

СЗУ. 35

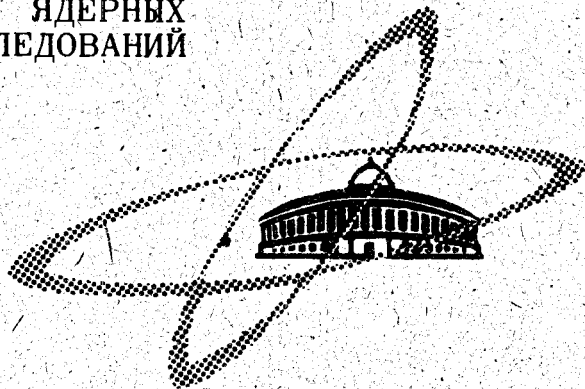
Д-364

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

22/VI - 70

P3 - 5081



Е. Дерменджиев, Ц. Пантелеев

РАСЧЕТЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ И ЗНАЧЕНИЙ U
ДЛЯ МИШЕНЕЙ РАЗНОЙ ТОЛЩИНЫ

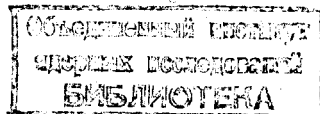
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОМ ФИЗИКИ

1970

P3 - 5081

Е. Дерменджиев, Ц. Пантелеев

РАСЧЕТЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ И ЗНАЧЕНИЙ σ
ДЛЯ МИШЕНЕЙ РАЗНОЙ ТОЛЩИНЫ



В в е д е н и е

В работе /1/ сообщалось о наблюдении небольшой вариации средней кинетической энергии \bar{E}_k осколков в нейтронных резонансах ^{235}U . Использовался метод определения вариации \bar{E}_k по изменению относительных выходов осколков W из двух урановых мишеней разной толщины /2/. При оценке изменения \bar{E}_k для упрощения предполагалось, что все осколки имеют один и тот же пробег R , равный среднему пробегу \bar{R} . Авторы /1/ нашли, что изменение средней суммарной кинетической энергии парных осколков $2\Delta\bar{E}_k = 0,74 \pm 0,32$ Мэв.

В настоящей работе приводятся результаты расчётов энергетических спектров осколков ^{235}U для мишеней разной толщины ρ . Определены эффекты изменения площадей расчётных спектров (над энергетическим порогом $E_{\text{п}}$) при изменении $2\Delta\bar{E}_k$ в пределах 0,4 - 1,4 Мэв по сравнению со спектрами, для которых $2\Delta\bar{E}_k = 0$. Вычисленные эффекты сравниваются с экспериментальными из работы /1/.

Далее приводятся результаты расчётов среднего числа нейтронов на акт деления $\bar{\nu}$ (по спектру зарегистрированных осколков) для мишеней с разными ρ и для разных величин $E_{\text{п}}$. Значения $\bar{\nu}(\rho, E)$ сравниваются с "истинным" расчётным значением ($\bar{\nu}$) расч. для $\rho \ll \bar{R}$.

Вычисления проводились на ЭВМ БЭСМ-6 ОИЯИ.

Расчёты энергетических спектров осколков

Для получения энергетических спектров осколков $N(E)$ при разных значениях ρ использовалась методика расчёта, аналогичная методике, описанной в работе/3/. Начальный спектр осколков $N(E')$ так же, как и в/3/, аппроксимировался выражением

$$N(E') = 0,072 \left[0,685 e^{-\alpha(E' - 67)^2} + e^{-\delta(E' - 98)^2} \right], \quad (1)$$

где $45 \leq E' \leq 115$ Мэв, $\alpha = 0,00693$ и $\delta = 0,0177$. Коэффициенты α и β в выражении $R = \beta E^a$ /4/ в нашем случае были равны 0,5 и 1 соответственно. Число осколков с остаточной энергией E подсчитывалось по формуле (2)/3/:

$$N(E, \Omega) = \frac{1}{8\pi} \cdot \frac{\beta \cdot \cos \theta}{\sqrt{E}} \cdot \int_E^{E_{\max}} N(E') dE', \quad (2)$$

где

$$E_{\max} = \left(\frac{\rho}{\beta \cos \theta} + \sqrt{E} \right)^2,$$

ρ - толщина мишени.

Расчёты проводились по программе LASERF. Величина E менялась с шагом в 2 Мэв. Для того чтобы расчётные спектры можно было сравнивать с экспериментальными спектрами из работы/5/ нами выбирались такие же значения ρ , как и в/5/. На рис. 1 энергетические спектры осколков $N(E)$ для $\rho = 0,714; 1,36; 3,93$ и $7,54$ мкм представлены вместе с экспериментальными спектрами для тех же значений ρ из работы/5/.

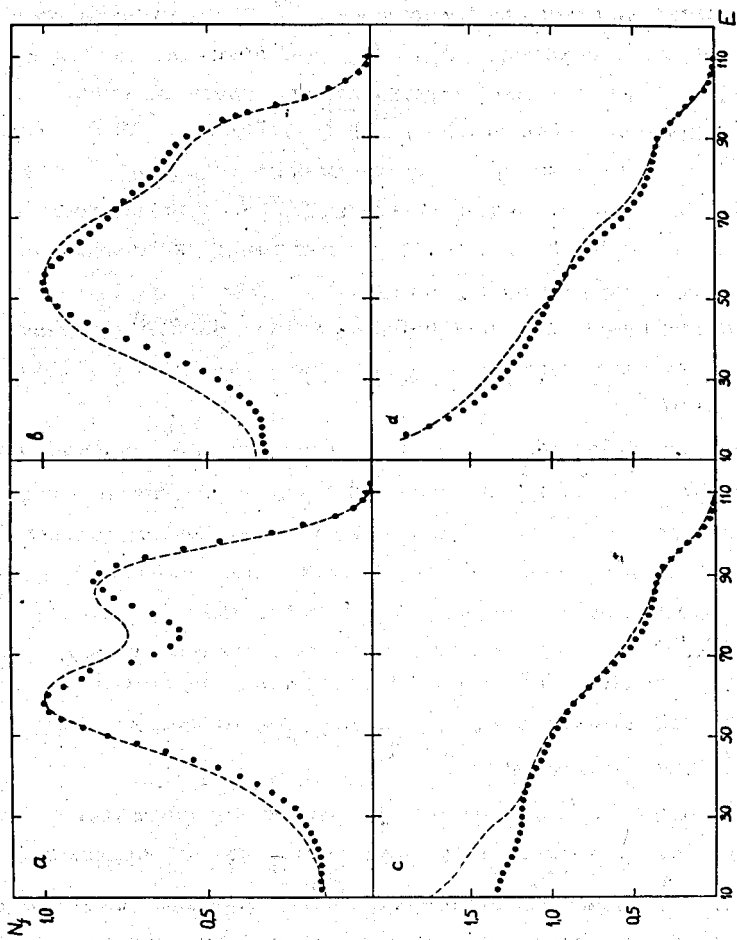


Рис. 1. Энергетические спектры осколков деления из мишенной толщиной $\rho = 0,714; 1,36; 3,93; 7,54$ мкм (а, в, с и д соответственно). Точки - рассчитанные спектры, пунктир - спектры осколков из работы [5].

В ряде работ /6,7/ высказывались предположения о возможном малом изменении величины \bar{E}_k в зависимости от значения спина J и природы соответствующего канала деления.

Был рассмотрен простейший случай, для которого предполагалось, что при любых типах деления составного ядра ^{236}U суммарная кинетическая энергия парных осколков $E'_1 + E'_2$ меняется на одну и ту же величину $2\Delta\bar{E}_k$. Она, в свою очередь, распределяется между осколками пропорционально их энергиям E'_1 и E'_2 . Значение ΔE_k , которое добавлялось к E' , находилось из соотношения $\Delta E_k = a + bE'$. Коэффициенты a и b (для данного значения $2\Delta\bar{E}_k$) определялись при $E'_1 = 67$ Мэв и $E'_2 = 98$ Мэв, которые соответствовали энергиям наиболее вероятных тяжелых и легких осколков.

В расчётах мы не учитывали небольшого ($\approx 30\%/8$) изменения выхода осколков симметричного деления, которое наблюдается в нейтронных резонансах ^{235}U .

Далее при определенных ρ и $E_{\text{п}}$ сравнивали площадь (над порогом $E_{\text{п}}$) спектра $N(E)$, для которого $2\Delta\bar{E}_k = 0$, с площадью спектра $N^*(E)$, для которого $2\Delta\bar{E}_k > 0$. На рис. 2а и в относительные изменения ϵ площадей спектров для $E_{\text{п}} = 60$ и 80 Мэв приводятся вместе с экспериментальными эффектами при $E_{\text{п}} = 55$ и 80 Мэв, которые были получены в работе /1/. Из рис. 2 видно, что обе экспериментальные точки лежат в пределах $2\Delta\bar{E}_k \approx 0,5 - 0,8$ Мэв, или, в среднем $(2\Delta\bar{E}_k)_{\text{расч.}} \approx 0,65$ Мэв. Эта величина хорошо согласуется со значением $2\Delta\bar{E}_k = 0,74 \pm 0,32$ Мэв из работы /1/.

Согласно работам /6,7/, изменение \bar{E}_k может, в принципе, служить мерой величины энергетического интервала между двумя каналами деления с $J = I \pm 1/2$. Для составного ядра ^{236}U Линн /9/ дает две существенно отличающиеся оценки величины энергетического интервала между каналами с $J^{\pi} = 3^{-} (K = 0)$ и $J^{\pi} = 4^{-} (K = 1)$: $\approx 0,3$ и $\approx 0,8$ Мэв. Результаты наших расчётов в совокупности с экспериментальными данными работы /1/ несколько лучше согласуются с величиной $\approx 0,8$ Мэв, приводимой Линном.

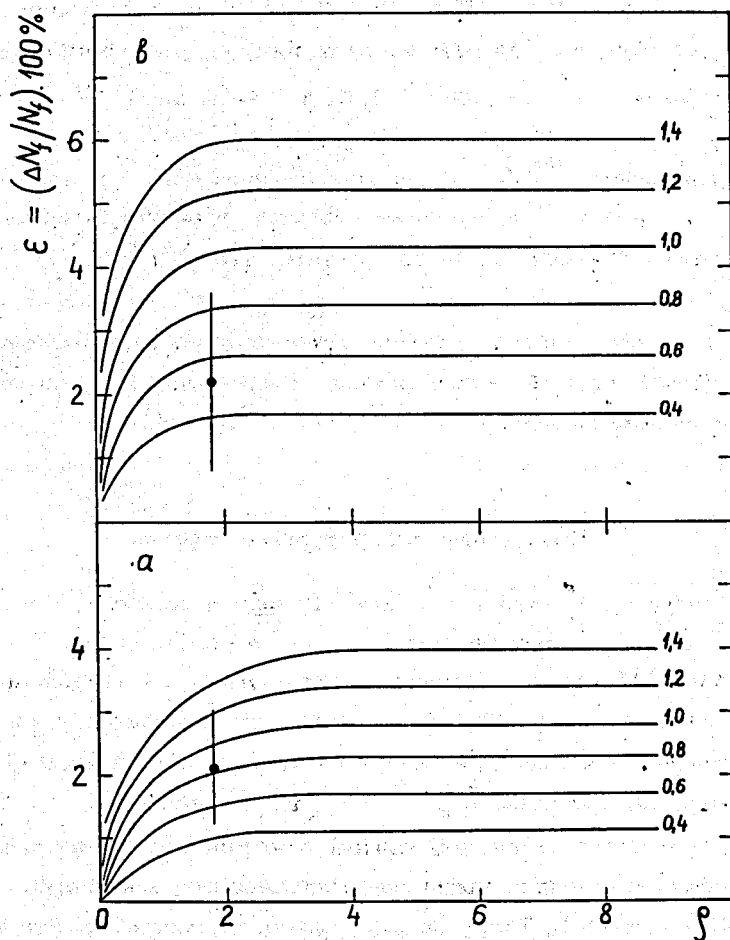


Рис. 2. Сравнение расчётных значений с экспериментальными эффектами из работы [1]. а - порог $E_{\text{п}} = 60$ Мэв, в - $E_{\text{п}} = 80$ Мэв. Значения $2\Delta E_{\text{к}}$ в Мэв нанесены около соответствующих кривых $\epsilon = f(\rho, E)$.

О значениях $\bar{\nu}$ в резонансах делящихся ядер.

Изменение величины $\bar{\nu}$ в нейтронных резонансах делящихся ядер изучалось в работах/10,11/. В работе/10/ сообщается о разделении резонансов на две спиновые группы по величине $\bar{\nu}$ в резонансах, причем эффект изменения $\bar{\nu}$ составил $\approx 1,5\%$ и $\approx 4-5\%$ для ^{235}U и ^{239}Pu соответственно.

Из 8 резонансов ^{239}Pu , которые исследовались в работах/10,11/, для 6 резонансов в работе/11/ получены обратные эффекты. В противоположность работе/10/ делается вывод о том, что $\bar{\nu}(J^\pi = 0^+) > \bar{\nu}(J^\pi = 1^+)$ на $\approx 2,6\%$.

Такая противоречивая ситуация требует, по нашему мнению, тщательного анализа условий экспериментов по определению $\bar{\nu}$ в нейтронных резонансах делящихся ядер.

Возможные аппаратурные эффекты

Рассмотрим более подробно некоторые методические особенности экспериментов по измерению величины $\bar{\nu}$ в резонансах.

В работе/11/ осколки деления детектируются при помощи многослойной ионизационной камеры деления, которая располагается в центре жидкостного сцинтилляционного детектора нейтронов. Было предположено, что в резонансах, для которых $\bar{E}_k(J_1) > \bar{E}_k(J_2)$ значение $\bar{\nu}(\rho, E_{II})_{J_1}$ по спектру зарегистрированных осколков может несколько возрасти из-за обогащения спектра более высокоэнергетическими осколками (см. дискуссию по работе/11/). Такие осколки, по-видимому, образуются при более асимметричных типах деления составного ядра ^{236}U , которые, в свою очередь, характеризуются более высоким значением ν асимметр. по сравнению с ν наиб. вер. для наиболее вероятного способа деления. Можно, по-видимому, предположить и некоторое небольшое дополнительное усиление этого эффекта в камерах с малыми междуэлектродными расстояниями d (при $d < 0,2 \bar{R}_\Gamma$, где \bar{R}_Γ - средний пробег осколков в газе камеры, величина dE/dR_Γ для тяжелых осколков больше, чем для легких осколков/12/).

Рассмотрим возможное отличие величин $A = \frac{\bar{\nu}(4^-) - \bar{\nu}(3^-)}{\bar{\nu}(4^-)}$

и $\tilde{A} = \frac{\tilde{\nu}(4^-) - \tilde{\nu}(3^-)}{\tilde{\nu}(4^-)}$, которое обусловлено предположенным

выше эффектом. Нетрудно показать, что

$$\tilde{A} = 1 - \frac{(1-A)(1+\epsilon K)}{1+\epsilon} \quad (3)$$

Множитель $K = \langle \nu \rangle / \bar{\nu}(\rho, E_{\Pi})$, где $\langle \nu \rangle$ - среднее число нейтронов на акт деления для тех осколков, которые появляются над порогом регистрации E_{Π} за счёт возрастания начальной энергии E' на величину ΔE_k в спектрах с $\bar{E}_k(J_1) > \bar{E}_k(J_2)$, а $\bar{\nu}(\rho, E_{\Pi})$ - среднее число нейтронов на акт деления по спектру $N(E)_{\rho, E_{\Pi}}$ (без таких осколков). Можно отметить, что при $\epsilon > 0$ всегда $\tilde{A} < A$. При некотором значении произведения ϵK величина \tilde{A} меняет знак.

Поскольку формула (3) имеет преимущественно иллюстративный характер, то для более точной оценки предполагаемого аппаратного эффекта нами были рассчитаны величины $\bar{\nu}(\rho, E_{\Pi})$ для случаев, когда $2\Delta\bar{E}_k = 0$ и $2\Delta\bar{E}_k > 0$.

Расчёты величин $\bar{\nu}(\rho, E_{\Pi})$

Для нахождения величин $\bar{\nu}(\rho, E_{\Pi})$ необходимо знание зависимости $\nu = f(E')$. При построении функции $\nu(E')$ использовались экспериментальные данные Апалина и др./13/ о величине $\nu = f(M_1/M_2)$ для составного ядра ^{236}U . В нашем случае функция $\nu(E')$ аппроксимировалась двумя параболоми

$$\nu(E') = a_1 + b_1(E' - 67)^{3/2} \quad \text{при } 45 \leq E' \leq 82 \text{ МэВв и}$$

$$\nu(E') = a_1 + b_1(E' - 98)^{3/2} \quad \text{при } 82 \leq E' \leq 115 \text{ МэВ (см. рис. 3).}$$

Коэффициенты a_1 и b_1 определялись из условия $\nu(67) = \nu(98) = 2,2$ нейтр./акт дел./13/ и $\nu(E') = 3,7$ нейтр./акт дел. при $E' \leq 45$ Мэв, $E' \geq 115$ Мэв и $E' = 82$ Мэв.

Для расчётов величин $\bar{\nu}(\rho, E_{\Pi})$ использовалась программа NU. Шаг изменения величины E составлял 5 Мэв (расчёты величины $\epsilon(\rho, E_{\Pi})$ с шагом в 2 и 5 Мэв дали практически одинаковые результаты).

Первоначально проверяли пригодность выбранной нами аппроксимации для функции $\nu(E')$. Расчёты для $\rho = 0,01$ мкм и $E_{\Pi} = 30$ Мэв дали $\bar{\nu}(0,01; 30) = (\bar{\nu})_{\text{расч.}} = 2,57$ нейтр./акт дел. "Истинное" расчетное значение $(\bar{\nu})_{\text{расч.}}$ отличается от $(\bar{\nu})_{\text{эксп.}} = 2,45 \pm 0,03$ нейтр./акт дел./14/ не более чем на 5%.

Далее вычислялись значения $\bar{\nu}(\rho, E_{\Pi})$ для $2\overline{\Delta E}_k = 0$ и $2\overline{\Delta E}_k = 0,6; 1,0$ и $1,4$ Мэв. Расчёты проводились для двух случаев: 1) $d > \bar{R}_G$ ($d = 5$ см) и 2) $d < \bar{R}_G$ ($d = 1,4; 1$ и $0,6$ см).

Следует отметить, что использованная нами методика вычислений не отражает сложной зависимости величины dE/dR для осколков от E', E, M и Z осколков. Поэтому рассчитанные нами "камерные" энергетические спектры осколков $N(E_{и.к.})$ и значения $\bar{\nu}(\rho, E_{\Pi}, d)$ по спектрам осколков в камере при $d < \bar{R}_G$ являются приближенными. Тем не менее необходимо было установить, по крайней мере качественно, существует ли эффект изменения $\bar{\nu}(\rho, E_{\Pi}, d)$ при $2\overline{\Delta E}_k > 0$, каков он по знаку и сохраняется ли с уменьшением d .

На рис. 4 показаны энергетические спектры осколков в камере $N(E_{и.к.})$ для двух значений ρ (1,36 и 2,53 мкм) и при различных междуэлектродных расстояниях d (5 см; 1,4 см; 1 см и 0,6 см), а также кривые зависимости ν от $E_{и.к.}$. Видно, что с уменьшением d в интервале $E_{и.к.} > 50$ Мэв происходит небольшое сглаживание кривой $\nu(E_{\Pi})$. На рис. 5 представлены кривые $\bar{\nu}$ в зависимости от E для тех же ρ и при значениях $d = 5$ и 0,6 см. Во всех случаях значения $\bar{\nu}$ при $2\overline{\Delta E}_k = 1,4$ Мэв больше ν при $2\overline{\Delta E}_k = 0$ на $\approx 0,5 - 0,9\%$.

Из того же рис. 5 видно, что величины $\bar{\nu}$ отличаются от $(\bar{\nu})_{\text{расч.}}$ примерно на 2-3%, причем эта разница возрастает с увеличением E_{Π} . При прецизионных измерениях $\bar{\nu}$ с использованием ионизационных камер деления и мишеней с $\rho \leq \bar{R}$ необходимо учитывать отличие $\bar{\nu}$ от $(\bar{\nu})_{\text{расч.}}$, которое зависит от ρ, E_{Π} и d .

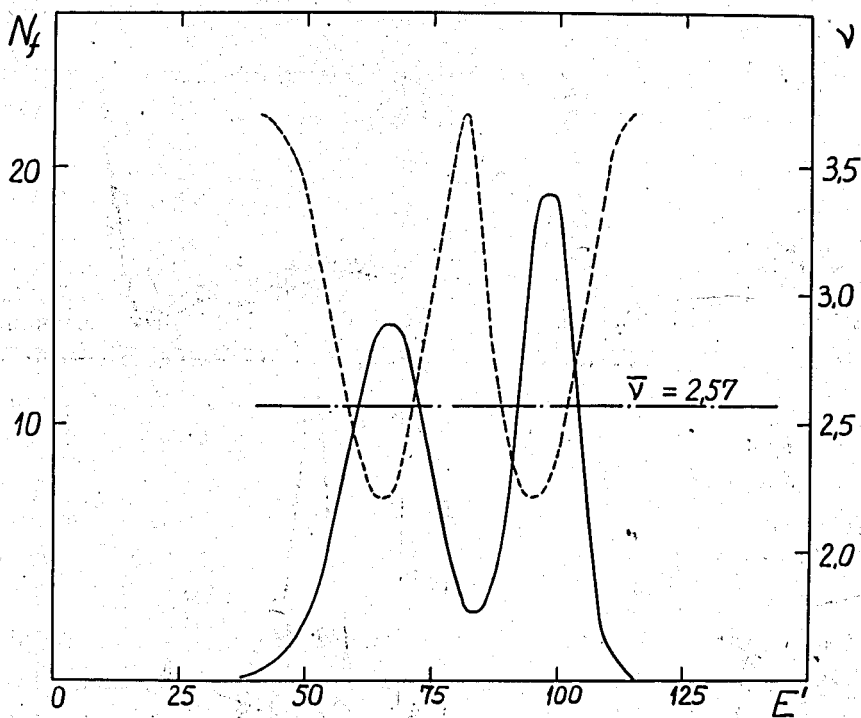


Рис. 3. Энергетический спектр осколков из тонкой мишени, с $P = 0,01$ мкм (сплошная линия) и функция $\nu = f(E')$ (пунктирная линия). Значения E' даны в Мэв.

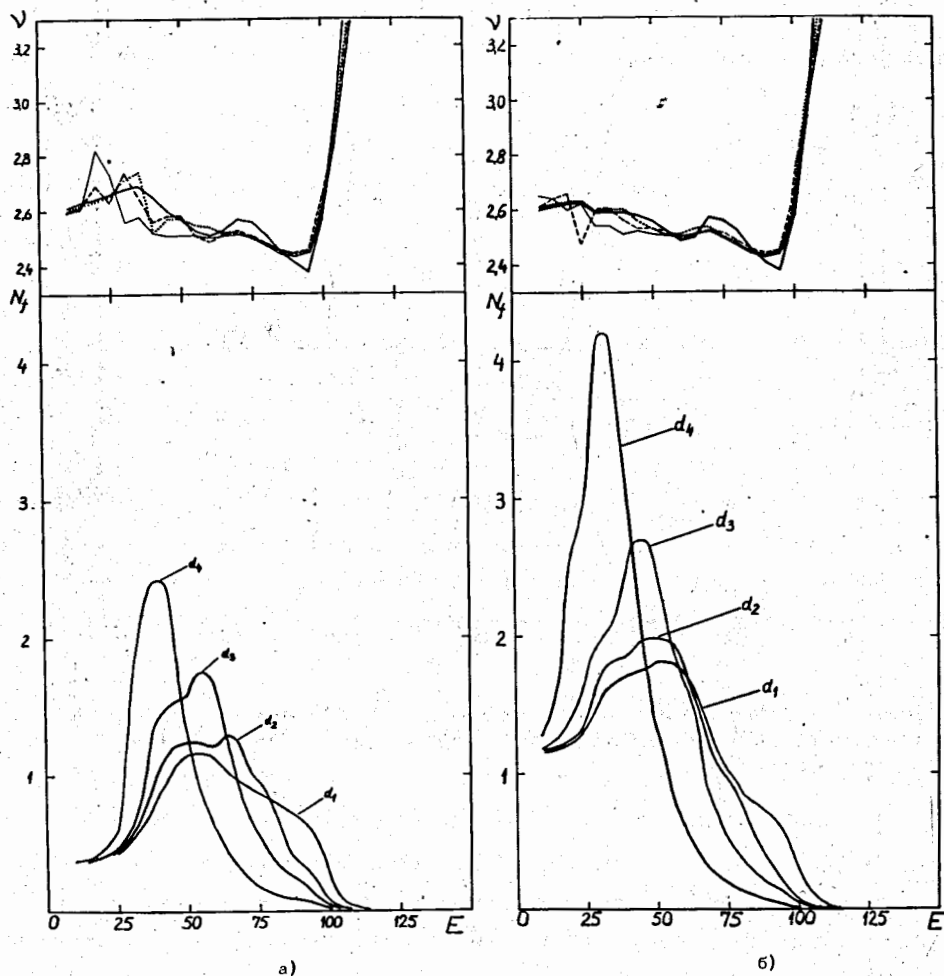


Рис. 4. Расчётные энергетические спектры осколков деления в ионизационной камере. а - $\rho = 1,36$ мкм, в - $\rho = 2,53$ мкм. $d_1 - d_4$ - спектры, которые соответствуют междуэлектродному расстоянию $d = 5; 1,4; 1$ и $0,8$ см. Значения N_f в зависимости от энергии осколков, теряемой в междуэлектродном пространстве камеры. Толстая и тонкая линии соответствуют $d = 5$ и $0,8$ см; пунктир - $d = 1$ см, точки - $d = 1,4$ см.

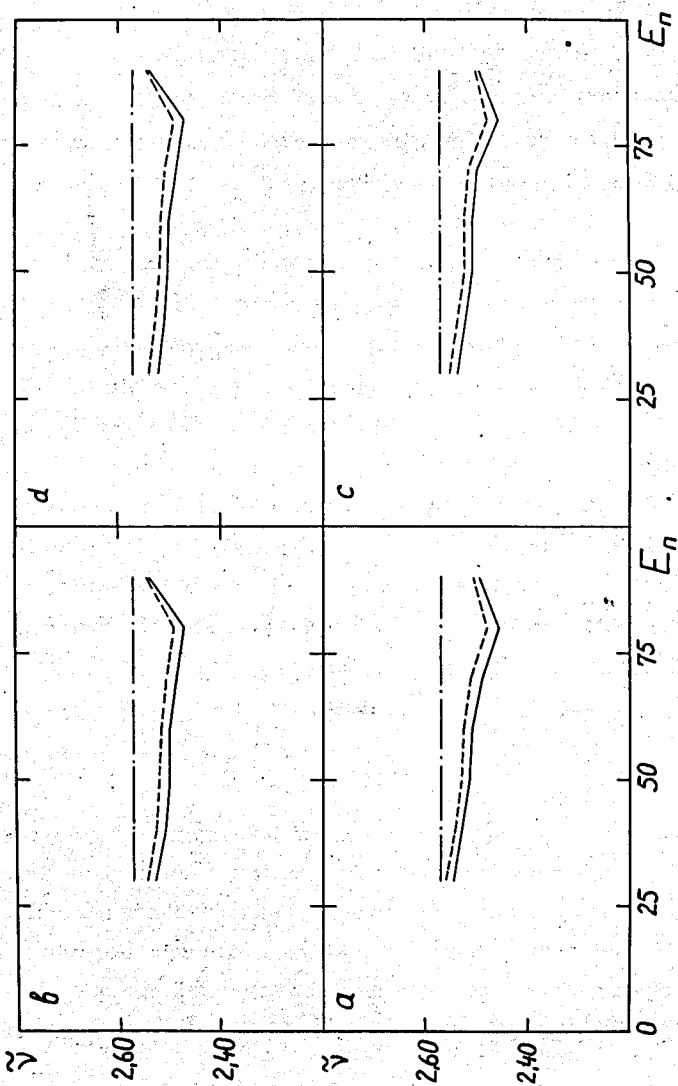


Рис. 5. Значения $\tilde{\gamma}$ по спектру осколков в зависимости от порога регистрации E_p для $\rho = 1,36$ мкм (а,в) и $\rho = 2,53$ мкм (с,д). Междуэлектродное расстояние $d = 5$ см (а,с) и 0,6 см (в,д). Сплошная линия дает зависимость $\tilde{\gamma}$ от E при $2\Delta E_k = 0$, а пунктирная — ту же зависимость при $2\Delta E_k = 1,4$ Мэв. Штрихпунктир соответствует значению ($\tilde{\gamma}$) рассч. = 2,57.

О результатах расчётов ν

Вычисления $\tilde{\nu}(\rho, E_{\Pi})$ для случая $d > \bar{R}_{\Gamma}$ показывают, что с изменением $2\overline{\Delta E}_k$ меняются и значения $\tilde{\nu}$. В тех случаях, когда $d < \bar{R}_{\Gamma}$, значения $\tilde{\nu}(\rho, E_{\Pi})$ следует рассматривать как оценочные. На рис. 5 кривые $\tilde{\nu}(\rho, E_{\Pi})$ рассчитаны для $2\overline{\Delta E}_k = 0$ и 1,4 Мэв. Поскольку для ^{235}U величина $2\overline{\Delta E}_k \approx 0,7$ Мэв, то и эффект изменения $\tilde{\nu}$ (случай $d > \bar{R}_{\Gamma}$) будет примерно в 2 раза меньше, чем при $2\overline{\Delta E}_k = 1,4$ Мэв и составит величину $\approx 0,5\%$.

С другой стороны, разность противоположных эффектов в $\tilde{\nu}$, которые были измерены в работах /10/ и /11/, достигает для $^{235}\text{U} \approx 3\%$ (по резонансу 8,78 эв) и, в среднем, $\approx 7-8\%$ для ^{239}Pu . Кажется маловероятным, что уменьшение d до значений $d \ll \bar{R}_{\Gamma}$ сможет привести к 6-8-кратному увеличению обсуждаемого аппаратурного эффекта, которым можно объяснить противоречие данных по $\tilde{\nu}$.

Влияние изменения выхода симметричных осколков в резонансах ^{239}Pu оценивалось для мишени с $\rho = 0,01$ мкм и при $E_{\Pi} = 30$ Мэв. Предполагалось, что относительная вероятность симметричного деления составляет $\approx 0,01$, и что имеется примерно трехкратное увеличение выхода осколков симметричного деления в резонансах с $J^{\pi} = 0^{+}$ по сравнению с резонансами, для которых $J^{\pi} = 1^{+}$ /15/. Расчёты приводят к тому, что $\tilde{\nu}(J^{\pi} = 0^{+}) > \tilde{\nu}(J^{\pi} = 1^{+})$ на $\approx 1,5\%$. Такая оценка близка к результатам работы /11/.

Ответа на вопрос о том, каковы причины изменения $\tilde{\nu}$ в резонансах ^{235}U и ^{239}Pu , по-видимому, следует искать в новых экспериментах.

В заключение авторы приносят свою искреннюю благодарность проф. Ф.Л. Шапиро за постоянный интерес к работе и ценные замечания. Мы признательны Л. Владимирову за помощь в составлении программ и проф. Н. Кашукееву, Л.Б. Пикельнеру, Ю.И. Попову и Ю.В. Рябову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. С. Бочваров, Е. Дерменджиев, Н. Кашукеев. Труды II Симпозиума по физике и химии деления (Вена, 1969 г.) Доклад SM - 122/73; Препринт ОИЯИ, P3-4110, 1968.
2. E. Melkonian, G.K. Mehta, "Physics and Chemistry of Fission" (IAEA, Vienna, 1965), vol. II, p. 355.
3. R.F. Redmond et al. J. of Appl. Phys., 33 (1962) 3383.
4. J.M. Alexander, M.F. Gazdik. Phys. Rev., 120 (1960) 874.
5. S. Kahn et al. Nucl. Sci. Engineering, 23 (1965) 8.
6. В.Н. Андреев. "Тезисы докладов совещания по делению ядер", Ленинград, 1961, Изд. АН СССР.
7. J.A. Blyumkina et al. Nucl. Phys., 52 (1964) 648.
8. G.A. Cowan et al. Phys. Rev. 122 (1961) 1286.
9. J.E. Lynn, "Nuclear Data for Reactors" (IAEA, Vienna, 1967) vol. II, p. 89.
10. Ю.В. Рябов и др. Сообщ. Международного Симпозиума по структуре ядра, Дубна, 1968, стр. 88.
11. S. Weinstein et al. Phys. Rev. Lett., 22 (1969) 195, II Symp. Phys. and Chemistry of Fission" (IAEA, Vienna, 1969) p.
12. Н. Лассен. Труды I Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955) т. 2, стр. 243, Москва, 1958.
13. В.Ф. Апалин. и др. ЖЭТФ, 46 (1964) 1197.
14. Дж. Юз, Труды II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958) т. 2, стр. 39, Москва, 1959.
15. G. Cowan et al. Phys. Rev., 144 (1966) 979.

Рукопись поступила в издательский отдел

27 апреля 1970 года.