12/, уже содержит информацию о структуре делительных каналов.

Вид статистического распределения делительных ширин дает сведения о числе каналов, дающих вклад в процесс деления составного ядра с данными комбинациями спина и четности.

На рис. 5 представлено распределение делительных ширин для 33 уровней Рс-238 и χ^2 -распределение с $\nu = 1$ и 2. Среднее значение делительной ширины (98 ± 23) мэв.

Для оценки числа открытых каналов деления можно воспользоваться соотношениями /12/

$$(\nu_{\text{эф}})_1 = \sum_i P_i = \frac{2\pi \langle \Gamma_i \rangle}{\langle D \rangle},$$

$$(\nu_{\text{эф}})_2 = \frac{(\sum_i P_i)^2}{\sum_i P_i^2} = \frac{2 \langle \Gamma_i \rangle^2}{\langle \Gamma_i \rangle^2 - \langle \Gamma_i \rangle^2} \quad (4)$$

где P_i - проникаемость i -го канала, которая может изменяться от 0 до 1 в энергетическом интервале, определяемом характеристиками барьера деления.

Применение этих соотношений к системе уровней, являющейся смесью двух некоррелируемых систем со спинами $1 \pm 1/2$ и с одинаковыми свойствами, приводит к тому, что $(\nu_{\text{эф}})_1$ будет давать завышенную оценку числа эффективно открытых каналов, так как при определении $\langle D \rangle$ используются все состояния, а в случае $(\nu_{\text{эф}})_2$ включение всех состояний дает такой же результат, как и для отдельных спиновых состояний, причем, как это видно из выражений (4), всегда $(\nu_{\text{эф}})_1 \leq (\nu_{\text{эф}})_2$.

Эти оценки по данным настоящей работы $(\nu_{\text{эф}})_1 = 0,25 \pm 0,09$ и $(\nu_{\text{эф}})_2 = 1,68 \pm 0,37$.

В работе /13/ проведена идентификация спинов $\text{Pu}-239$. Для уровней при энергиях $E_0 = 50,18$ и $85,7$ эв даны значения $\frac{g\Gamma_0^2}{\Gamma}$, но спины этим уровням не приспаны, по-видимому, из-за отсутствия экспериментальных данных о параметрах. Используя эти значения $\frac{g\Gamma_0^2}{\Gamma}$ и параметры, полученные в настоящей работе, можно приписать уровню при $E_0 = 50,18$ эв спин 1^+ , а $E_0 = 85,7$ эв - спин 0^+ и получить оценки средних делительных ширин для двух систем уровней с $J = 0^+$ (4 уровня) $\langle \Gamma_i \rangle = 295$ мэв и $J = 1^+$ (13 уровней) $\langle \Gamma_i \rangle = 44$ мэв. Тогда, согласно выражениям (4), получаем

$$(\nu_{\text{эф}})_1 = 0,8 \quad \text{для } J = 1^+$$

$$(\nu_{\text{эф}})_2 = 1,4 \quad \text{---}$$

$$(\nu_{\text{эф}})_1 = 0,19 \quad J = 0^+$$

$$(\nu_{\text{эф}})_2 = 2,9 \quad \text{---}$$

причем учитывалось, что средняя плотность уровней в системе с заданными спином и четностью $\sim (2J + 1)$.

Отсюда следует, что вклад в процесс деления составного ядра со спином $J = 1^+$ дает, по-видимому, один частично открытый канал ($P = 0,1$), а со спином $J = 0^+$ - два или три частично открытых канала ($\sum_i P_i = 0,2$).

Из рассмотрения энергетического спектра уровней в седловой точке следует, что

канал 0^+ является самым нижним делительным каналом, лежащим ниже энергии связи нейтрона в составном ядре $\text{Pu}-240$, и поэтому $(\nu_{\text{эф}})_1 = 0^+$ должно быть больше, чем $(\nu_{\text{эф}})_1 = 1^+ / 12$. Это находится в качественном согласии с полученным выше результатом. Для количественно сравнения необходимо учитывать эффекты перекрытия уровней, обсуждаемые в работе /15/. Кроме того, малое число исследуемых уровней с известными спинами (особенно со спином $J = 0$) и точности определения делительных ширин Γ_i также не позволяет провести более надежное количественное сравнение канальной теории деления с экспериментом.

В заключение следует отметить, что полученные в настоящей работе параметры уровней $\text{Pu}-239$ в основном согласуются с результатами измерений сечения деления /14/.

Авторы выражают благодарность Ф.Л. Шапиро, и Л.Б. Пикельнеру за постоянные обсуждения и И.В. Кирпичникову за обсуждения и предоставление образцов, И.И. Шелонцеву за помощь при обработке данных на электронно-вычислительной машине, Ю.И. Колгину и Т.С. Афанасьевой за помощь при измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ши-ди, Ю.В. Рябов. ПТЭ № 4, (1965).
2. Л. Боллингер, Р. Коте, Г. Томас. "Труды 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии" том 2, Атомиздат, стр. 123.
3. К.П. Игнатъев, И.В. Кирпичников, С.И. Сухоручкин. Атомная энергия, 16, №110 (1964).
4. J.C.Hopkins, B.C.Diven. Nucl. Sc. and Eng. 12, 169 (1962).
5. Ю.А. Александров, Ю.В. Рябов, Г.С. Самосват. Препринт ОИЯИ Р-2014, Дубна 1965.
6. L.M. Bollinger, R.E.Cote, P.Hubert, J.M. Le Blanc, C.E.Tomas. Bull. Amer. Phys. Soc. ser. II, 1, 165 (1956).
7. Г.Е. Блохин, Д.И. Блохидев, Ю.А. Блюмкина и др. Атомная энергия, 10, вып. 5, 437 (1961).
8. J.Hughes. Journ. Nucl. Energy, 1, 237 (1955).
9. Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шаратов. Препринт ОИЯИ Р-1547, Дубна 1964.
10. Д. Зелигер, Н. Илнеску, Ким Хи Сая и др. ЖЭТФ, 45, вып. 5 (11), 1294 (1963).
11. BNL. 2325. Supplement 2, 1965.
12. L.Wilets. Theories of Nuclear Fission, Oxford, 1964.
13. G.D.Sauter, C.D.Bowman. Phys. Rev. Letters, vol. 15, 19, 1965.
14. G.De Saussure, J.Blanc, C.Jousseau, A.Michaudon. Symposium on the Physics and Chemistry of Fission. Salzburg, Austria, 1965, SM 60/13.
15. J.E.Lynn. International Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp, Belgium, 1965.

Таблица I.

Е эв	Γ_f / Γ	Γ_f мЭв	$2g \Gamma_n$ мЭв	$2g \Gamma_n^0$ мЭв	J/I3/
-0,26*	0,80±0,05	160±20	0,085±0,030	0,167±0,059	
0,296*	0,61±0,01	62±2	0,108±0,004	0,197±0,008	
7,84±0,01	0,52±0,03	44±10	1,28±0,12	0,46±0,04	I
10,97±0,02	0,78±0,08	153±75	2,7±0,15	0,82±0,05	I
11,5	~ 0,73	~ 110	~ 0,41	~ 0,12	
11,91±0,02	0,41±0,03	28±7	1,34±0,22	0,64±0,10	I
14,36±0,02	0,59±0,05	60±16	0,88±0,12	0,23±0,03	I
14,75±0,03	0,43±0,03	32±9	2,72±0,54	0,71±0,14	I
15,47±0,06	0,88±0,08	360±360	0,98±0,14	0,25±0,04	0
17,69±0,03	0,50±0,03	42±13	2,07±0,34	0,50±0,08	I
22,33±0,04	0,55±0,04	52±18	2,88±0,46	0,61±0,10	I
23,9±0,1	0,37±0,09	23±9	0,20±0,06	0,041±0,012	
26,37±0,06	0,45±0,03	34±6	2,26±0,22	0,44±0,04	
27,3	~ 0,63	~ 68	~ 0,25	~ 0,048	
32,4±0,1	0,68±0,07	85±21	0,48±0,06	0,084±0,001	0
35,6	~ 0,23	~ 12	~ 0,71	~ 0,12	I
41,64±0,12	0,34±0,02	22±4	5,5±1,1	0,86±0,17	I
44,74±0,12	0,18±0,02	10±3	6,62±1,30	0,99±0,19	I
47,92±0,15	0,82±0,09	196±116	3,04±0,38	0,44±0,05	0
49,6	~ 0,76	~ 129	~ 0,33	~ 0,071	
50,18±0,16	0,46±0,03	37±10	4,3±0,5	0,61±0,07	I**
52,9±0,2	0,21±0,02	13±3	10,9±3,3	1,5±0,5	I
55,9±0,4	0,46±0,05	36±10	2,6±0,5	0,35±0,07	
57,8±0,2	0,66±0,06	91±43	8,6±0,8	1,1±0,1	
58,6±0,4	0,82±0,14	192±190	3,3±0,9	0,44±0,12	
59,6±0,2	0,71±0,09	127±60	12±4	1,56±0,54	
61,7±0,2	0,74±0,08	116±51	1,96±0,80	0,25±0,12	
63,4±0,2	0,66±0,05	89±36	6,3±2,3	0,8±0,3	
66,2±0,2	0,62±0,05	86±28	18,6±4,7	2,3±0,6	
69,9	~ 0,48	~ 36	~ 2,9	~ 0,35	
75,6±0,3	0,48±0,06	71±23	36±10	4±1	I
82,7±0,3	0,57±0,10	62±26	7±1	0,8±0,1	
85,7±0,4	0,88±0,10	540±240	30±10	3,3±1,1	0**

* Параметры уровней взяты из работы /2/.

** Спины приписаны, используя значения $g \Gamma_n^2 / \Gamma$ из работы /13/ и параметры, полученные в настоящей работе.

Таблица II.

Энергия группы уровней в эв	$\sum 2g \Gamma_n$ мЭв	$\sum 2g \Gamma_n^0$ мЭв
91,2	17±4	1,8±0,4
96,8	13±2	1,3±0,2
100,7	2,5±0,4	0,25±0,04
107,7	27±6	2,6±0,6
117	2,5±1,1	0,23±0,09
119,9	34±7	3,1±0,7
127,1	9±2	0,8±0,2
131,6	10±3	0,83±0,25
137,8	10±2	0,88±0,18
144,4	17±3	1,4±0,3
148,3	11±2	0,9±0,2
158,3	17±7	1,3±0,5
167	35±10	2,7±0,8
177	17±6	1,3±0,2
186	12±6	0,9±0,45
198	41±11	2,9±0,8
205	38±10	2,7±0,3

Таблица III.

ΔE эв	0±50	50±100	100±150	150±205	0±205
$\langle \xi_f \rangle / \langle \xi_a \rangle$	0,54±0,02	0,58±0,02	0,53±0,10	0,49±0,13	0,545±0,015

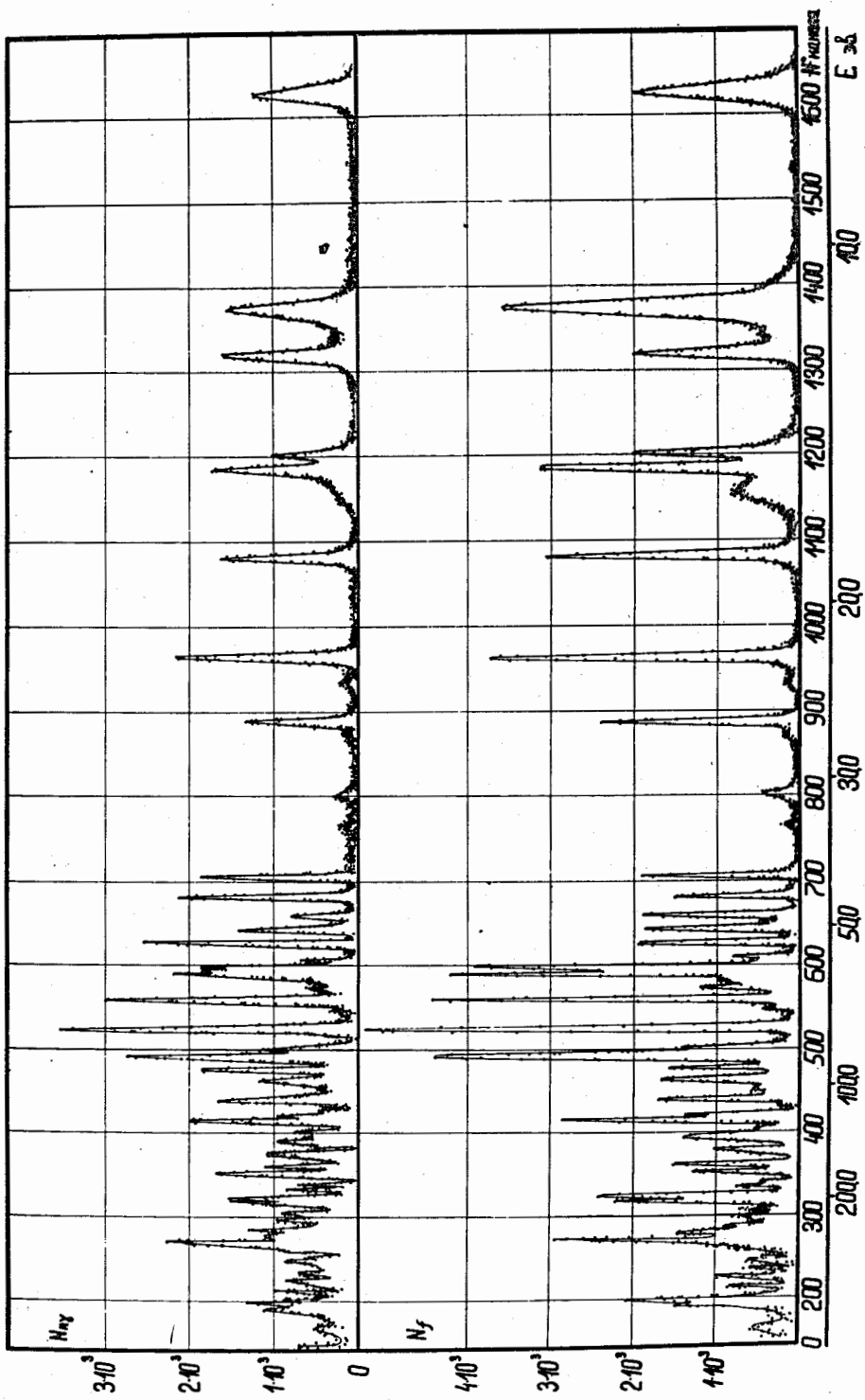


Рис. 1. Экспериментальные кривые для Pu-239, соответствующие регистрации актов радиационного захвата (верхняя) и деления (нижняя). Время измерения 30 часов. Ширина канала временного анализатора 18 мксек. Вычтены постоянная компонента фона и фон, связанный с источником нейтронов.

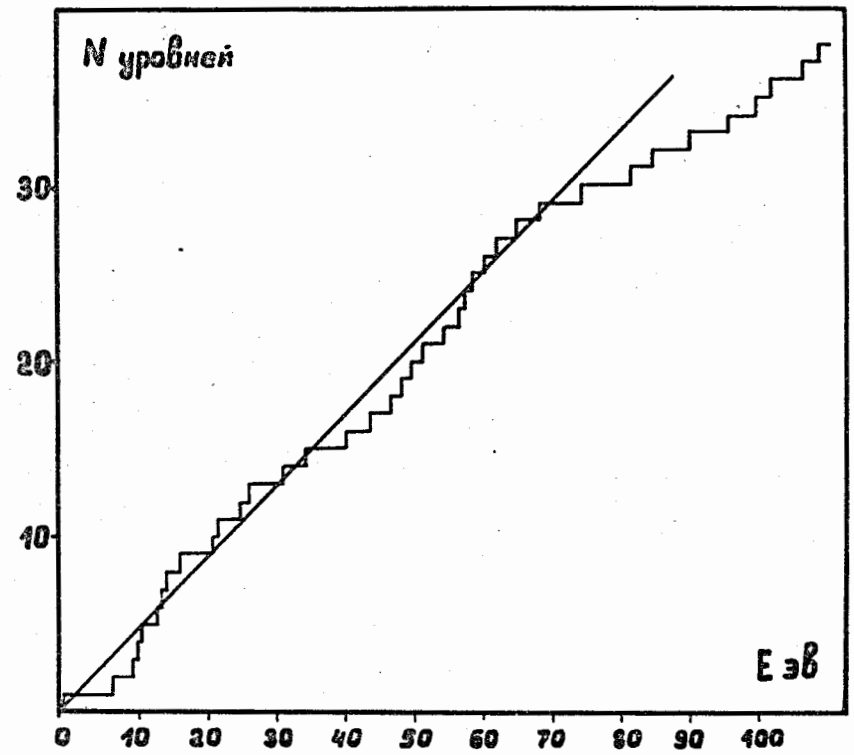


Рис. 2. Число уровней Pu-239 в зависимости от энергии нейтронов $\langle D \rangle = (2,4 \pm 0,3)$ эв.

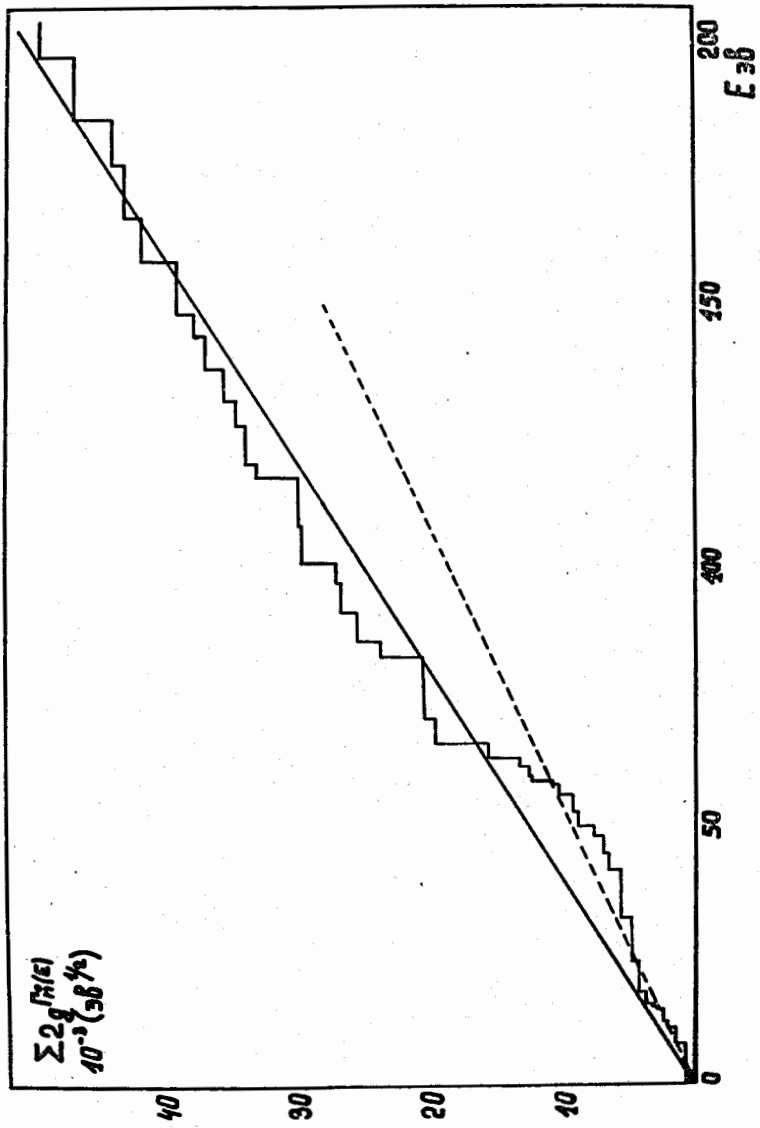


Рис. 3. Зависимость интегральной приведенной нейтронной ширины от энергии нейтронов
 $S_0 = (1,24 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$.

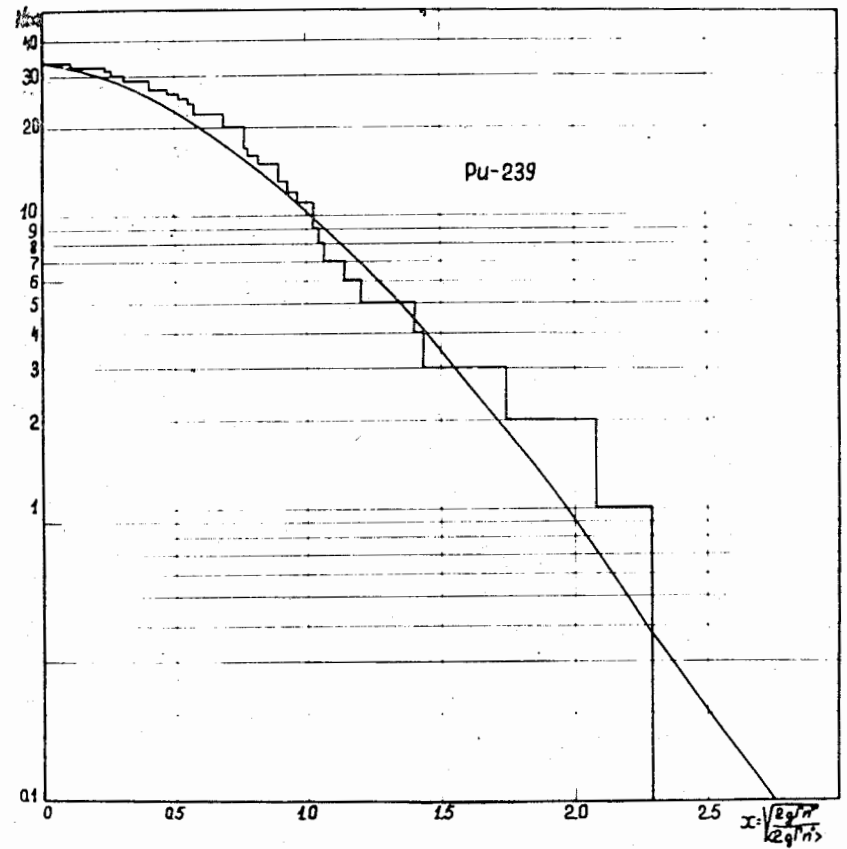


Рис. 4. Распределение приведенных нейтронных шири. Сплошная кривая χ^2 - распределения с $\nu = 1$.

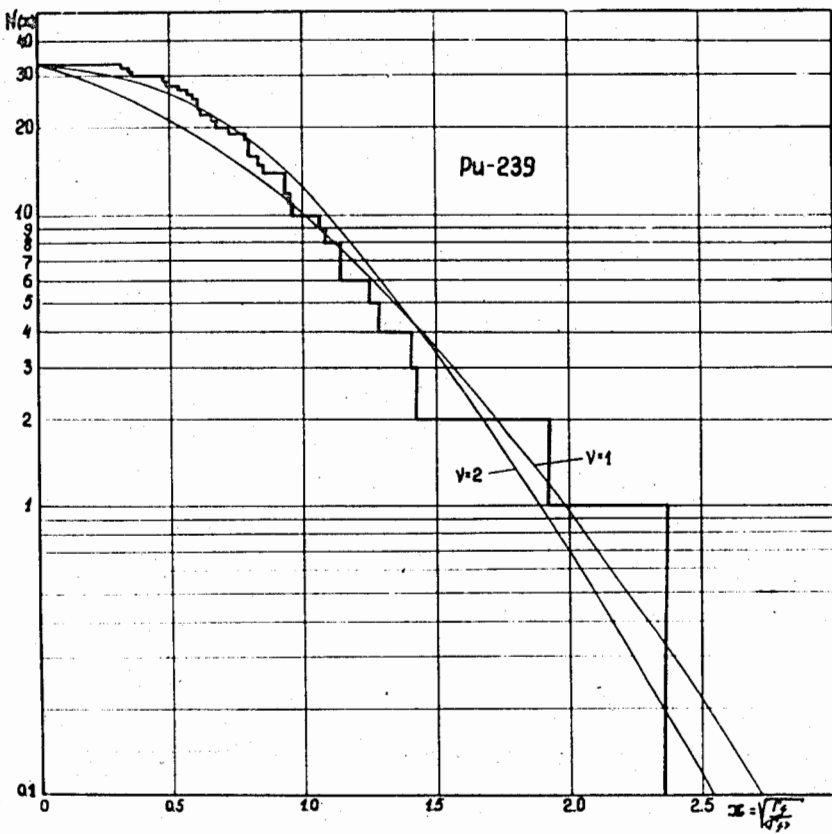


Рис. 5. Распределение делительных ширин. Сплошные кривые χ^2 -распределения с $\nu = 1$ и $\nu = 2$.