

Вероятность тройного деления U^{235} на монохроматических нейтронах в области энергий 0,06—10 эв

Т. А. Мостовая, В. И. Мостовой, Г. В. Яковлев

Методом времени пролета на линейном электронном ускорителе Института атомной энергии им. И. В. Курчатова измерена вероятность тройного деления U^{235} на монохроматических нейтронах в области энергий 0,06—10 эв с разрешением 3 мксек/м. Для регистрации делений использовалась система из семи ионизационных камер. Получена зависимость вероятности тройного деления от энергии нейтронов. Эта зависимость от уровня к уровню немонотонна и показывает корреляцию между величиной вероятности тройного деления и значением соответствующих делительных ширин уровней обычного деления.

Экспериментальные результаты указывают, по-видимому, на то, что кроме тройного деления α -частицы испускаются за счет реакции (n, α) на U^{235} .

В последние годы выполнено много экспериментальных работ, посвященных так называемому тройному делению ядер, т. е. делению на два тяжелых осколка и длиннопробежную α -частицу.

Для многих ядер получены данные о вероятности тройного деления тепловыми и быстрыми нейтронами, по массовому и энергетическому распределениям тяжелых осколков, по угловому и энергетическому распределениям длиннопробежных α -частиц. Подробное обсуждение и анализ экспериментальных данных по тройному делению приводятся в работах [1, 2].

Имеющийся в настоящее время экспериментальный материал невозможно пока согласовать в рамках единого представления о процессе тройного деления. Так, например, в работах [3, 4] качественно объясняется экспериментально наблюдаемое уменьшение вероятности тройного деления с увеличением энергии возбуждения ядра. Однако по представлениям этих авторов о механизме тройного деления следует ожидать уменьшения вероятности тройного деления с увеличением отношения Z^2/A ,

что противоречит экспериментальным данным работы [2].

Исследования вероятности тройного деления в области резонансов медленных нейтронов могут дать дополнительные сведения, важные для понимания процесса тройного деления, которые могут оказаться также полезными и для физики обычного деления.

Если рассматривать тройное деление как один из возможных путей распада возбужденного составного ядра, то можно ожидать, что этот процесс будет идти по другим каналам, чем обычное деление. Это должно привести к отличию энергетической зависимости тройного деления от обычного. Если каналы, по которым происходит тройное деление, связаны с одной из спиновых систем возбужденных уровней, то измерение вероятности тройного деления в зависимости от энергии нейтронов позволило бы классифицировать уровни возбуждения делящегося ядра по спинам. Наконец, изучение вероятности тройного деления в зависимости от энергии нейтронов в резонансной области позволит проверить и другие гипотезы о механизме тройного деления, в частности гипотезу Аллена и Девона [4] о зависимости вероятности тройного деления от времени жизни $(\tau_f = \frac{2\pi}{\Gamma_f})$ составного ядра.

Несмотря на давно возникший интерес к исследованиям энергетической зависимости вероятности тройного деления, в настоящее время известно только несколько работ по этому вопросу, результаты которых не согласуются даже качественно. Так, в работе [5] не обнаружено изменения вероятности тройного деления U^{235} при изменении энергии нейтронов в области 0,01—0,2 эв, а в работе [6] — в об-

ласти 0,04—8,7 эв. Напротив, Мета и Мелконян [7] сообщили, что ими обнаружена четкая вариация вероятности тройного деления U^{235} от резонанса к резонансу.

В работе [8], посвященной изучению сечения тройного деления U^{235} с помощью механического селектора, было обнаружено изменение вероятности тройного деления с изменением энергии нейтронов в области 0,01—5 эв. А. А. Панов в результате измерений вероятности тройного деления U^{233} [9] в области энергии нейтронов 1—10 эв и Pu^{239} [10] в области 0,05—0,07 эв не обнаружил энергетической зависимости.

В настоящей работе были проведены измерения зависимости вероятности тройного деления U^{235} от энергии нейтронов в интервале 0,06—10 эв с разрешением 3 мксек/м.

Методика измерений

Измерение зависимости вероятности тройного деления U^{235} от энергии нейтронов проводилось методом времени пролета на линейном электронном ускорителе Института атомной энергии им. И. В. Курчатова [11].

Для регистрации тройного и двойного делений использовалась система из семи ионизационных камер, находившихся в общем объеме (схема камер показана на рис. 1). Центральная камера с делящимся слоем F служила для

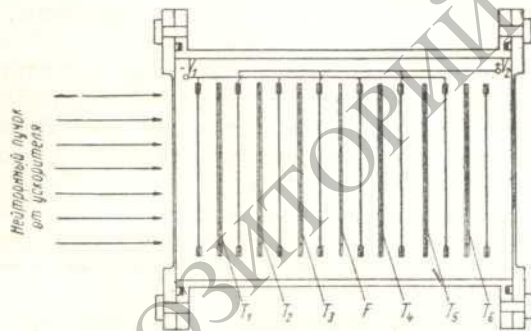


Рис. 1. Схема ионизационной камеры.

регистрации осколков двойного деления. Вес слоя U^{235} в этой камере ~ 100 мг, толщина $\sim 0,5$ мг/см². Шесть других камер служили для регистрации длиннопобежных α -частиц. Для того чтобы при этом не регистрировались α -частицы естественной радиоактивности урана и осколки деления, слой U^{235} (T_{1-6}) закрывались алюминиевой фольгой толщиной 30 мк. Толщина фольги выбиралась заметно большей, чем пробеги α -частиц урана и осколков деле-

ния, чтобы поглотить значительную часть α -частиц, испускаемых продуктами распада урана, которые, как известно, имеют энергию больше 5 Мэв и создают в камерах нежелательный фон. В результате контрольных опытов установлено, что фон от поверхностных загрязнений камер ураном мал по сравнению с фоном от α -частиц, испускаемых продуктами распада урана в слоях.

Слой U^{235} наносился на алюминиевую фольгу (толщиной 5 мк) методом радиохимического осаждения из водного раствора соли уранилнитрата. Диаметр слоев 12 см. Всего в камерах, регистрирующих тройное деление, находилось ~ 3 г U^{235} .

Высоковольтные электроды камер были изготовлены из алюминиевой фольги толщиной 50 мк (расстояние между электродами 1 см). Все камеры находились в общем объеме, наполненном смесью аргона с углекислым газом до давления 3 атм. Электронные импульсы, возникающие в каждой из камер, усиливались отдельными усилителями. Для уменьшения амплитуды импульса, возникающего от γ -лучей ускорителя, была выбрана компенсирующая схема соединения электродов ионизационных камер. Высокое напряжение одной полярности подавалось на электроды V_1 и противоположной полярности — на электроды V_2 . Компенсация уменьшала амплитуду первичного импульса от γ -лучей в 15—20 раз. Кроме того, были приняты меры для улучшения перегрузочной характеристики используемых линейных усилителей. В результате мертвое время усилительных трактов снизилось до ~ 100 мксек.

Для отбора нейтронов по времени пролета использовался 110-канальный временной анализатор. Первые 100 каналов служили для измерения эффекта, а остальные 10 каналов, сдвинутые на 5 мсек от каналов эффекта, использовались для определения фона. Ширина всех каналов была одинаковой и равнялась 16 мксек. Ширина нейтронного импульса от ускорителя составляла 0,9 мксек.

Измерения тройного деления проводились при фиксированном положении ионизационной камеры на нейтронном пучке. Пролетное расстояние до середины камеры составляло 557 см. Для получения результатов по двойному делению с тем же разрешением по энергии измерения двойного деления проводились при различных положениях камеры, при которых делящийся слой F поочередно находился на расстояниях, соответствующих положению

слоев (T_{1-6}) при измерении эффекта тройного деления. Время измерений при каждом положении камер (при постоянной мощности ускорителя) было одинаковым, так как и количество вещества было примерно одинаковым на каждом из шести слоев, предназначенных для измерения тройного деления.

Фон в измерениях тройного деления обуславливался постоянным фоном α -частиц радиоактивного распада и фоном рассеянных немонохроматических нейтронов. Фон от взаимодействия нейтронов с газом и электродами камеры был пренебрежимо мал. При измерении двойного деления фон был обусловлен только рассеянными немонохроматическими нейтронами и составлял 2,7% от эффекта в тепловой области энергий.

Величина нейтронного фона в зависимости от времени пролета измерялась по пропусканию толстых образцов серебра, индия и кадмия. По этим данным и по показаниям сдвинутых каналов анализатора определялась абсолютная величина фона.

В случае тройного деления величина фона в тепловой области энергий нейтронов составляла 50% от эффекта и была связана в основном с фоном α -частиц.

Относительная вероятность тройного деления $P_{\alpha f}$ определялась из соотношения

$$P_{\alpha f} = \frac{N_{\alpha f} - n_{\alpha\phi} - n_{\alpha f}}{N_f - n_f},$$

где $N_{\alpha f}$ — общее число α -частиц, зарегистрированных в данном канале; $n_{\alpha\phi}$, $n_{\alpha f}$ — фон α -частиц и нейтронный фон, соответствующий этому же каналу при измерении тройного деления; N_f , n_f — соответственно общее число осколков и фон в измерениях двойного деления для того же временного канала. Поправка к $P_{\alpha f}$, обусловленная ослаблением потока нейтронов слоями, в использованной системе камер была меньше 0,1%.

Результаты измерений

На рис. 2, а, б, приведены результаты измерений эффекта тройного и двойного делений в зависимости от номера канала (энергии нейтронов). Кривые построены без учета нейтронного фона, который, как уже указывалось, был незначительным. В кривой тройных делений (см. рис. 2) учтен постоянный фон от α -частиц. Результаты измерений тройного деления в области энергий меньше 0,9 эв суммировались по трем каналам.

Из рисунков видно, что хорошо разрешенные уровни в двойном делении (0,282; 1,138; 3,6 и 8,8 эв) проявляются также и в тройном делении. Слабый уровень при энергии 2,04 эв сильнее проявляется в тройном делении, чем в двойном. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что тройное деление осуществляется не через одну спиновую систему уровней, так как известно, что в исследованной области энергий имеются уровни с разным значением спина [12] (включая и отрицательный уровень).

На рис. 3 приведено отношение числа тройных делений к числу двойных делений $P'_{\alpha f}$, полученное из кривых рис. 2, а, б. На рис. 4 приведено отношение числа тройных делений к числу двойных делений $P_{\alpha f}$ с учетом нейтронного и α -фона. Обе кривые нормированы в тепловой области к значению отношения, равному 1. Видно, что учет нейтронного фона слабо сказывается на характере зависимости вероятности тройного деления от энергии нейтронов.

Полученная зависимость носит немонотонный характер от уровня к уровню и показывает явную корреляцию между величиной вероятности тройного деления и значением соответствующих делительных ширин уровней обычного деления. Это видно из таблицы, где приведены значения делительных ширин Γ_f уровней по данным работ [12—14] и соот-

Делительные ширины и вероятности тройного деления

$E, \text{ эв}$	-1,45	0,282	1,138	2,036	3,14	3,60	4,847	6,40	7,10	8,80
Γ_f (мэв) по данным работ										
[12]	223	71,8	92,7	6,8	—	45	2,3	9	—	60
[13]	—	116±18	148±22	48±12	36±13	97±50	—	—	—	80±34
[14]	—	99	125	12	155	45	4±3	15±4	22±10	52±5
$P_{\alpha f}$	1	1,15	1,50	3,02	2,35	2,13	3,40	1,83	1,70	1,35

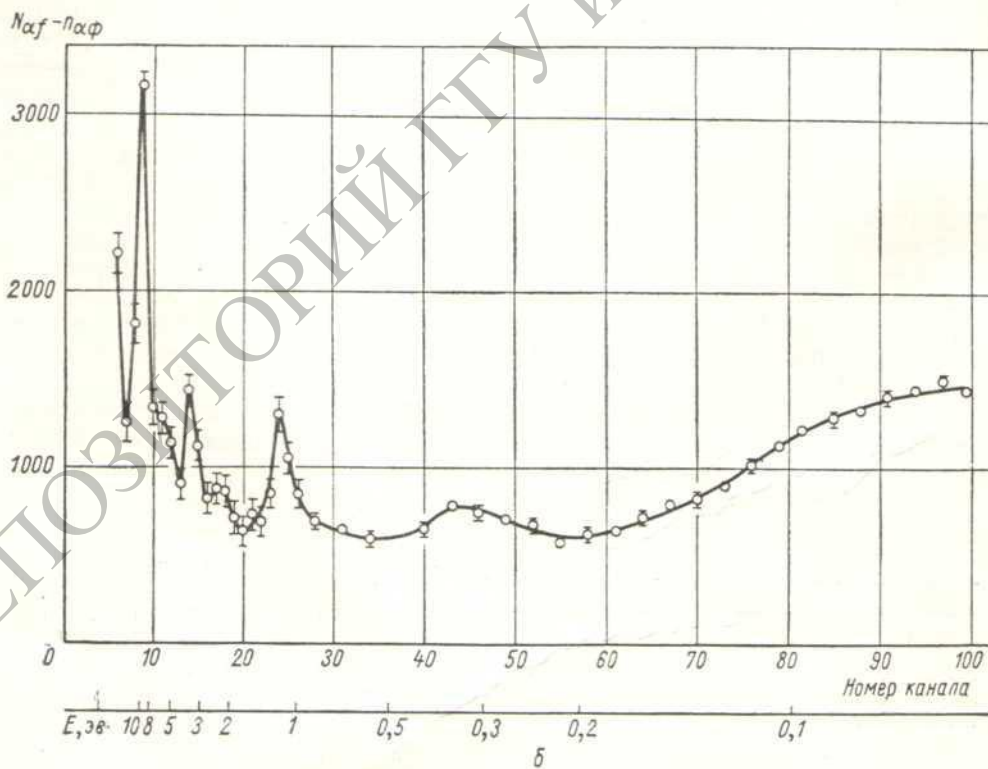
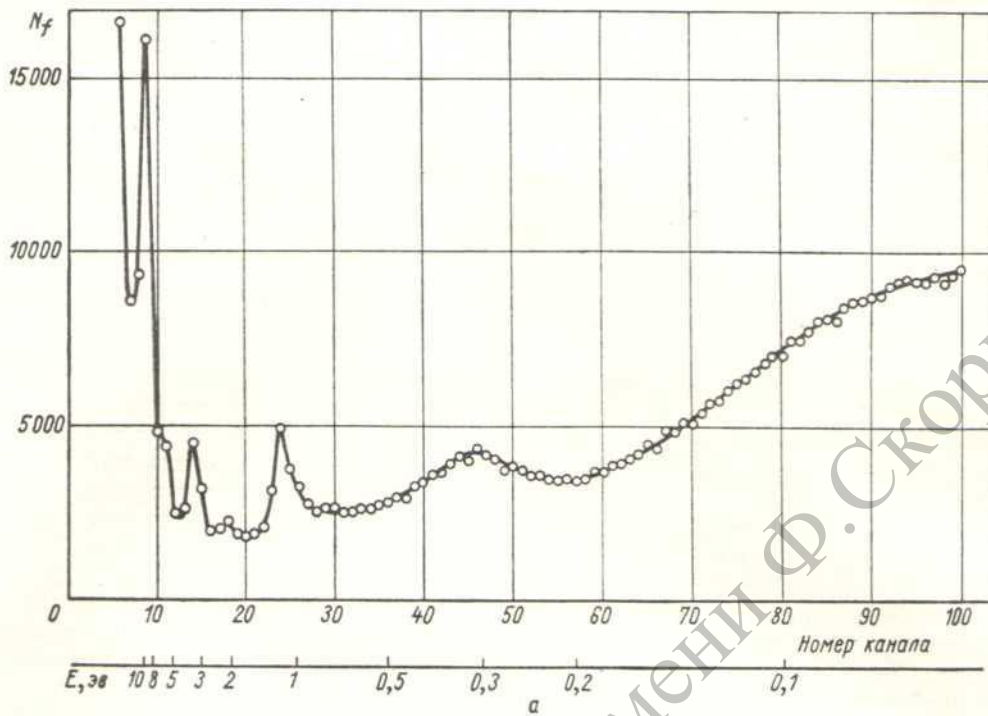


Рис. 2. Зависимость числа двойных (а) и тройных (б) делений от энергии.

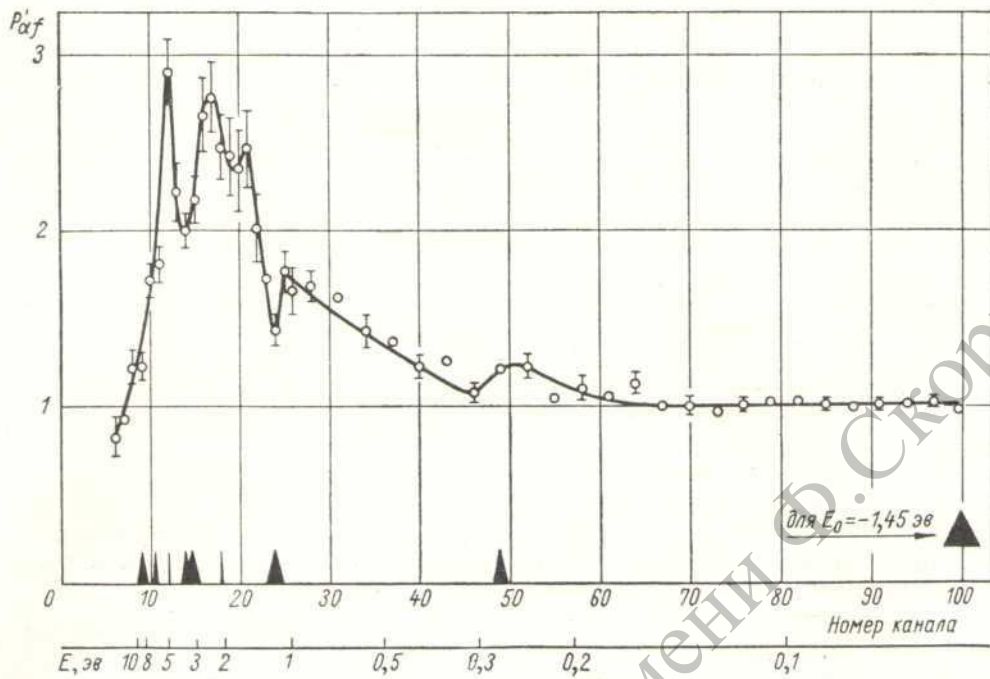


Рис. 3. Отношение числа тройных делений к двойным в зависимости от энергии.

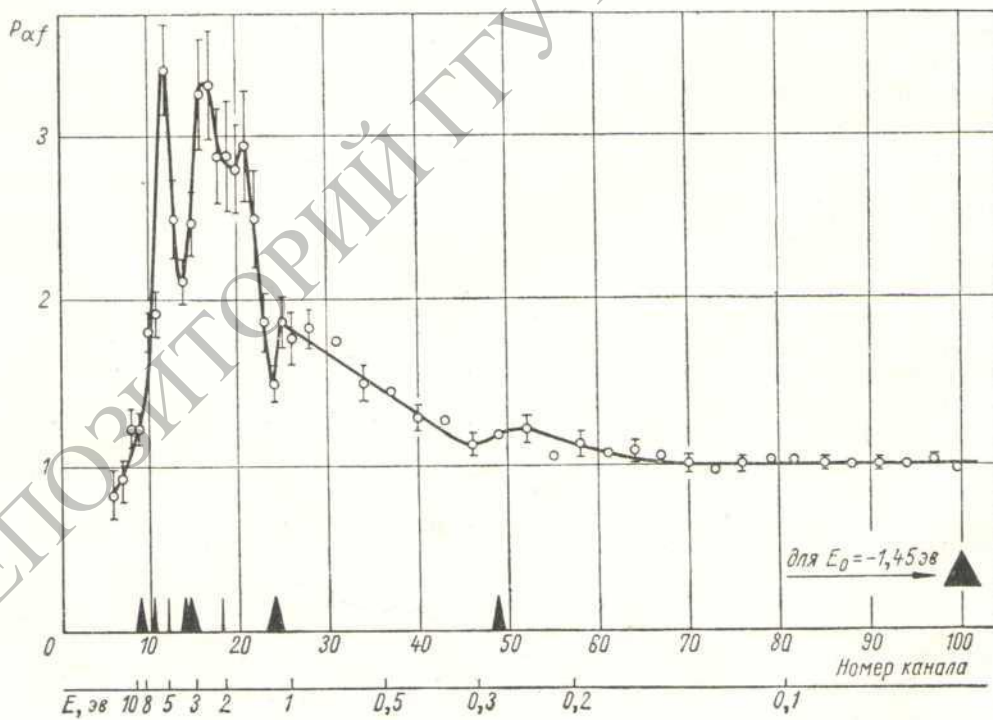


Рис. 4. Относительная вероятность тройных делений в зависимости от энергии.

ветствующие им значения вероятности тройного деления. На рис. 3, 4 по шкале энергий треугольниками нанесены положения уровней. Соотношение между основаниями треугольников примерно соответствует соотношению между делительными ширинами (Γ_j) уровней.

При рассмотрении таблицы необходимо иметь в виду, что из-за большой плотности уровней и недостаточного разрешения приведенные значения $P_{\alpha f}$ нельзя, строго говоря, относить к данному резонансу. Так, на величину $P_{\alpha f}$ в резонансе уровня $0,282 \text{ эв}$ значительное влияние оказывает отрицательный уровень ($-1,45 \text{ эв}$). Это же относится и к слабым уровням $6,4$ и $7,1 \text{ эв}$, которые находятся вблизи сильного уровня при энергии $8,8 \text{ эв}$.

Недостаточные разрешения и точность измерений не позволяют детально обсуждать вопрос о природе полученной энергетической зависимости. Однако для уровня при $E = 2,036 \text{ эв}$, а также, по-видимому, и для уровня при $E = 0,282 \text{ эв}$ эта зависимость носит интерференционный характер. Интерференционный характер зависимости может указывать на различие в числе каналов, по которым осуществляется для данного уровня двойное и тройное деления.

При рассмотрении работ по измерению вероятности тройного деления U^{235} в зависимости от энергии нейтронов, результаты которых как уже упоминалось, противоречивы, обращает на себя внимание следующий факт. В измерениях, проведенных с выделением длиннопробежных α -частиц в совпадении с осколками, не обнаружена энергетическая зависимость в пределах точности измерений ($10-20\%$) [5, 6, 9, 10]. С другой стороны, методика измерений с регистрацией длиннопробежных α -частиц без совпадений приводит к зависимости вероятности тройного деления от энергии нейтронов [7, 8]. Причем по результатам настоящих измерений вероятность тройного деления тем больше, чем больше время жизни составного ядра по отношению к двойному делению. Характер энергетической зависимости в работе [7] не приводится.

Возможно, что несоответствие между двумя группами работ объясняется тем, что наряду с α -частицами тройного деления имеет место также испускание α -частиц из составного ядра до потери им устойчивости по отношению к делению. Этот процесс, проявляющийся заметно при захвате нейтронов на уровнях с большим временем жизни по отношению к делению, можно рассматривать как реакцию (n, α) .

Имеющиеся сведения [2] о вычислении вероятности испускания α -частиц деформированным ядром качественно не противоречат такому предположению. В этой связи интересны результаты работы [15], в которой обнаружено испускание α -частиц при захвате тепловых нейтронов Sm^{149*} .

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность М. И. Певзнеру за предоставленную возможность провести измерения на линейном ускорителе, а также за полезное обсуждение результатов работы. Благодарим А. С. Колсанова и группу эксплуатации ускорителя за помощь в работе.

Поступила в Редакцию 26/IV 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Перфилов, Ю. Ф. Романов, З. И. Соловьева. «Усп. физ. наук», XXI, стр. 471 (1960).
2. R. Nobles, Phys. Rev., 126, 1508 (1962); Long-Range Particles from Nuclear Fission. Dissertation, USA, New Mexico University, 1961.
3. San-Tsiang et al. J. Phys. et radium, No. 9,6 (1948).
4. K. Allen, J. Dewan. Phys. Rev., 80, 181 (1950); 82, 527 (1951).
5. I. Auclair. «Study of the Variation of Ternary Fission versus the Energy of Incident Neutrons». Pros. Intern. Conference on the Neutron Interactions with the Nucleus, New York, Columbia University, Sept. 1957, p. III, B6.
6. E. Seppi. Bull. Amer. Phys. Soc., 3, 227 (1958).
7. G. Mehta, E. Melkonian. Там же, 7, 304 (1962).
8. Н. А. Власов. «Атомная энергия», № 1, 101 (1956).
9. А. А. Панов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 43, 851 (1962).
10. А. А. Панов. Там же, стр. 1998.
11. Р. М. Воронков и др. «Атомная энергия», 13, 327 (1962).
12. F. Shore, V. Sailor. Phys. Rev., 112, 191 (1958).
13. E. Melkonian et al. J. Nucl. Science and Engng, 3, 435 (1958).
14. D. Hughes. Neutron Cross Sections. N. Y. BNL-325, Supp. No. 1, 1960.
15. R. Macfarlane, I. Almodovar. Phys. Rev., 127, 1665 (1962).
16. A. Michadon, A. Lottin, D. Paya. Compt. rend. Acad. Sci., 256, 1490 (1963).
17. M. Sowinski, M. Dakowski, H. Piekarz. Phys. Letters, 6, 321 (1963).

* Когда настоящая статья находилась в Редакции, появились интересные работы [16, 17], которые согласуются с результатами наших измерений и сделанными предположениями.