

## ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОДЕЛЕНИЯ НА ТОРМОЗНОМ СПЕКТРЕ

*А. С. Солдатов*

ГНЦ РФ «Физико-энергетический институт», Обнинск, Россия

ВВЕДЕНИЕ	337
МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ТОРМОЗНОМ СПЕКТРЕ	339
ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ФОТОДЕЛЕНИЯ НА МИКРОТРОНЕ ИФП	347
СЕЧЕНИЯ ФОТОДЕЛЕНИЯ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР	361
СЕЧЕНИЕ ФОТОДЕЛЕНИЯ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР	396
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	427
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	431

## ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОДЕЛЕНИЯ НА ТОРМОЗНОМ СПЕКТРЕ

*А. С. Солдатов*

ГНЦ РФ «Физико-энергетический институт», Обнинск, Россия

Обзор посвящен исследованию вероятности деления измеренных выходов реакции фотоделения на тормозном спектре микротрона относительным методом в области энергий от порога деления до верхней границы плато делимости ( $E < 11$  МэВ). Для 19 ядер, от  $^{232}\text{Th}$  до  $^{249}\text{Cf}$ , результаты получены на основе единой методики. Для некоторых ядер в околороговой области энергий измерения выполнены с большой подробностью, что позволило наблюдать новые резонансы сечения фотоделения. Обсуждаются наблюдаемые резонансные эффекты. Для  $^{234}\text{U}$  и  $^{238,240,242}\text{Pu}$  проведен теоретический анализ с целью получения параметров барьеров деления через выделенные по квантовым состояниям каналы деления. Наряду с результатами, полученными в рассматриваемом цикле измерений, приведены данные других измерений сечений фотоделения. Проведено сравнение данных, полученных на основе относительного метода, с данными других реакций, приводящих к делению исследовавшихся ядер.

The review is devoted to the investigation of the probabilities of nuclei by measuring the photofission yields with bremsstrahlung of the microtron by means of the relative method in the region of energy from fission threshold to the end-point of the fission probability plateau ( $E < 11$  MeV). The results for 20 nuclei have been obtained by the single methods. Very detailed measurements of the same nuclei have been performed in the near threshold energy region which allowed one to observe the new resonances of photofission cross section. The observed resonance effects have been discussed. The theoretical analysis for  $^{234}\text{U}$  and  $^{238,240,242}\text{Pu}$  has been carried out to obtain the fission barrier parameters for fission channels with the marked quantum states. The data of other authors' measurements has been observed together with the present data of relative measurements. The comparison of the present relative method data with the data of the actinides fission probabilities systematic has been done.

PACS: 25.85.Jg, 29.20.Lq

### ВВЕДЕНИЕ

Фотоны с энергией  $E > 5$  МэВ — одно из «средств» возбуждения реакции деления, постоянно привлекающее к себе внимание благодаря уникальности таких свойств, как простота спектра передаваемых ядру угловых моментов и отсутствие ограничений со стороны низких энергий. Последние в меньшей степени присущи другим «средствам» возбуждения: нейтронам — из-за недоступности области  $E < B_n$ , заряженным частицам — из-за кулоновского барьера, прямым реакциям типа  $(d, pf)$  — из-за фона случайных совпадений и др. [1, 2]. Тем не менее по состоянию экспериментальных данных  $(\gamma, f)$ -реакция им уступает, особенно  $(n, f)$ -реакции.

Так, для изучаемых здесь сечений деления  $\sigma_f(E)$   $\gamma$ -квантами в районе энергий так называемого первого плато делимости ( $E < 12$  МэВ) разброс значений в 1,5–2 раза — обычная ситуация, не говоря уже о сечении на подбарьерном участке ( $E < 6$  МэВ), тогда как для  $(n, f)$ -реакции он редко выходит за пределы 10–20 %. Причины, приводящие к такой разнице в состоянии экспериментальной информации, заключаются в следующем. Во-первых, нейтронным реакциям уделяется значительно больше внимания в связи с их практической ролью. Во-вторых, сечения  $(\gamma, f)$ - и  $(n, f)$ -реакций в рассматриваемой области энергий возбуждения различаются по коэффициенту до  $10^2$  раз в пользу последних. В-третьих, велико превосходство в интенсивности источников моноэнергетических нейтронов перед аналогичными источниками фотонов, и это усугубляет значение относительной малости сечений фотоядерных реакций по сравнению с нейтронными. Преимущество в интенсивности пучков тормозного излучения, имеющего сплошной спектр, в какой-то мере сводится на нет неопределенностью решения некорректно поставленной задачи, которая возникает в этом случае при восстановлении сечений из энергетической зависимости выходов реакции фотоделения.

Одно из методических решений, позволяющих добиться определенного прогресса в систематических экспериментальных исследованиях, например при изучении зависимости сечений фотоделения от энергии возбуждения и нуклонного состава ядер, состоит в использовании относительного способа измерений — по отношению к сечению, которое лучше других известно и применяется как стандартное. Эффективность такого подхода, существенно упрощающего и ускоряющего измерения, убедительно продемонстрирована на примере изучения нейтронных сечений.

Шаги к внедрению относительного метода измерений выхода и сечений фотоделения на тормозных пучках были предприняты в работах [1, 3–7], а основные положения использования его в настоящем цикле работ изложены в [8]. В работах, представляемых в обзоре, этот метод применен для получения энергетических зависимостей сечения фотоделения 19 ядер, от  $^{232}\text{Th}$  до  $^{249}\text{Cf}$ , в диапазоне энергий от 5 до 12 МэВ. Как и в работах других авторов, в представляемых в обзоре измерениях для всех ядер, кроме  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ , в качестве стандарта использовалось сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$ , оценке которого здесь уделено значительное внимание. Сечения фотоделения двух четночетных изотопов плутония измерены с использованием в качестве стандарта сечения фотоделения  $^{237}\text{Np}$ . Последнее измерено в одной из работ представляемого цикла и в большей степени удовлетворяет условию гладкости энергетической зависимости в подбарьерной области энергий по сравнению с  $^{238}\text{U}$ . Нептуний относительно доступен и не делится тепловыми нейтронами.

Все измерения, результаты которых рассматриваются в обзоре, выполнены на пучках электронов, выведенных из микротронов: 17-мегаэлектронвольтного в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы (г. Москва),

Физико-энергетического института (г. Обнинск), Ужгородского государственного университета и Ужгородского отделения Института ядерных исследований. Вариации энергии электронов, попадающих на тормозную мишень, в интервале до 1,5 МэВ осуществлялись в результате изменения магнитного поля ускорителя, в более широких пределах — смены орбиты, с которой производился вывод пучка электронов.

Тормозной мишенью служил вольфрамовый диск толщиной 1 мм, за которым в контакте с ним располагался алюминиевый поглотитель электронов толщиной 12 мм. Для контроля положения пучка, имевшего форму овала с наибольшим размером 4–5 мм, перед мишенью устанавливалась электрически изолированная от нее алюминиевая диафрагма с отверстием диаметром 10 мм. Наличие токов на вольфрамовой мишени с поглотителем и отсутствие тока на диафрагме непрерывно контролировались в ходе эксперимента. Все мишенное устройство охлаждалось водой.

Для регистрации осколков деления использовались трековые детекторы из телевизионной слюды толщиной 20–40 мкм. Детектирующее устройство представляло собой платформу, на которой жестко крепились мишенное устройство и, на некотором расстоянии от него, плотная сборка из кассет со слоями исследуемых делящихся веществ и трековых детекторов. В первой серии измерений, выполненной на микротроне ИФП, когда еще не предполагалась обработка результатов относительным методом, в каждой кассете монтировались вплотную друг к другу по два слоя каждого из изучавшихся изотопов. Кассета со слоями  $^{238}\text{U}$  помещалась в середине сборки. Во второй серии, специально спланированной как относительные измерения, в каждой кассете монтировались пары слоев из исследуемого изотопа и ядра-стандарта в геометрии «back-to-back».

## 1. МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ТОРМОЗНОМ СПЕКТРЕ

При бомбардировке тормозной мишени пучком электронов с плотностью тока  $j$  в течение времени  $\Delta T$  в помещенной в направлении «вперед» относительно него делящейся мишени с плотностью ядер  $\nu$  будет зарегистрировано число актов деления

$$n_f(E_{\max}) = (4\pi)^{-1} \eta \Delta T \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{\nu j dS_1 dS_2}{r_{12}} \int_0^{E_{\max}} \sigma_f(E) I(E, E_{\max}, \vartheta) dE, \quad (1)$$

где  $E_{\max} = E_e$  — граничная энергия тормозного спектра, равная энергии ускоренных электронов;  $\sigma_f(E)$  — искомое сечение;  $I(E, E_{\max}, \vartheta)$  — интенсивность  $\gamma$ -квантов в интервале энергий  $(E, E + dE)$  и углов  $(\vartheta, \vartheta + d\vartheta)$  на

единицу заряда  $q$ ;  $\vartheta$  — азимутальный угол между направлениями вылета  $\gamma$ -квантов и пучка электронов;  $\eta$  — эффективность детектора осколков;  $r_{12}$  — расстояние между элементами площади тормозной  $dS_1$  и делящейся  $dS_2$  мишеней, ориентированных нормально к пучку. Удобно выразить  $\nu$  через толщину мишени  $t$  в мг/см<sup>2</sup>, а именно:  $\nu = N_0 t / A$ , где  $N_0$  — число Авагадро,  $A$  — массовое число. Предполагая равномерность плотности ядер  $\nu = \text{const}$  и тока  $j = \text{const}$  в пределах соответственно  $dS_1$  и  $dS_2$ , выражая заряд через  $q = j \Delta T S_1$ , массу делящегося вещества через  $m = t S_2$  и вводя эффективное расстояние  $r_{\text{эф}}$  согласно

$$\int_{S_1} \int_{S_2} \frac{dS_1 dS_2}{r_{12}^2} I(E, E_{\text{max}}, \vartheta) = \frac{dS_1 dS_2}{r_{\text{эф}}^2} I_0(E, E_{\text{max}}), \quad (2)$$

где в правой части принято  $I(E, E_{\text{max}}, 0^0) = I_0(E, E_{\text{max}})$ , получим соотношение

$$Y(E_{\text{max}}) = \frac{n_f(E_{\text{max}})}{mq\eta} = \frac{N_0}{A} (4\pi r_{\text{эф}}^2)^{-1} \int_0^{E_{\text{max}}} \sigma_f(E) I_0(E, E_{\text{max}}) dE, \quad (3)$$

описывающее выход или, иначе говоря, удельное (отнесенное к единицам  $m$  и  $q$ ) число делений в мишени, помещенной на расстоянии  $r_{\text{эф}}$  от источника. Удобно использовать спектр тормозного излучения в нормированном к единице виде:

$$N(E, E_{\text{max}}) = \frac{I_0(E, E_{\text{max}})}{I_0(E_{\text{max}})}, \quad (4)$$

и сокращенную запись уравнения (3):

$$Y(E_{\text{max}}) = C(E_{\text{max}}) \int_0^{E_{\text{max}}} \sigma_f(E) N(E, E_{\text{max}}) dE, \quad (5)$$

$$C(E) = \frac{N_0}{A} \frac{I_0(E_{\text{max}})}{4\pi r_{\text{эф}}^2}, \quad I_0(E_{\text{max}}) = \int_0^{E_{\text{max}}} I_0(E, E_{\text{max}}) dE.$$

Выше указывалось, что изменения  $E_{\text{max}} = E_e$  во всем интересующем нас диапазоне энергий невозможно осуществить вариацией магнитного поля микротрона, и с этой целью приходится выводить электроны с разных орбит с помощью соответствующих вставок в волновод. При этом трудно контролируемые становятся изменения сечения и положения пучка, что влечет за

собой при большой анизотропии интенсивности излучения вперед существенные вариации выхода осколков делений, которые, как показал опыт, достигают 20 % [3]. Эта оценка, как следует из (5), фактически характеризует неопределенность «константы»  $C$  в абсолютных измерениях энергетической зависимости данного выхода. В относительных измерениях данный источник ошибок подавлен.

Пользуясь (1), (3) и (4), получим для отношения выходов

$$R(E_{\max}) = \frac{Y(E_{\max})}{Y_0(E_{\max})} = \frac{n_f m_0 \eta_0 A}{n_f^0 m \eta A_0} \left( \frac{r_{\text{эф}}^0}{r_{\text{эф}}} \right)^2 = \left[ \int_0^{E_{\max}} \sigma_f(E) N(E, E_{\max}) dE \right] \left[ \int_0^{E_{\max}} \sigma_f^0(E) N(E, E_{\max}) dE \right]^{-1}, \quad (6)$$

где величины, относящиеся к стандарту, отмечены нулевым индексом. Чтобы определить отношение  $R(E_{\max})$ , нет необходимости знать количество ядер в мишени и поток  $\gamma$ -квантов на нее. Достаточно произвести измерения отношений  $m/m_0$  и  $(r_{\text{эф}}^0/r_{\text{эф}})^2$ , что значительно проще их абсолютных измерений. Отношения  $m/m_0$  в наших экспериментах находились на основе «взвешивания» делящихся мишеней в одинаковом потоке быстрых нейтронов, а отношения потоков, т. е.  $(r_{\text{эф}}^0/r_{\text{эф}})^2$ , — в результате измерения на пучке микротрона с тем же экспериментальным устройством, кассеты в котором были не с разными, а с одинаковыми слоями делящихся веществ ( $^{238}\text{U}$ ). В случае постановки эксперимента в геометрии «back-to-back», когда делящиеся слои исследуемого вещества и вещества-стандарта вплотную соприкасаются своими подложками, отношение потоков можно считать равным единице. Отношения эффективностей регистрации  $\eta/\eta_0$  вычислялись путем численного интегрирования по поверхностям делящихся слоев и детекторов с учетом угловых распределений осколков. Отличие отношений эффективностей регистрации  $\eta/\eta_0$  от единицы связано в основном с тем, что эффективный телесный угол регистрации осколков деления меньше  $2\pi$ , а угловые распределения осколков фотоделения для исследуемых ядер и четно-четного ядра-стандарта  $^{238}\text{U}$  различны.

Восстановление сечения фотоделения на основе интегрального уравнения (5) с экспериментально найденной в дискретных точках  $E_{\max}$  левой частью, роль которой играют выходы  $Y(E_{\max})$  или в случае (6) — отношения выходов  $R(E_{\max})$ , принадлежит к классу некорректно поставленных задач. С этой целью во всех работах, представляемых в обзоре, применялся итерационный метод минимизации направленного расхождения (МНР) Тараско [9]. Его достоинством является неотрицательность решения, отвечающая смыслу задачи. Реализация метода МНР требует знания спектра тормозного излучения

$N(E, E_{\max})$ , математическому описанию которого было уделено специальное внимание.

*Спектр тормозного излучения.* Спектр тормозного излучения вперед  $N(E, E_{\max})$  из толстой композиционной W–Al-мишени нельзя считать эквивалентным обычно используемому для тонких мишеней спектру Шиффа, и для его определения требуются специальные расчеты. В этом случае необходимо учитывать рассеяние электронов в процессе прохождения через мишень, поглощение  $\gamma$ -излучения в материале мишени, вероятность испускания фотонов под данным углом, потери энергии электронами и их поглощение. Такие расчеты были проделаны в работе [10]. Окончательные результаты расчетов аппроксимировались полиномами отдельно для каждого значения энергии электронов с шагом 0,1 МэВ. В этом случае неизбежно появляется некоторая немонотонность в зависимости от энергии электронов. Поскольку выражение для тормозного спектра  $N(E, E_{\max})$  входит в ядро интегрального уравнения (5) множителем, в результате его решения в энергетической зависимости  $\sigma_f(E)$  могут появиться ложные нерегулярности. Помимо этого такое дискретное представление спектров затрудняет их использование в измерениях при энергиях, не кратных 0,1 МэВ.

Чтобы обойти упомянутые выше трудности, в [11] для аппроксимации спектров было использовано трехпараметрическое выражение плотности  $\beta$ -распределения:

$$N(E, E_{\max}) = c \left( \frac{E}{E_e} \right)^\alpha \left( 1 - \frac{E}{E_e} \right)^\beta,$$

с параметрами  $c$ ,  $\alpha$  и  $\beta$ . Оптимальные значения параметров  $c$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  определялись из условия минимума суммы квадратов отклонений  $N(E, E_{\max})$  от аналогичных значений в расчетах [10]. С помощью этого выражения были описаны тормозные спектры [10] для  $E$  от 3 МэВ до  $E_e = E_{\max}$  (при  $E_e$  в диапазоне от 4 до 12 МэВ с шагом 0,1 МэВ). Была достигнута точность описания порядка 1 % везде, за исключением области энергий вблизи верхней границы тормозного спектра, где отклонения достигали в некоторых случаях 10 %. Поскольку полиномиальное представление  $N(E, E_{\max})$  [10] не претендует на лучшую точность, обсуждаемое описание тормозного спектра можно считать удовлетворительным для его абсолютных значений и, главное, обеспечивающим гладкость и по  $E$ , и по  $E_{\max}$ .

*Оценка сечения фотоделения стандарта —  $^{238}\text{U}$ .* Как упоминалось выше, подавляющая часть измерений сечений фотоделения относительным методом выполнена с использованием  $^{238}\text{U}$  в качестве стандарта  $\sigma_f^0(E)$ . Это объясняется тем, что по объему экспериментальной информации в области энергий 4–12 МэВ  $^{238}\text{U}$  заметно выделяется среди других ядер. Экспериментальные данные о сечении фотоделения  $^{238}\text{U}$  [1, 4, 12–19], полученные разными методами в рассматриваемом диапазоне энергий, представлены на рис. 1–3. Здесь

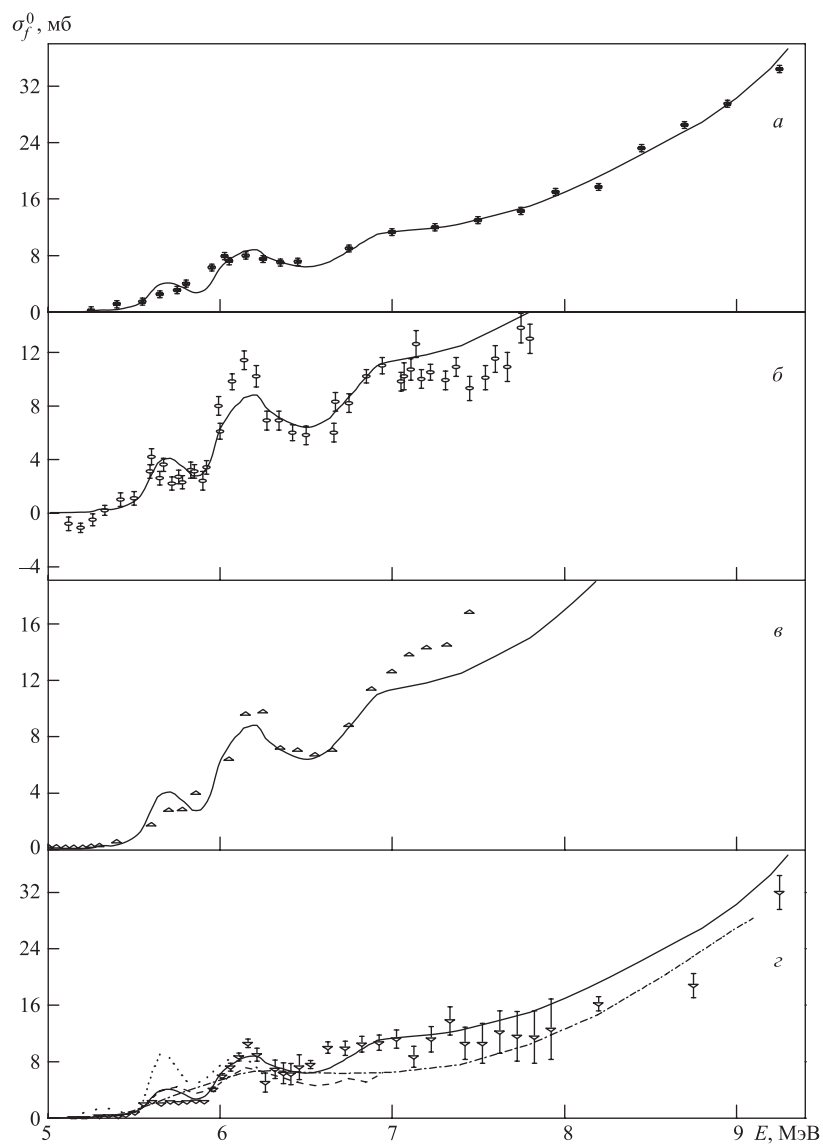


Рис. 1. Надбарьерный участок энергетической зависимости сечения фотоделения  $^{238}\text{U}$  — опорного сечения (стандарта)  $\sigma_f^0(E)$ . Сплошная кривая — оценка  $\sigma_f^0(E)$ . Экспериментальные данные: а) [12]; б) [13]; в) [14], на рис. г  $\nabla$  — [15]; штриховая кривая — [1, 4]; штрихпунктирная — [16]; точечная — [17]



отобраны наиболее подробные данные, более полный перечень приведен в компиляции [20]. Рис. 1 демонстрирует изученный подробнее всего диапазон энергий  $E = 5,5\text{--}9$  МэВ. На всех частях рисунка сплошной кривой показана оцененная в [8] зависимость сечения-стандарта  $\sigma_f^0(E)$ .

Вверху (рис. 1, *a*) представлены результаты измерений с квазимонохроматическими фотонами, полученными методом аннигиляции позитронов на лету [12]. В большей части этого диапазона энергий измерения выполнены с шагом  $\Delta E = 0,25$  МэВ, что соответствует энергетическому разрешению в эксперименте [12], которое составляет примерно 0,3 МэВ. Результаты работы [12] явились основным ориентиром в настоящей оценке  $\sigma_f^0(E)$  для надбарьерной области энергий  $E > 6$  МэВ.

Ниже, на рис. 1, *b* и *в*, представлены результаты измерений, имеющих более высокое разрешение по энергии, но в остальном (погрешности, ширина диапазона  $E$  и др.) уступающих [12]. Эти данные оказались особенно важными в околопороговой области  $E < 7$  МэВ, где сечение фотodelения  $^{238}\text{U}$  немонотонно и из-за аппаратного размытия энергии может претерпеть значительные искажения. На рис. 1, *b* представлены данные для квазимонохроматических  $\gamma$ -квантов, полученных методом меченных фотонов [13]. На рис. 1, *в* показаны результаты работы, использовавшей метод монохроматизации по комптоновскому рассеянию  $\gamma$ -лучей реакции  $\text{Ni}(n, \gamma)$  с энергией 9 МэВ [14]. Оригинальные значения [14] лежат в 1,6 раза ниже по сравнению с приведенными и нормированными к оцененной кривой сечения-стандарта.

На рис. 1, *г* демонстрируются результаты измерений на пучках тормозного излучения [1, 4, 15–18]. Из них выделим работу [15], к результатам которой ближе всех проходит оцененная кривая, а также работу [16], наиболее раннюю из работ по систематическому измерению сечений фотodelения актинидов. Совокупность экспериментальных данных на рис. 1, *г* можно рассматривать как иллюстрацию к сказанному выше о значительной неопределенности имеющейся информации о сечениях фотodelения, пожалуй, наибольшей в опытах на пучках тормозного излучения.

На рис. 2 оцененная зависимость  $^{238}\text{U}$   $\sigma_f^0(E)$  показана вместе с совокупностью известных экспериментальных данных о сечении фотodelения  $^{238}\text{U}$  во всем припороговом диапазоне энергий  $E < 8$  МэВ. Экспериментальные данные [1, 4] — одни из немногих по сечениям фотodelения  $^{238}\text{U}$  в глубокоподбарьерной области энергий  $E < 5,5$  МэВ. На рис. 2 они приведены исправленными в соответствии с более корректным учетом влияния угловой анизотропии фотodelения на эффективность регистрации осколков и потерь энергии электронов при выводе из ускорительной камеры микрофона. Использованы описания спектров  $\gamma$ -лучей, вылетающих из тормозной мишени [11]. Устранена также раскачка решения благодаря совместной обработке данных ниже и выше  $E = 7$  МэВ. Новые сечения [1, 4] нормированы

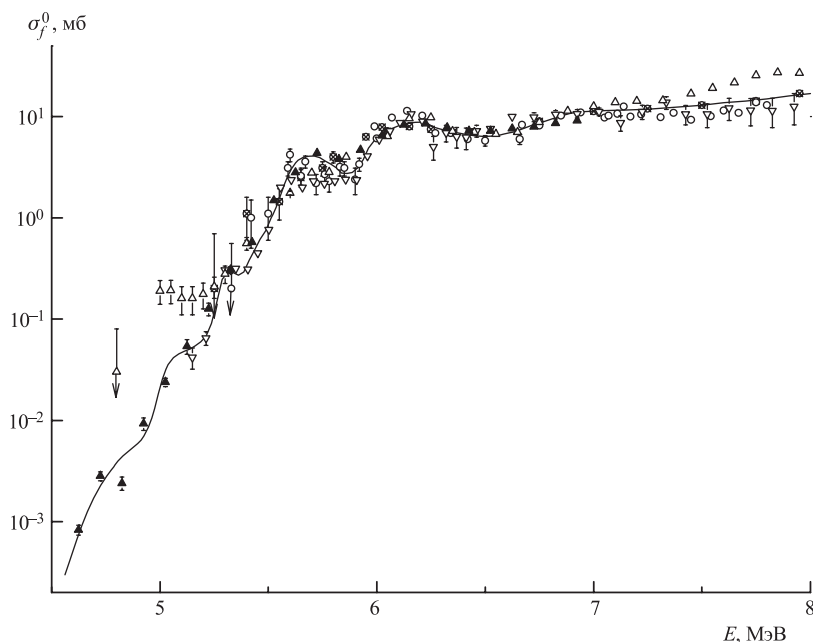


Рис. 2. Сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$   $\sigma_f^0(E)$  вблизи порога. Сплошная кривая — оценка  $\sigma_f^0(E)$ . Экспериментальные данные:  $\blacktriangle$  — [1,4];  $\otimes$  — [12];  $\circ$  — [13];  $\triangle$  — [14];  $\nabla$  — [15]

к совокупности известных экспериментальных данных о сечении фотоделения  $^{238}\text{U}$  при  $E > 5,5$  МэВ.

Данные, приведенные на рис. 2, свидетельствуют о наличии почти эквидистантной резонансной структуры на подбарьерном участке сечения фотоделения  $^{238}\text{U}$  с шагом  $\Delta E \cong 0,3-0,35$  МэВ. Этот сам по себе интересный для физики деления факт согласно толкованию его в рамках модели двугорбого барьера [21, 22] можно рассматривать как свидетельство в пользу существования вибрационных уровней во второй яме. Однако при использовании сечения фотоделения  $^{238}\text{U}$  в качестве стандарта то же свойство является недостатком: из-за бедности экспериментальной информации и, как следствие, недостаточной точности оценки сечения-стандарта  $\sigma_f^0(E)$  нерегулярный характер его зависимости от энергии может явиться причиной возникновения ложной структуры в исследуемых сечениях. Это обстоятельство требует внимания при восстановлении сечений из экспериментальных данных о  $R(E_{\text{max}})$ . Оно же послужило причиной рассмотрения сечения фотоделения  $^{237}\text{Np}$  в качестве стандарта, а также уделению особого внимания его измерению и опробыванию в эксперименте с ядрами  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ .

Рис. 3 демонстрирует  $\sigma_f^0(E)$  в более широком диапазоне  $E$  по сравнению с рис. 2. Расширен и круг используемых данных, включающих теперь результаты работ [18, 19]. Как и на высокоэнергетическом участке рис. 1, оцененная кривая и здесь ориентируется на результаты работы [12]. По мнению большого круга авторов [18, 19, 23], это наиболее надежные данные в окрестности гигантского резонанса. Кстати, сплошная кривая на рис. 3 в большей части следует зависимости, соответствующей математической аппроксимации гигантского дипольного резонанса двумя лоренцианами в [12].

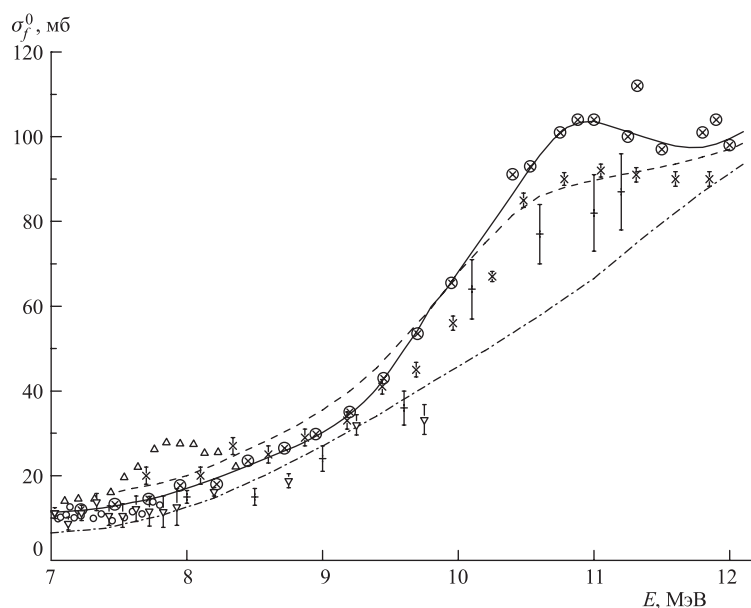


Рис. 3. Сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$   $\sigma_f^0(E)$  на левом склоне гигантского дипольного резонанса. Сплошная кривая — оценка  $\sigma_f^0(E)$ . Экспериментальные данные: штриховая кривая — [6]; штрихпунктирная — [16];  $\otimes$  — [12];  $\circ$  — [13];  $\triangle$  — [14];  $\nabla$  — [15];  $\times$  — [18];  $+$  — [19]

Погрешность рекомендуемой для дальнейшего использования зависимости сечения-стандарта  $\sigma_f^0(E)$  может быть оценена из разброса экспериментальных данных величиной в 10–20 %, исключая глубокоподбарьерную область  $E < 5,5$  МэВ, где она может быть больше.

*Восстановление сечений фотоделения.* В задаче восстановления сечения на основе выходов реакции фотоделения тормозными  $\gamma$ -квантами в качестве исходного обычно рассматривается интегральное уравнение (5). Однако полученные в измерениях отношения выходов  $R(E_{\text{max}})$  следуют уравнению (6). Его можно свести к предыдущему путем умножения обеих частей уравне-

ния (6) на интеграл:

$$\tilde{Y}_0(E_{\max}) = \int_0^{E_{\max}} \sigma_f^0(E) N(E, E_{\max}) dE, \quad (7)$$

$$Y(E_{\max}) = R(E_{\max}) \tilde{Y}_0(E_{\max}). \quad (8)$$

Значок «тильда» указывает, что соотношение (7) представляет не экспериментальную, а расчетную величину. При вычислении интеграла (7) в качестве  $\sigma_f^0(E)$  используется оцененное в предыдущем подразделе сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$ , а  $C(E_{\max}) = 1$  (см. (5)). Решением уравнения (8) служит сечение  $\sigma_f(E)$ , и с целью его нахождения, как было указано, использовался итерационный метод минимизации направленного расхождения (МНР) [9].

Одним из основных вопросов, возникающих при практическом применении метода МНР, как, впрочем, и любого другого метода решения некорректно поставленных задач, является вопрос об остановке итерационного процесса, критерии которого подробно описаны в [1, 24]. При применении метода МНР для нахождения  $\sigma_f(E)$  в соответствии со сделанными в [1] рекомендациями и опытом работ [1, 4, 24] итерационный процесс останавливался на 40-й итерации. В процессе использования метода МНР пригодность критериев подвергалась испытаниям как на примерах с ярко выраженной резонансной структурой, так и на зависимостях  $\sigma_f(E)$  без выраженной структуры. В результате накопленного опыта получен вывод, что при удовлетворении критериям [1, 24] проявляются основные особенности зависимости сечений фотоделения  $\sigma_f(E)$ . Такая обработка соответствовала целям представляемого цикла работ, в котором ставилась задача только удостовериться в наличии резонанса и определить его энергию.

Погрешности точек восстановленного сечения из-за неизвестности матрицы связи  $\sigma_f(E)$  и  $Y(E_{\max})$  при применении метода МНР находились из дисперсии многократных решений интегрального уравнения (6) с величинами  $R(E_{\max})$ , рассеянными по пуассоновскому закону в соответствии с погрешностью  $\Delta R(E_{\max})$ . Они не включали в себя погрешность оценки сечения-стандарта  $\sigma_f^0(E)$ . Подробнее о структуре ошибок измерения  $R(E_{\max})$  см. ниже в подразделе о фотоделении  $^{234}\text{U}$ .

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ФОТОДЕЛЕНИЯ НА МИКРОТРОНЕ ИФП

Измерения на микротроне ИФП изначально были спланированы как измерения абсолютных выходов реакции фотоделения одновременно 9 ядер. Сборка кассет со слоями и детекторами имела протяженность по направлению пучка  $\gamma$ -квантов порядка 40 мм. В области энергий  $E < 5,3$  МэВ измерения были выполнены внутри ускорительной камеры, а при больших

энергиях — на выведенном пучке электронов, причем вплоть до  $E = 7$  МэВ удавалось провести измерения без смены орбиты, с которой выводился пучок электронов. Восстановление энергетических зависимостей сечений фотоделения было проведено с использованием уравнения (5) на основе непосредственно измеренных выходов реакции фотоделения  $Y(E_{\max})$  [1, 4].

В области энергий  $E > 7$  МэВ было обнаружено, что при смене орбит зависимость  $Y(E_{\max})$  меняется скачкообразно в пределах до 20% (рис. 4, а). Происхождение этого нежелательного эффекта связано с изменениями «геометрии» источника  $\gamma$ -квантов (изменением сечения электронного пучка, сме-

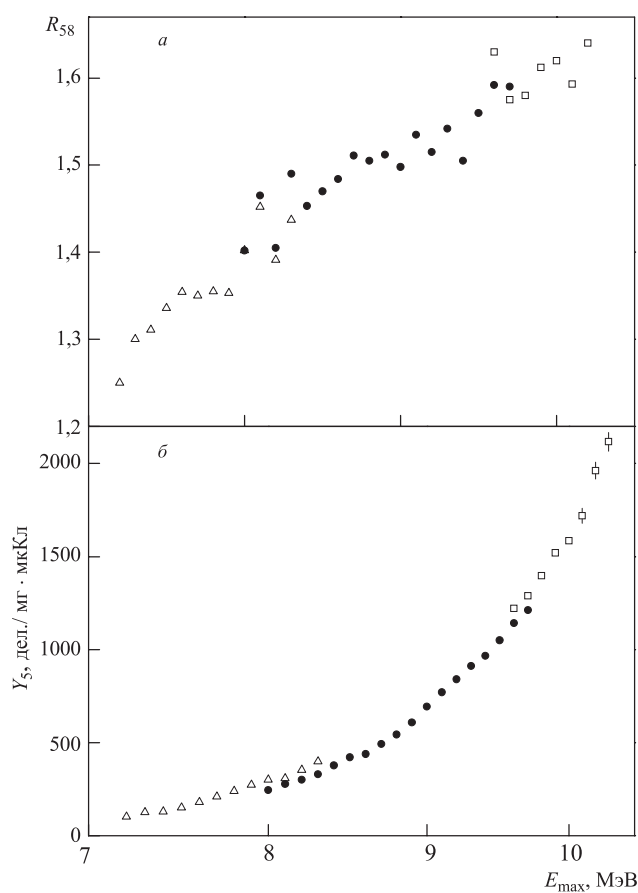


Рис. 4. Выход  $Y_5$  фотоделения  $^{235}\text{U}$  (а) и отношение его к выходу фотоделения  $^{238}\text{U}$   $R_{58}$  как функция граничной энергии спектра тормозного излучения  $E_{\max}$  (б). Разными значками показаны участки  $E_{\max}$ , соответствующие энергии электронов, ускорившихся на одной орбите

шением его по мишени и т. п.), приводящими к неконтролируемым изменениям потока  $\gamma$ -квантов на делящуюся мишень при неизменном токе электронов из-за сильной анизотропии выхода  $I(E_{\max}, \vartheta)$  «вперед», что, как следствие, ведет к ошибкам измерения  $Y(E_{\max})$ .

Указанный эффект не должен проявляться в отношениях чисел деления для двух близко расположенных и одновременно облучаемых мишеней. На рис. 4, б показано, что отношения экспериментальных выходов для двух близко расположенных делящихся мишеней, полученных при выводе пучка с разных орбит, в перекрывающихся интервалах  $E_{\max}$  в пределах ошибок удовлетворительно согласуются. Это обстоятельство позволило преодолеть трудности, связанные со скачкообразным изменением  $Y(E_{\max})$  при смене орбиты, и путем применения относительного метода для измерений на тормозном спектре все же получить энергетические зависимости сечений фотоделения из полученных на микротроне ИФП данных и при  $E > 7$  МэВ [8, 25].

Для проверки работоспособности относительного метода в конкретном случае измерений на микротроне ИФП выходы фотоделений для шести нечетных ядер в области энергий  $E < 7$  были обработаны, как и раньше в [1, 4], напрямую и с использованием уравнения (5), и с помощью уравнений (6)–(8) как отношения их к выходам для  $^{238}\text{U}$ , слой которого размещался в середине сборки слоев облучавшихся одновременно ядер. Нечетные ядра были выбраны из тех соображений, что сечения фотоделения для них в силу большей плотности состояний внутреннего возбуждения более монотонны по сравнению с четно-четными ядрами в окрестности порога деления. Именно гладкость припороговых сечений этих ядер послужила ориентиром при оценке сечения-стандарта.

Отношения выходов  $^{233,235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239,241}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Am}$  к выходам для  $^{238}\text{U}$  приведены на рис. 5. От данных, приведенных в работах [1, 4], настоящие отличаются тем, что был уточнен расчет  $\eta/\eta_0$ , откорректированы устаревшие сечения деления нейтронами с энергией  $E = 14,5$  МэВ, использовавшиеся при «взвешивании» делящихся мишеней, и значения  $E_{\max}$ , при которых были измерены  $Y(E_{\max})$ . Значения  $E_{\max}$  были уменьшены на 25 кэВ после более корректного учета потерь энергии электронов в фольге, которой герметизировалось «окно» ускорителя для вывода пучка. Полученные результаты сравниваются с результатами измерений отношений  $R(E_{\max})$ , выполненных другими авторами [5, 7].

Результаты окончательной математической обработки сечения фотоделения для 6 нечетных ядер показаны на рис. 6 в окрестности порога деления и на рис. 7 — в надбарьерной области энергий. В нижней части рис. 6 штриховой линией изображена зависимость от энергии сечения-стандарта  $\sigma_f^0(E)$ , чтобы показать, что резонансная структура сечения фотоделения  $^{238}\text{U}$  не повлияла на полученные относительным методом сечения.

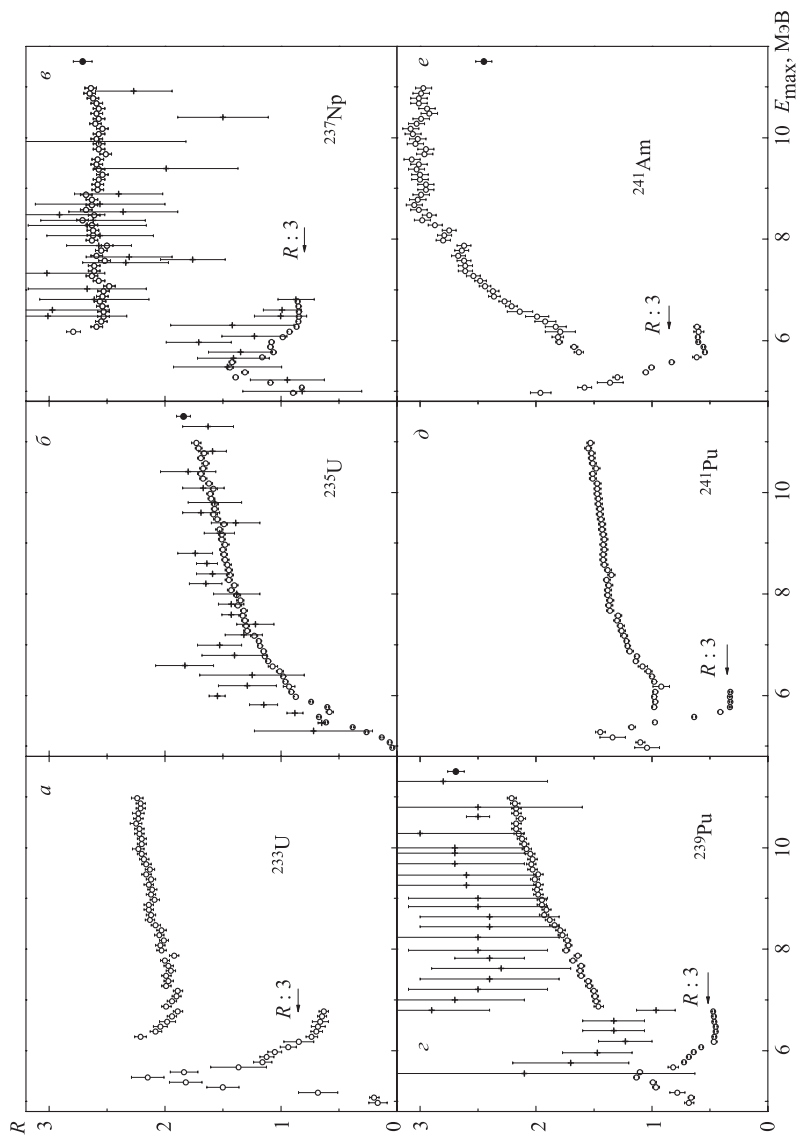


Рис. 5. Отношения выходов фотоделения  $R$  для исследованных ядер и ядра  $^{238}\text{U}$  как функция граничной энергии спектра тормозного излучения  $E_{\text{max}}$ . Экспериментальные данные:  $\circ$  — [8];  $+$  — [5];  $\bullet$  — [7]. При энергии  $E_{\text{max}} < 6,5$  МэВ приведены значения, уменьшенные в 3 раза

На рис. 6 приведено два типа значков: кроме кружков, которыми показаны результаты решения уравнения (5) с левой частью  $\tilde{Y}(E_{\max}) = R(E_{\max})\tilde{Y}_0(E_{\max})$ , треугольниками показаны решения того же уравнения с экспериментальными выходами  $Y(E_{\max})$  из [1,4]. Последние были предварительно откорректированы, как упоминалось выше, а полученные решения нормированы на сечения, найденные первым способом. Нетрудно понять методическую ценность сравнения этих результатов: выход  $Y(E_{\max})$  во втором

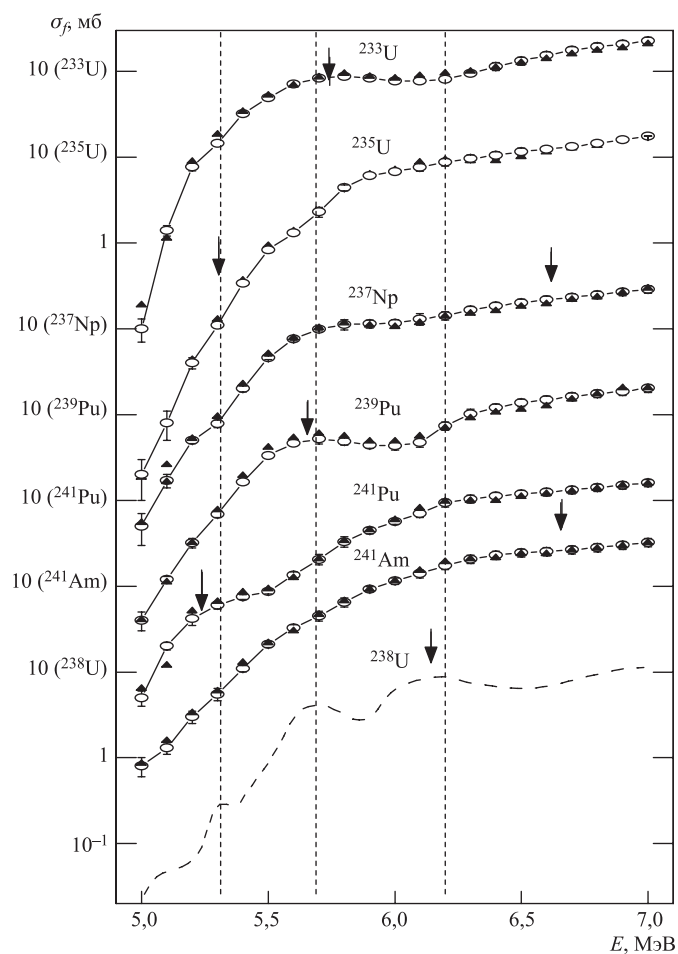


Рис. 6. Сравнение восстановленных сечений фотоделения исследованных ядер с оцененной кривой сечения-стандарта ( $^{238}\text{U}$ ). Решения уравнения (5):  $\circ$  — с левой частью  $\tilde{Y} = R\tilde{Y}_0$ ;  $\blacktriangle$  — с экспериментальной (откорректированной) левой частью (см. текст). Стрелками показаны значения энергии связи нейтрона. Масштаб логарифмический



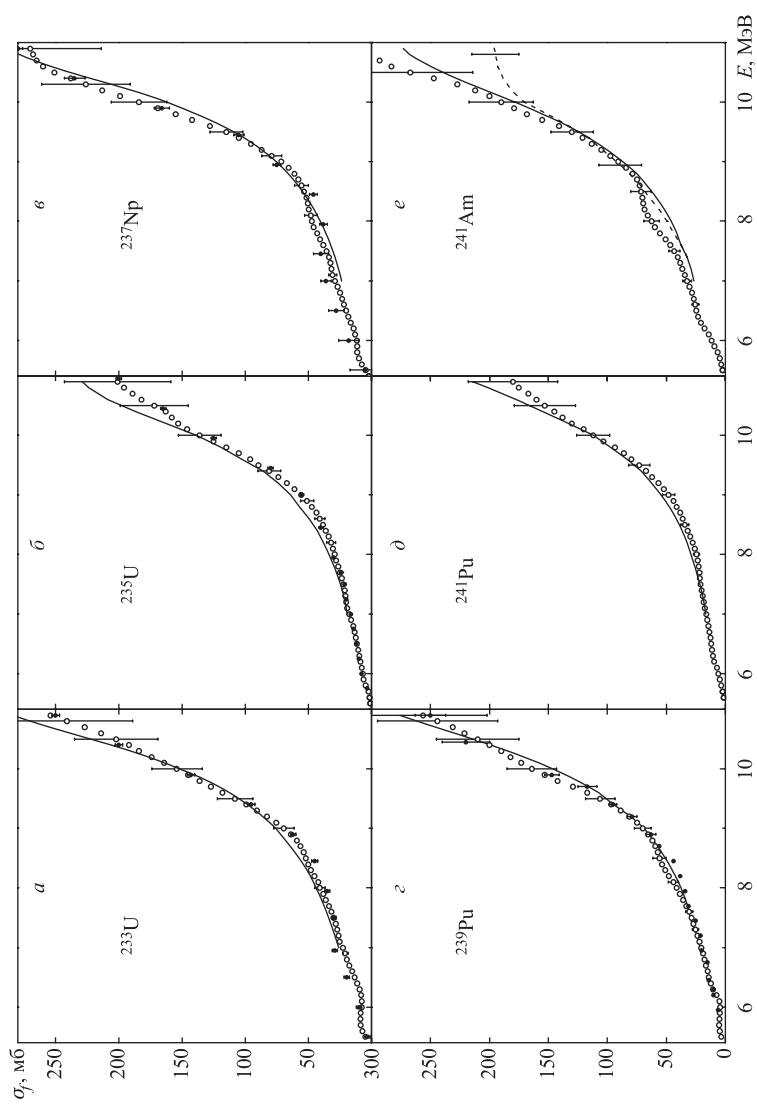


Рис. 7. Сечения фотоделения  $\sigma_f$  как функция энергии  $\gamma$ -квантов  $E$ . Экспериментальные данные:  $\circ$  — [8];  $\bullet$  — [12, 26]; точечная кривая — [6]; сплошная — систематика [32]

случае — чисто экспериментального происхождения, в первом  $\tilde{Y}(E_{\max})$  непосредственно зависит от оцененного сечения-стандарта  $\sigma_f^0(E)$ . Согласие двух решений на рис. 6 для шести ядер можно рассматривать как важное свидетельство в пользу оценки  $\sigma_f^0(E)$ , выполненной в настоящей работе. Конечно, такое сравнение может быть тестом для энергетической зависимости, но не для абсолютной величины  $\sigma_f^0(E)$ .

На рис. 7 помимо значений  $\sigma_f(E)$ , полученных в [8], приведены результаты измерений на квазимонохроматических фотонах [12, 26]. Для четырех из шести рассматривавшихся ядер можно констатировать удовлетворительное согласие, которое в значительной степени проистекает от того, что экспериментальные данные [12, 26] почти во всем показанном на рис. 7 диапазоне энергий имели при оценке сечения-стандарта преобладающий вес. Для  $^{241}\text{Pu}$  рассматриваемые данные единственные, а для  $^{241}\text{Am}$  настоящие результаты сравниваются с результатами работы [6]. К последним результатам мы еще вернемся при обсуждении повторных измерений для ядра  $^{241}\text{Am}$  [27].

Экспериментальные зависимости отношений выходов  $R(E_{\max})$  реакции фотоделения  $^{232}\text{Th}$  и  $^{236}\text{U}$  к выходам  $^{238}\text{U}$ , измеренные в том же эксперименте на микротроне ИФП, показаны на рис. 8. Они охватывают два диапазона энергий: первый — околороговой и подбарьерный с  $E_{\max} = 5\text{--}7$  МэВ [1, 2, 4] и второй — надпороговой с  $E_{\max} = 7\text{--}11$  МэВ [25]. Обработка всей совокупности данных при энергии от 5 до 11 МэВ проведена в

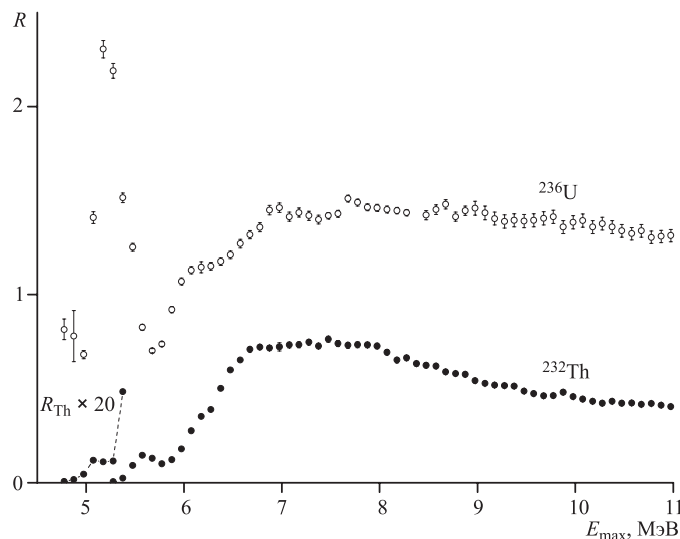


Рис. 8. Отношения выходов реакции фотоделения  $R$  исследовавшихся ядер  $^{232}\text{Th}$  (●),  $^{236}\text{U}$  (○) и ядра  $^{238}\text{U}$ , характеристики которого служили стандартом

едином методическом подходе с учетом уточнений [8]. В отличие от [8] отношения масс делящихся веществ исследуемых  $^{232}\text{Th}$  и  $^{236}\text{U}$  и стандарта  $^{238}\text{U}$  были измерены заново в потоке моноэнергетических нейтронов с энергией 4,8 МэВ.

Восстановленные сечения фотоделения обоих ядер в районе порога и в надпороговой области энергий демонстрируются, соответственно, на рис. 9 и 10. Необходимо обратить внимание на значительную разницу сечений фотоделения  $\sigma_f(E)$  в области энергий  $E = 6,5\text{--}7$  МэВ, примыкающей к границе исследованного в [1, 4] диапазона энергий, и полученных при настоящей обработке тех же данных, но в случае, когда информация о  $Y(E_{\text{max}})$  не заканчивалась при  $E_{\text{max}} = 7$  МэВ. Это расхождение демонстрирует специфическое свойство решений некорректно поставленных задач, так называ-

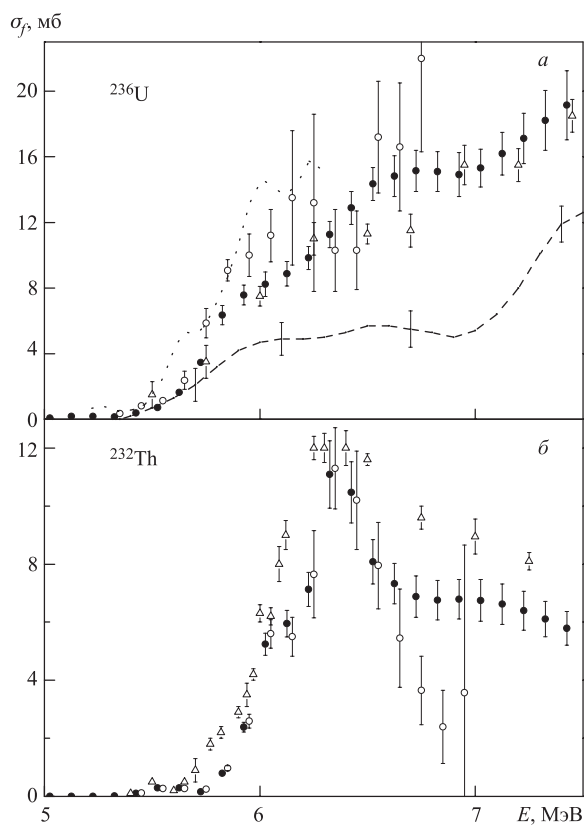


Рис. 9. Сечение фотоделения  $\sigma_f$  ядер  $^{236}\text{U}$  (а) и  $^{232}\text{Th}$  (б) в области энергий  $\gamma$ -квантов  $E = 5\text{--}7,5$  МэВ. Экспериментальные данные: ● — [25]; ○ — оригинальные результаты [1, 4]; Δ — [12]; штриховая кривая — [12]; точечная — [17]

емый «концевой» эффект — раскачку решения при приближении к границе диапазона. На рис. 9, б и 10, б показаны восстановленные из  $R(E_{\text{max}})$  сечения фотоделения  $^{232}\text{Th}$  в области энергий  $E = 5\text{--}11$  МэВ. Эти данные сравниваются с результатами [1, 4] и с экспериментальными значениями из работы [12]. Из рисунков видно, что экспериментальные значения настоящих измерений и работы [12], удовлетворительно согласуясь в целом, расходятся в 1,5–2 раза в интервале энергий  $E = 6,5\text{--}9$  МэВ. Такой масштаб разброса, надо сказать, характерен для данных о сечении фотоделения, но в данном случае слой с  $^{232}\text{Th}$  как имеющий самое малое сечение среди исследовавшихся ядер был размещен ближе к тормозной мишени и больше других удален от кассеты с ядром-стандартом ( $^{238}\text{U}$ ). Это и могло послужить причиной такого расхождения данных. Более полное сравнение сечений фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,

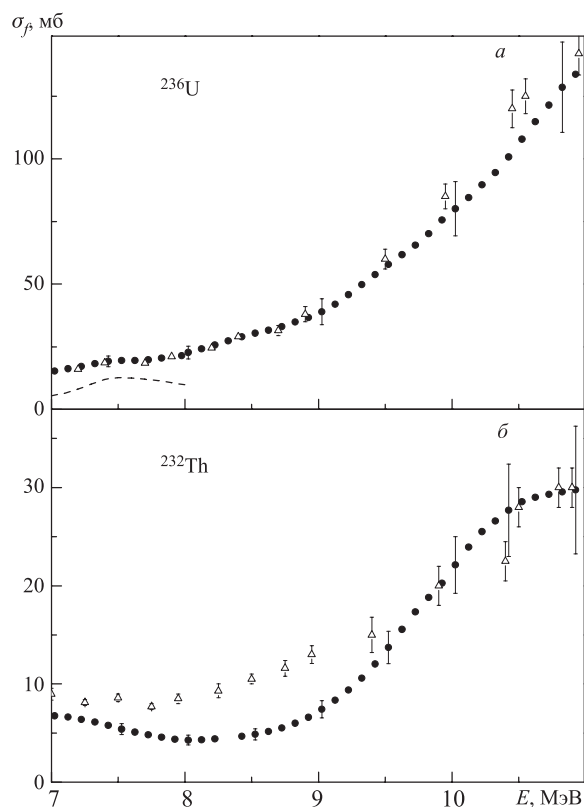


Рис. 10. Сечение фотоделения ядер  $^{236}\text{U}$  (а) и  $^{232}\text{Th}$  (б) в области энергий  $\gamma$ -квантов  $E = 7\text{--}11$  МэВ. Экспериментальные данные: ● — [25]; ○ — оригинальные результаты [1, 4]; Δ — [12]; штриховая кривая — [17]

полученных разными авторами, будет сделано ниже при рассмотрении более подробных измерений в геометрии «back-to-back» [28].

На рис. 9, *a* и 10, *a* точно так же представляются полученные в настоящих измерениях [1, 4, 25] данные о сечении фотоделения для  $^{236}\text{U}$  вместе со всеми известными данными других авторов. Новые данные не выпадают из общего состояния экспериментальных данных о фотоделении, в частности, характеризуемого весьма посредственным согласием результатов разных измерений  $\sigma_f(E)$ , особенно в районе и ниже порога деления (рис. 9). Например, результаты [17, 29] существенно отклоняются от настоящих в основном в разные стороны. В качестве положительного итога можно отметить удовлетворительное согласие результатов, полученных в настоящих измерениях и в работе [12]. Разница между ними нигде не превышает 25 %.

Необходимость контроля за происхождением структуры сечений — это та цена, которую приходится платить за использование в экспериментах пучков тормозного излучения. В нашем случае, когда целью является систематическое измерение сечений фотоделения  $\sigma_f(E)$  для достаточно большой группы ядер, задача усложнена (с точки зрения обработки результатов) использованием сечения четно-четного ядра  $^{238}\text{U}$  в качестве стандарта  $\sigma_f^0(E)$  в относительном методе. Подбарьерные резонансы этого сечения — еще один источник возможных проявлений обсуждаемых побочных эффектов в исследуемых характеристиках. Четность делящегося ядра является важнейшим физическим фактором, определяющим масштаб подбарьерных резонансных эффектов в энергетической зависимости вероятности деления: у четно-четных ядер они выражены значительно резче, чем у нечетных.

На рис. 11, иллюстрирующем изложенное, представлены околобарьерные участки сечений фотоделения для ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{236}\text{U}$ , а также для противопоставления  $\sigma_f(E)$  для  $^{235}\text{U}$  и  $^{241}\text{Am}$  — представителей группы *A*-нечетных нуклидов, исследовавшихся в этом же эксперименте. Здесь же представлено сечение и для  $^{238}\text{U}$  — ядра, служившего стандартом. Главное — это то, что сечения обеих пар ядер измерены и восстановлены из отношений выходов в едином методическом подходе. Гладкость сечений фотоделения *A*-нечетных ядер рассматривалась выше как аргумент в пользу того, что реализация данного подхода избавлена в основном от искажений решения. С этой же целью эта аргументация используется и здесь. На рис. 11 видно, что большинство максимумов  $\sigma_f(E)$  ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{236}\text{U}$  нельзя признать совпадающими с вертикальными штриховыми линиями, которыми на рис. 11 показаны аналогичные особенности энергетической зависимости сечения-стандарта.

*Обсуждение. Околопороговый участок энергий.* В этой области энергий через различные нерегулярности сечений деления, в том числе резонансного типа (см. рис. 6 и 11), наиболее ярко проявляются индивидуальные особенности ядер, связанные с изменением нуклонного состава (*Z*, *A*, четности числа нуклонов) и его влиянием на характеристики, определяющие вероятность

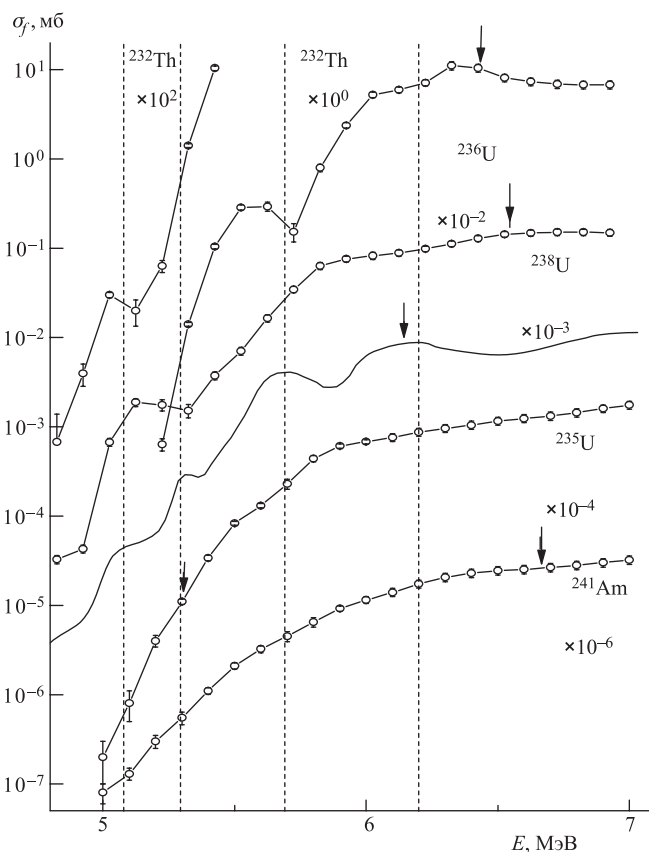


Рис. 11. Сравнение околопороговых сечений фотоделения ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{236}\text{U}$  (настоящая работа),  $^{235}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Am}$  (экспериментальные данные [8]) с сечением фотоделения  $^{238}\text{U}$  (стандарт, оценка [8])

деления: пороги деления и эмиссии нейтронов, конкуренцию этих процессов и радиационной разрядки возбужденного ядра, форму барьера деления и т. д. Влияние нуклонного состава делящихся ядер отчетливо проявляется не только в околопороговых сечениях, но и в исходной информации о выходах на соответствующем участке  $E_{\text{max}} < 6$  МэВ (см. рис. 5 и 8).

Заслуживает внимания не только сам факт существования тех или иных резонансоподобных эффектов в полученных сечениях деления, но и их природа. Происхождение резонансных эффектов в подбарьерной области энергий обычно связывают с вибрационными состояниями во второй, а в случае  $^{232}\text{Th}$  — в третьей ямах потенциальной энергии деформации ядер. Среди этих

состояний преобладают дипольные с квантовой характеристикой  $J^\pi = 1^-$ , где  $J$  и  $\pi$  — спин и четность ядра [2]. Кроме того, некоторая часть нерегулярностей может быть связана не с делением, а с конкурирующим каналом — эмиссией нейтронов: многие нерегулярности на рис. 6 и 11 коррелируют с положением стрелок, которыми указаны энергии связи нейтрона  $B_n$  — пороги для испускания нейтронов. Включение в игру конкурирующих каналов понижает вероятность деления. Не всегда легко исключить из числа возможных причин возникновения резонансных эффектов и аналогичную структуру сечения фотопоглощения  $\sigma_c(E)$  [30].

В рамках модели двугорбого барьера острота (соответственно, ширина) вибрационных резонансов, ответственных за околопороговые нерегулярности сечений деления, определяется тем, насколько велико в системе затухание вибрационной моды, иначе говоря, диссипация энергии такого коллективного движения в нуклонные степени свободы [21, 22]. Из общих соображений эффект затухания тем больше, чем выше плотность уровней внутреннего возбуждения. А она у нечетных ядер при прочих равных условиях выше, чем у четно-четных. Соответственно, у четно-четных ядер резонансные эффекты выражены значительно резче, чем у нечетных, причем в фотоделении из-за простоты спектра каналов реакции они проявляются наиболее ярко [2, 22]. Вытекающие из модели двугорбого барьера и отмеченные выше свойства подтверждаются демонстрируемыми на рис. 6 и 11 данными. У четно-четных ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  резонансные эффекты намного сильнее, чем у нечетных, если они у них имеют место.

Завершая обсуждение результатов измерений в околопороговой области энергий, отметим, что опасения, связанные с появлением в решении ложных нерегулярностей из-за неточности описания аналогичных эффектов в сечении фотоделения  $^{238}\text{U}$  (стандарта), не подтвердились. Данные на рис. 6 и 9 не обнаруживают статистически значимых корреляций между нерегулярностями в сечениях всех восьми ядер и резонансами сечения-стандарта. Наблюдаемые нерегулярности  $\sigma_f(E)$  исследовавшихся ядер индивидуальны и практически одинаковы в обоих решениях — для  $Y(E_{\max})$  и  $\tilde{Y}(E_{\max})$ , и это поддерживает сделанный вывод.

*Область «плато» делимости.* В надпороговой области  $E > 7$  МэВ (для четно-четных ядер — выше энергетической щели в спектре переходных состояний) становится пригодным статистическое описание делимости

$$P_f(E) = \frac{\sigma_f(E)}{\sigma_c(E)}. \quad (9)$$

У актинидов здесь делимость слабо зависит от энергии, в связи с чем говорят о существовании области «плато», для которого можно принять  $P_f \approx \text{const}$ . Это приближение широко используется систематиками вероятности деления

(см., например, [31]). В рассматриваемой области энергий преобладают электрические дипольные взаимодействия и сечение образования составного ядра (фотопоглощения)  $\sigma_c(E)$  можно считать равным сечению дипольного фотопоглощения  $\sigma_{c1}(E)$ , аппроксимируемому суммой двух лоренцианов:

$$\sigma_{c1} = \sum_{i=1}^2 \sigma_i \frac{E^2 \Gamma_i^2}{(E^2 - E_i^2)^2 + E^2 \Gamma_i^2}. \quad (10)$$

В надпороговой области  $E > 7$  МэВ сечения фотоделения не обнаруживают такого же разнообразия, как в районе порога: они растут, в среднем следуя соотношению

$$\sigma_f(E) = \sigma_{c1}(E) P_f(E) \quad (11)$$

с лоренцевской зависимостью сечения фотопоглощения  $\sigma_{c1}(E)$  и приближенным постоянством делимости  $P_f(E) \approx \text{const}$  — сплошные кривые на рис. 7 и штриховые — на рис. 12. Кривые для ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233,235,236}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$  сосчитаны с параметрами лоренцианов (10), взятыми из работ [12, 26]. Для  $^{241}\text{Pu}$  приведены параметры, полученные в [26], но для  $^{239}\text{Pu}$ . Кривые для ядра  $^{241}\text{Am}$  подсчитаны с использованием параметров из работы [6]. Делимости

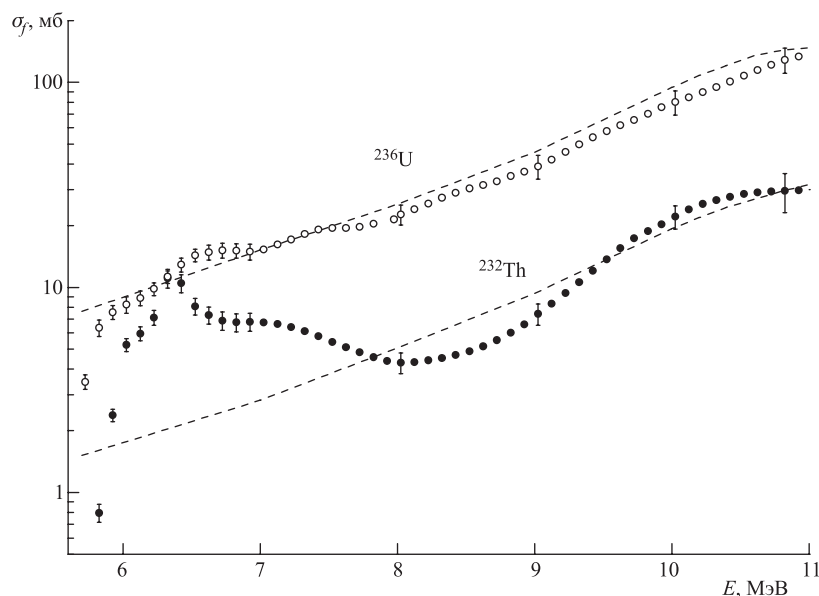


Рис. 12. Надбарьерный участок энергетической зависимости сечений фотоделения ядер  $^{232}\text{Th}$  (●),  $^{236}\text{U}$  (○). Штриховые кривые — оценка согласно (11)



$P_f(E)$  приняты постоянными, не зависящими от энергии величинами, изменяющимися с нуклонным составом делящихся ядер согласно систематике [32], основанной на экспериментальных данных, полученных с помощью нейтронов и прямых реакций.

В работах [32–34] сделана оценка влияния на делимость передаваемого ядру углового момента и показано, что эффект не велик в области плато. Тем не менее к этому вопросу снова возвращаются, особенно в связи с делимостью  $\gamma$ -квантами (см., например, [35]). В табл. 1 для исследованных ядер и  $^{238}\text{U}$  для участка плато приведены оценки средних делимостей в реакциях  $(\gamma, f)$ ,  $(n, f)$  [32, 36] и в прямых реакциях [32, 37, 38]. Они свидетельствуют в согласии с тем, что было известно ранее, о независимости  $P_f$  от способа возбуждения в пределах ошибки примерно 10–20 % и тем самым на том же уровне точности подтверждают сказанное выше об эффекте углового момента. Из картины благополучного согласия различных данных о делимости актинидов в табл. 1 выпадает ядро  $^{241}\text{Am}$ . Повторные измерения сечений фотоделения этого ядра [27] сняли вопрос о расхождении.

Таблица 1. Средние делимости ядер

Делящееся ядро	Оценка из экспериментальных данных			Систематика [32]
	$(\gamma, f)$ (настоящая работа)	$(n, f)$ [32, 36]	Прямые реакции [32, 37, 38]	
$^{233}\text{U}$	$0,70 \pm 0,06$	$0,70 \pm 0,02$	—	0,735
$^{235}\text{U}$	$0,43 \pm 0,03$	$0,48 \pm 0,02$	$0,42 \pm 0,06$	0,485
$^{237}\text{Np}$	$0,66 \pm 0,07$	—	$0,60 \pm 0,08$	0,618
$^{239}\text{Pu}$	$0,70 \pm 0,05$	$0,70 \pm 0,02$	—	0,666
$^{241}\text{Pu}$	$0,47 \pm 0,04$	$0,52 \pm 0,02$	$0,44 \pm 0,06$	0,521
$^{241}\text{Am}$	$0,80 \pm 0,07$	—	$0,62 \pm 0,07$	0,671

На рис. 12 представлены сечения фотоделения двух исследованных здесь четно-четных ядер, по четности относящихся к одной категории, тем не менее они различаются между собой значительно по величине и по характеру энергетической зависимости. В районе максимума  $\sigma_f(E)$  у  $^{232}\text{Th}$  при  $E \cong 6,3$  МэВ сечения фотоделения обоих ядер сравниваются, но слева и справа от него имеет место достаточно сильное неравенство — для  $^{236}\text{U}$  оно значительно больше, чем для  $^{232}\text{Th}$ . С увеличением энергии,  $E > 6,3$  МэВ,  $\sigma_f(E)$  для  $^{236}\text{U}$  растет, а для  $^{232}\text{Th}$  падает, но начиная с энергии  $E \approx 8$  МэВ оба сечения ведут себя приблизительно одинаково — увеличиваются, согласуясь в среднем с штриховыми кривыми на рис. 12, полученными с помощью соотношения (11).

Как следует из результатов количественного анализа (выполненного в районе порога для  $^{232}\text{Th}$  в [39] и для  $^{236}\text{U}$  в [2], а в области «плато» делимости для них обоих в [22, 39, 40]), различия в величине и зависимости от энергии обсуждаемых сечений деления связаны с разницей барьеров деления по высоте и, по-видимому, по форме. В частности, разное поведение  $\sigma_f(E)$  в окрестности порога на рис. 11 в значительной мере определяется затуханием вибрационных резонансов, на этот раз разным у делящихся ядер одной четности в отличие от разобранный выше случая разной четности нуклонов. Из двух ядер у  $^{232}\text{Th}$  резонансные эффекты в околопороговой зависимости сечения от энергии  $E$  сильнее, так как слабее затухание, обязанное, по-видимому, специфике барьера деления, в частности более мелкой яме [22].

Отметим, что поведение  $\sigma_f(E)$  у всех ядер в этой области энергий не является монотонным — таким, как у кривых на рис. 7 и 12. Сечение «колеблется» около этих кривых. К этому эффекту едва ли стоит относиться как к реальному, физическому, в чем можно убедиться, анализируя статистическую значимость соответствующих отступлений от плавной зависимости в исходной информации об отношениях выходов  $R(E_{\text{max}})$  на рис. 5 и 8. Скорее, эти эффекты надо интерпретировать как раскочку решения, присущую некорректно поставленным задачам [1, 24].

Таким образом, в настоящем разделе изложены основные моменты применения относительного метода измерения сечений фотоделения на тормозном спектре, сделана оценка энергетической зависимости сечения деления ядра-стандарта ( $^{238}\text{U}$ ) в области энергий от 4,5 до 12 МэВ, проведены испытания применимости стандарта при восстановлении зависимостей сечений фотоделения ряда ядер. Отмечены также недостатки и преимущества метода. Только относительный метод позволил получить согласующиеся с данными других авторов сечения фотоделения при  $E > 6,3$  МэВ по измерениям, проведенным в ИФП для восьми ядер. Все это позволило приступить к большому и очень трудоемкому систематическому исследованию энергетических зависимостей сечений фотоделения и других доступных с точки зрения периодов полураспада и радиоактивности актинидов.

### 3. СЕЧЕНИЯ ФОТОДЕЛЕНИЯ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

По простоте распределения передаваемых ядру угловых моментов  $l$  и по спектру доступных каналов деления  $\gamma$ -кванты не имеют себе равных среди различных средств возбуждения ядер. Эти преимущества наиболее полно реализуются при фотоделении четно-четных ядер, когда собственный момент ядра равен нулю. Для таких ядер согласно гипотезе О. Бора о каналах деления [41] — специфических квантовых состояниях делящегося ядра в седловой точке, доминирующая роль в области порога деления принадле-

жит весьма ограниченному числу каналов с квантовыми характеристиками  $I^\pi = 2^+$  ( $K = 0, 1, 2$ ) и  $I^\pi = 1^-$  ( $K = 0$  и  $1$ ), возбуждаемых соответственно при квадрупольном и дипольном взаимодействиях ( $l = I = 2$  и  $1$ ). Здесь  $I$  — угловой момент делящегося ядра,  $K$  — его проекция на направление разлета осколков, совпадающее с осью ядра. При этом в силу соотношения соответствующих сечений фотопоглощения  $\sigma_{c2}/\sigma_{c1} \approx 1/25$  [2] в области порога преобладает дипольное фотоделение, а квадрупольное можно наблюдать лишь при энергиях существенно ниже порога. Подробные измерения энергетической зависимости сечений при наличии данных об угловых распределениях осколков фотоделения легко преобразовать в энергетические зависимости сечений для каналов деления с упомянутыми выше квантовыми характеристиками. Теоретический анализ последних дает возможность получить информацию о форме соответствующих барьеров деления. Так как величина спина составного ядра  $l$  определяет четность состояния  $\pi = (-1)^l$ , каналы удобно обозначать комбинацией проекции  $I$  на ось симметрии делящегося ядра  $K$  и четности, т. е.  $K^\pi = 0^+, 0^-, 1^-$ .

**Сечение фотоделения  $^{232}\text{Th}$  в районе порога.** Фотоделение ядра  $^{232}\text{Th}$  в районе порога представляет собой уникальный случай почти чистого деления через каналы с единственной комбинацией  $K^\pi = 0^-$ , так как другие сильно подавлены:  $0^+$  — соотношением  $\sigma_{c1}/\sigma_{c2}$ , а состояние  $1^-$  — разницей высот барьеров  $E_f^{1^-} > E_f^{0^-}$  [2]. Однако это не единственная особенность процесса деления, привлекающая внимание к реакции  $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$ .

Изотоп  $^{232}\text{Th}$  является самым доступным для экспериментов с легчайшими актинидами, которые выделены рядом специфических свойств, связанных с зависимостью формы барьера от нуклонного состава ядра, прежде всего от  $Z$  [22, 32], что определяет вероятность деления. При переходе от изотопов урана к  $^{232}\text{Th}$  они проявились в ослаблении подбарьерного роста квадрупольной компоненты в угловом распределении осколков [2], в падении вероятности задержанного деления и исчезновении связанного с ним явления «изомерного шельфа» в сечении глубокоподбарьерного фотоделения [2], в разнообразии резонансной структуры сечения деления в широкой окрестности порога, и не только при фотоделении [1, 2, 39, 42–45].

Интерес к делению легких актинидов стимулировал немало экспериментальных исследований фотоделения ядра  $^{232}\text{Th}$ , прежде всего его сечения [1, 2, 12, 13, 25, 29, 37, 39, 42, 43, 46, 47]. Тем не менее и здесь имеются расхождения и пробелы, что объясняется отсутствием совершенных источников  $\gamma$ -излучения. Измерения на пучках монохроматических фотонов в подбарьерной области энергий, когда сечение фотоделения экспоненциально падает с уменьшением энергии (для  $^{232}\text{Th}$  — примерно на порядок каждые 200 кэВ), весьма трудны и не позволяют получить для области энергий ниже 5,5 МэВ качественную информацию. Здесь более перспективны мощные

пучки тормозного излучения ускоренных электронов несмотря на то, что для получения энергетической зависимости сечения  $\sigma_f(E)$  приходится решать интегральное уравнение (5).

Наиболее подробные измерения  $\sigma_f(E)$  для ядра  $^{232}\text{Th}$  на пучке тормозного излучения были выполнены при низких энергиях,  $E < 11$  МэВ, на микротроне ИФП с шагом по энергии  $\Delta E_{\text{max}} = 0,1$  МэВ в диапазоне энергий 4,8–11 МэВ [1, 25] и  $\Delta E_{\text{max}} = 0,2$  МэВ в диапазоне от 3,5 до 4,6 МэВ [48]. Еще более детальные измерения величин  $Y(E_{\text{max}})$  и  $\sigma_f(E)$  для  $^{232}\text{Th}$  были предприняты на микротроне Физико-энергетического института в Обнинске [28] с шагом  $\Delta E_{\text{max}} = 0,025$  МэВ, близким к энергетическому разрешению ускоренных электронов [49]. Проведенные на подбарьерном участке при  $E_{\text{max}} = 4,8$ – $6,1$  МэВ подробные измерения в связи с противоречивостью имеющихся данных на надбарьерном участке (см. [25, 39]) были продолжены до 9 МэВ, но с большим шагом по энергии, а именно:  $\Delta E_{\text{max}} = 0,05$  МэВ в диапазоне от 6,1 до 7,1 МэВ и  $\Delta E_{\text{max}} = 0,1$  МэВ в диапазоне от 7,1 до 9 МэВ.

Постановка измерений со столь малым шагом по энергии стимулировалась результатами работы [42], выполненной на квазимонохроматических  $\gamma$ -квантах, получаемых методом меченных фотонов, с энергетическим разрешением 12–14 кэВ. В [42] на участке энергетической зависимости сечения фотоделения  $^{232}\text{Th}$  с  $E = 5,5$ – $6,1$  МэВ была обнаружена неизвестная ранее резонансная структура с характерным расстоянием между резонансами, сравнимым с шагом по энергии  $\Delta E_{\text{max}} = 0,1$  МэВ в измерениях на микротроне ИФП [1, 25]. Основные вопросы, в связи с которыми ставились новые измерения, следующие: позволит ли уменьшение шага наблюдать обнаруженную в [42] резонансную структуру в измерениях на тормозном спектре и сохраняется ли она при более низких энергиях возбуждения под барьером,  $E < 5,5$  МэВ.

Измерения были проведены описанным выше относительным методом с использованием  $^{238}\text{U}$  в качестве ядра-стандарта. Делящиеся мишени, изготовленные из металлических фольг тория и урана диаметром 10 мм и толщиной 0,1 мм, вплотную соприкасались друг с другом (геометрия «back-to-back»), в отличие от эксперимента [25]. Две пары таких фольг располагались на расстоянии 30 мм от тормозной мишени.

На рис. 13 представлены результаты измерения отношения выходов фотоделения ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ , которые получены в данном эксперименте и работе [25]. При сравнении на рис. 13 экспериментальных данных была использована единая «калибровка» отношения  $R(E_{\text{max}})$ , состоящая в измерении отношения масс делящегося вещества в одном и том же потоке моноэнергетических нейтронов. «Калибровка» производилась не для металлических фольг делящегося вещества, использовавшихся в измерениях, а для специально приготовленных слоев Th и U толщиной около  $0,5$  мг/см<sup>2</sup>, с которыми на микро-

троне были измерены реперные отношения выходов при нескольких энергиях  $E_{\max}$  с хорошей статистической точностью. Затем результаты основных измерений  $R(E_{\max})$  были нормированы на эти реперные точки. На рис. 13 можно видеть согласие результатов сопоставляемых измерений, являющихся по существу независимыми, выполненными на разных ускорителях, хотя и с применением одинаковой методики.

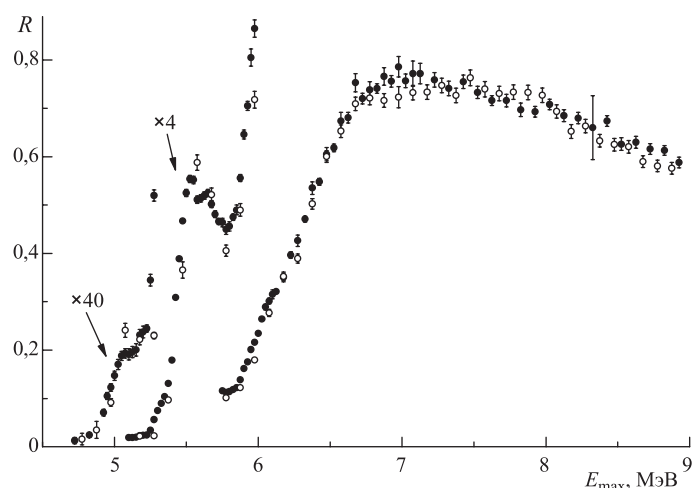


Рис. 13. Отношение выходов реакции фотоделения  $R$  ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  как функция граничной энергии спектра тормозного излучения  $E_{\max}$ . Экспериментальные данные: ● — [28]; ○ — [25]

На рис. 13, представленном в виде трех участков сильной зависимости  $R(E_{\max})$ , отчетливо видны нерегулярности энергетической зависимости отношения выходов  $^{232}\text{Th}$  и стандарта  $Y_0(E_{\max})$ , свидетельствующие о резонансной структуре сечений фотоделения, по крайней мере, обоих рассматриваемых ядер, в том числе и с шагом порядка 0,1 МэВ. Экспериментальная информация, представленная на рис. 13 темными кружками, объединяет результаты двух однотипных серий измерений на микротроне ФЭИ и опубликованные в работе [50] результаты предварительной серии данного эксперимента после учета всех уточнений [8]. Все серии измерений устойчиво показали наличие нерегулярностей, удовлетворительно согласуясь между собой.

Восстановленные сечения фотоделения  $^{232}\text{Th}$  в подбарьерной области энергий и в районе порога представлены на рис. 14. В нем используются две шкалы сечений: логарифмическая, дающая более полное представление о картине крупномасштабных изменений  $\sigma_f(E)$  в подбарьерной области энергий, и линейная, с помощью которой детальнее демонстрируется область более медленных изменений  $\sigma_f(E)$  в непосредственной близости от порога деления.

Из рис. 14 следует, что в подбарьерной области энергий происходит падение  $\sigma_f(E)$  на много порядков. Однако эта зависимость, определяемая проницаемостью потенциального барьера деления, является экспоненциальной лишь в среднем. Сечение фотоделения  $^{232}\text{Th}$  имеет отчетливую резонансную структуру, которая на экспоненциальном фоне проявляется в виде широких максимумов. Очевидно согласие с результатами ранних измерений [25], показанными светлыми значками. Экспериментальные данные для  $E > 7$  МэВ демонстрируются и обсуждаются ниже совместно с результатами других работ.

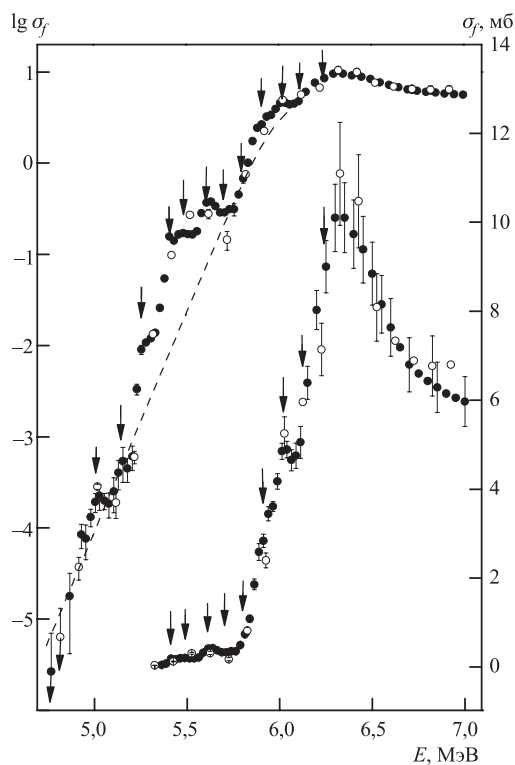


Рис. 14. Сечение фотоделения  $\sigma_f$  ядра  $^{232}\text{Th}$  как функция энергии  $\gamma$ -квантов  $E$ . Экспериментальные данные: ● — [28]; ○ — [25]. Штриховой кривой показана зависимость  $\tilde{\sigma}_f(E)$  согласно (12), стрелками — резонансные энергии из табл. 2

Новый эксперимент не только подтвердил более ранние результаты работ [1, 25], но и благодаря детализации измерений позволил получить подтверждение наличия наблюдавшейся в экспериментах с высоким энергетическим разрешением резонансной структуры с шагом  $\sim 0,1$  МэВ [42, 51] в области

энергий 5,5–6,1 МэВ и свидетельство того, что такая структура продолжается и в области более низких энергий вплоть до 5 МэВ.

*Обсуждение. Область подбарьерных энергий  $E < 6$  МэВ. Резонансная структура.* Именно в этой области энергий сечение фотоделения  $^{232}\text{Th}$  имеет отчетливую резонансную структуру, которая проявляется в виде широких максимумов на расстоянии 0,3–0,5 МэВ друг от друга (гросс-структура) и узких максимумов с шагом порядка 0,1 МэВ. В основной части рис. 15 результаты настоящих детальных измерений на тормозном спектре сравниваются с результатами работ [42, 46], в которых в рассматриваемой области  $E$  выполнены наиболее подробные измерения  $\sigma_f(E)$  ядра  $^{232}\text{Th}$ . В работе [42], в которой использовался метод меченных фотонов, измерения были проведены с энергетическим разрешением  $\delta E = 12$ –14 кэВ. В работе [46] измерения  $\sigma_f(E)$ , как и в настоящей работе, проводились на пучке тормозного излучения, но с вдвое большим шагом по энергии,  $\Delta E_{\text{max}} = 50$  кэВ. Результаты настоящей работы и работы [46], однотипных в методическом отношении, отложены в соответствии с левой шкалой, для удобства поднятой на порядок относительно правой, в соответствии с которой отложены результаты только работы [42]. На вставке к рис. 15 показана энергетическая зависимость делимости  $P_f(E)$  в реакции  $^{232}\text{Th}(p, p'f)$ , измеренная с  $\delta E = 17$  кэВ [51].

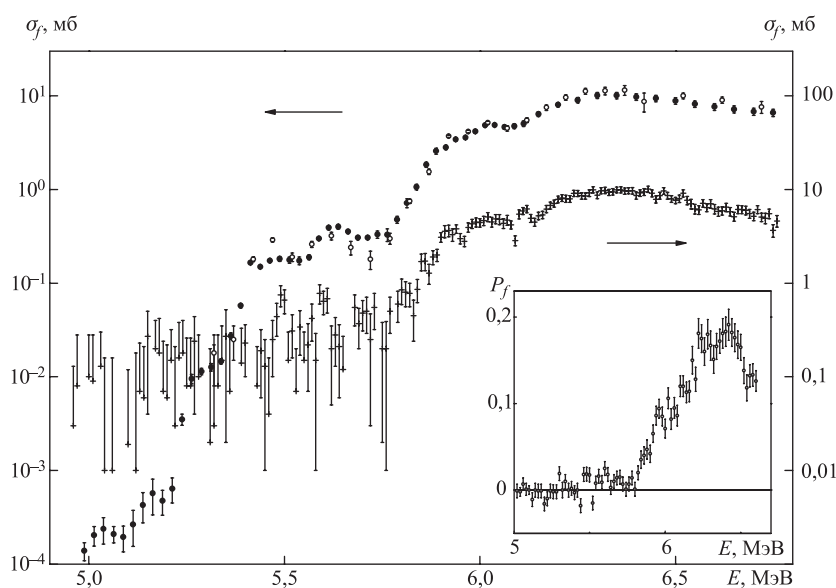


Рис. 15. Демонстрация резонансной структуры сечения фотоделения  $\sigma_f$  ядра  $^{232}\text{Th}$  в подбарьерной области энергий  $E$ . Экспериментальные данные: + — [42]; o — [46]; ● — [28]. На вставке: делимость  $^{232}\text{Th}$  в реакции  $(p, p'f)$  [52]

Результаты и работы [42], и работы [51] показывают, что в подбарьерном фотоделении  $^{232}\text{Th}$  проявляются резонансы с шагом примерно 0,1 МэВ, данные о которых собраны в табл. 2.

Таблица 2. Значения резонансных энергий  $E_{ri}$  (в МэВ) подбарьерного деления ядра  $^{232}\text{Th}$ , оцененных на основе экспериментальных данных настоящей работы и работ [28, 42, 51]

$i$	[28]	[42]	[51]
1	5,02	—	—
2	5,15	—	—
3	5,26	—	—
4	5,41	—	—
5	5,49	5,49	5,50
6	5,61	5,60	5,60
7	—	5,70	5,70
8	—	5,80	5,78
9	5,89	5,92	5,88
10	6,02	6,02	5,98
11	—	6,12	6,13
12	—	6,24	6,23

На рис. 16 предпринята попытка сделать более выразительными особенности поведения  $\sigma_f(E)$  на участке низких энергий ( $E < 5,5$  МэВ), где рассматриваемые здесь экспериментальные данные, по-видимому, наиболее информативны. На нем приведено не само сечение  $\sigma_f(E)$ , как на рис. 14, меняющееся в подбарьерной области на шесть порядков и поэтому неудобное для показа не сравнимых по масштабам резонансных эффектов, а его отношение к экспоненциальной зависимости

$$\tilde{\sigma}_f(E) = a \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{(E_0 - E)}{\varepsilon} \right] \right\}^{-1}, \quad (12)$$

которая штриховой линией показана на рис. 14. Для параметров зависимости (12) приняты следующие значения:  $a = 6$  мб,  $E_0 = 6$  МэВ и  $\varepsilon = 0,09$  МэВ. Никаких требований, кроме гладкости, к выбору аппроксимации  $\tilde{\sigma}_f(E)$  не предъявлялось. Соотношением типа (12) описывается проницаемость параболического одногорбого потенциального барьера, а не сечение деления. Поэтому в данном контексте ни сама аппроксимация, ни ее параметры физического смысла не имеют. На рис. 16 значками показано решение интегрального уравнения для сечения фотоделения методом МНР при числе итераций  $S$ , соответствующем критерию остановки итерационного процесса, штриховой кривой — при втрое большем  $S$ . Из анализа рис. 14 и 16 видно,



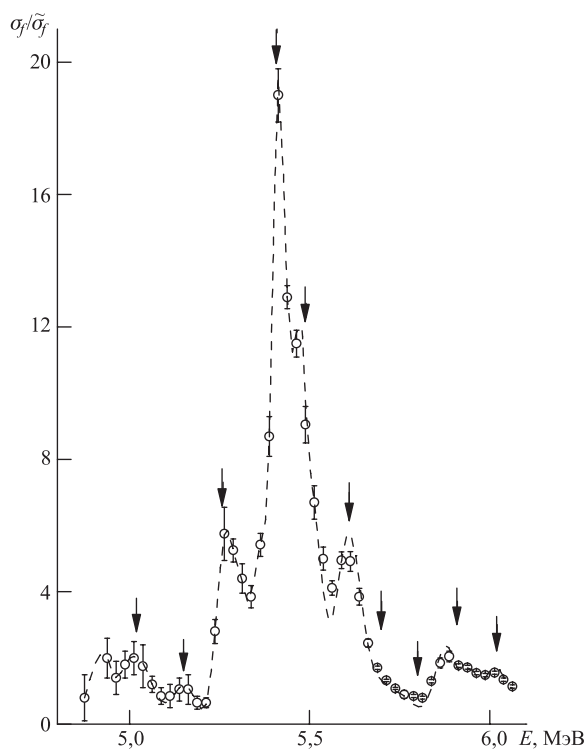


Рис. 16. Отношение  $\sigma_f(E)/\bar{\sigma}_f(E)$  (см. текст). Стрелками показаны резонансные энергии из табл. 2

что на всем промежутке между энергиями 5 и 6,1 МэВ, хотя и с разной степенью выраженности, наблюдается структура  $\sigma_f(E)$  примерно с тем же средним расстоянием между резонансами (порядка 0,1 МэВ), что и в работах [42, 51].

В интервале энергий 5–5,5 МэВ резонансная структура наблюдается впервые. В сечении фотоделения здесь вполне отчетливо проявились резонансы при энергиях  $E = 5,02, 5,15, 5,26, 5,42$  МэВ. Рассматриваемая область энергий уже достаточно удалена от нижней границы обрабатываемой информации, и резонансы эти не следует связывать с граничными эффектами. Кроме того, рассматриваемая структура находится на участке сильного возрастания сечения, и это является благоприятным фактором, обеспечивающим большую устойчивость решения уравнения (5). Однако то обстоятельство, что без учета погрешности оценки сечения-стандарта ошибки эксперимента занижены, позволяет интерпретировать полученные результаты только как указания на существование резонансной структуры с шагом 0,1 МэВ в этой области энергий.

Авторы работы [42] выделяют в результатах своих измерений резонансы при энергиях 5,5 и 5,6 МэВ, а также 5,92, 6,0 и 6,11 МэВ, хотя на участке 5,5–6,1 МэВ легко различаются все резонансы со средним расстоянием между ними 0,1 МэВ. При меньших энергиях  $\sigma_f(E)$  в работе [42] в основном не опускается ниже значения  $10^{-1}$  мб, в то время как согласно настоящим измерениям, [46] и другим работам оно падает ниже этого уровня в интервале от 5,0 до 5,5 МэВ на три порядка. Это дает основания не принимать во внимание результаты [42] при  $E < 5,4$ –5,5 МэВ.

Наиболее близкие по энергетическому разрешению к [42] измерения делимости  $P_f(E)$  в реакции  $^{232}\text{Th}(p, p'f)$  [51], как видно на вставке рис. 15 и в табл. 2, обнаруживают все наблюдаемые в [42] резонансы. В табл. 2 приведены значения резонансных энергий  $E_{ri}$ , оцененные исходя из экспериментальных данных [42, 51] и настоящей работы. В пределах погрешностей (для настоящей работы не более  $\pm 0,01$  МэВ) они удовлетворительно согласуются. В табл. 2 на интервале энергий 5,0–6,3 МэВ насчитывается  $N = 12$  резонансов, чему соответствует среднее расстояние между ними  $\bar{D} \approx 110$  кэВ. Спектр  $E_{ri}$  близок к эквидистантному: отступления  $D_i$  от  $\bar{D}$  характеризуются относительным среднеквадратичным отклонением  $\varepsilon = (N\bar{D})^{-1} \left[ \sum (D_i - \bar{D})^2 \right]^{1/2}$  порядка 5 %.

Представление о резонансной структуре сечения деления ядра  $^{232}\text{Th}$  было бы неполным, если бы не были отмечены результаты работ [39, 43], хотя формально (по энергии возбуждения) разговор о них можно было бы начать в следующем разделе. Исследования в [39, 43] проводились с помощью монохроматических  $\gamma$ -квантов реакции  $(p, \gamma)$  на различных ядрах. В рамках данного метода достигнуто рекордное энергетическое разрешение  $\delta E \approx 0,5$  кэВ и благодаря ему установлено, что узкие резонансы в области энергий  $E = 5,9$ –6,3 МэВ, о которых шла речь выше, сами имеют структуру со средним расстоянием между резонансами около 1,5 кэВ.

В итоге на основе результатов совокупности экспериментальных исследований выявлено три типа резонансных структур в сечении фотоделения  $^{232}\text{Th}$  с характерными расстояниями между резонансами:  $\bar{D}_\nu \approx 400, 100$  и 1,5 кэВ. В каждой  $\nu$ -й группе резонансы достаточно хорошо разрешаются, т. е. средние ширины  $\Gamma_\nu$  заведомо удовлетворяют неравенству  $\bar{\Gamma}_\nu < D_\nu$ . Резонансы самой тонкой структуры идентифицированы как компаунд-состояния во второй яме потенциального барьера [39, 43]. Свойства резонансов, составляющих гросс-структуру  $\sigma_f(E)$ , типичны для вибрационных состояний во второй яме с существенным затуханием. Промежуточную структуру естественно связать с вибрационными состояниями в более мелкой третьей яме барьера деления  $^{232}\text{Th}$ . Это предположение обеспечит меньшее затухание вибрационной моды по сравнению с предыдущим случаем. Судя по результатам [42], ширина резонансов  $\bar{\Gamma}_2$  составляет 20–30 кэВ, тогда как для гросс-структуры

согласно рис. 14 и 16  $\bar{\Gamma}_1$  на порядок больше. Отметим, что gross-структуру примерно с такими же параметрами  $\bar{D}_1$  и  $\bar{\Gamma}_1$  обнаруживает и сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$  (см. рис. 11). Основную трудность предложенной классификации резонансных структур  $\sigma_f(E)$  для  $^{232}\text{Th}$  представит согласование среднего расстояния  $\bar{D}_2 \approx 100$  кэВ с представлениями о кривизне потенциальной энергии деформации вблизи минимумов барьера. Для второй ямы обычно используется величина параметра кривизны  $\hbar\omega \approx 1$  МэВ, что больше не только  $\bar{D}_2$ , но и  $\bar{D}_1$ .

*Ближайшая окрестность порога ( $E = 6-7$  МэВ).* На рис. 17 результаты, полученные в рассматриваемой работе для этой области энергий (темные точки), в каждом отдельном случае сравнивают с результатами одного из наиболее значимых исследований  $\sigma_f(E)$  для ядра  $^{232}\text{Th}$  (табл. 3). В целом энергетическая зависимость  $\sigma_f(E)$  для ядра  $^{232}\text{Th}$  вблизи порога во всех работах примерно одинаковая. Даже в деталях эти зависимости достаточно хорошо согласуются с данными, полученными на монохроматических  $\gamma$ -квантах [13, 29, 42, 47] в области энергий ниже 6,3 МэВ. Это еще раз демонстрирует работоспособность относительного метода измерений сечений на тормозном спектре [8], особенно на участке роста  $\sigma_f(E)$ . Выше максимума  $\sigma_f(E)$  при  $E > 6,3$  МэВ согласие не столь хорошее. Тем не менее

**Таблица 3. Характеристики измерений  $\sigma_f(E)$  в реакциях  $(\gamma, f)$ ,  $(p, p'f)$  и  $(\alpha, \alpha'f)$  при низких энергиях**

Литература	Номер рисунка	Полный диапазон энергий, МэВ	Энергетическое разрешение, шаг измерения, кэВ	Методика измерений
[42]	15, 17, <i>г</i>	5,0–6,8	12–14	Мечение фотонов
[39, 43]	17, <i>б</i> , 19	5,8–12	0,5	Реакция $(p, \gamma)$
[12]	17, <i>в</i> , 19	5,4–18,3	250	Аннигиляция
[13]	17, <i>а</i>	5,2–8,0	< 50	Мечение фотонов
[46]	15, 17, <i>ж</i>	5,3–7,3	50–100	Тормозной спектр (линейный ускоритель, анализатор)
[47]	17, <i>е</i>	5,2–8,4	200	Комптоновское рассеяние фотонов реакции $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)$
[29]	17, <i>д</i>	5,0–8,0	250	Комптоновское рассеяние фотонов реакции $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)$
[18]	19	9,0–17,0	400	Аннигиляция
[25]	14, 19	5,0–11,0	100	Тормозной спектр (микротрон)
[51]	15	5,0–7,5	17	Реакция $(p, p'f)$
[52]	—	5,2–15,0	75	Реакция $(\alpha, \alpha'f)$

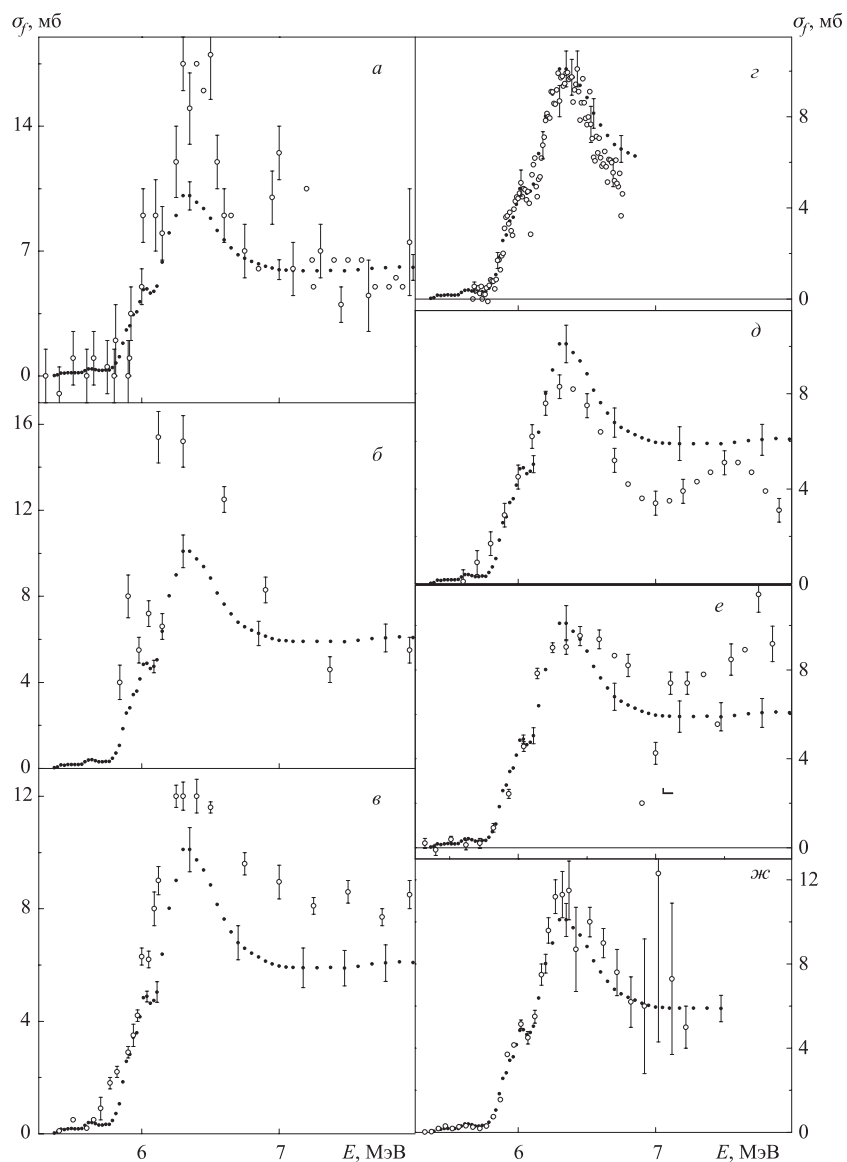


Рис. 17. Сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$  ядра  $^{232}\text{Th}$  в районе порога. Светлые кружки: *a* — [13]; *б* — [43]; *в* — [12]; *г* — [42]; *д* — [48]; *е* — [47]; *ж* — [46]. Темные кружки — [28]

настоящие данные здесь не противоречат двум работам на монохроматических  $\gamma$ -квантах [13, 39] и работе на тормозном спектре [46].

Анализ вероятности деления ядра  $^{232}\text{Th}$  проводился во многих исследованиях. Их результаты приведены в [39]. Высоту наибольшего из горбов барьера деления  $^{232}\text{Th}$  для дипольного канала  $0^-$ , определяющую наблюдаемый в сечении фотоделения порог, согласно [39] можно принять равной  $(6,5 \pm 0,3)$  МэВ. Основную особенность окрестности порога составляет высокий по энергии, но еще достаточно сильный резонанс gross-структуры  $\sigma_f(E)$  при  $E = 6,3$  МэВ, экспериментально изученный, как свидетельствует рис. 17, многими авторами.

Некоторое время назад относительно природы максимума  $\sigma_f(E)$  в районе порога ядра  $^{232}\text{Th}$  существовало два мнения. Одни связывали его происхождение с входным каналом реакции, другие — с делением ядра. Иначе говоря, стоял вопрос: это резонанс сечения фотопоглощения или проницаемости барьера деления. Ответ на него может дать рис. 18, на котором представлены экспериментальные данные о делимости  $P_f(E)$  для ядра  $^{232}\text{Th}$ , полученные в прямой реакции  $^{230}\text{Th}(t, pf)$  [37] непосредственно в опыте. Там же представлены делимости реакции  $(\gamma, f)$ , полученные из настоящих сечений фотоделения  $\sigma_f(E)$  [28] (9) и сечений фотопоглощения  $\sigma_c(E)$  из работы [12]. С делимостью  $^{230}\text{Th}(t, pf)$  реакции [37] согласуются результаты аналогичных измерений для реакций  $^{232}\text{Th}(p, p'f)$  [51] (см. вставку к рис. 15)

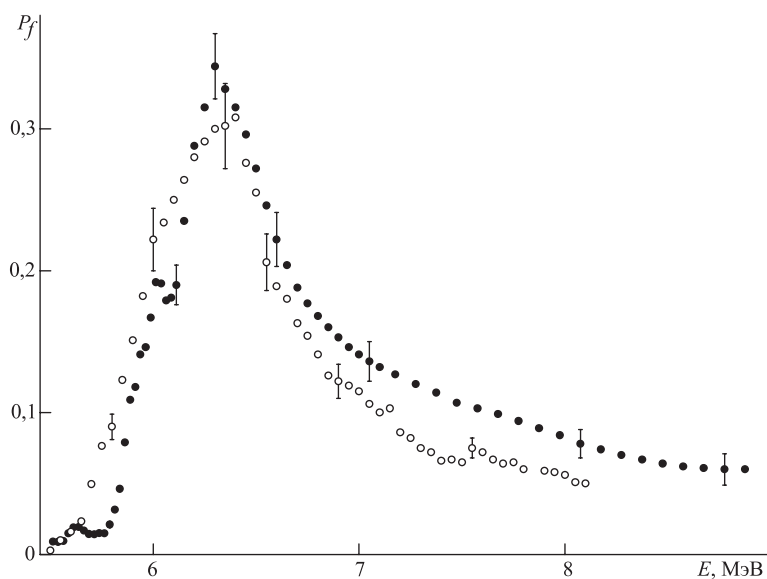


Рис. 18. Сравнение делимостей ядра  $^{232}\text{Th}$  в реакции  $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$  (темные кружки) и  $^{230}\text{Th}(t, pf)$  [37] (светлые кружки)

и  $^{232}\text{Th}(\alpha, \alpha' f)$  [52], если последние умножить на фактор 1,5. Кстати, в [52] также сравниваются делимости указанных прямых реакций и реакции  $(\gamma, f)$ .

Итак, именно гладкое сечение фотопоглощения  $\sigma_c(E)$ , как в работе [12] (см. соотношение (10)), обеспечивает согласие наблюдаемых величин в нескольких разных реакциях, и это позволяет сделать заключение, что происхождение обсуждаемого максимума  $\sigma_f(E)$  связано не с формированием составного ядра, а с его делением. Это заключение поддерживается теоретическим анализом делимостей [39, 51].

*Надбарьерная область энергий  $E = 7\text{--}12$  МэВ.* Рис. 19 завершает демонстрацию полученных в настоящей работе сечений фотоделения  $^{232}\text{Th}$  и сравнение их с другими экспериментальными данными в надбарьерной области энергий, расширенной до  $E \approx 12$  МэВ — порога реакции  $(\gamma, n f)$ . Разброс значений  $\sigma_f(E)$  на нем, достигающий фактора 2, характеризует ситуацию, довольно типичную для состояния экспериментальных данных о сечении фотоядерных реакций.

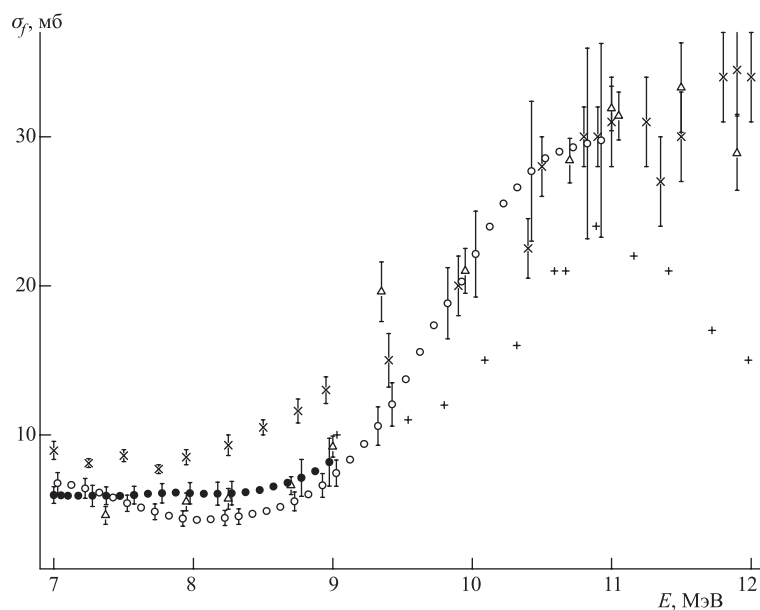


Рис. 19. Сечение фотоделения  $\sigma_f(E)$  ядра  $^{232}\text{Th}$  в надбарьерной области энергий  $\gamma$ -квантов  $E$ . Экспериментальные данные: ● — [28]; ○ — [25]; △ — [39]; × — [12]; + — [18]

В работе [25] (светлые кружки на рис. 19) обращалось внимание на расхождение с результатами работы [12]. Преимущественно на экспериментальных данных [12] основана оценка сечения фотоделения  $^{238}\text{U}$ , служившая

стандартом в относительных измерениях [8, 25] в рассматриваемой здесь области энергий. Благодаря этому было достигнуто удовлетворительное согласие между двумя систематическими измерениями  $\sigma_f(E)$  — [12, 26], с одной стороны, и [8, 25], с другой. Оно имело место для пяти общих ядер от  $^{233}\text{U}$  до  $^{239}\text{Pu}$ , но  $^{232}\text{Th}$  явился камнем преткновения.

Из анализа рис. 19 можно сделать заключение, что в интервале энергий  $7 < E < 9$  МэВ результаты настоящей работы «поддерживают» более низкие значения сечений [25], согласуясь с [13, 39, 46]. В пользу меньших по сравнению с [12] сечений говорит и сравнение делимостей  $^{232}\text{Th}$  на рис. 18. Для более высоких энергий можно сказать, что при  $9 < E < 12$  МэВ все приведенные данные, исключая [18], находятся в удовлетворительном согласии.

В заключение следует отметить, что предпринятая попытка на основе относительного метода произвести на тормозном спектре детальные измерения сечения фотоделения ядра  $^{232}\text{Th}$  в области энергий 4,8–6,1 МэВ была успешной. Удалось убедиться, что метод позволяет изучать структуру в подбарьерной области энергий. Результаты хорошо совпали с имеющимися данными о структуре  $\sigma_f(E)$  со средним расстоянием между резонансами около 0,1 МэВ в области энергий 5,5–6,1 МэВ [42, 51]. Это дало возможность на основании данного эксперимента утверждать, что существуют свидетельства того, что подобная структура  $\sigma_f(E)$  продолжается в область энергий ниже 5,5 МэВ вплоть до 5 МэВ.

Качественный анализ совокупности экспериментальных данных о сечении фотоделения  $^{232}\text{Th}$ , а также данные о делении  $^{232}\text{Th}$  в других реакциях выявляют три типа резонансных структур, из которых происхождение одной, самой мелкой, связано с компаунд-состояниями во второй яме, а кандидатами на объяснение двух других являются вибрационные состояния во второй и третьей ямах. Для такой классификации резонансов остается непреодоленной трудность количественного согласования среднего расстояния между резонансами  $\bar{D}_2 \approx 0,1$  МэВ с кривизной ямы.

**Сечение фотоделения  $^{234}\text{U}$  в области энергий 5–9 МэВ.** В отличие от  $^{232}\text{Th}$  в сечение фотоделения  $^{234}\text{U}$  в околопороговой области кроме делений через дипольные каналы уверенно можно наблюдать существенный вклад делений и через квадрупольный канал  $2^+$ . Парциальный вклад каждого из каналов легко установить по виду угловых распределений осколков фотоделения.

Измерениям угловых распределений осколков фотоделения  $^{234}\text{U}$  было посвящено несколько работ [17, 53–55], выполненных на пучках тормозного излучения электронов, ускоренных в микротроне и бетатроне [56], в результате чего стала доступной достаточно подробная информация в области энергий 5,1–9,0 МэВ. Однако сечениям фотоделения в этой области энергий до настоящей работы было посвящено только три работы. В работах [17, 53] получены данные по энергетической зависимости  $\sigma_f(E)$  при энергиях  $E$  ниже

6,4 МэВ, а в работе [26] — в области гигантского дипольного резонанса с достаточно редкими точками на левом его склоне при  $E > 7$  МэВ. Работа [57] мотивирована желанием получить более подробную энергетическую зависимость сечения фотоделения  $^{234}\text{U}$  в подпороговой области энергий, а также в области 6,4–7 МэВ, где измерения не проводились, и выше вплоть до 9 МэВ. Измерения были проведены с шагом 0,05 МэВ в области энергий 4,7–5,2 МэВ, с шагом 0,025 МэВ в области 5,2–6,0 МэВ и с шагом 0,1 МэВ при энергиях выше 6 МэВ.

Работа была поставлена на тормозном пучке микротрона ГНЦ ФЭИ. Измерения выходов реакции фотоделения были выполнены относительным методом [8]. В качестве стандарта использовалось сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$ . На расстоянии 20 мм от вольфрамовой части тормозной мишени вплотную друг к другу (в геометрии «back-to-back») монтировались делящиеся слои из оксидов  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  на алюминиевых подложках толщиной 0,1 мм. Толщина слоя  $^{234}\text{U}$  была 0,63 мг/см<sup>2</sup>, слоя  $^{238}\text{U}$  — 1 мг/см<sup>2</sup>. Делящееся вещество  $^{234}\text{U}$  содержало примеси: 6,7 %  $^{235}\text{U}$  и 0,5 %  $^{238}\text{U}$ . Слой  $^{238}\text{U}$  был приготовлен из естественного урана.

Конструкция экспериментального устройства была идентичной описанной выше, за исключением того, что вещество делящихся слоев ограничивалось диафрагмой с отверстием диаметром 5 мм. Последнее обстоятельство было учтено при внесении поправки на зависимость числа осколков деления, попадающих на детектор из делящегося слоя ( $\eta/\eta_0$ ), от изменения угловых распределений осколков [17, 54–56].

Результаты измерений отношений выходов фотоделений  $R(E_{\text{max}})$  для ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , поправленные на примесь  $^{235}\text{U}$ , приведены на рис. 20. Числовые значения отношений выходов приведены в работе [58]. Ошибки  $\Delta R(E_{\text{max}})$  отражают погрешности относительного хода зависимости  $R(E_{\text{max}})$  и включают в себя статистические ошибки числа зарегистрированных детекторами треков, ошибки просмотра детекторов под микроскопом (порядка 0,5 %), ошибки поправок на угловые распределения осколков фотоделения  $W(\vartheta, E_{\text{max}})$  ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , равные (0,5–0,7) % в области энергий, где есть информация об угловых распределениях осколков фотоделения  $W(\vartheta, E_{\text{max}})$ . В области  $E_{\text{max}} < 5,1$  МэВ, где такой информации для  $^{234}\text{U}$  нет, приходилось пользоваться экстраполяцией параметров  $W(\vartheta, E_{\text{max}})$ . Ошибки поправок здесь возрастали до 2–5 % в зависимости от удаления от  $E_{\text{max}} = 5,1$  МэВ.

В ошибку  $\Delta R(E_{\text{max}})$  не включена систематическая часть ошибки, оцениваемая величиной порядка 15 %. В эту часть входит ошибка определения отношения чисел ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  в делящихся мишенях. Это отношение измерялось в специальном опыте путем облучения в потоке монохроматических нейтронов с энергией 2,7 МэВ сборки слоев, использовавшихся в фотоизмерениях. Для исключения влияния алюминиевых подложек, на которые на-



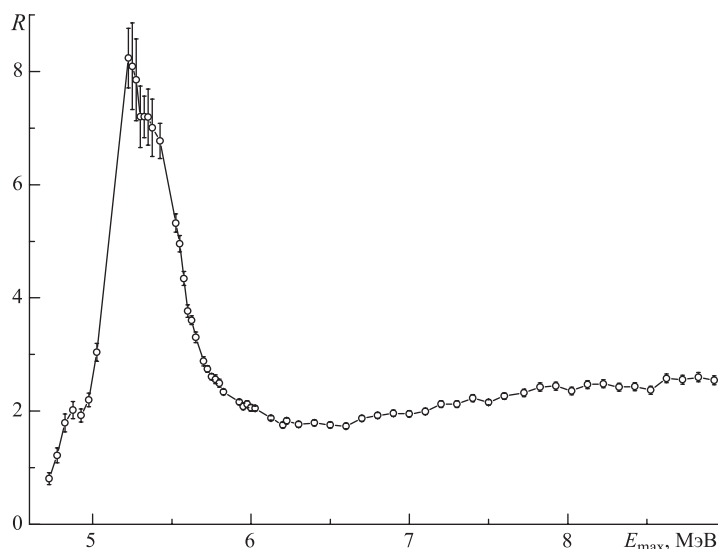


Рис. 20. Зависимость отношения выходов  $R$  от граничной энергии тормозного спектра  $E_{\max}$  для ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ . Кривая проведена для наглядности

несены делящиеся слои, отношение вычислялось как среднее по результатам двух опытов, в которых последовательность расположения слоев по отношению к направлению пучка нейтронов менялась. Точность этих измерений в нейтронном потоке была порядка 3%. В ошибку абсолютных значений  $R(E_{\max})$  входят также неопределенности анизотропии и сечений деления нейтронами ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ . Величина этой компоненты систематической ошибки — порядка 6%. Оставшаяся часть систематической ошибки связана с неучтенным различием расстояния от тормозной мишени до делящихся слоев исследуемого ядра и ядра-стандарта.

Полученные в результате математической обработки сечения фотоделения  $^{234}\text{U}$  представлены на рис. 21 и приведены в таблице работы [58]. Там же на рис. 21 показаны сечения, полученные в работе [53] на тормозном спектре микротрона, и сечения, измеренные в опытах с квазимонохроматическими  $\gamma$ -квантами [26]. Результаты настоящего эксперимента хорошо согласуются с сечениями работы [26] в области энергий  $E = 7\text{--}9$  МэВ. Сечения [53] в среднем больше сечений, полученных в настоящей работе. Тем не менее почти все нерегулярности, проявившиеся в  $\sigma_f(E)$ , полученных в обеих работах, совпали. Исключением является лишь резкий подъем сечения в области  $E > 6,2$  МэВ, появившийся в результате раскачки решения интегрального уравнения (5) вблизи верхней границы исследованного интервала энергий.

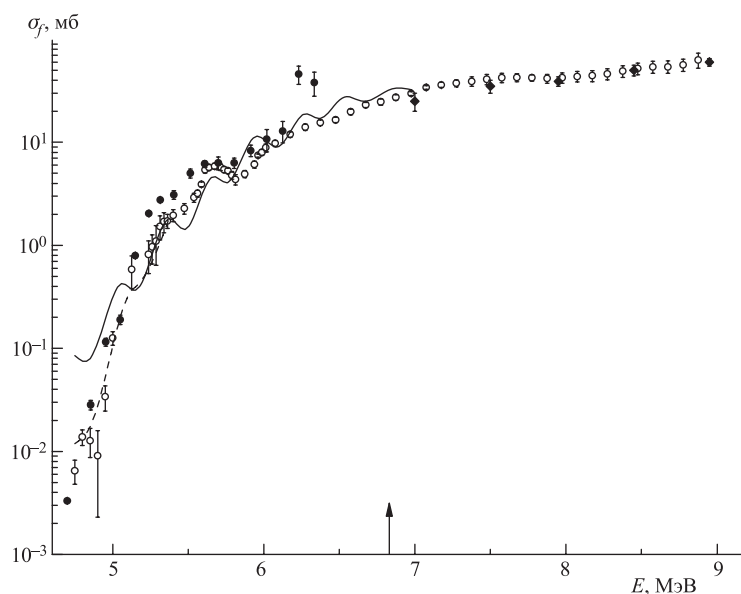


Рис. 21. Энергетические зависимости сечений фотоделения  $^{234}\text{U}$ . Экспериментальные данные:  $\circ$  — [57];  $\bullet$  — результаты [53];  $\blacklozenge$  — результаты [26]; теоретические данные: сплошная кривая — сумма сечений деления через каналы  $1^-0$  и  $1^-1$  для двугорбого барьера деления, штриховая — аналогичная сумма для трехгорбого барьера деления

В настоящей работе измерения в этой области не прерываются. Соответственно раскачки  $\sigma_f(E)$  нет и подъем не наблюдается, что согласуется с результатами исследования деления  $^{234}\text{U}$  в  $(d, pf)$ -реакции [59].

Чтобы на рис. 22 сравнить результаты настоящих измерений с результатами очень подробных исследований вероятности деления  $^{234}\text{U}$  в реакции  $^{233}\text{U}(d, pf)^{234}\text{U}$  [59], сечения фотоделения были представлены в виде делимостей  $P_f(E)$  (9). Для вычисления  $P_f(E)$  была использована аппроксимация энергетической зависимости  $\sigma_{c1}(E)$  суперпозицией двух лоренцианов (10) со следующими параметрами:  $\sigma_1 = 371$  мб,  $E_1 = 11,13$  МэВ,  $\Gamma_1 = 2,26$  МэВ и  $\sigma_2 = 401$  мб,  $E_2 = 13,94$  МэВ,  $\Gamma_2 = 4,46$  МэВ [26]. Там же на рис. 22 приведены делимости  $^{234}\text{U}$  в  $(\gamma, f)$ -реакции на квазимонохроматических  $\gamma$ -квантах [26]. Из рис. 22 видно, что резонансные структуры делимостей в реакциях  $(\gamma, f)$  и  $(d, pf)$  в подбарьерной области энергий почти буквально повторяют друг друга. Сам факт такого совпадения в реакциях с различной кинематикой подробно обсужден в литературе, например, в обзоре [2]. Для настоящей работы он является еще одним подтверждением эффективности относительного метода исследования фотоделения на тормозном спектре.

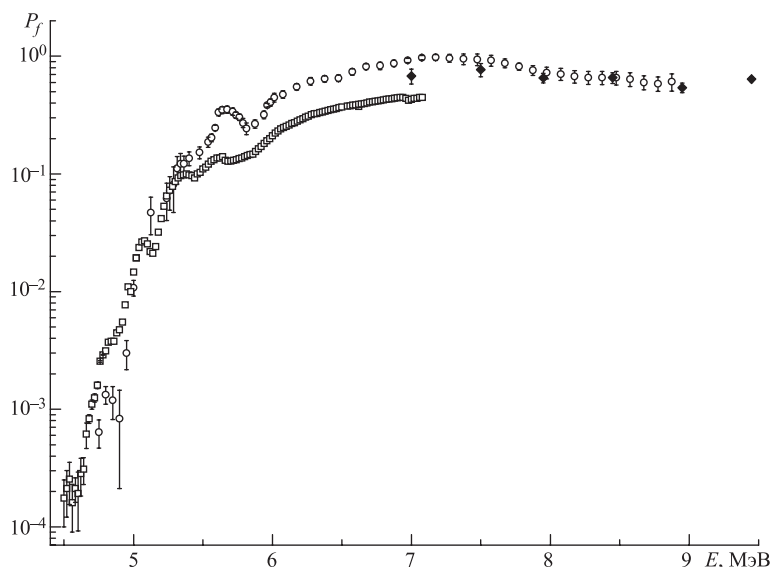


Рис. 22. Сравнение вероятностей деления  $P_f(E)$  для ядра  $^{234}\text{U}$  в реакциях  $(\gamma, f)$  и  $(d, pf)$ . Экспериментальные данные:  $\circ$  — [57];  $\square$  — результаты [59];  $\blacklozenge$  — результаты [26], полученные в реакции  $(\gamma, f)$  с квазимонохроматическими  $\gamma$ -квантами

Наблюдающееся расхождение абсолютных значений делимостей, возможно, связано с подавлением каналов с  $K = 0$  при делении четно-четных ядер, образовавшихся из нечетных ядер-мишеней с большим спином. Именно такой случай реализуется в  $^{233}\text{U}(d, pf)^{234}\text{U}$ -реакции, где спин ядра  $^{233}\text{U}$  равен  $5/2$ .

*Угловые и парциальные компоненты сечения фотоделения  $^{234}\text{U}$ .* При энергии порядка 5–10 МэВ взаимодействие четно-четных ядер с фотонами происходит в основном в результате электрического дипольного и квадрупольного поглощения. Возбужденные ядра образуются преимущественно в состояниях  $K^\pi = 2^+, 0^-, 1^-$ . Пространственное распределение вероятности разлета осколков деления при этом в самом общем виде описывается выражением

$$W(\vartheta) = a + b \sin^2 \vartheta + c \sin^2 2\vartheta. \quad (13)$$

Знание коэффициентов  $a$ ,  $b$  и  $c$  углового распределения осколков (13) и полного выхода реакции фотоделения  $Y(E_{\max})$  позволяет определить угловые компоненты выхода  $Y_a(E_{\max})$ ,  $Y_b(E_{\max})$  и  $Y_c(E_{\max})$ , соответствующие трем составляющим выражения (13): изотропной, дипольной и квадруполь-

ной. Между собой они связаны следующими соотношениями:

$$Y = Y_a + Y_b + Y_c, \quad Y_a = \frac{a}{\nu} Y, \quad Y_b = \frac{2b}{3\nu} Y, \quad Y_c = \frac{8c}{15\nu} Y, \quad (14)$$

$$\nu = a + \frac{2}{3}b + \frac{8}{15}c.$$

Все величины в (14) являются функциями  $E_{\max}$ . Подробнее см. в [60]. Угловые компоненты выхода связаны с соответствующими компонентами сечения фотodelения  $\sigma_a(E)$ ,  $\sigma_b(E)$ ,  $\sigma_c(E)$  интегральными уравнениями, подобными уравнению (5). Данные настоящей работы и работ [17, 53–55] позволили с помощью итерационного метода МНР [9] восстановить энергетические зависимости  $\sigma_a(E)$ ,  $\sigma_b(E)$  и  $\sigma_c(E)$ . Результаты представлены на рис. 23.

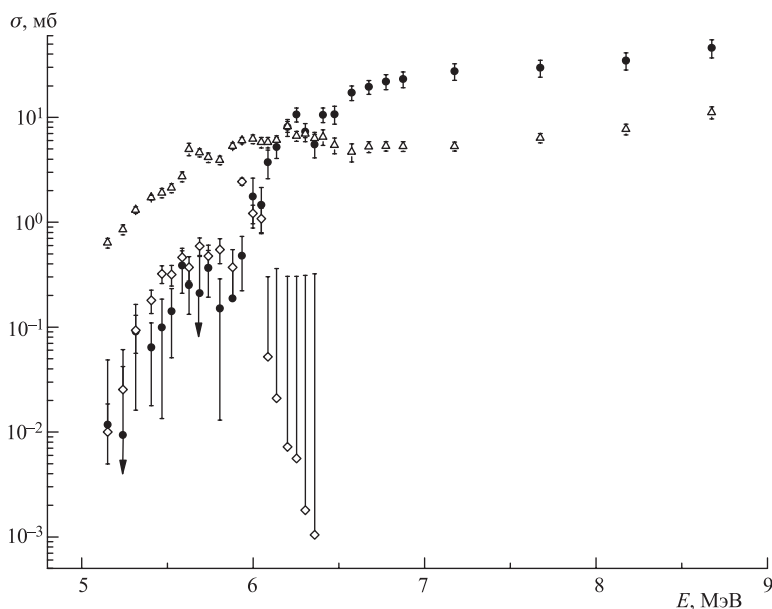


Рис. 23. Энергетическая зависимость угловых компонент сечения фотodelения для ядра  $^{234}\text{U}$ : ● —  $\sigma_a(E)$ ; Δ —  $\sigma_b(E)$ ; ◇ —  $\sigma_c(E)$ . Ошибки квадрупольной компоненты  $\sigma_c(E)$ , выходящие в отрицательную область значений сечений, не представлены

Квадрупольная компонента  $\sigma_c(E)$  формируется несколькими каналами по  $K$ , в результате чего реализуется достаточно сложная зависимость  $Y_c(E_{\max})$  [55]. Применяемый для восстановления энергетических зависимостей сечения фотodelения итерационный метод МНР [9] в качестве априорной информации использует неотрицательность решения и в значительной

степени сглаживает его. Поэтому не удалось даже при большом числе итераций получить решение, полностью соответствующее  $Y_c(E_{\max})$ . Таким образом, приведенная на рис. 23 зависимость  $\sigma_c(E)$  представляет собой лишь достаточно приближительную оценку энергетической зависимости квадрупольного сечения.

Используя связь между угловыми компонентами  $\sigma_a(E)$ ,  $\sigma_b(E)$ ,  $\sigma_c(E)$  и сечениями  $\sigma^{JK}(E)$  через каналы деления, характеризуемые определенными квантовыми числами  $JK$ :

$$\sigma_a = \frac{2}{3}\sigma_f^{11} + \frac{5}{2}\sigma_f^{21} \approx \frac{3}{2}\sigma_f^{11}, \quad (15)$$

$$\sigma_b = \sigma_f^{10} - \frac{1}{2}\sigma_f^{11} + \frac{5}{6}(\sigma_f^{22} - \sigma_f^{21}) \approx \sigma_f^{10} - \frac{1}{2}\sigma_f^{11}, \quad (16)$$

$$\sigma_c = \sigma_f^{20} - \frac{3}{2}\sigma_f^{21} + \frac{1}{6}\sigma_f^{22}, \quad (17)$$

можно перейти к энергетическим зависимостям  $\sigma_f^{10}(E)$  и  $\sigma_f^{11}(E)$  для дипольного фотопоглощения, изображенным на рис. 24 и 25. При этом имелось в виду, что сечение дипольного фотопоглощения с  $J = 1$  много больше сечения квадрупольного с  $J = 2$ .

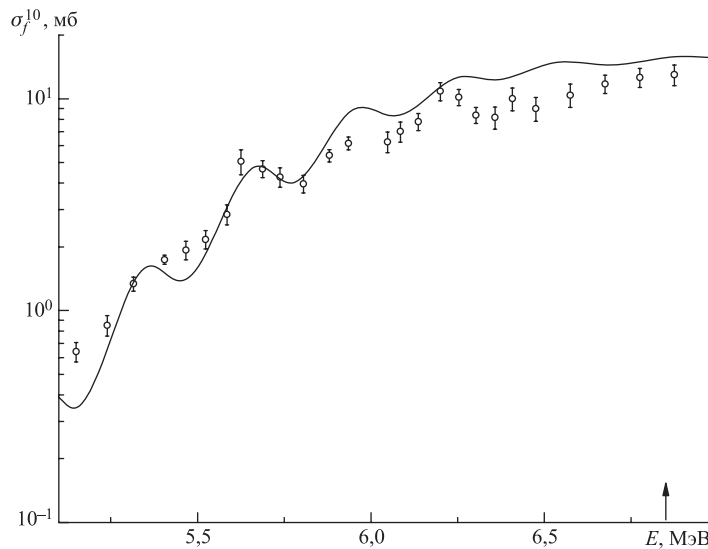


Рис. 24. Энергетическая зависимость сечения деления для ядра  $^{234}\text{U}$  через каналы с характеристиками  $J^\pi = 1^-$  и  $K = 0$ : кружки — эксперимент [57]; сплошная кривая — теоретический расчет на основе модели двугорбого барьера. Вертикальной стрелкой указано положение энергии связи нейтрона  $B_n$

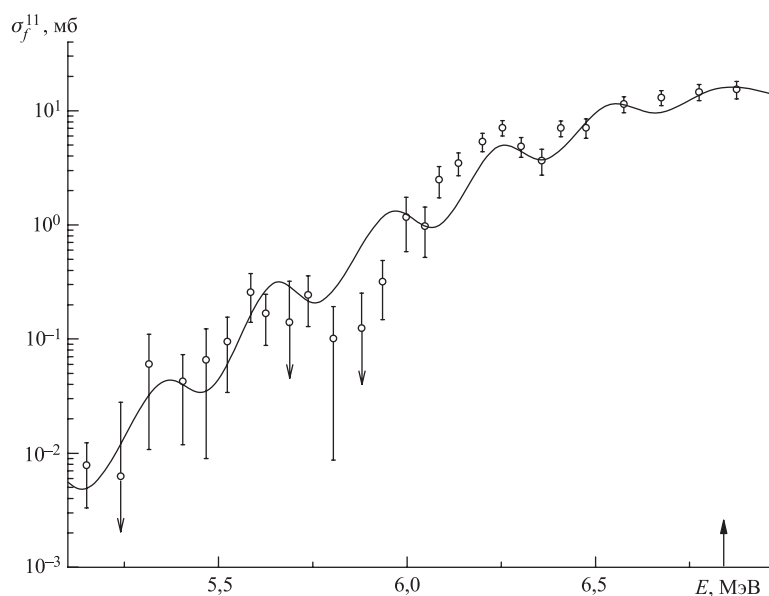


Рис. 25. Энергетическая зависимость сечения деления для ядра  $^{234}\text{U}$  через каналы с характеристиками  $J^\pi = 1^-$  и  $K = 1$ : кружки — эксперимент [57]; сплошная кривая — теоретический расчет на основе модели двугорбого барьера. Вертикальной стрелкой указано положение энергии связи нейтрона  $B_n$

Разделить квадрупольную компоненту сечения фотоделения на составляющие, соответствующие разным значениям  $K$ , по виду угловых распределений  $W(\vartheta)$  не представляется возможным, но в первом приближении можно считать, что при энергиях ниже 6 МэВ деление происходит через нижайший из квадрупольных каналов —  $\sigma_f^{20}(E) \approx \sigma_c(E)$  (см. рис. 23).

Ошибки сечений  $\sigma_f^{10}(E)$  и  $\sigma_f^{11}(E)$  получены с учетом как ошибок полного выхода фотоделений  $Y(E_{\text{max}})$ , так и ошибок измерения коэффициентов  $a$  и  $b$  углового распределения осколков (7). Вследствие того, что в области малых энергий коэффициент  $a$  мал, ошибки его измерения велики. В соответствии с этим  $\sigma_f^{11}(E)$  в области энергий  $E < 6$  МэВ имеет значительные неопределенности. То же самое надо сказать об ошибках  $\sigma_c(E)$ , но только для области энергий выше 6 МэВ.

**Фотоделение  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  в области энергий 5–10 МэВ.** Данный подраздел посвящен исследованию фотоделения четно-четных изотопов плутония:  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  в работе [61]. Угловые распределения осколков фотоделения этих ядер были получены в измерениях на тормозном спектре

$\gamma$ -квантов микротрона Института физических проблем [60]. Сечения фотоделения в этой же работе были вычислены по данным достаточно приближительных оценок выходов фотоделений при измерениях угловых распределений осколков и на большую точность не претендовали. Это обстоятельство стимулировало проведение настоящей серии более точных и подробных измерений только сечений фотоделения изотопов плутония в припороговой области энергий  $E = 5-7$  МэВ. Одновременно были проведены измерения и в области энергий, промежуточной между припороговой и окрестностью гигантского дипольного резонанса  $E = 7-10$  МэВ, где данных для  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  вообще нет. Лишь для  $^{238}\text{Pu}$  измерено сечение фотоделения в области  $E = 7,5-11$  МэВ [62]. Измерения выполнены относительным методом на спектре тормозных  $\gamma$ -квантов [8]. В случае  $^{238}\text{Pu}$  в качестве стандарта использовалось сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$  [8]. Измерения сечений фотоделения  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  впервые были выполнены по отношению к сечению фотоделения  $^{237}\text{Np}$  [30], энергетическая зависимость которого более гладкая в околопороговой области энергий по сравнению с  $^{238}\text{U}$ .

*Экспериментальные результаты.* Эксперимент был проведен на пучке тормозных  $\gamma$ -квантов микротрона ГНЦ РФ ФЭИ. В области энергий  $E_{\text{max}}$  от 4,9 до 6,1 МэВ измерения  $R(E_{\text{max}})$  выполнены с шагом 0,05 МэВ. При более высоких энергиях, вплоть до 9,0 МэВ для  $^{238}\text{Pu}$  и 9,4 МэВ для  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ , отношения  $R(E_{\text{max}})$  измерены с шагом 0,1 МэВ. Кроме этого для  $^{238}\text{Pu}$  диапазон энергий от 9,0 МэВ до 10 МэВ промерен с шагом 0,2 МэВ. Использовались кассеты, в которых пары слоев оксидов исследовавшегося изотопа и изотопа, использовавшегося в качестве стандарта, располагались вплотную друг к другу (в геометрии «back-to-back»). Для каждого из изотопов Pu ставилось по две кассеты. Поскольку измерения с  $^{237}\text{Np}$  в качестве стандарта проводились впервые, одновременно в этом же опыте облучалась одна кассета с парой делящихся мишеней из  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{U}$ . Толщины  $t$  всех делящихся мишеней и расстояния до них от вольфрамовой части тормозной мишени  $L$  представлены в табл. 4. Количество примесей посторонних делящихся ядер в использованных нами мишенях приведено в табл. 5. Поправки на изотопный состав в результаты измерений не вводились, поскольку энергетические зависимости сечений фотоделения изотопов плутония не различаются значительно и, следовательно, изменения исследуемых величин от внесения поправок будут много меньше экспериментальных ошибок.

Облучение сборок делящихся мишеней  $^{240}\text{Pu}$ – $^{237}\text{Np}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ – $^{237}\text{Np}$  и  $^{237}\text{Np}$ – $^{238}\text{U}$  производилось одновременно. Делящиеся мишени из  $^{238}\text{Pu}$  были значительно тоньше других, и измерения с ними проводились в отдельной серии с большими экспозициями.

Результаты измерений для изотопов плутония приведены в таблицах работы [63] и на рис. 26. Ошибки отражают погрешности относительного хода зависимости  $R(E_{\text{max}})$ . В них не включена систематическая ошибка, оценива-

Таблица 4. Толщины делящихся мишеней ( $t$ ) и расстояния ( $L$ ) от них до вольфрамовой части тормозной мишени

Сборки делящихся мишеней	Номер сборки	$t_{\text{иссл. изот.}}$ , мг/см <sup>2</sup>	$t_{\text{станд.}}$ , мг/см <sup>2</sup>	$L$ , мм
<sup>238</sup> Pu– <sup>238</sup> U	1	0,06	0,61	35
	2	0,06	0,57	42
<sup>240</sup> Pu– <sup>237</sup> Np	1	0,49	0,75	84
	2	0,56	0,73	91
<sup>242</sup> Pu– <sup>237</sup> Np	1	0,64	0,77	70
	2	0,60	0,79	77
<sup>237</sup> Np– <sup>238</sup> U	1	0,76	2,00	98

Таблица 5. Процентное содержание примесей делящихся изотопов в используемых в эксперименте мишенях

Исследуемое ядро	Содержание примесей, %					
	<sup>235</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	<sup>244</sup> Pu
<sup>238</sup> Pu	—	0,4	1	—	0,3	—
<sup>240</sup> Pu	—	0,04	—	1,2	0,004	—
<sup>242</sup> Pu	—	0,00005	0,0002	0,08	—	0,00002
<sup>237</sup> Np	0,01	0,001	—	—	—	—
<sup>238</sup> U	0,003	—	—	—	—	—

емая величиной порядка 15 % для всех трех изотопов плутония. Как и в [57], одной из составляющих ее является ошибка измерения отношения чисел ядер исследуемого изотопа и стандарта в сборках из слоев делящихся веществ в потоке моноэнергетических нейтронов с энергией 2,7 МэВ. Структура ошибки подробно описана выше в разделе, посвященном <sup>234</sup>U, и в работе [57]. Существенной особенностью измерений  $R(E_{\text{max}})$  для четно-четных изотопов плутония является наличие фона спонтанных делений, который при энергиях выше 6 МэВ не превышал 3–4 %, но с уменьшением энергии постепенно возрастал, достигая 92–95 % на нижней границе исследованного энергетического диапазона. Для поправок на угловые распределения осколков фотоделения были использованы данные по  $W(\vartheta)$  из работы [60].

В качестве стандарта для <sup>240</sup>Pu и <sup>242</sup>Pu впервые было использовано ядро <sup>237</sup>Np. Сечение фотоделения <sup>237</sup>Np как стандарт имеет несомненные преимущества перед сечением <sup>238</sup>U. Ядро <sup>237</sup>Np нечетно по  $A$ , и в силу боль-



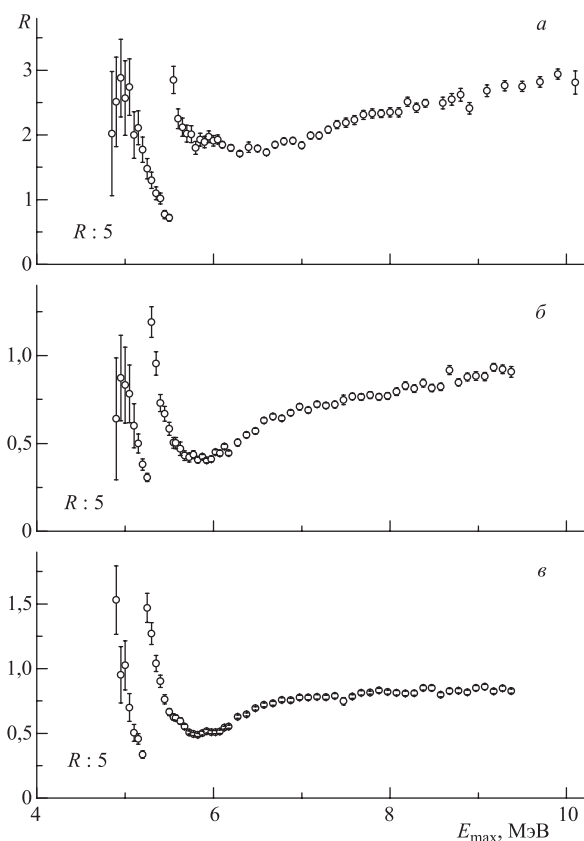


Рис. 26. Зависимость отношения выходов  $R$  от граничной энергии спектра тормозного излучения  $E_{\max}$  ядер  $^{238}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$  (*a*); ядер  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{237}\text{Np}$  (*б*); ядер  $^{242}\text{Pu}$  и  $^{237}\text{Np}$  (*в*)

шей плотности состояний внутреннего возбуждения его сечение фотоделения имеет более гладкую зависимость от энергии возбуждения. Еще одним преимуществом  $^{237}\text{Np}$  является ожидаемая изотропность угловых распределений осколков его фотоделения, что уменьшает неопределенности при введении соответствующих поправок. С целью использования сечения фотоделения ядра  $^{237}\text{Np}$  в качестве стандарта оно было специально подробно измерено в работе [30]. Результаты именно этих измерений и были использованы в качестве опорного сечения при энергиях ниже 7 МэВ. Для более высоких энергий было использовано сечение фотоделения  $^{237}\text{Np}$ , полученное в измерениях на монохроматических  $\gamma$ -квантах [26].

Полученные на основе представленных на рис.26 экспериментальных данных о  $R(E_{\text{max}})$  энергетические зависимости сечений фотоделения  $\sigma_f(E)$  для  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ , приведенные в таблицах работы [63], показаны на рис.27 светлыми кружками. Темными кружками изображены результаты работы [62] для  $^{238}\text{Pu}$ , работы [64] для  $^{240}\text{Pu}$  и работы [65] для  $^{242}\text{Pu}$ . Все эти результаты также были получены на спектре тормозного излучения. Сплошные линии — энергетические зависимости  $\sigma_f(E)$ , полученные в работе [60]

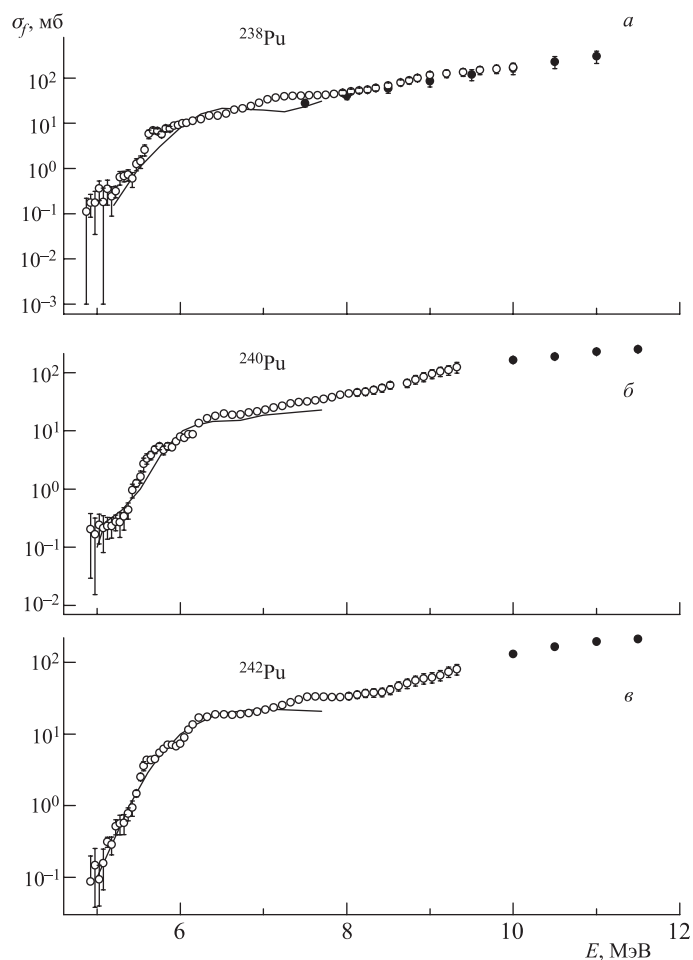


Рис. 27. Энергетические зависимости сечений фотоделения  $^{238}\text{Pu}$  (а),  $^{240}\text{Pu}$  (б) и  $^{242}\text{Pu}$  (в). Экспериментальные данные:  $\circ$  — [61];  $\bullet$  — результаты [62] для  $^{238}\text{Pu}$ , [64] для  $^{240}\text{Pu}$  и [65] для  $^{242}\text{Pu}$ . Сплошные кривые — результаты [60]

при измерении  $W(\vartheta, E_{\max})$ . Как и ожидалось, результаты настоящих более тщательных измерений именно сечений фотоделения не везде совпадают с данными [60].

Как упоминалось выше, в данном эксперименте измерялось и отношение выходов фотоделений  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{U}$ . Кассета со слоями оксидов этих веществ была размещена в непосредственной близости от кассеты со слоями  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{237}\text{Np}$ . Это дало возможность получить и энергетическую зависимость отношений выходов фотоделений  $^{240}\text{Pu}$  к выходам  $^{238}\text{U}$ , правда, не в геометрии «back-to-back», и соответствующую зависимость  $\sigma_f(E)$  для  $^{240}\text{Pu}$ . В пределах ошибок эксперимента результаты практически совпали во всей исследованной области энергий [63].

Новые измерения позволили получить более точные и детальные зависимости  $\sigma_f(E)$  с резонансной структурой в околопороговой области. Сечения фотоделения в этой области энергий для всех трех исследовавшихся изотопов оказались близки по абсолютной величине и по характеру энергетической зависимости. Тем не менее их резонансная структура в определенной степени индивидуальна — явно наблюдается смещение резонансов по энергии.

В области более высоких энергий (7–10 МэВ) какой-либо существенной структуры в сечении фотоделения рассматриваемых изотопов плутония не наблюдается. Результаты для  $^{238}\text{Pu}$  близки к результатам [62] во всем совпадающем диапазоне энергий  $E = 7,5\text{--}10$  МэВ, превышая их в среднем примерно на 10–15 %. Для  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  данные [61] по  $\sigma_f(E)$  хорошо согласуются с результатами работ [64] и [65] соответственно. В этой области энергий начинает проявляться зависимость абсолютных величин сечений фотоделения от массового числа  $A$ . Выше всех проходит зависимость  $\sigma_f(E)$  для  $^{238}\text{Pu}$ . На 20–30 % ниже —  $\sigma_f(E)$  для  $^{240}\text{Pu}$ , и еще на столько же ниже —  $\sigma_f(E)$  для  $^{242}\text{Pu}$ . В совокупности с результатами для  $^{244}\text{Pu}$  [66] можно хорошо видеть уменьшение сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$  с ростом массового числа  $A$ , что отражает относительное увеличение вероятности того, что после фотопоглощения реакция пойдет по пути испускания нейтрона.

Подобно тому, как это сделано выше для ядра  $^{234}\text{U}$  с использованием данных работы [61] о  $R(E_{\max})$  и полученных в [60] энергетических зависимостей угловых распределений осколков фотоделения для рассматриваемых изотопов плутония, были восстановлены энергетические зависимости угловых компонент сечения фотоделения  $\sigma_a(E)$ ,  $\sigma_b(E)$ ,  $\sigma_c(E)$ . Из последних с помощью соотношений (15)–(17) были получены  $\sigma_f^{10}(E)$ -,  $\sigma_f^{11}(E)$ - и  $\sigma_f^{20}(E)$ -сечения фотоделения через каналы, определяемые квантовыми числами  $JK$  (рис. 28–30). Все замечания, сделанные при рассмотрении фотоделения  $^{234}\text{U}$  [57] относительно энергетической зависимости квадрупольного сечения  $\sigma_c(E)$  и сечения  $\sigma_f^{20}(E)$ , в равной степени относятся и к рассма-

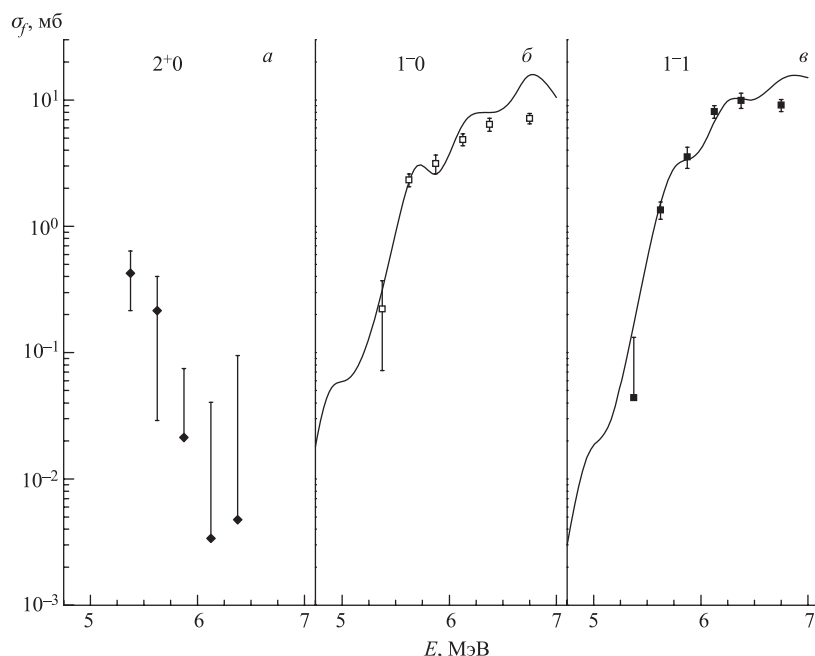


Рис. 28. Результаты анализа компонент сечения фотоделения  $^{238}\text{Pu}$ . Экспериментальные данные:  $\blacklozenge$  — приближенная оценка сечения квадрупольного фотоделения;  $\square$  — экспериментальные данные сечения фотоделения через канал  $J^\pi K = 1^-0$ ;  $\blacksquare$  — сечение фотоделения через канал  $J^\pi K = 1^-1$ . Сплошные кривые — теоретические расчеты для соответствующих каналов

триваемым изотопам плутония. Ошибки сечений  $\sigma_f^{10}(E)$ ,  $\sigma_f^{11}(E)$  и  $\sigma_f^{20}(E)$  получены с учетом как ошибок полного выхода фотоделений  $Y(E_{\text{max}})$ , так и ошибок измерения коэффициентов  $a$ ,  $b$  и  $c$  углового распределения осколков (13).

Следует обратить внимание, что при фотоделении рассматриваемых четных изотопов плутония в области энергий ниже 5,8 МэВ квадрупольная компонента начинает давать заметный вклад в полное сечение. Это обстоятельство учитывалось при анализе полученных данных.

Представляет интерес сравнить полученную в настоящих измерениях резонансную структуру  $\sigma_f(E)$  со структурой, получаемой в измерениях энергетической зависимости вероятности деления в прямых реакциях типа  $(t, pf)$ . В этих реакциях вследствие достаточно широкого распределения передаваемых орбитальных угловых моментов  $l$  доступны целые полосы каналов де-

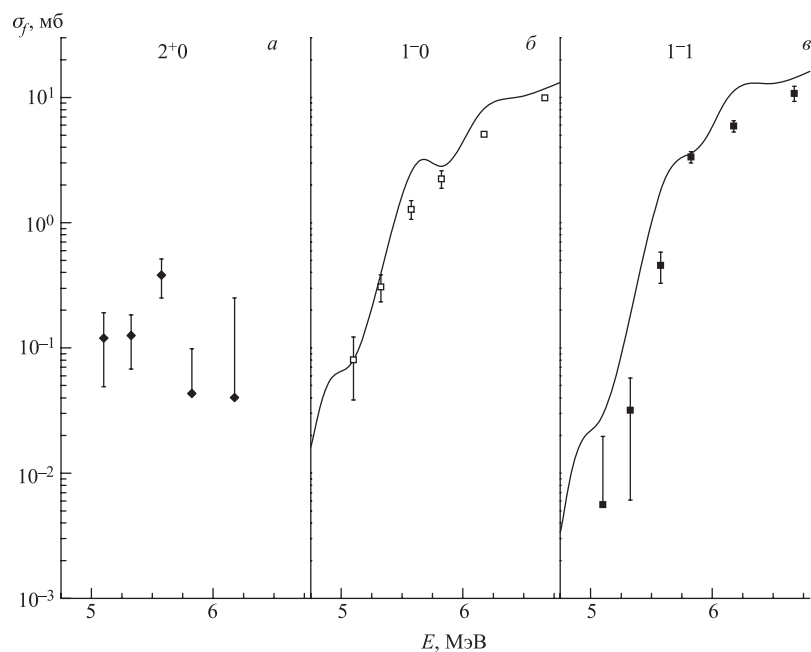


Рис. 29. Результаты анализа компонент сечения фотоделения  $^{240}\text{Pu}$ . Экспериментальные данные:  $\blacklozenge$  — приближенная оценка сечения квадрупольного фотоделения;  $\square$  — экспериментальные данные сечения фотоделения через канал  $J^\pi K = 1^-0$ ;  $\blacksquare$  — сечение фотоделения через канал  $J^\pi K = 1^-1$ . Сплошные кривые — теоретические расчеты для соответствующих каналов

ления, в которые входят и каналы, возбуждаемые в реакции фотоделения четно-четных ядер  $J^\pi = 2^+$  и  $1^-$  [67]. Так же, как и в работе [57], сечения фотоделения изотопов плутония были пересчитаны в делимости  $P_f(E) \approx \sigma_f(E)/\sigma_{cJ}(E)$ . Сечение дипольного фотопоглощения для всех трех четно-четных изотопов плутония было взято одинаковым и равным сечению  $\sigma_{c1}(E)$  для  $^{239}\text{Pu}$ , рассчитанному по формуле (10) с параметрами, полученными в работе [26]:  $\sigma_1 = 325$  мб,  $\Gamma_1 = 2,48$  МэВ,  $E_1 = 10,28$  МэВ,  $\sigma_2 = 384$  мб,  $\Gamma_2 = 4,25$  МэВ,  $E_2 = 13,73$  МэВ.

Данные о квадрупольном сечении фотопоглощения  $\sigma_{c2}(E)$ , к сожалению, гораздо беднее. Для его оценки обычно использовалось полученное из электродинамических расчетов отношение сечения дипольного электрического фотопоглощения к сечению квадрупольного электрического фотопоглощения:  $\sigma_{c1}/\sigma_{c2} \approx 25-30$ . Появившиеся позднее экспериментальные данные (см. обзоры [68, 69]) указывают на существование изоскалярных квадруполь-

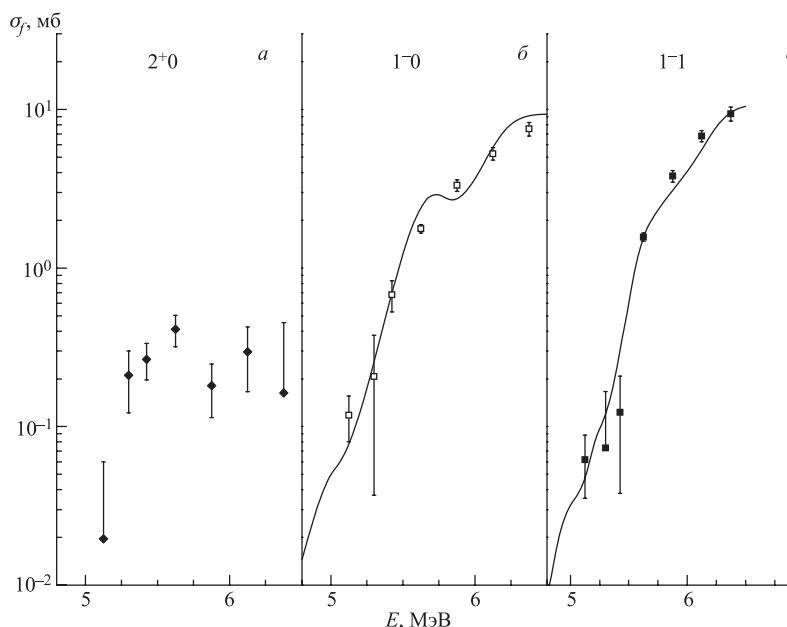


Рис. 30. Результаты анализа компонент сечения фотоделения  $^{242}\text{Pu}$ . Экспериментальные данные:  $\blacklozenge$  — приближенная оценка сечения квадрупольного фотоделения;  $\square$  — экспериментальные данные сечения фотоделения через канал  $J^\pi K = 1^-0$ ;  $\blacksquare$  — сечение фотоделения через канал  $J^\pi K = 1^-1$ . Сплошные кривые — теоретические расчеты для соответствующих каналов

ных гигантских резонансов, расположенных при  $E = (60-65)A^{-1/3}$  МэВ ( $A$  — массовое число). Для плутониев это порядка 10 МэВ. Проведенный в [2] анализ лоренцианов, используемых разными авторами для описания этого гигантского резонанса, дал наиболее оптимальный набор параметров, который был применен в настоящей работе для его описания:  $\sigma_1 = 2,8$  мб,  $\Gamma_1 = 6,8$  МэВ,  $E_1 = 9,9$  МэВ.

На рис. 31, *a* приведены энергетические зависимости делимостей  $^{238}\text{Pu}$  в реакции фотоделения и в реакции  $^{237}\text{Np}(^3\text{He}, df)^{238}\text{Pu}$  [70]. В той или иной степени все резонансы, наблюдаемые в настоящем эксперименте, видны и в результатах, полученных в этой прямой реакции. На рис. 31, *б* результаты настоящей работы сравниваются с данными по энергетической зависимости делимости в реакции  $^{238}\text{Pu}(t, pf)^{240}\text{Pu}$  [70]. Для этого ядра также наблюдается достаточно хорошее совпадение резонансной структуры. Несколько хуже совпадение в случае  $^{242}\text{Pu}$ , для которого на рис. 31, *в* изображены энергетические зависимости делимостей в реакциях  $(\gamma, f)$  и  $^{240}\text{Pu}(t, pf)^{242}\text{Pu}$  [70].

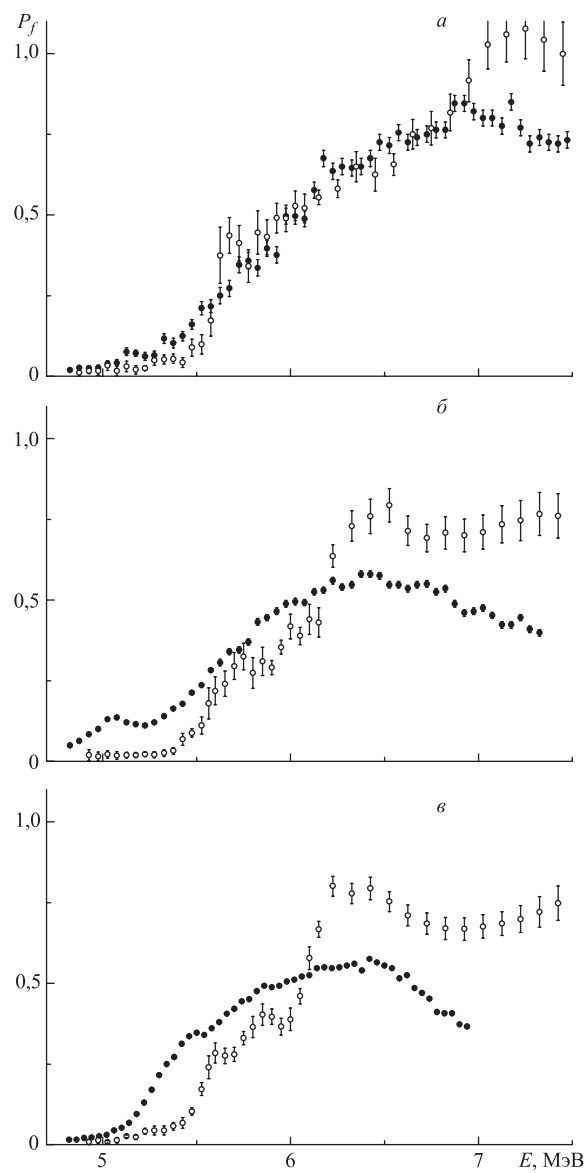


Рис. 31. Сравнение энергетических зависимостей делимости в реакциях фотоделения (○) и прямых реакциях (●): а)  $^{238}\text{Pu}(\gamma, f)$  [61] и в реакции  $^{237}\text{Np}(^3\text{He}, df)^{238}\text{Pu}$  [70]; б)  $^{240}\text{Pu}(\gamma, f)$  [61] и в реакции  $^{238}\text{Pu}(t, pf)^{240}\text{Pu}$  [70]; в)  $^{242}\text{Pu}(\gamma, f)$  [61] и  $^{240}\text{Pu}(t, pf)^{242}\text{Pu}$  [70]

**Теоретический анализ парциальных сечений четно-четных ядер.** Для ядра  $^{232}\text{Th}$  теоретический анализ вероятности деления проводился в целом ряде работ [13, 22, 39, 43, 51, 52]. Подборка полученных в результате анализа параметров барьера деления приведена в [39]. Результаты анализа экспериментальных данных по фотоделению ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  приведены в [2]. В двух работах настоящего цикла ([57] и [61]) определены параметры барьера деления для ядер  $^{234}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ . При анализе экспериментальных данных по фотоделению теоретический расчет проницаемости барьера деления проводился только в области энергий ниже порога испускания нейтрона. В этом случае существенно упрощаются вычисления сечения фотоделения, так как остаются только два способа, которыми может распасться возбужденное ядро, находящееся в определенном квантовом состоянии  $J^\pi K$ . Это либо распад посредством деления ядра, либо разрядка через испускание  $\gamma$ -квантов. Тогда сечение фотоделения связано с сечением фотопоглощения следующим соотношением:

$$\sigma_f(E) = \sum_{J^\pi} \sum_K \sigma_{cJ} \frac{T_f^{J^\pi K}}{T_f^{J^\pi K} + T_\gamma^{J^\pi}}, \quad (18)$$

где  $\sigma_{cJ}$ ,  $T_f^{J^\pi K}$  и  $T_\gamma^{J^\pi}$  — сечение фотопоглощения (10), полная проницаемость барьера деления и радиационная проницаемость для данного канала  $J^\pi K$ . В дальнейшем для анализа берутся только каналы, дающие основной вклад в полное сечение фотоделения:  $J^\pi K = 1^-0, 1^-1$ . Для расчета радиационной проницаемости использовалась формула

$$T_\gamma^{J^\pi} = \frac{2\pi\Gamma_\gamma^{J^\pi}(E)}{D^{J^\pi}(E)}, \quad (19)$$

где  $\Gamma_\gamma^{J^\pi}$  и  $D^{J^\pi}$  — усредненная радиационная ширина распада и среднее расстояние между уровнями в яме потенциального барьера. В предположении о преобладании дипольных переходов для радиационной ширины верно следующее соотношение:

$$\Gamma_\gamma = \frac{R}{\rho(E)} \int_0^E \varepsilon_\gamma^3 \rho(E - \varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma, \quad (20)$$

где константа  $R$  выбирается из условия нормировки полной ширины радиационного распада на экспериментальное значение радиационной ширины в области энергии связи нейтрона. Для расчета плотности уровней  $\rho(E)$  использовалась свертующая модель ядра с феноменологическим учетом коллективных и оболочечных эффектов [71]. Используемые значения энергии связи нейтрона, средней радиационной ширины и среднего расстояния между нейтронными резонансами взяты из [72], параметры плотности уровней — из систематики [73].



Для расчета вероятности распада возбужденного ядра через деление использовалась одномерная модель деления. Проницаемость барьера деления находилась путем численного решения уравнения Шредингера. Барьер деления предполагался двугорбым, состоящим из трех гладко сопряженных параболических секций, характеризуемых шестью параметрами:  $E_A$ ,  $\hbar\omega_A$ ,  $E_B$ ,  $\hbar\omega_B$ ,  $E_{II}$ ,  $\hbar\omega_{II}$ . Индексами  $A$  и  $B$  обозначены параметры внутреннего и внешнего горба соответственно; индексом  $II$  — параметры второй ямы. Известно, что наблюдаемые подбарьерные резонансы в делительном канале значительно шире рассчитанных в предположении чисто резонансной проницаемости. Это уширение происходит за счет развала чисто вибрационных состояний во второй яме по состояниям иной природы вследствие связи делительной моды с внутренними степенями свободы. Для учета этого эффекта в потенциал была введена мнимая часть в районе второй ямы. Поглощение предполагалось линейно зависящим от энергии и было параметризовано следующим соотношением:

$$W(E) = w(E - E_{II} - \Delta_n - \Delta_p) + W_0, \quad (21)$$

где  $\Delta_n$  и  $\Delta_p$  — энергетическая щель в спектре внутренних возбуждений для нейтронной и протонной систем (в расчетах использовались следующие значения [74]:  $\Delta_n = 0,57$  МэВ,  $\Delta_p = 0,69$  МэВ для  $^{234}\text{U}$ ;  $\Delta_n = 0,49$  МэВ,  $\Delta_p = 0,61$  МэВ для  $^{238}\text{Pu}$ ;  $\Delta_n = 0,43$  МэВ,  $\Delta_p = 0,61$  МэВ для  $^{240}\text{Pu}$ ;  $\Delta_n = 0,50$  МэВ,  $\Delta_p = 0,61$  МэВ для  $^{242}\text{Pu}$ );  $w$  и  $W_0$  — коэффициенты, определяемые непосредственно из анализа экспериментальных данных. Метод решения дифференциального уравнения второго порядка со сделанными выше предположениями и использованные при этом дополнительные технические приближения описаны в работе [75].

Окончательное выражение для проницаемости барьера имеет следующий вид:

$$T_f = T_D + A \frac{T_B}{T_A + T_B}, \quad (22)$$

где  $T_D$  — прямая проницаемость барьера;  $A$  — поглощение части потока, описывающего прохождение частицы через барьер во второй яме;  $T_A$  и  $T_B$  — проницаемости горбов  $A$  и  $B$  двугорбого барьера деления.

После сделанных выше приближений в рамках предлагаемой модели свободными параметрами, которые можно использовать для подгонки расчетных кривых к экспериментальным данным, являются: параметры барьера деления  $E_A$ ,  $\hbar\omega_A$ ,  $E_B$ ,  $\hbar\omega_B$ ,  $E_{II}$ ,  $\hbar\omega_{II}$  и коэффициенты  $w$  и  $W_0$ , определяющие энергетическую зависимость поглощения во второй яме.

Результаты подгонки вместе с экспериментальными данными по сечениям фотоделения  $^{234}\text{U}$  через дипольные каналы  $J^\pi K = 1^-0, 1^-1$  приведены на рис. 24 и 25 соответственно. Аналогичные результаты для ядер  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$

и  $^{242}\text{Pu}$  представлены на рис. 28, 29 и 30. Найденные значения параметров барьера деления  $E_A$ ,  $\hbar\omega_A$ ,  $E_B$ ,  $\hbar\omega_B$ ,  $E_{\text{II}}$ ,  $\hbar\omega_{\text{II}}$  и коэффициентов  $w$  и  $W_0$  приведены в табл. 6 и 7. При этих параметрах воспроизводятся наблюдаемые в экспериментальных зависимостях  $\sigma_f(E)$  области локализации резонансов 5,3–5,4, 5,6–5,7 и 5,9–5,95 МэВ для ядра  $^{234}\text{U}$ , а для изотопов плутония — область 5,6–5,7 МэВ, которые интерпретируются как проявление немного сдвинутых друг относительно друга резонансов в каналах с  $J^\pi K = 1^-0$  и  $1^-1$ . Для воспроизведения полного сечения фотоделения изотопов плутония в области ниже 5,5 МэВ необходимо принимать в расчет его квадрупольную компоненту. В настоящих расчетах использовались экспериментальные значения сечений квадрупольного фотоделения  $\sigma_c(E) \approx \sigma_f^{20}$ .

Полученные в настоящих расчетах для  $^{234}\text{U}$  [57] параметры двугорбого барьера деления лучше описывают экспериментальные данные по каналам деления, чем результаты анализа [59], в котором, в отличие от [57], использовался комбинированный анализ параметров барьера: по данным реакций  $(d, pf)$  и  $(\gamma, f)$ . Однако в [59] данные по фотоделению использовались в ограниченной области энергий  $\gamma$ -квантов (5,2–6,4 МэВ). В [57] теоретический анализ был проведен на базе экспериментальных данных только по фотоделению, но в значительно более широком интервале энергий (4,7–7,0 МэВ). Отметим, что высоты барьеров, найденные из настоящего анализа, находятся в хорошем согласии с результатами работы [59], однако параметры кривизны барьеров, полученные в настоящем анализе, несколько меньше по величине по сравнению с величинами, полученными в [59] (см. табл. 6).

В табл. 6 приведены также параметры барьеров, полученные в результате анализа данных для изотопов плутония. Только для двух из них ( $^{238}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ ) можно провести сравнение с результатами комбинированного анализа параметров барьера по данным прямых реакций и реакции  $(\gamma, f)$  [59]. Для  $^{238}\text{Pu}$  высоты барьеров, найденные из настоящего анализа, находятся в хорошем согласии с результатами работы [59]. Параметры кривизны барьеров, полученные в данном анализе, в целом согласуются с [59] и составляют в среднем 1,3 МэВ для барьера  $A$  и 0,6 МэВ для барьера  $B$  в обоих анализируемых каналах. Для  $^{240}\text{Pu}$  высоты барьеров также согласуются, но несколько хуже: разница достигает величины порядка 0,5 МэВ при совпадающих параметрах кривизны как барьера  $A$ , так и барьера  $B$  для обоих анализируемых каналов. Эти различия являются, по всей видимости, так же, как и в случае  $^{234}\text{U}$  для параметров кривизны, следствием разнородности экспериментальной информации, на которой базировалось теоретическое описание в работе [59] и в настоящей работе, а также различия теоретических моделей, используемых для анализа экспериментальных данных и методик подбора параметров.

На рис. 21 сумма рассчитанных сечений компонент фотоделения  $^{234}\text{U}$  через дипольные каналы с  $J^\pi K = 1^-0$  и  $1^-1$  сравнивается с эксперименталь-

Таблица 6. Параметры двугорбого барьера деления, полученные из анализа экспериментальных данных по фотоделению (в МэВ)

$J^\pi K$	$E_A$		$\hbar\omega_A$		$E_{II}$		$\hbar\omega_{II}$		$E_B$		$\hbar\omega_B$	
	Наст. раб.	[59]	Наст. раб.	[59]	Наст. раб.	[59]	Наст. раб.	[59]	Наст. раб.	[59]	Наст. раб.	[59]
$^{234}\text{U}$												
$1^-0$	6,65	6,65	1,85	1,5	—	—	—	—	6,25	6,3	1,4	0,9
$1^-1$	7,0	6,95	1,4	1,5	—	—	—	—	6,65	6,8	0,9	0,9
$^{238}\text{Pu}$												
$1^-0$	7,0	6,95	1,35	1,3	3,45	—	1,0	—	6,1	5,9	0,6	0,8
$1^-1$	6,9	6,8	1,35	1,3	3,6	—	0,9	—	6,3	6,25	0,63	0,8
$^{240}\text{Pu}$												
$1^-0$	7,0	7,35	1,35	1,4	3,45	—	1,0	—	6,1	5,5	0,6	0,6
$1^-1$	6,9	7,2	1,35	1,4	3,6	—	0,9	—	6,3	5,85	0,63	0,6
$^{242}\text{Pu}$												
$1^-0$	7,0	—	1,35	—	3,0	—	0,8	—	6,1	—	0,6	—
$1^-1$	6,9	—	1,35	—	3,6	—	0,9	—	6,3	—	0,67	—

Таблица 7. Найденные значения параметров  $w$  и  $W_0$  (в МэВ)

Исследуемое ядро	$J^\pi K$			
	$1^-0$		$1^-1$	
	$w$	$W_0$	$w$	$W_0$
$^{234}\text{U}$	0,04	0,15	0,03	0,15
$^{238}\text{Pu}$	0,08	0,088	0,1	0,11
$^{240}\text{Pu}$	0,08	0,083	0,1	0,104
$^{242}\text{Pu}$	0,1	0,111	0,13	0,14

ным полным сечением фотоделения, измеренным подробно с малым шагом по энергии. При попытке воспроизвести ход сечения во всем анализируемом диапазоне подбарьерных энергий (от 4,7 до 7,0 МэВ) возникла проблема количественного описания экспериментальных данных в высокоэнергетической и низкоэнергетической областях. Как видно из рис. 21, настоящие расчеты хорошо воспроизводят экспериментальные данные при энергии выше 5,3 МэВ. В области энергий возбуждения ниже 5,3 МэВ имеется некоторое превышение теоретической кривой над экспериментальными данными.

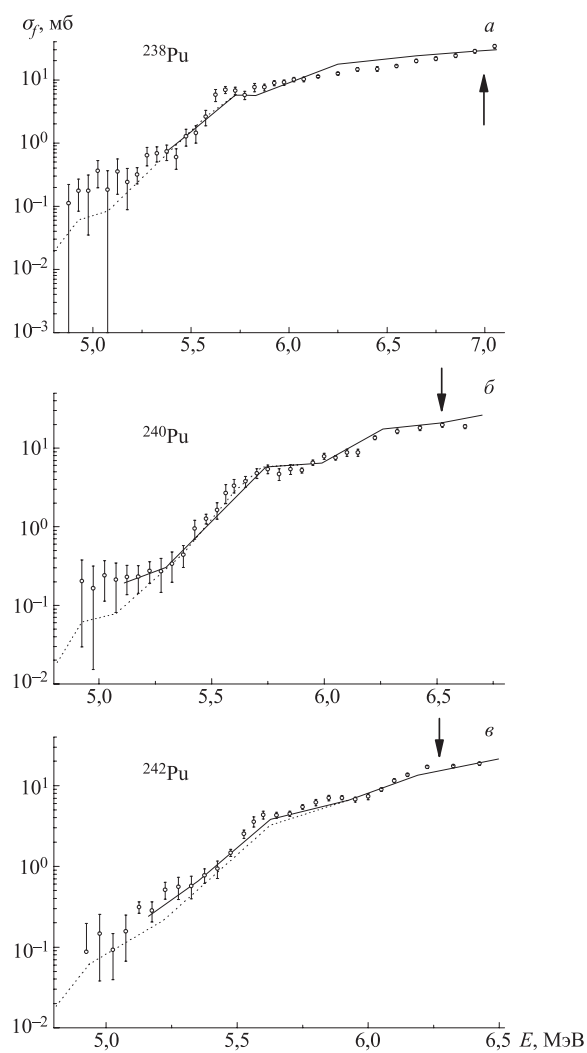


Рис. 32. Сравнение экспериментальных энергетических зависимостей сечения фотоделения с теоретическими расчетами. Вертикальными стрелками указано положение энергии связи нейтрона  $B_n$ . Сплошные кривые — сумма расчетных сечений деления через каналы с квантовыми характеристиками  $J^\pi K = 1^-0, 1^-1$  и интерполированных экспериментальных сечений через канал  $J^\pi K = 2^+0$ ; пунктирные кривые — сумма сечений деления только через каналы с квантовыми характеристиками  $J^\pi K = 1^-0$  и  $1^-1$

Разумным подбором параметров двугорбого барьера деления устранить это различие не удастся. Так, при попытке описать экспериментальные данные в области от 4,7 до 6,0 МэВ происходит завышение теоретических расчетов в области энергий выше 6,0 МэВ (отметим, что данная ситуация имеет место также и в работе [59]). При описании же экспериментальных данных в областях выше 6,0 МэВ и ниже 5,0 МэВ не удастся воспроизвести сечения фотоделения в области промежуточных энергий (аналогичная ситуация была описана в работе [74]). Необходимо отметить, что как данные работы [53], так и полученные в настоящей работе более подробные экспериментальные данные об энергетической зависимости сечения фотоделения свидетельствуют о резком изменении наклона  $d(\ln \sigma_f)/dE$  в районе энергии 5,3 МэВ. Эту особенность  $\sigma_f(E)$  для  $^{234}\text{U}$  в рамках используемого теоретического подхода можно интерпретировать как сужение горба  $B$  вблизи вершины и попытаться смоделировать его путем введения в потенциал еще одного низкого и узкого третьего горба в этой области энергий. Результат теоретического расчета энергетической зависимости сечения фотоделения при таком предположении приведен на рис. 21 штриховой линией. Высота третьего горба в этих расчетах была выбрана равной 5,3 МэВ, а кривизна — 1,5 МэВ. Остальные параметры барьера остались неизменными. Предположение о третьем горбе приводит к улучшению описания экспериментальных данных во всем диапазоне анализируемых энергий.

На рис. 32 сумма рассчитанных сечений компонент фотоделения  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  через дипольные каналы с  $J^\pi K = 1^-0$  и  $1^-1$  и интерполированных экспериментальных значений сечения фотоделения через квадрупольный канал с  $J^\pi K = 2^+0$  (сплошные кривые) сравнивается с экспериментальным полным сечением фотоделения. Пунктирной кривой показаны расчетные кривые суммы сечений деления только двух дипольных каналов. Помимо согласия расчетов с данными настоящего эксперимента рисунки демонстрируют вклад квадрупольной компоненты в подпороговой области энергий.

#### 4. СЕЧЕНИЕ ФОТОДЕЛЕНИЯ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

Современное описание процесса деления атомных ядер является преимущественно феноменологическим. Поэтому в физике деления значительное место отводится систематическим экспериментальным исследованиям различных характеристик процесса деления как функций  $Z$ ,  $A$  и других параметров ядер. Относительный метод в таких исследованиях получил широкое распространение, так как он значительно упрощает и ускоряет измерения. В первую очередь это относится к измерениям сечений. Данные о сечениях деления  $\gamma$ -квантами с энергией в районе первого плато делимости  $E < 12$  МэВ имеют значительный разброс. Не последнюю роль в этом разбросе играет

метод, которым измерено сечение фотоделения. Поэтому очень важны результаты исследований, полученные в едином экспериментальном подходе. Детальные систематические измерения энергетических зависимостей сечений фотоделения широкого круга нечетных ядер, выполненные единым экспериментальным методом в представляемом цикле работ, вызывают большой интерес. Они дают возможность в совокупности с данными для четно-четных ядер проследить влияние нуклонного состава делящегося ядра на свойства барьера деления. Определенный интерес они представляют и в плане пополнения данных для систематики вероятности деления. Измерения с шагом по энергии менее 0,1 МэВ открывают возможности для наблюдения резонансной структуры сечений фотоделения нечетных ядер ниже энергии связи нейтрона  $B_n$ .

**Сечение фотоделения  $^{231}\text{Pa}$ .** Расчеты энергии деформации по методу оболочечной поправки позволяют получить удовлетворительное описание экспериментальных данных о высотах горбов  $A$  и  $B$  барьера деления в широкой области атомных номеров для ядер актинидов, кроме ближайшей окрестности Th. Расчетные значения высот барьеров здесь существенно ниже экспериментальных [22, 76]. Это расхождение, получившее название «ториевой аномалии», обычно пытаются устранить с помощью представлений о трехгорбом барьере. Представления опираются на теоретическое предсказание [76], из которого следует, что у ядер этой группы при учете зеркально-асимметричной деформации внешний горб расщепляется и вблизи его вершины образуется третья яма. Наличием третьего минимума предполагается объяснять околопороговую резонансную структуру, что не удавалось сделать при учете лишь второго минимума: в ранних работах это приводило к завышению высоты внутреннего горба  $E_A$ .

«Ториевая аномалия» и предсказание трехгорбости барьера деления для легких актинидов [76] делают интересными измерения сечения деления соседних с Th ядер. Вероятность деления ядра  $^{231}\text{Pa}$  была изучена только в реакции  $^{230}\text{Th}(^3\text{He}, df)$  в двух работах [77] и [78]. В первой была исследована область энергий возбуждения 5,5–7,5 МэВ, во второй — 5,2–10,6 МэВ. Относительные измерения на тормозных  $\gamma$ -квантах также представляли несомненный интерес. Эксперимент [79, 80] был поставлен на микротроне ГНЦ РФ ФЭИ. Слои  $^{231}\text{Pa}$  толщиной 0,33 мг/см<sup>2</sup> и  $^{238}\text{U}$  толщиной 0,74 мг/см<sup>2</sup>, нанесенные на тонкие алюминиевые подложки, располагались на расстоянии 30 мм от вольфрамовой части тормозной мишени в геометрии «back-to-back». В результате были получены отношения выходов фотоделений  $R(E_{\text{max}})$   $^{231}\text{Pa}$  и  $^{238}\text{U}$  в области граничных энергий  $E_{\text{max}} = 4,725\text{--}8,925$  МэВ с шагом  $\Delta E_{\text{max}} = 0,1$  МэВ и обнаружена нерегулярность энергетической зависимости  $R(E_{\text{max}})$  в районе  $E_{\text{max}} = 4,9$  МэВ. В области  $E_{\text{max}} = 4,725\text{--}5,025$  МэВ были проведены еще две серии измерений с шагом  $E_{\text{max}} = 0,05$  МэВ и лучшей статистической точностью, подтвердившие нерегулярность.

Отношения выходов  $R(E_{\max})$ , полученные в экспериментах [79] и [80], представлены на рис. 33, *a*. На рис. 33, *б* даны сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$ , полученные в результате математической обработки единой зависимости  $R(E_{\max})$  в диапазоне энергий от 4,7 до 8,9 МэВ. Значения  $\sigma_f(E)$  на рис. 33 несколько отличаются от приведенных в [79] по ряду причин: расширение энергетического диапазона, уточнение сечения стандарта, другие улучшения обработки экспериментальных данных [8].

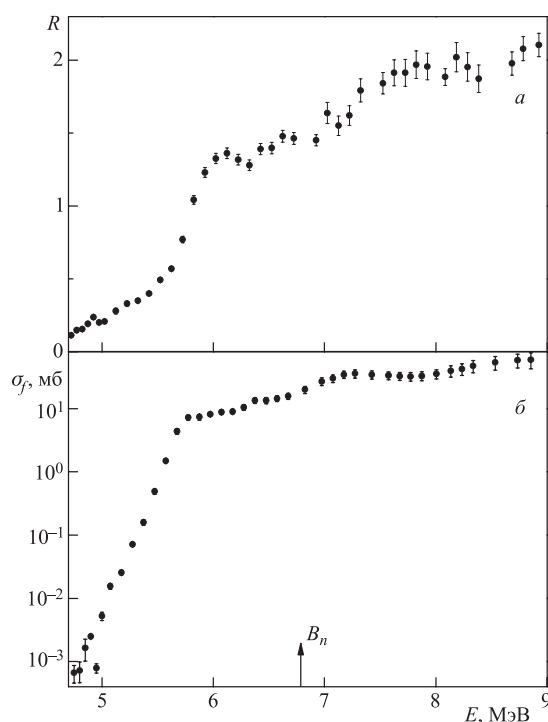


Рис. 33. *a*) Отношение выходов реакции фотоделения  $R$  ядер  $^{231}\text{Pa}$  и  $^{238}\text{U}$  в зависимости от граничной энергии спектра тормозного излучения  $E_{\max}$ . *б*) Сечение реакции  $\sigma_f(E)$ . Стрелкой указано положение энергии связи нейтрона  $B_n$

Для того чтобы иметь возможность сравнить результаты [79, 80] с данными исследования деления  $^{231}\text{Pa}$  в реакции  $^{230}\text{Th}({}^3\text{He}, df)$  [77, 78], на рис. 34 сечение фотоделения представлено в виде делимости  $P_f(E) = \sigma_f(E)/\sigma_c(E)$ . Делимость гораздо слабее зависит от индивидуальных особенностей входного канала, в том числе от энергетической зависимости сечения образования составного ядра в разных реакциях. Экспериментальных данных о сечении фотопоглощения  $\sigma_c(E)$  для  $^{231}\text{Pa}$  нет. В качестве последнего было выбрано

сечение фотопоглощения для ядра  $^{232}\text{Th}$ , наиболее близкого по нуклонному составу к  $^{231}\text{Pa}$ . Зависимость  $\sigma_c(E)$  рассчитывалась по формуле (10) с параметрами лоренцианов:  $\sigma_1 = 302$  мб,  $\Gamma_1 = 2,71$  МэВ,  $E_1 = 11,03$  МэВ,  $\sigma_2 = 449$  мб,  $\Gamma_2 = 4,77$  МэВ,  $E_2 = 13,87$  МэВ [12].

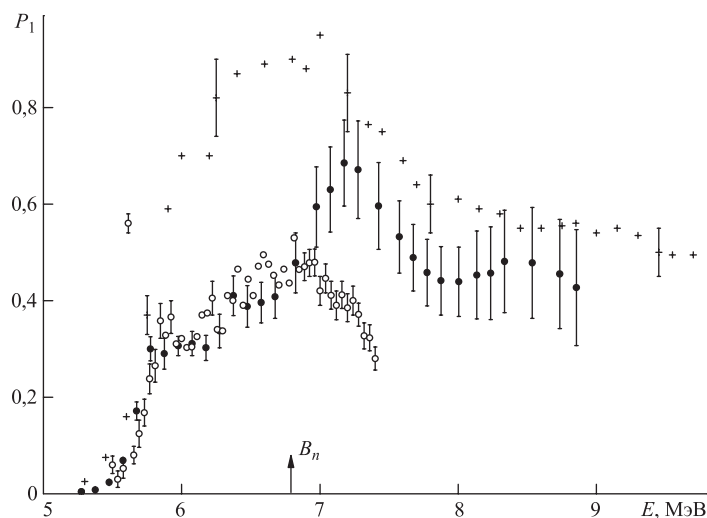


Рис. 34. Делимость реакций  $^{230}\text{Th}(^3\text{He}, df)$  и  $^{231}\text{Pa}(\gamma, f)$ :  $\circ$  — [77];  $+$  — [78];  $\bullet$  — [79]

Из рис. 34 следует, что фотоделимость  $^{231}\text{Pa}$  на низкоэнергетическом участке вплоть до энергии связи нейтрона  $B_n = 6,82$  МэВ хорошо согласуется с результатами более ранних измерений делимости реакции  $^{230}\text{Th}(^3\text{He}, df)$  [77], специально посвященных исследованию этой области энергий. Лишь на границе исследованного в этой работе диапазона энергий  $E > 6,9$  МэВ результаты настоящей работы отклоняются от данных [77] и приближаются к результатам работы [78], измерения в которой произведены до 10,6 МэВ и, скорее, посвящены именно высокоэнергетическому участку. Данные работ [77] и [78] в перекрывающемся диапазоне энергий не менее чем в два раза различаются, и это расхождение нельзя объяснить погрешностями измерений, которые в [78] составляют примерно 10%. При энергиях  $E > 7,5$  МэВ фотоделимость  $^{231}\text{Pa}$  находится в среднем на уровне  $P_f = 0,5 \pm 0,03$ , на который выходит и быстро уменьшающаяся при  $E > B_n$  делимость в работе [78]. Это значение  $P_f = 0,5$  согласуется с систематиками отношений средних нейтронных и делительных ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f = (P_f)^{-1} - 1$  [12, 31], использующими предположение, что  $P_f = \text{const}$ ,  $\Gamma_n/\Gamma_f = \text{const}$ , традиционное для области так называемого «плато» делимости  $8 \leq E \leq 12$  МэВ.



Ядро  $^{231}\text{Pa}$  принадлежит к группе ядер, для которой характерны эффекты так называемой ториевой аномалии вероятности и барьеров деления [22]. Резонансная структура (рис. 34), наблюдаемая в результатах исследований энергетической зависимости вероятности деления  $^{231}\text{Pa}$  в реакциях  $^{230}\text{Th}(^3\text{He}, df)$  и  $^{231}\text{Pa}(\gamma, f)$ , по-видимому, является одним из проявлений общих особенностей деления ядер этой группы. Как и у  $^{232}\text{Th}$ , при фотоделении  $^{231}\text{Pa}$  помимо подбарьерных резонансов в районе наблюдаемого порога (теоретическая оценка [81] — приблизительно 7,5 МэВ) при  $E = 7,2$  МэВ наблюдается широкий резонанс. Для понимания его природы, как и в случае  $^{232}\text{Th}$  [25], можно привлечь соображения о слабом затухании вибрационных резонансов в мелкой третьей яме, образовавшейся в результате расщепления внешнего горба  $B$  двугорбого потенциального барьера деления.

Из анализа экспериментальных данных о делимости  $^{231}\text{Pa}$  в реакции  $^{230}\text{Th}(^3\text{He}, df)$  в рамках модели двугорбого барьера были получены следующие параметры горбов  $A$  и  $B$ :  $E_A = (5,75 \pm 0,3)$  МэВ и  $E_B = (5,85 \pm 0,3)$  МэВ [77] и  $E_A = E_B = 5,9$  МэВ [22]. На рис. 35 эти близкие друг к другу экспериментальные значения  $E_i$  сравниваются с результатами расчетов работы [81], которые даны в ней в виде экстремумов энергии деформации. Расхождение экспериментальных и расчетных значений  $E_A$  типично для проблемы ториевой аномалии.

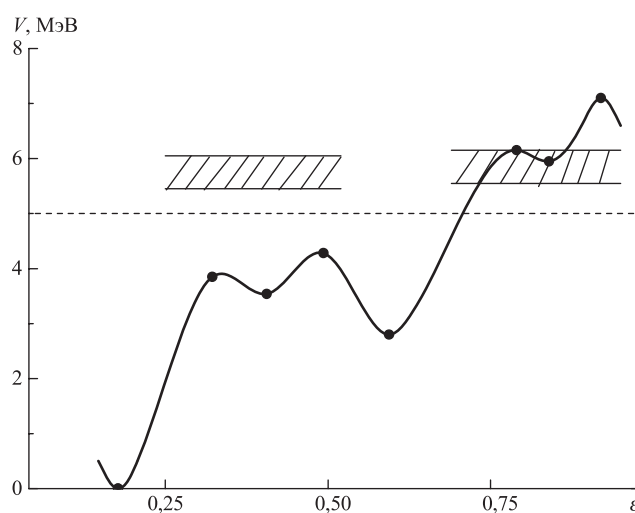


Рис. 35. Энергия деформации  $V$  ядра  $^{231}\text{Pa}$  в зависимости от квадрупольной деформации  $\varepsilon$ . Точками показаны значения экстремумов  $V(\varepsilon)$  — результаты расчета [81]. Кривая проведена от руки. Заштрихованы области значений  $E_f^A \pm \Delta E_f^A$  и  $E_f^B \pm \Delta E_f^B$ , полученные при анализе эксперимента [22, 77]. Штриховой прямой показано положение резонанса, обнаруженного в [79]

В рамках модели двугорбого барьера нет места резонансной структуре, проявившейся в [77] в непосредственной близости от порога (рис. 34). Для ее объяснения, как уже отмечалось, привлекают представления о мелкой третьей яме на горбе  $B$  (рис. 35). Однако в рамках такой модели (трехгорбой) для описания резонанса, наблюдаемого в фотоделительных экспериментах при  $E = 4,9$  МэВ, придется решить альтернативную задачу: с вибрационными состояниями какой из ям барьера следует его связать. Для состояния в третьей яме ( $\varepsilon \approx 0,84$ ) он слишком широк и низко расположен по энергии. Скорее всего, это состояние принадлежит второй яме ( $\varepsilon \approx 0,59$ ). Тогда его энергия будет служить нижней оценкой высоты горба  $A$  и останется заметное расхождение с расчетом (рис. 35). Для количественного анализа и определенных суждений по данному интересному вопросу желательны более подробные данные, особенно в окрестности подбарьерного резонанса.

**Детальные измерения сечения фотоделения  $^{237}\text{Np}$  вблизи порога.** В относительном методе измерений обязательно наличие стандарта — хорошо известной характеристики, по отношению к которой проводятся измерения характеристик ядер, подлежащих изучению. Выбору, измерению, усовершенствованию характеристики-стандарта уделяется особое внимание. В фотоделении по объему экспериментальной информации выделяются два четно-четных ядра,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ , особенно последнее, чье сечение в основном используется в относительных измерениях как стандарт. Результаты, полученные при подробных относительных измерениях сечения фотоделения ядра  $^{232}\text{Th}$  [28], помимо новых данных по физике деления этого ядра явились еще одним свидетельством работоспособности относительного метода измерений на спектре тормозного излучения и отсутствия серьезных неточностей в оценке энергетической зависимости сечения фотоделения ядра-стандарта  $^{238}\text{U}$  [8].

Кроме требования точности важным представляется и условие гладкости энергетической зависимости сечения-стандарта  $\sigma_f^0(E)$ . С данной точки зрения четно-четное делящееся ядро с его ярко выраженной резонансной структурой сечения в околопороговой области энергий наименее благоприятно. Происхождение последней связывают с вибрационными уровнями во второй яме потенциального барьера деления. Они проявляются в сечении тем сильнее, чем меньше затухание вибрационного движения, обусловленного взаимодействием вибрационных и нуклонных степеней свободы. Затухание определяется плотностью уровней внутренних возбуждений и поэтому меньше всего у четно-четных ядер. Это побуждает к поиску ядра-стандарта среди ядер другой четности, чье сечение было бы избавлено от этого недостатка.

Исследование сечений фотоделения для  $A$ -нечетных ядер в работах [1, 8] и анализ экспериментальных данных о вероятности деления их же при других способах возбуждения [1, 2, 22] показали, что одним из лучших кандидатов на роль стандарта по совокупности свойств (включая доступность в изото-

пически чистом виде, умеренную  $\alpha$ -активность и др.) является сечение фотоделения ядра  $^{237}\text{Np}$ . В настоящем разделе обзора приводятся результаты измерения его энергетической зависимости в области энергий  $E = 5\text{--}9$  МэВ, значительно более детальные по сравнению с аналогичными более ранними измерениями.

Эксперименты проводились на выведенных пучках электронов микротронов Физико-энергетического института и Ужгородского университета с использованием относительной методики с хорошо протестированным сечением-стандартом — сечением фотоделения  $^{238}\text{U}$ . Делящимися мишенями служили две сборки из слоев оксида нептуния толщиной  $0,8\text{ мг/см}^2$  на алюминиевой подложке толщиной  $0,1\text{ мм}$  и металлических фольг урана такой же толщины, располагавшиеся в геометрии back-to-back. Сборки помещались на расстоянии  $50\text{ мм}$  от источника  $\gamma$ -излучения. При этом одна из сборок была обращена слоями нептуния к источнику  $\gamma$ -излучения, а вторая — наоборот.

В области энергий  $4,8\text{--}5,3$  МэВ измерения были проведены с шагом по  $E_{\text{max}}$ , равным  $0,05$ . При энергиях  $5,3\text{--}6,2$  МэВ шаг по  $E_{\text{max}}$  равнялся  $0,025$  МэВ. В области энергий выше  $6,2$  МэВ измерения в ФЭИ и УжГУ были проведены с шагом  $0,1$  МэВ, но со сдвигом по энергии, равным  $0,05$  МэВ. На рис. 36 представлены измеренные отношения выходов  $(\gamma, f)$ -реакции для исследуемого ядра и ядра-стандарта  $R(E_{\text{max}})$ . Как и в эксперименте с  $^{232}\text{Th}$ , измерение отношения масс делящегося вещества  $m/m_0$  в потоке моноэнергетических нейтронов проводилось не для металлических фольг урана, использовавшихся в основных измерениях, а для специально приготовленных

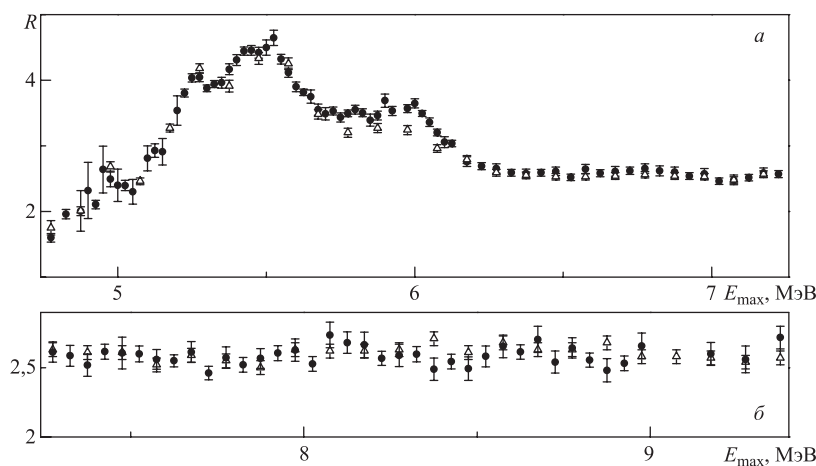


Рис. 36. Зависимость отношения выходов фотоделения  $R(E_{\text{max}})$  ядер  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{U}$  от граничной энергии спектра тормозного излучения  $E_{\text{max}}$ . Экспериментальные данные:  $\Delta$  — [8];  $\bullet$  — [30]

слоев урана толщиной  $1 \text{ мг/см}^2$ . На тормозном спектре в нескольких реперных точках по  $E_{\text{max}}$  с хорошей статистической точностью были измерены значения  $R(E_{\text{max}})$  для слоев нептуния и этих слоев урана. Данные измерений с использованием урановых фольг на рис. 36 нормированы на эти реперные точки.

На рис. 36 полученные в настоящем эксперименте  $R(E_{\text{max}})$  сравниваются с аналогичными величинами, измерявшимися ранее в работах [1, 8]. На рис. 36, *a* показаны экспериментальные результаты для области  $E_{\text{max}} < 7 \text{ МэВ}$ , где  $R(E_{\text{max}})$  имеет нерегулярную зависимость, на рис. 36, *б* — для более высоких энергий, где  $R(E_{\text{max}}) \approx \text{const}$ . Погрешности на рис. 36 в основном определяются статистикой зарегистрированных делений. Наиболее важным фактором, отличающим настоящие измерения, выполненные в ФЭИ, является шаг по энергии  $\Delta E_{\text{max}} = 0,025 \text{ МэВ}$ , в отличие от  $\Delta E_{\text{max}} = 0,1 \text{ МэВ}$  в [1, 8]. Именно такие подробные измерения позволили обнаружить расхождения с первыми измерениями в ИФП [1, 8] на участке  $E_{\text{max}} = 5,7\text{--}6,1 \text{ МэВ}$  при хорошем согласии с ними в остальной области энергий. Новые подробные данные более детально «выписали» нерегулярности в энергетической зависимости  $R(E_{\text{max}})$ , а после их математической обработки с целью получения энергетической зависимости сечения фотоделения  $^{237}\text{Np}$  [9] было установлено, что слабая нерегулярность при  $E = 5,8 \text{ МэВ}$  в [8] трансформировалась в четкую резонансоподобную зависимость. Расхождение в районе  $6 \text{ МэВ}$  побудило провести проверочные измерения в Ужгороде, которые свидетельствовали в пользу новых данных, полученных в ФЭИ.

На рис. 37 сравниваются результаты настоящей работы и работы [8] для сечения фотоделения  $^{237}\text{Np}$ : внизу в линейном масштабе, вверху в логарифмическом, в котором лучше видны детали энергетического хода  $\sigma_f(E)$  в подбарьерной области энергии. Обе совокупности данных получены для оптимального числа итераций  $S_{\text{опт}} = 40$ , выбор которого обоснован в работах [1, 24]. Штриховой кривой показана оцененная в работе [8] энергетическая зависимость  $\sigma_f^0(E)$ -сечения фотоделения  $^{238}\text{U}$ , служившего стандартом в выполненных относительных измерениях. Как результаты измерений отношений выходов  $R(E_{\text{max}})$  (рис. 36), так и восстановленные на их основе сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$  для  $^{237}\text{Np}$  (рис. 37), полученные в настоящей работе и в работе [8], в пределах ошибок согласуются друг с другом при всех энергиях, исключая окрестность  $E = 6 \text{ МэВ}$  протяженностью примерно  $0,5 \text{ МэВ}$ . Более подробные измерения, уточнившие данные на сравнительно небольшом участке  $E_{\text{max}}$ , привели к тому, что на месте едва заметного перелома зависимости  $\sigma_f(E)$  при  $E = 5,8 \text{ МэВ}$ , в непосредственной близости от порога, возник отчетливый максимум шириной  $0,4 \text{ МэВ}$ , возможно, имеющий более сложную («тонкую») структуру.

Обнаружение околороговой структуры  $\sigma_f(E)$  для  $^{237}\text{Np}$  с точки зрения высказанных выше аргументов за возможность использования его в качестве

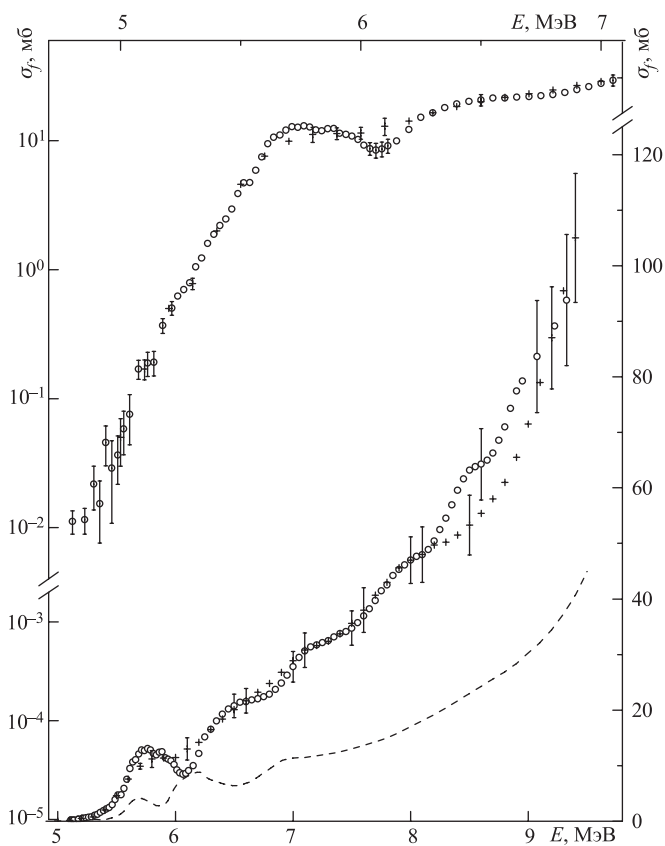


Рис. 37. Энергетическая зависимость сечения фотоделения  $^{237}\text{Np}$   $\log \sigma_f(E)$  (вверху) и  $\sigma_f(E)$  (внизу): + — [8]; O — [30]. Штриховая линия — сечение-стандарт [8]

стандарта для относительных измерений сечений фотоделения, конечно, явилось неожиданностью, которая стимулировала всестороннее обсуждение данного эффекта. Прежде всего необходимо разобраться, не есть ли это ложный результат, явившийся следствием неточностей в математической обработке. Из источников появления околопороговой структуры сразу следует исключить нерегулярность и связанное с этим свойством несовершенство оцененной в работе [8] кривой  $\sigma_f^0(E)$  — сечения фотоделения  $^{238}\text{U}$ , служившего стандартом в настоящем эксперименте. Как видно из рис. 37, при  $E = 5,8$  МэВ нет максимума в ходе  $\sigma_f^0(E)$ , которым можно было бы объяснить происхождение обсуждаемого эффекта. Напротив, при этой энергии  $\sigma_f^0(E)$  имеет минимум. Более того, нигде, в том числе и на данном конкретном участке энергий

$\gamma$ -квантов, не было обнаружено статистически значимых корреляций между сечениями фотоделения ядер  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{U}$ .

Может быть, обнаруженная особенность исследуемого сечения связана с издержками решения некорректно поставленной задачи? Например, если подвергнуть сомнению оптимальность выбора числа итераций  $S_{\text{opt}} = 40$ , окажется, что исчезновение провала у кривой  $\sigma_f(E)$  при  $E = 6,15$  МэВ, формирующего правый склон обсуждаемого максимума, происходит при неправдоподобно низком числе итераций  $S = 5$ . Кроме того, будучи проинтегрированным по тормозному спектру, такое решение ( $S = 5$ ) приведет к очевидному расхождению расчетной кривой с экспериментальными значениями для отношений выходов фотоделения  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{U}$ . Подробный анализ достоверности математической обработки данных измерений, результаты которой позволили установить факт существования резонанса при  $E = 5,8$  МэВ, приведен в [30].

Расчеты показывают, что способность решения некорректно поставленной задачи  $\sigma_f(E)$  к раскачке быстро увеличивается с ростом энергии в надпороговой области. С этим свойством решения некорректно поставленной задачи, по-видимому, связано наличие волнообразной структуры в энергетической зависимости  $\sigma_f(E)$ , которая вполне различима на рис. 37 при  $S = 40$ . Этой области  $E$  соответствует область  $E_{\text{max}}$  на рис. 36, где отношение выходов  $R(E_{\text{max}}) \approx \text{const}$  в пределах ошибок измерений, в связи с чем можно считать, что данная структура не является физическим эффектом. Кстати, на рис. 37 можно видеть, что амплитуда «колебаний»  $\sigma_f(E)$  не выходит за пределы ошибок.

К числу эффектов со спорным происхождением можно отнести особенность изучавшегося сечения в окрестности энергии  $E = 6,5$  МэВ, ближайшей к обсуждавшемуся минимуму при  $E = 6,15$  МэВ. О достоверности этой особенности можно говорить только в том смысле, что решение при выходе кривой из минимума при 6,15 МэВ естественно приобретает вид ступеньки. Определеннее судить о ходе  $\sigma_f(E)$  на этом участке  $E$ , соответствующем слабому максимуму  $R(E_{\text{max}})$  при  $E_{\text{max}} = 6,7$  МэВ, нельзя в связи с погрешностями измерений.

В связи с обнаружением структуры  $\sigma_f(E)$  для  $^{237}\text{Np}$ , как уже отмечалось, не характерной для деления нечетных тяжелых ядер, по крайней мере  $Z$ -нечетных [78, 82], представляет интерес сравнение результатов настоящей работы с экспериментальными данными о вероятности деления ядра  $^{237}\text{Np}$  при других способах возбуждения. Для этой цели удобна такая характеристика, как отношение сечения деления к сечению образования составного ядра:

$$P_f(E) = \frac{\sigma_f(E)}{\sigma_c(E)} = \frac{\sum \sigma_c^{J\pi}(E) P_f^{J\pi}(E)}{\sum \sigma_c^{J\pi}(E)} = \langle P_f^{J\pi}(E) \rangle_{J\pi}. \quad (23)$$

Это отношение называют делимостью, хотя следовало бы добавить «средняя» или «наблюдаемая», чтобы отличать от делимости для определенных состояний составного ядра (определенных комбинаций спина  $J$  и четности  $\pi$ ):

$$P_f^{J\pi}(E) = \frac{\Gamma_f^{J\pi}(E)}{\Gamma_f^{J\pi}(E) + \Gamma_n^{J\pi}(E) + \Gamma_\gamma^{J\pi}(E)}, \quad (24)$$

где  $\Gamma_f^{J\pi}(E)$ ,  $\Gamma_n^{J\pi}(E)$  и  $\Gamma_\gamma^{J\pi}(E)$  — средние делительная, нейтронная и радиационная ширины распада составного ядра с квантовыми характеристиками  $J$ ,  $\pi$  и энергией возбуждения  $E$ . По сравнению с сечением деления  $\sigma_f(E)$  делимость  $P_f(E)$  гораздо слабее зависит от индивидуальных особенностей входного канала, в том числе от энергетической зависимости сечения образования составного ядра  $\sigma_c(E)$  разных реакций. Эта ситуация реализуется, например, в случае достаточно большой делимости ( $\Gamma_f > \Gamma_n$ ,  $\Gamma_f > \Gamma_\gamma$ ), в чем легко убедиться непосредственно по соотношению (24).

Подробные данные о делимости ядра  $^{237}\text{Np}$  в интересующей нас области околопороговых энергий были получены в прямой реакции  $^{236}\text{U}(^3\text{He}, df)$  [78]. В работе [78] для всех изученных ядер приводятся результаты теоретического анализа экспериментальных данных в рамках статистической модели, среди них и ядро  $^{237}\text{Np}$ , описание делимости которого играло роль теста. Вся эта информация для ядра  $^{237}\text{Np}$  дана на рис. 38. Фотоделение на нем представлено работой [26], в которой, кроме  $\sigma_f(E)$ , было измерено сечение реакции испускания фотонейтронов  $\sigma_n(E)$ . Это позволило определить сечения фотопоглощения  $\sigma_c(E) \approx \sigma_f(E) + \sigma_n(E)$  и делимости  $P_f(E)$ . На рис. 38 приведены и значительно более подробные, чем в [26], данные [30]. Для нахождения  $P_f(E)$  из  $\sigma_f(E)$  в [30] используют полученную в работе [26] аппроксимацию зависимости  $\sigma_c(E)$  суперпозицией двух лоренцианов (10) с параметрами  $\sigma_1 = 311$  мб,  $\sigma_2 = 540$  мб,  $E_1 = 10,98$  МэВ,  $E_2 = 14,08$  МэВ,  $\Gamma_1 = 2,17$  МэВ,  $\Gamma_2 = 4,66$  МэВ.

Экспериментальные результаты на рис. 38 находятся в разумном согласии, исключая участок энергии, где обнаружена обсуждаемая нерегулярность  $\sigma_f(E)$ . Измерения сечений в работе [26] выполнены со значительно большим шагом по энергии и худшим энергетическим разрешением. Поэтому данные [26] к рассмотрению вопроса об околопороговой структуре  $\sigma_f(E)$  и  $P_f(E)$  ядра  $^{237}\text{Np}$  привлекать не имеет смысла.

При сравнении данных разных реакций необходимо учитывать разницу в спектрах  $J^\pi$ -состояний, доступных для процесса деления ядра  $^{237}\text{Np}$  в каждой из реакций. Спектр состояний, по которому необходимо произвести усреднение связанных парциальных делимостей в (23), определяется рядом факторов: спином и четностью ядра-мишени  $I^\pi$ , распределением передаваемых ядру орбитальных угловых моментов  $\varphi(l)$  и спектром переходных состояний (каналов деления), по которым преодолевается барьер. Все они индивиду-

альны. Чем беднее набор  $\varphi(l)$  и спектр каналов деления, тем по меньшему числу состояний происходит усреднение  $P_f^{J\pi}(E)$ , и вероятны значительные изменения среднего, т.е.  $P_f(E)$ . И, казалось бы, имеющаяся информация о  $\varphi(l)$  сравниваемых реакций благоприятствует возникновению таких изменений  $P_f(E)$ . При фотопоглощении  $\varphi(l)$  — практически чистая линия,  $l = 1$ , отвечающая электрическому дипольному взаимодействию ( $E1$ ), в прямых реакциях — достаточно широкое распределение  $l$ , для которого в работе [78] получена кривая, приведенная на рис. 38.

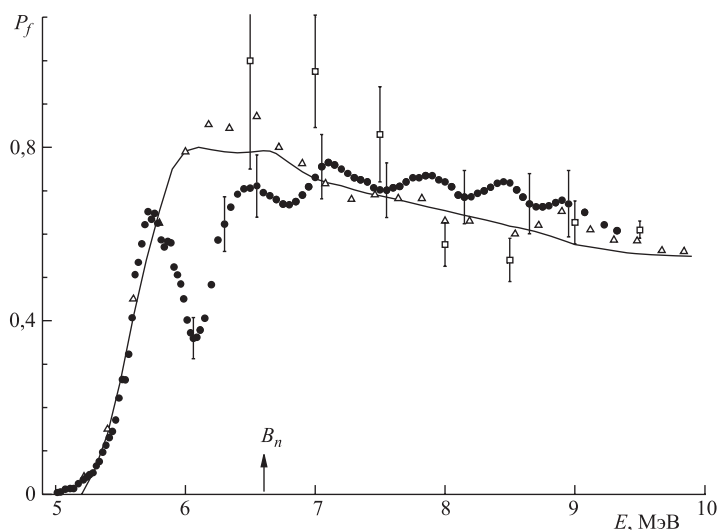


Рис. 38. Делимость ядра  $^{237}\text{Np}$ . В реакции  $(\gamma, f)$ : ● — [30]; □ — [26]; в реакции  $^{236}\text{U} (^3\text{He}, df)$  [78, 82]: △ — экспериментальные данные; сплошная кривая — расчет.  $B_n$  — энергии связи нейтрона в  $^{237}\text{Np}$

Влияние обсуждаемого фактора в связи со сравнением аналогичных данных для большого числа ядер исследовалось ранее в работах [1, 2]. На основе этих исследований пришли к заключению, что трудно рассчитывать на аналогичное объяснение различий  $P_f(E)$  такой величины, как на рис. 38. Пришлось бы сделать слишком сильное допущение о зависимости затухания вибрационной моды, ответственного за масштаб резонансных эффектов, от способа возбуждения. Затухание должно быть, с одной стороны, достаточно большим для объяснения гладкой зависимости делимости в прямой реакции, и именно в таком предположении в работах [78, 82] получена теоретическая кривая, которая показана на рис. 38. С другой стороны, оно должно быть настолько слабым для реакции  $(\gamma, f)$ , чтобы в фотоделимости мог проявиться отчетливый резонанс, да еще при энергиях  $E < B_n$ , где она довольно близка



к единице, т. е.  $\Gamma_n = 0$ , а  $\Gamma_f > \Gamma_\gamma$ , причем неравенство может быть значительным. Итак, налицо бесперспективность интерпретации рис. 38 в духе работ [1, 2] и необходимость поиска с этой целью иных возможностей.

Следуя (23), поведение сечения деления  $\sigma_f(E)$  можно рассматривать как результат, определяемый двумя зависящими от энергии сомножителями (11). Изложенное выше означает, что исчерпаны возможности, связанные со вторым сомножителем — делимостью  $P_f(E)$ . Поэтому обратимся к первому сомножителю в (11) — сечению образования составного ядра  $\sigma_c(E)$ . Было показано, что использование для него гладкой зависимости (9) при интересующих нас энергиях  $E$  приводит к расхождению между  $P_f(E)$  для реакций  $(\gamma, f)$  и  $({}^3\text{He}, df)$  (см. рис. 38). Очевидно, что его легко устранить, допуская для  $\sigma_c(E)$  нерегулярную зависимость, примерно повторяющую резонансную структуру  $\sigma_f(E)$  в районе 5,5–6 МэВ (см. рис. 37).

«Альтернативная», связанная со структурой  $\sigma_c(E)$  интерпретация результатов настоящих измерений для реакции  ${}^{237}\text{Np}(\gamma, f)$  привлекательна своей естественностью. Дело в том, что наблюдавшиеся эффекты не являются неожиданностью для фотоядерных реакций. Более того, экспериментальные исследования разных видов распада возбужденных  $\gamma$ -квантами ядер обнаруживают систематическое проявление резонансоподобных структур вблизи и ниже энергии связи нуклонов в широкой области  $A > 90$  (включая тяжелые ядра), и эта закономерность получила название «5,5 МэВ-аномалии» [83]. В теоретических работах [84, 85] объясняется происхождение данной аномалии.

Все, что излагалось выше, касалось преобладающего  $E1$ -взаимодействия фотонов с ядрами. Для исследований угловых распределений осколков фотоделения характерна уникальная возможность: с их помощью удастся экспериментально выделить аналогичные эффекты, связанные с  $E2$ -взаимодействием, менее вероятным в несколько десятков раз [55].

Таким образом, в результате проведенных детальных измерений относительных выходов и сечений фотоделения ядра  ${}^{237}\text{Np}$  была получена и подробная энергетическая зависимость сечения фотоделения значительно более гладкая, чем сечение фотоделения  ${}^{238}\text{U}$ , традиционно используемое как сечение-стандарт. Применение нового стандарта особенно целесообразно при относительных измерениях сечений фотоделения четно-четных ядер с ярко выраженной подпороговой резонансной структурой. Помимо этого была получена интересная физическая информация, изложенная выше.

**Фотоделение изотопов америция в области энергий 6–12 МэВ.** Измерению сечений фотоделения изотопов америция в области энергий первого плато делимости,  $E < 12$  МэВ, посвящено несколько экспериментальных работ, и наибольшее число из них — изотопу  ${}^{241}\text{Am}$  [6, 8, 16, 86]. Для изомера  ${}^{242m}\text{Am}$  опубликованных данных нет, а  ${}^{243}\text{Am}$  до настоящей работы исследовался только в работе [6] вместе с  ${}^{241}\text{Am}$ . Как и результаты настоящей работы, все данные по фотоделению изотопов америция получены на

тормозном спектре. Обращает на себя внимание полученное в работе [6] соотношение величин сечений фотоделения  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  в области энергий, соответствующих плато делимости: с увеличением атомного номера изотопа  $A$  сечение увеличивается, а не уменьшается, как для других исследованных ядер. Это обстоятельство, а также расхождение сечений фотоделения  $^{241}\text{Am}$  из работы [8] и работ [6] и [86] было одним из мотивов постановки данного эксперимента.

Измерения сечений фотоделения  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{242m}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  были выполнены на тормозном пучке микротрона ГНЦ РФ ФЭИ в области граничных энергий тормозного спектра  $E_{\text{max}} = 6\text{--}12,4$  МэВ: с шагом 0,05 МэВ при  $E_{\text{max}} < 6,7$  МэВ, 0,1 МэВ в интервале  $E_{\text{max}} = 6,7\text{--}7,7$  МэВ и 0,2 МэВ при более высоких энергиях. В эксперименте измерялись зависимости отношения выходов реакции фотоделения исследовавшихся изотопов к выходам ядра-стандарта ( $^{238}\text{U}$ ). Данные для всех трех изотопов америция были получены в одном опыте. В случае  $^{242m}\text{Am}$  из-за малой толщины делящегося слоя экспозиции приходилось увеличивать в несколько раз по сравнению с экспозициями для двух других изотопов. Делящиеся слои оксидов исследуемого вещества и  $^{238}\text{U}$  на алюминиевых подложках толщиной 0,1 мм были размещены вплотную друг к другу (в геометрии «back-to-back»).

Для каждого из изотопов использовалось по одной кассете с парой слоев из исследуемого изотопа и ядра-стандарта. Толщины слоев  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  были равны приблизительно 100 мкг/см<sup>2</sup>. Стоящие с ними в паре слои  $^{238}\text{U}$  имели толщину 200 мкг/см<sup>2</sup>. В паре  $^{242m}\text{Am}$ – $^{238}\text{U}$  толщины слоев составляли 6 и 4 мкг/см<sup>2</sup> соответственно. Кассета с последней парой слоев располагалась ближе всех к тормозной мишени — на расстоянии 21 мм от вольфрамовой ее части. Кассеты с  $^{243}\text{Am}$  и  $^{241}\text{Am}$  располагались на расстоянии 42 и 49 мм соответственно.

Делящееся вещество слоя  $^{241}\text{Am}$  было изотопически чистым. Слой  $^{243}\text{Am}$  содержал 30,3 %  $^{241}\text{Am}$ , 3,8 %  $^{244}\text{Cm}$  и 0,7 %  $^{242}\text{Cm}$ . Количество примесей определялось с помощью  $\alpha$ -спектрометрических измерений. Делящееся вещество слоя  $^{242m}\text{Am}$  на день изготовления имело следующий изотопный состав в весовых отношениях:  $^{242m}\text{Am}$  — 1,  $^{241}\text{Am}$  — 0,162,  $^{243}\text{Am}$  — 0,006. В отличие от слоев  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$ , которые были изготовлены непосредственно перед экспериментом, слой  $^{242m}\text{Am}$  был изготовлен на 5,75 года раньше, что следующим образом изменило изотопный состав делящегося вещества:  $^{242m}\text{Am}$  — 0,97,  $^{241}\text{Am}$  — 0,16,  $^{238}\text{Pu}$  — 0,015,  $^{242}\text{Pu}$  — 0,004,  $^{243}\text{Am}$  — 0,006,  $^{242}\text{Cm}$  — 0,003,  $^{237}\text{Np}$  — 0,001.

Результаты измерений  $R(E_{\text{max}})$  приведены на рис. 39. Ошибки  $\Delta R(E_{\text{max}})$  включают в себя статистические ошибки счета числа треков, зарегистрированных детекторами, ошибки просмотра детекторов под микроскопом, ошибки поправок на изотопный состав делящегося вещества и на фон от спонтанных делений. Результаты для  $^{241}\text{Am}$  свободны от двух последних составля-

ющих ошибки  $\Delta R(E_{\max})$ . Для  $^{243}\text{Am}$  фон спонтанных делений проявился только в нижайших по энергии точках, резко уменьшаясь с 6 до 1 % с увеличением энергии от  $E_{\max} = 5,95$  МэВ до  $E_{\max} = 6,1$  МэВ и далее до пренебрежимо малой величины. Для  $^{242m}\text{Am}$  этот фон составил 80 % при нижней границе энергетического интервала, уменьшился до 10 % при  $E_{\max} = 6,6$  МэВ и дальше с увеличением энергии продолжал уменьшаться до величины менее 1 % от числа зарегистрированных детектором осколков деления.

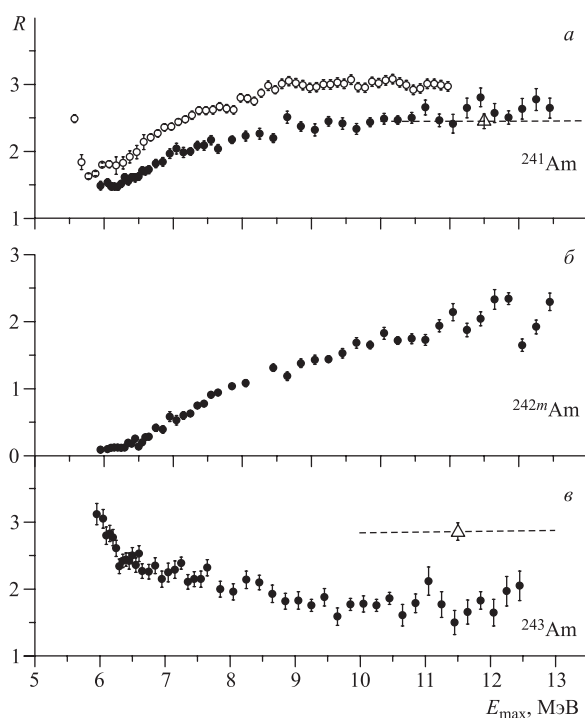


Рис. 39. Зависимость отношений выходов фотоделений  $R$  исследовавшихся изотопов амерция и  $^{238}\text{U}$  от граничной энергии спектра тормозного излучения  $E_{\max}$ : а) для  $^{241}\text{Am}$ ; б) для  $^{242m}\text{Am}$ ; в) для  $^{243}\text{Am}$ . ● — данные настоящей работы; ○ — результаты [8];  $\Delta$  и штриховые линии — результаты [6]

В  $\Delta R(E_{\max})$  не включена систематическая ошибка, оцениваемая нами величиной порядка 15 %. В эту оценку входят ошибки, связанные с механическим исполнением экспериментального устройства, и ошибка определения отношения чисел ядер в делящихся мишенях исследуемого изотопа и  $^{238}\text{U}$ . Это отношение измерялось в специальном опыте путем облучения в потоке монохроматических нейтронов с энергией 5 МэВ тех же сборок слоев, ко-

торые использовались в измерениях отношений выходов фотоделений. Статистическая точность этих измерений составляла примерно 3%. Величины сечений деления нейтронами  $\sigma_{nf}$  были взяты равными 1,77, 1,70 и 1,45 б для  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{242m}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  соответственно [87].

На рис. 39, *a* приведены результаты настоящих измерений отношений  $R(E_{\text{max}})$ , а также результаты работ [6, 8] для  $^{241}\text{Am}$ . Результаты настоящей работы [27] в пределах ошибок согласуются с данными [6], но приблизительно на 20% зависимость  $R(E_{\text{max}})$  проходит ниже, чем в [8]. Такое расхождение можно объяснить тем, что в работе [8] измерение отношения чисел ядер в делящихся мишенях производилось на нейтронах с энергией 14,5 МэВ. При этой энергии разброс значений сечения деления нейтронами, полученных разными авторами для  $^{241}\text{Am}$ , достигает 15%, а выбранное в работе [8] по оценке ENDF/B-VI сечение, как видно из подборки данных, приведенных в [87], оказалось самым большим из возможных. Кроме того, измерения в [8] проводились в геометрии, отличной от геометрии «back-to-back». В силу этого предпочтение следует отдать результатам настоящей работы. Характер энергетической зависимости  $R(E_{\text{max}})$  в обеих сериях измерений ([8] и [27]) в пределах ошибок совпадает.

На рис. 39, *b* изображена энергетическая зависимость отношений выходов  $^{242m}\text{Am}$  и  $^{238}\text{U}$  после внесения поправок на упомянутые выше примеси. Ввиду незначительности примесей  $^{242}\text{Sm}$  (0,3%),  $^{242}\text{Pu}$  (0,4%) и  $^{237}\text{Np}$  (0,1%), а также отсутствия достаточной информации о фотоделении  $^{242}\text{Sm}$  для точного учета его вклада в регистрируемые детекторами выходы осколков фотоделения в процессе вычисления поправок эти примеси были объединены как добавка 0,8%  $^{238}\text{Pu}$  к реально существующим 1,5%  $^{238}\text{Pu}$ . Неопределенность самой поправки от этого увеличивалась не более чем на 1,5–2%. Это допущение дало возможность пользоваться только измеренными в настоящем и аналогичном [61] экспериментах зависимостями  $R(E_{\text{max}})$ . Хотя суммарный процент примесей в делящемся веществе  $^{242m}\text{Am}$  и не превышал 20% из-за того, что с уменьшением энергии выход фотоделений этого ядра с  $E_{\text{max}} \approx 10$  МэВ начинает падать быстрее, чем выход фотоделений примесей, поправка на них, особенно в области низких энергий, была значительной. Из-за этого ошибка приводимых результатов по  $R(E_{\text{max}})$  в самой нижней измеренной точке доходит до 50%, но уже при энергии больше 7 МэВ она колеблется около 5–4%. Данные по фотоделению  $^{242m}\text{Am}$  получены впервые.

Экспериментальные зависимости  $R(E_{\text{max}})$  для  $^{243}\text{Am}$  приведены на рис. 39, *в*. В приведенные данные также внесена поправка на содержание в делящемся веществе  $^{243}\text{Am}$  примесей. В процессе их учета пришлось допустить, что примесь состоит только из  $^{241}\text{Am}$ , но в количестве 35%. Основанием для такого допущения является тот факт, что подбарьерное уменьшение делимости для  $^{241}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Cm}$  начинается при одной энергии возбуждения,

равной 6 МэВ, а величина делимости  $^{244}\text{Cm}$  при более высоких энергиях не превосходит делимости  $^{241}\text{Am}$  более чем на 20 % [70, 77, 88]. Примесь 0,7 %  $^{242}\text{Cm}$  также включена в добавку к 30,3 %  $^{241}\text{Am}$ . Оценки показали, что это увеличивает неопределенность поправки не более чем на 2–2,5 %.

Здесь же на рис. 39, *в* приведены отношения  $R(E_{\text{max}})$ , полученные в работе [6]. Настоящие данные [27] для  $^{243}\text{Am}$  значительно расходятся с результатами работы [6]. Зависимость, полученная в [27] в области энергий, где есть данные по  $R(E_{\text{max}})$  работы [6], проходит значительно ниже. Расхождение значений  $R(E_{\text{max}})$  составляет в среднем 60 %, что значительно превышает неопределенности обоих экспериментов.

Измерения абсолютных значений выходов фотоделений и относительные делимости  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{238}\text{U}$  в калибровочных измерениях работы [6] были выполнены на основе той же методики с использованием твердотельных трековых детекторов осколков деления, что и настоящие измерения. Более того, результаты калибровочных измерений отношения выходов осколков деления  $^{241}\text{Am}$  и  $^{238}\text{U}$  в пределах ошибок совпадают с результатами настоящих измерений. Это позволяет думать, что причина расхождений  $R(E_{\text{max}})$  для  $^{243}\text{Am}$  не является методической, а может быть или в учете примесей, или в определении отношения чисел ядер в делящихся мишенях  $^{243}\text{Am}$  и  $^{238}\text{U}$ .

Примеси в делящемся веществе  $^{243}\text{Am}$  действительно были значительными, но подавляющую их часть составляла примесь  $^{241}\text{Am}$ . Следовательно, почти все необходимые данные для внесения поправок на примеси были получены в этом же эксперименте, что позволяло учитывать их с минимальными погрешностями. Ошибка от непрямого учета примесей 3,8 %  $^{244}\text{Cm}$  и 0,7 %  $^{242}\text{Cm}$  по оценкам также не могла оказать серьезного влияния на результаты. Хотя поправка и была в рассматриваемой области энергий  $E_{\text{max}} = 10\text{--}12$  МэВ порядка 40 % и увеличила статистическую неопределенность исправленных значений  $R(E_{\text{max}})$  с 4 % до примерно 10 %, трудно ею объяснить наблюдаемое расхождение.

Как уже упоминалось выше, определение отношений чисел ядер в делящихся мишенях исследовавшихся изотопов америция и ядра-стандарта производилось в потоке монохроматических нейтронов с энергией 5 МэВ. При этом и для  $^{241}\text{Am}$ , и для  $^{243}\text{Am}$  были использованы сечения деления нейтронами, полученные в результате анализа доступных экспериментальных и оценочных данных одной группой авторов [87]. Это в определенной мере уменьшило вероятность выйти за пределы заявленной выше ошибки определения абсолютных значений отношений  $R(E_{\text{max}})$ , равной 15 %. Все сказанное позволяет считать, что расхождение с результатами работы [6] происходит не из-за неточности результатов настоящего эксперимента.

Из полученных в геометрии «back-to-back» экспериментальных зависимостей  $R(E_{\text{max}})$  с помощью описанной выше процедуры [8] были восстановлены энергетические зависимости сечений фотоделения  $\sigma_f(E)$  исследовав-

шихся изотопов америция (рис. 40). Данные настоящей работы изображены темными значками.

На рис. 40, *а* представлены сечения фотоделения  $^{241}\text{Am}$ . Ошибки измерения  $R(E_{\text{max}})$  для этого ядра в околороговой области энергий колеблются около величины 3%, и это не на много превышает уровень ошибок в предыдущих наших измерениях сечений фотоделения относительным методом. Поэтому сечения фотоделения  $^{241}\text{Am}$  были вычислены с помощью итерационного метода МНР [9] при стандартном числе итераций  $S_{\text{итт}} = 40$  [30],

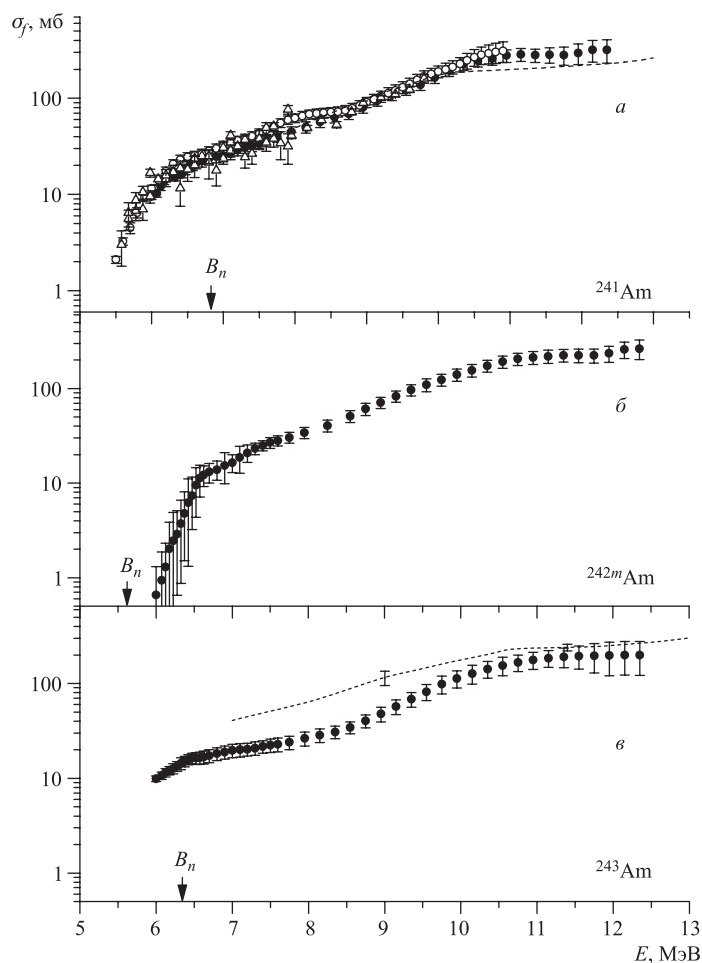


Рис. 40. Энергетическая зависимость сечений фотоделения: *а*) для  $^{241}\text{Am}$ ; *б*) для  $^{242m}\text{Am}$ ; *в*) для  $^{243}\text{Am}$ . ● — данные настоящей работы; ○ — результаты [8]; Δ — результаты [86]; штриховая кривая — результаты [6].  $B_n$  — энергия связи нейтрона

позволяющем получить проработку структуры энергетической зависимости сечений. В частности, в настоящих, несколько более подробных по энергии измерениях, чем в [8], в районе энергии  $E = 6,2$  МэВ был обнаружен небольшой максимум с шириной около 200 кэВ. Подобный максимум в непосредственной близости от порога испускания нейтронов и ниже него в энергетической зависимости сечения фотоделения был обнаружен при исследовании также нечетно-четного ядра  $^{237}\text{Np}$  [30]. На этом же рисунке треугольниками изображены результаты работы [86], полученные также на тормозном спектре. За исключением нескольких сильно отклонившихся точек они в целом хорошо согласуются с результатами настоящих измерений. В районе 6 МэВ, но несколько ниже, чем в настоящей работе, в [86] тоже проявляется максимум  $\sigma_f(E)$ .

Кривая  $\sigma_f(E)$  для  $^{241}\text{Am}$  [8] проходит несколько выше полученной в настоящем эксперименте кривой энергетической зависимости сечений. Это расхождение абсолютных величин обсуждалось выше при сравнении данных о  $R(E_{\max})$ . Штриховой кривой представлены сечения, полученные в [6]. Они в пределах ошибок согласуются с данными настоящей работы и [86].

На рис. 40, б изображена энергетическая зависимость сечений фотоделения  $^{242m}\text{Am}$ . Исходные экспериментальные данные  $R(E_{\max})$  для этого ядра получены с большими статистическими ошибками, связанными с поправками на изотопный состав, особенно в области низких энергий, где проявляется большей частью структура сечений фотоделения. Было бы неоправданно приводить результаты математической обработки таких данных и обсуждать наблюдавшиеся резонансы сечения фотоделения. Поэтому перед обработкой по методу МНР зависимости  $Y(E_{\max})$ , полученные с помощью соотношений (7) и (8), были подвергнуты сглаживанию. В области больших статистических ошибок  $E_{\max} < 7$  МэВ сглаживание проводилось по 5 экспериментальным точкам, в области  $E_{\max} > 7$  МэВ — по трем. Данные настоящей работы дают информацию лишь о среднем ходе энергетической зависимости  $\sigma_f(E)$ . Ниже наблюдаемого порога сечения деления  $^{242m}\text{Am}$ , находящегося при энергии около 6,5 МэВ, сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$  измерены с большими ошибками. В области  $E > 7$  МэВ ошибки  $\sigma_f(E)$  такого же порядка, что и ошибки сечений фотоделения для других ядер, исследованных нами относительным методом.

На рис. 40, в полученные сечения фотоделения  $^{243}\text{Am}$  сравниваются с сечениями работы [6]. Обсуждавшееся выше расхождение данных об отношениях  $R(E_{\max})$  сохранилось и в данных по сечениям. Из-за больших статистических ошибок и разброса точек в исходной для расчета сечений информации о  $R(E_{\max})$ , как и в случае  $^{242m}\text{Am}$ , приведены сечения фотоделения  $^{243}\text{Am}$ , полученные после сглаживания зависимости  $Y(E_{\max})$ . В результате настоящих измерений для  $^{243}\text{Am}$  тоже наблюдались лишь средний ход энергетической зависимости и величина сечения фотоделения. Отчетливо

видно, что ниже энергии  $E = 6,4$  МэВ начинается подбарьерное уменьшение сечения.

Полученные в настоящей работе данные по делению изотопов америция в виде делимостей  $P_f(E)$  (9) — отношений к сечению фотопоглощения можно сопоставить с экспериментальными данными о вероятности деления из прямых реакций. В исследуемой области энергий преобладающим является процесс дипольного фотопоглощения с сечением  $\sigma_{c1}(E)$ . Поскольку непосредственных экспериментальных данных о сечении дипольного фотопоглощения для изотопов америция нет, для вычисления  $P_f(E)$  была использована аппроксимация энергетической зависимости  $\sigma_{c1}(E)$  (10) с параметрами:  $\sigma_1 = 311$  мб,  $\Gamma_1 = 2,37$  МэВ,  $E_1 = 10,77$  МэВ,  $\sigma_2 = 459$  мб,  $\Gamma_2 = 5,13$  МэВ,  $E_2 = 13,8$  МэВ, полученная в работе [12] для  $^{238}\text{U}$ . В настоящих относительных измерениях сечений фотоделения в оценке сечения-стандарта в работе [8] при энергиях выше 7 МэВ использованы те же экспериментальные данные работы [12], что и при получении параметров лоренцианов (10). Используя одну и ту же информацию о сечении фотоделения  $^{238}\text{U}$  при умножении экспериментальной зависимости  $R(E_{\text{max}})$  на интеграл от  $\sigma_f^0(E)$  по тормозному спектру (7) в случае вычисления  $Y(E_{\text{max}})$  и  $\sigma_f(E)$  и при делении в случае вычисления делимостей, можно рассчитывать в известной степени избавиться от связанных с выбором  $\sigma_f^0(E)$  и  $\sigma_{c1}(E)$  неопределенностей в величине  $P_f(E)$ .

На рис. 41, *a* показана полученная в настоящей работе энергетическая зависимость делимостей  $P_f(E)$  для  $^{241}\text{Am}$ . На этом же рисунке приведены  $P_f(E)$ , измеренные в двух работах для того же ядра  $^{241}\text{Am}$  в прямой реакции ( $^3\text{He}, df$ ) [70, 77]. Общий характер зависимостей  $P_f(E)$  настоящей работы и [70, 77] близок: начало подбарьерного уменьшения делимости с уменьшением энергии совпадает, в области энергий от 7 до 11 МэВ наблюдается плато делимости. В большей части энергетического интервала значения делимостей совпадают в пределах ошибок. Только в области энергий ниже 7 МэВ делимость  $P_f(E)$ , полученная в настоящей работе, проходит ниже данных прямых реакций. Это можно объяснить завышенными значениями сечения дипольного фотопоглощения  $\sigma_{c1}(E)$ , получающимися из аппроксимации [12] при низких энергиях. В обзоре [2] для фотоделения изотопов тория, урана, нептуния и плутония было показано, что хорошее описание энергетической зависимости  $\sigma_{c1}(E)$  двумя лоренцианами (10) в области энергий, соответствующих гигантскому дипольному резонансу, завышает  $\sigma_{c1}(E)$  при низких энергиях.

В зависимости  $P_f(E)$  более рельефно видна резонансоподобная нерегулярность при  $E = 6,2$  МэВ. В работе [86] в этой области энергий также наблюдалась нерегулярность, но с несколько большими ошибками  $P_f(E)$ . На рис. 41, *a* треугольниками показана лишь часть энергетической зависимости делимости из работы [86] в области энергий  $E < 7$  МэВ. В данных прямых реакций в пределах ошибок такая нерегулярность не наблюдается. Ситуация с проявлением резонанса в делимости  $^{241}\text{Am}$  в области энергий



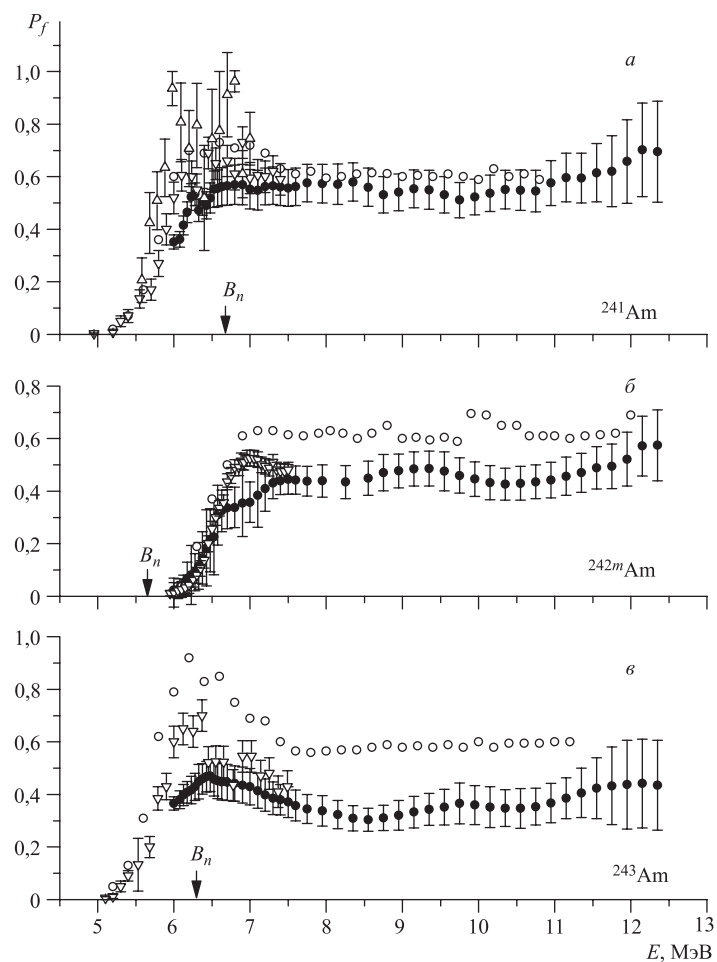


Рис. 41. Сравнение энергетических зависимостей делимости в реакциях фотоделения и прямых реакций: а) для  $^{241}\text{Am}$ ; б) для  $^{242m}\text{Am}$ ; в) для  $^{243}\text{Am}$ . ● — данные настоящей работы; ○ — результаты [79];  $\Delta$  — результаты [87];  $\nabla$  — результаты [78].  $B_n$  — энергия связи нейтрона

ниже энергии связи нейтрона  $B_n = 6,66$  МэВ подобна той, что наблюдалась и подробно обсуждена для  $^{237}\text{Np}$  в [30]. Как и в [30], трудно объяснить проявление резонанса в данных по фотоделению и отсутствие его в данных прямых реакций резонансами проницаемости барьера деления для  $Z$ -нечетного ядра. Скорее всего, это проявление резонансной структуры сечения  $E1$ -фотопоглощения [83].

На рис. 41, б проводится сравнение фотоделимостей для изотопа  $^{242m}\text{Am}$  с делимостями для того же ядра в прямых реакциях ( $d, pf$ ) [77] и ( $^3\text{He}, tf$ ) [78]. Подбарьерные участки  $P_f(E)$  во всех трех работах в пределах ошибок совпадают, но значение энергии, при которой начинается резкое уменьшение делимости, в фотоделительных данных примерно на 300 кэВ ниже. В области энергий ниже 7,3 МэВ наблюдается небольшое уменьшение делимости по сравнению с данными прямых реакций. Как и в случае  $^{241}\text{Am}$ , это уменьшение, по-видимому, связано с завышением использованного сечения дипольного фотопоглощения [12] в настоящих расчетах. В зависимости  $P_f(E)$  для  $^{242m}\text{Am}$  также хорошо наблюдается плато делимости. Значения делимостей в плато расходятся с данными работы [78], но согласуются, хотя и на небольшом интервале энергий, с данными [77].

На рис. 41, в приведены делимости изотопа  $^{243}\text{Am}$ , полученные в настоящем эксперименте и в эксперименте с использованием прямых реакций ( $^3\text{He}, df$ ) [77, 78]. Наши результаты по характеру зависимости  $P_f(E)$  не расходятся с данными [77, 78]. Даже не столь высокий подъем делимости в окрестности энергии  $E = 6,5$  МэВ можно объяснить завышением сечения дипольного фотопоглощения [2]. Максимум делимости находится очень близко к энергии связи нейтрона  $B_n = 6,38$  МэВ, что дает возможность интерпретировать уменьшение делимости на правом его крыле как результат конкуренции ширин делительного и нейтронного каналов распада возбужденного ядра. Относительно расхождения значений делимостей в области плато можно сказать, что они и в зависимостях  $P_f(E)$ , измеренных в одной и той же прямой реакции  $^{242}\text{Pu}(^3\text{He}, df)^{243}\text{Am}$ , различаются в такой же степени.

Даже большие значения делимости  $P_f$  в области плато для  $^{243}\text{Am}$  из двух, полученных с помощью прямых реакций [77, 78], не превосходят наблюдавшиеся в той же работе [78] делимости для  $^{241}\text{Am}$ . Это обстоятельство является немаловажным в связи со сравнением средних значений делимостей  $^{243}\text{Am}$  и  $^{241}\text{Am}$ , полученных в [6] при энергии 11,5 МэВ и равных соответственно  $0,61 \pm 0,04$  и  $0,53 \pm 0,03$ , с измеренными в настоящей работе по усредненным экспериментальным данным в области  $E = 11-12$  МэВ. В настоящей работе средние делимости, вычисленные для такого сравнения с помощью соотношения, приведенного в [6], равны  $0,38 \pm 0,02$  для  $^{243}\text{Am}$  и  $0,58 \pm 0,03$  для  $^{241}\text{Am}$ . Для  $^{243}\text{Am}$  они значительно меньше значений, полученных в [6], хотя для  $^{241}\text{Am}$  те же величины в пределах ошибок совпадают. Более низкая средняя делимость изотопа  $^{243}\text{Am}$ , имеющего в составе ядра большее число нейтронов  $N$ , чем нечетно-четный изотоп  $^{241}\text{Am}$ , вполне естественна. Это подтверждается и данными прямых реакций [77, 78]. Таким образом, в настоящей работе не получено подтверждение достаточно неожиданного соотношения делимостей ядер  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  в [6], где вопреки модельным предсказаниям делимость  $^{243}\text{Am}$  получена большей, чем делимость  $^{241}\text{Am}$ .

**Сечение фотоделения изотопов  $^{243}\text{Cm}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Bk}$  и  $^{249}\text{Cf}$  в области энергий от порога до 10–12 МэВ.** Измерения сечений фотоделения для изотопов  $^{243}\text{Cm}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Bk}$  и  $^{249}\text{Cf}$  [89] являются продолжением серии относительных измерений сечений фотоделения нечетных ядер. В качестве стандарта использовалось сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$ . Измерения выполнены на микротроне ГНЦ РФ ФЭИ в области граничных энергий тормозного спектра  $E_{\text{max}} = 6,05\text{--}12,45$  МэВ для  $^{243}\text{Cm}$ ,  $E_{\text{max}} = 5,05\text{--}10,1$  МэВ для  $^{245}\text{Cm}$ ,  $E_{\text{max}} = 5,55\text{--}10,1$  МэВ для  $^{249}\text{Bk}$  и  $E_{\text{max}} = 5,95\text{--}12,45$  МэВ для  $^{249}\text{Cf}$ . В припороговой области энергий измерения проведены с шагом 0,05 МэВ, в области энергий  $E_{\text{max}} < 8\text{--}8,5$  МэВ — с шагом 0,1 МэВ и при более высоких энергиях — с шагом 0,2 МэВ. Делящиеся слои оксидов исследуемого вещества и  $^{238}\text{U}$  на алюминиевых или платиновых подложках толщиной 0,1–0,2 мм размещались вплотную друг к другу (в геометрии «back-to-back»). Расположение отдельных кассет с делящимися мишенями в экспериментальном устройстве и их толщины указаны в табл. 8. Для каждого из изотопов использовалось по одной кассете с парой слоев из исследуемого изотопа и ядра-стандарта.

Таблица 8. Толщины делящихся мишеней ( $t$ ) и расстояния от них до вольфрамовой части тормозной мишени ( $L$ )

Сборки делящихся мишеней	$t_{\text{исл. изот.}}$ , мкг/см <sup>2</sup>	$t_{\text{станд.}}$ , мкг/см <sup>2</sup>	$L$ , мм
$^{243}\text{Cm}\text{--}^{238}\text{U}$	1,2	2,5	28
$^{245}\text{Cm}\text{--}^{238}\text{U}$	100	500	28
$^{249}\text{Bk}\text{--}^{238}\text{U}$	75	520	21
$^{249}\text{Cf}\text{--}^{238}\text{U}$	75	520	35

**Кюрий-243.** На рис. 42, *a* изображена энергетическая зависимость отношений выходов реакции фотоделения  $R(E_{\text{max}})$  изотопа  $^{243}\text{Cm}$  и ядра  $^{238}\text{U}$ . Практически изотопически чистое делящееся вещество  $^{243}\text{Cm}$  (примесей других изотопов Cm содержалось менее 0,01 %) было нанесено на платиновую фольгу толщиной 0,2 мм.

Отношение чисел ядер в делящихся мишенях исследуемого изотопа и  $^{238}\text{U}$  измерено со статистической точностью 3 % в специальном опыте путем облучения в потоке монохроматических нейтронов с энергией 5 МэВ. При вычислении  $m/m_0$  величины сечений деления нейтронами  $\sigma_{nf}$  были взяты равными 2,06 б для  $^{243}\text{Cm}$  [90] и 0,541 б для  $^{238}\text{U}$  [92].

Статистическая точность измерений  $R(E_{\text{max}})$  при энергиях ниже 7,2 МэВ (порядка 10 %) более чем в 2 раза хуже точности измерений в высокоэнергетической части зависимости  $R(E_{\text{max}})$ , где благодаря увеличению экспозиций

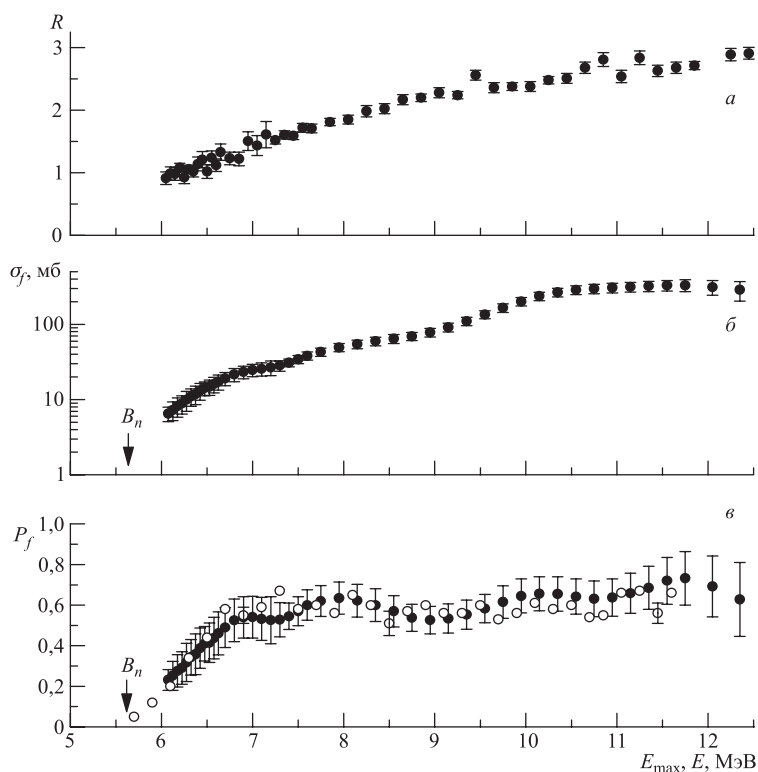


Рис. 42. а) Зависимость отношений выходов реакции фотоделения  $R(E_{\max})$  от граничной энергии тормозного спектра  $E_{\max}$  ядер  $^{243}\text{Cm}$  и  $^{238}\text{U}$ . б) Энергетическая зависимость сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$  для  $^{243}\text{Cm}$ . в) Энергетическая зависимость делимости  $P_f(E)$  для  $^{243}\text{Cm}$ . ● — данные настоящей работы по фотоделению; ○ — данные прямой реакции ( $^3\text{He}, tf$ ) [78].  $B_n$  — энергия связи нейтрона

результаты были измерены с ошибками порядка 3%. Фон спонтанных делений практически равнялся нулю.

Полученные методом МНР [9] сечения фотоделения  $^{243}\text{Cm}$  показаны на рис. 42, б. Исходные экспериментальные данные  $R(E_{\max})$  для этого ядра имеют большие статистические ошибки в области низких энергий, и перед обработкой полученная на их основе с помощью соотношений (7) и (8) зависимость  $Y(E_{\max})$  была подвергнута процедуре сглаживания, аналогичной той, что применялась для ядер  $^{242m}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  [27]. Полученные в настоящей работе данные дают информацию лишь о среднем ходе энергетической зависимости  $\sigma_f(E)$ . Приведенные на рис. 42, б сечения позволяют оценить наблюдаемый порог деления для ядра  $^{243}\text{Cm}$  величиной порядка 6,5 МэВ.

Настоящие результаты по делению изотопа  $^{243}\text{Sm}$  в виде делимостей  $P_f(E)$  (9) на рис. 42, *в* сопоставляются с экспериментальными данными о вероятности деления из прямой реакции ( $^3\text{He}$ ,  $tf$ ) [78]. Непосредственных экспериментальных данных о сечении дипольного фотопоглощения для изотопа  $^{243}\text{Sm}$  нет, и для вычисления  $P_f(E)$  была использована аппроксимация энергетической зависимости  $\sigma_{c1}(E)$  (10), полученная в работе [12] для  $^{238}\text{U}$ . Характер сопоставляемых зависимостей  $P_f(E)$  близок: начало подбарьерного уменьшения делимости с уменьшением энергии совпадает, в области энергий от 7 до 11 МэВ наблюдается плато делимости. В большей части энергетического интервала значения делимостей совпадают в пределах ошибок. Только в области энергий  $E < 7$  МэВ можно видеть, что делимость  $P_f(E)$ , полученная в настоящей работе, проходит ниже данных прямых реакций. Это можно объяснить так же, как и в случае изотопов америция [27], завышенными значениями сечения дипольного фотопоглощения  $\sigma_{c1}(E)$ , получающимися из аппроксимации [12] при низких энергиях [2].

**Кюри-245.** Измерения отношений выходов  $R(E_{\text{max}})$  для  $^{245}\text{Sm}$  и  $^{238}\text{U}$  были выполнены с использованием практически изотопически чистого (примесей других изотопов Sm содержалось менее 0,008 %) делящегося вещества, нанесенного на платиновую фольгу толщиной 0,2 мм.

Отношения чисел ядер в делящихся мишенях исследуемого изотопа и  $^{238}\text{U}$  измерялись путем облучения в потоке монохроматических нейтронов с энергией 5 МэВ. Статистическая точность этих измерений примерно 3%. Величины сечений деления нейтронами  $\sigma_{nf}$  были взяты равными 1,675 б для  $^{245}\text{Sm}$  [91] и 0,541 б для  $^{238}\text{U}$  [92]. При энергиях  $E_{\text{max}}$  ниже 5,05 МэВ фон спонтанных делений не позволил измерить величину  $R(E_{\text{max}})$ . С повышением энергии фон уменьшался с 80% от числа зарегистрированных детектором осколков при  $E_{\text{max}} = 5,05$  МэВ до примерно 5% при  $E_{\text{max}} = 6$  МэВ и далее до пренебрежимо малой величины.

На рис. 43, *а* представлена энергетическая зависимость  $R(E_{\text{max}})$  для  $^{245}\text{Sm}$ . Ошибки измерения  $R(E_{\text{max}})$  в области энергий  $E_{\text{max}} < 6,5$  МэВ составляют примерно 10%, за исключением нескольких точек, где существенен фон спонтанных делений. При энергиях выше 6,5 МэВ ошибки колеблются около величины порядка 3,5%.

Полученная экспериментальная зависимость  $R(E_{\text{max}})$  была преобразована в интегральную зависимость выходов реакции фотоделения  $Y(E_{\text{max}})$  и после сглаживания обработана с помощью метода (МНР) [9] с целью получения зависимости сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$ . Результаты вычислений представлены на рис. 43, *б*. Хотя и в пределах ошибок, но достаточно явно, несмотря на сглаживание  $Y(E_{\text{max}})$ , наблюдается нерегулярность резонансного типа в области энергий 5,7 МэВ. Причину проявления нерегулярности в этой области энергий можно связать с конкуренцией с нейтронным каналом — энергия связи нейтрона для  $^{245}\text{Sm}$   $B_n = 5,52$  МэВ. Наблюдаемый

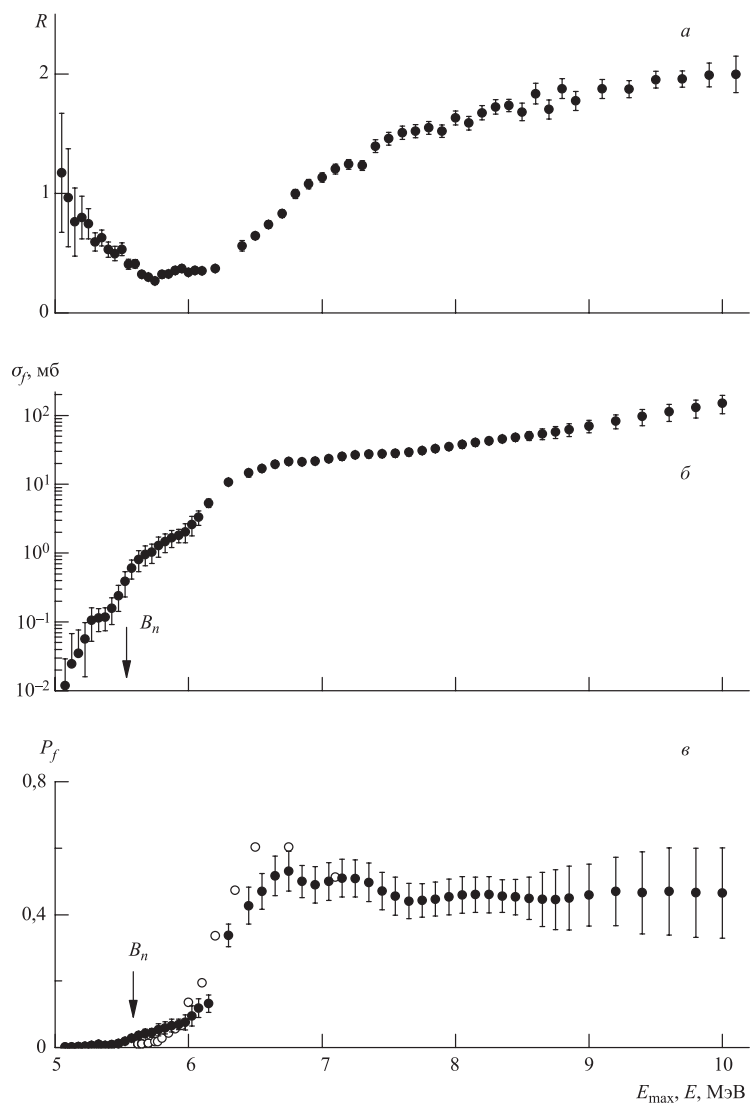


Рис. 43. *a*) Зависимость отношений выходов реакции фотоделения  $R(E_{\text{max}})$  от граничной энергии тормозного спектра  $E_{\text{max}}$  ядер  $^{245}\text{Cm}$  и  $^{238}\text{U}$ . *б*) Энергетическая зависимость сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$  для  $^{245}\text{Cm}$ . *в*) Энергетическая зависимость делимости  $P_f(E)$  для  $^{245}\text{Cm}$ . ● — данные [89] по фотоделению; ○ — данные прямой реакции  $(n, f)$  [77].  $B_n$  — энергия связи нейтрона

порог сечения фотоделения  $^{245}\text{Cm}$  по результатам настоящих измерений лежит при энергии 6,3 МэВ. При более высоких энергиях сечение фотоделения  $^{245}\text{Cm}$  не проявляет каких-либо нерегулярностей.

Экспериментальные данные по фотоделению  $^{245}\text{Cm}$  получены впервые и сравнить их с данными других экспериментов можно только, представив их в виде делимостей. В отличие от других изучавшихся ядер, делимости которых сравнивались с делимостями из прямых реакций, для сравнения энергетической зависимости делимости  $^{245}\text{Cm}$  есть только данные по делимости в реакции деления нейтронами  $^{244}\text{Cm}(n, f)^{245}\text{Cm}$  [77]. На рис. 43, в представлена энергетическая зависимость делимости  $^{245}\text{Cm}$ , полученная в настоящей работе; здесь же приведены данные о делимости  $^{245}\text{Cm}$  в реакции деления нейтронами [77]. С учетом замечаний о завышении использованного в настоящих расчетах сечения фотопоглощения при  $E < 7$  МэВ можно сказать, что энергетические зависимости  $P_f(E)$  в обеих сравниваемых на рис. 43, в реакциях очень близки. Делимость в фотоделении, так же как и в нейтронной реакции, увеличивается примерно до  $E = 6,5$  МэВ и дальше остается практически постоянной, как и у других ядер, демонстрируя плато делимости.

**Берклий-249.** Измерения сечения фотоделения  $^{249}\text{Bk}$ , который путем  $\beta$ -распада с периодом  $T_{1/2} = 320$  сут превращается в  $^{249}\text{Cf}$ , были выполнены с использованием делящегося вещества, состоящего из смеси изотопов  $^{249}\text{Bk}$  и  $^{249}\text{Cf}$ . Помимо смеси изотопов  $^{249}\text{Bk}$  и  $^{249}\text{Cf}$  делящееся вещество содержало менее 0,1 % примесей других делящихся элементов.

Первая серия измерений энергетической зависимости отношений выходов фотоделений исследуемого делящегося вещества к выходам для  $^{238}\text{U}$  была осуществлена во время, когда соотношение чисел ядер изотопов  $^{249}\text{Bk}$  и  $^{249}\text{Cf}$  было близким к 1. Измерения были проведены в течение 20 сут. Уменьшение числа ядер  $^{249}\text{Bk}$  за это время составило примерно 4 %. Через 4 года, после того как в делящемся веществе ядер  $^{249}\text{Bk}$  осталось не более 3 %, измерения были проведены повторно. В течение этих 4 лет периодически измерялась скорость спонтанного деления делящегося вещества, а перед каждой серией измерений  $R(E_{\text{max}})$  в потоке монохроматических нейтронов с энергией 5 МэВ измерялись отношения чисел ядер в делящихся мишенях из смеси изотопов  $^{249}\text{Bk}$  и  $^{249}\text{Cf}$  и стандарта  $^{238}\text{U}$ . Статистическая точность этих измерений в первой серии из-за большого фона спонтанных делений была равна 5 %. Во второй серии точность равнялась 3 %. Величины сечений деления нейтронами  $\sigma_{n,f}$  были взяты равными 1,47 б для  $^{249}\text{Bk}$ , 2,067 б для  $^{249}\text{Cf}$  и 0,541 б для  $^{238}\text{U}$  [92].

Фон спонтанных делений на момент начала первой серии измерений был чуть меньше 1 дел./с, и это не дало возможности использовать результаты измерений в интервале энергий 5–5,5 МэВ. При энергии 5,5 МэВ он в 6 раз превышал число фотоделений, но уже при 5,7 МэВ сравнялся со скоростью фотоделений. В районе  $E_{\text{max}}$  порядка 7 МэВ и выше фон спонтанных деле-

ний был на уровне 10 %. Сам фон и его временная зависимость, обусловленная преимущественно  $\beta$ -распадающимся  $^{249}\text{Вк}$ , были измерены с точностью, близкой к 1 %. Во время второй серии измерений фон спонтанных делений лишь в первых точках в районе 6 МэВ составил 80 %, к 6,5 МэВ уменьшился до 10 %, а при более высоких энергиях был равен 1–3 %.

При наличии данных о временной зависимости скорости спонтанного деления и о результатах двух экспериментов по определению отношений чисел ядер в делящихся мишенях из смеси изотопов  $^{249}\text{Вк}$  и  $^{249}\text{Сф}$  и стандарта  $^{238}\text{U}$  в потоке монохроматических нейтронов можно было за несколько итераций определить соотношения чисел ядер  $^{249}\text{Вк}$  и  $^{249}\text{Сф}$  во время первой и второй серий измерений энергетических зависимостей  $R(E_{\text{max}})$  и получить данные об этих зависимостях отдельно для  $^{249}\text{Вк}$  и  $^{249}\text{Сф}$ . В опытах с моноэнергетическими нейтронами для абсолютной привязки по количеству делящихся веществ была использована сборка с  $^{238}\text{U}$  с измеренной независимо толщиной делящегося слоя. Это дало возможность определить, что на момент начала первой серии измерений в делящейся мишени из смеси  $^{249}\text{Вк}$  и  $^{249}\text{Сф}$  содержалось 32 мкг  $^{249}\text{Вк}$  и 25 мкг  $^{249}\text{Сф}$ . Во время второй серии измерений в делящемся слое изотопа  $^{249}\text{Вк}$  оставалось уже менее 2 мкг.

Статистическая точность измерений  $R(E_{\text{max}})$  после учета фона спонтанных делений в первой серии измерений со смесью изотопов  $^{249}\text{Вк}$  и  $^{249}\text{Сф}$  была на уровне других относительных измерений данного цикла и улучшалась по мере сокращения экспозиций с 16 % при энергии 5,5 МэВ до 3 % при 6 МэВ и выше. Во второй серии, когда делящееся вещество преимущественно содержало изотоп  $^{249}\text{Сф}$ , статистическая точность улучшалась с 10 % при энергии 6 МэВ до 3 % при  $E \geq 7$  МэВ. Внесение поправок на примесь изотопа  $^{249}\text{Сф}$  в результаты первой серии измерений привело к увеличению их статистической ошибки на величину до 2 %.

На рис. 44, *а* представлена энергетическая зависимость  $R(E_{\text{max}})$  для  $^{249}\text{Вк}$ . Ошибки экспериментальных точек достаточно велики, поэтому, как и в случае  $^{243}\text{См}$ , зависимость выходов фотоделений  $Y(E_{\text{max}})$  была подвергнута процедуре сглаживания перед обработкой с целью получения энергетической зависимости сечения фотоделения. Соответствующая кривая для  $\sigma_f(E)$  показана на рис. 44, *б*. В подпороговой части зависимости  $\sigma_f(E)$  ниже энергии связи нейтрона  $B_n = 6,22$  МэВ при энергии  $E = 5,7$  МэВ, несмотря на сглаживание, проявляется нерегулярность: сечение фотоделения заметно замедляет свой рост, и это можно интерпретировать как проявление неразрешенного резонанса. Наблюдаемый порог сечения фотоделения  $^{249}\text{Вк}$  по результатам настоящих измерений можно оценить энергией 5,8 МэВ. При более высоких энергиях сечение фотоделения  $^{249}\text{Вк}$  не проявляет каких-либо нерегулярностей.

Для сопоставления полученных в настоящей работе данных по делению  $^{249}\text{Вк}$  с данными, полученными в прямых реакциях, сечения фотоделения



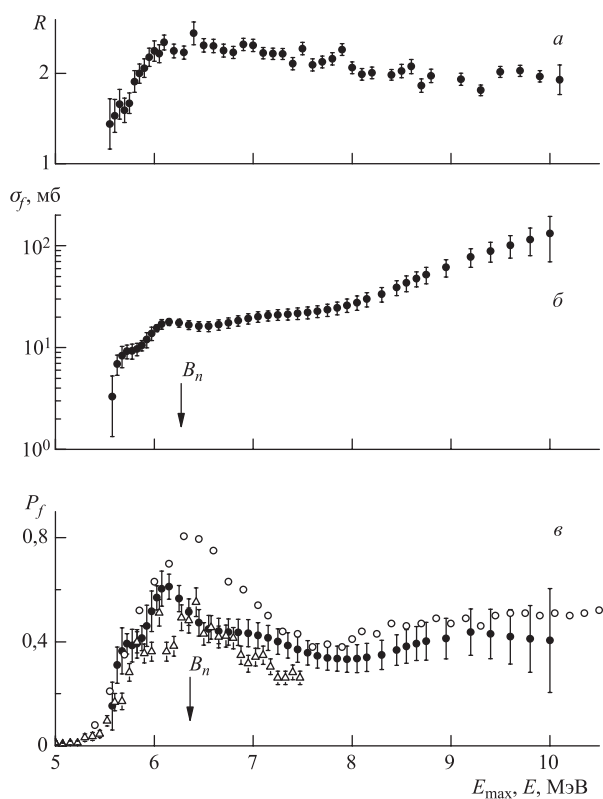


Рис. 44. *а*) Зависимость отношений выходов реакции фотоделения  $R(E_{\max})$  от граничной энергии тормозного спектра  $E_{\max}$  ядер  $^{249}\text{Вк}$  и  $^{238}\text{U}$ . *б*) Энергетическая зависимость сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$  для  $^{249}\text{Вк}$ . *в*) Энергетическая зависимость делимости  $P_f(E)$  для  $^{249}\text{Вк}$ . ● — данные [89] по фотоделению;  $\Delta$  и  $\circ$  — данные прямой реакции ( $^3\text{He}, df$ ) из работ [77, 93] соответственно.  $B_n$  — энергия связи нейтрона

$\sigma_f(E)$  были пересчитаны в энергетическую зависимость делимости. Эта зависимость представлена на рис. 44, *в* вместе с результатами [77, 93], полученными в реакции  $^{248}\text{См}(^3\text{He}, df)^{249}\text{Вк}$ . В исследованиях деления  $^{249}\text{Вк}$  с помощью прямой реакции [77] примерно при той же энергии, что и при фотоделении, наблюдалась нерегулярность, которую при желании можно тоже интерпретировать как резонанс. В более поздних исследованиях деления  $^{249}\text{Вк}$  с помощью той же прямой реакции [93] нерегулярность не проявилась. Следовательно, однозначно сказать, что мы имеем дело с нерегулярностью в делительном канале, невозможно. Тем более что рассматривается  $A$ -нечетное

ядро. Есть вероятность, что это нерегулярность сечения фотопоглощения, как и в случае ядра  $^{237}\text{Np}$  [30]. После выхода зависимости  $\sigma_f(E)$  на плато наблюдается небольшое понижение сечения фотоделения, скорее всего, связанное с конкуренцией делительного и нейтронного каналов распада составного ядра. Характер зависимостей  $P_f(E)$  в  $(\gamma, f)$  и в прямой реакции [77] достаточно близок, но с данными работы [93] есть расхождения. При сравнении абсолютных значений делимости наблюдается та же картина. Как видно на рис. 44, *в*, и при исследовании деления ядра  $^{249}\text{Bk}$  с помощью одной и той же прямой реакции результаты различаются.

**Калифорний-249.** Данные, характеризующие используемое в измерениях с  $^{249}\text{Cf}$  делящееся вещество и фоновые условия, приведены в начале пункта о берклии-249.

На рис. 45, *а* представлена энергетическая зависимость  $R(E_{\text{max}})$  для  $^{249}\text{Cf}$ . Перед обработкой этой экспериментальной информации с целью получения энергетической зависимости сечения фотоделения также была использована процедура сглаживания, подобная той, что применялась для  $^{243}\text{Cm}$ . Результаты обработки  $\sigma_f(E)$  показаны на рис. 45, *б*. Ошибки сечений определялись стандартным для настоящего цикла работ способом. Наблюдаемый порог сечения фотоделения  $^{249}\text{Cf}$  по результатам настоящих измерений лежит при энергии 6,5 МэВ. Все небольшие нерегулярности подпорогового подъема сечения фотоделения в области энергий ниже  $E = 7$  МэВ находятся в пределах ошибок полученных данных. Особенностью надпороговой части зависимости  $\sigma_f(E)$  является достаточно высокий максимум в области энергии около 11 МэВ.

Более наглядно эта особенность деления  $^{249}\text{Cf}$  видна в энергетической зависимости делимости  $P_f(E)$ , представленной на рис. 45, *в*, которая была рассчитана по формуле (9) с сечением фотопоглощения для  $^{238}\text{U}$  [12]. Увеличение делимости в области 11 МэВ происходит более чем в 1,5 раза. Здесь же, на рис. 45, *в*, представлена зависимость делимости  $P_f(E)$ , рассчитанная по сечениям фотоделения  $^{249}\text{Cf}$ , полученным в работе [94] на тормозном спектре микротрона в ОИЯИ (Дубна) при энергиях выше 10 МэВ (см. рис. 45, *б*). Проявившийся в настоящем эксперименте максимум  $\sigma_f(E)$  в результатах обработки экспериментальных данных [94] не наблюдается, но приводимые исходные данные эксперимента о выходах фотоделений  $Y(E_{\text{max}})$ , хотя и в пределах ошибок, не исключают возможности его существования. Обсуждаемое изменение делимости происходит ниже порога реакции  $^{249}\text{Cf}(\gamma, nf)$ , равного 12,62 МэВ, что делает затруднительным напрямую связать его с добавлением еще одного шанса деления. Данных о делимости  $^{249}\text{Cf}$  в каких-либо других реакциях нет.

Объяснить появление максимума какой-либо экспериментальной ошибкой трудно. Ни одно из ядер, исследовавшихся одновременно с  $^{249}\text{Cf}$  в одной сборке делящихся слоев (три изотопа Am,  $^{243}\text{Cm}$ ), не имеет подобной анома-

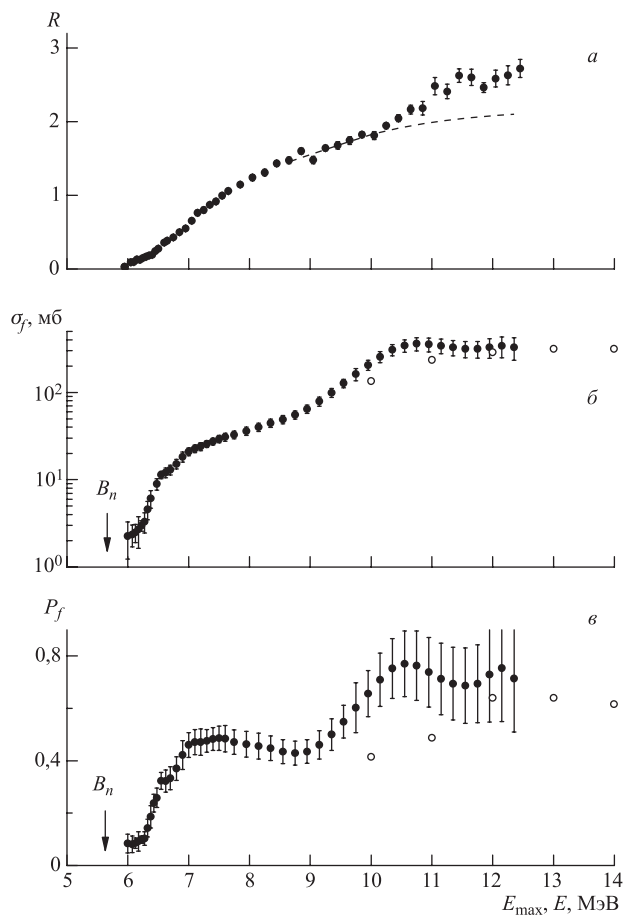


Рис. 45. а) Зависимость отношений выходов реакции фотоделения  $R(E_{\max})$  от граничной энергии тормозного спектра  $E_{\max}$  ядер  $^{249}\text{Cf}$  и  $^{238}\text{U}$ . Штриховая кривая объяснена в тексте. б) Энергетическая зависимость сечения фотоделения  $\sigma_f(E)$  для  $^{249}\text{Cf}$ . в) Энергетическая зависимость делимости  $P_f(E)$  для  $^{249}\text{Cf}$ . ● и ○ — данные [89] и [94] по фотоделению соответственно.  $B_n$  — энергия связи нейтрона

лии  $P_f(E)$ . Рассчитанная же в предположении постоянства величины  $P_f(E)$  во всей области энергий 7–12 МэВ зависимость  $R(E_{\max})$  проходит далеко за пределами ошибок эксперимента (штриховая кривая на рис. 45, а).

Наблюдаемое в настоящей работе увеличение делимости имеет резонансоподобный характер и происходит при энергии 11 МэВ, соответствующей левому максимуму ГДР. Одним из возможных объяснений такого поведения

$P_f(E)$  для  $^{249}\text{Cf}$  может быть достаточно сильное различие сечений фотопоглощения  $^{249}\text{Cf}$  и  $^{238}\text{U}$  в области левого максимума ГДР — экспериментально различия такого рода наблюдались, например, в работе [18] для  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{U}$  и в работе [12, 26] для  $^{233}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ . Из достаточно большого круга ядер (девятнадцать), исследованных в работах настоящего цикла относительных измерений сечения фотоделения, еще для пяти ядер наблюдаются отклонения порядка 10–15 % от платообразного поведения делимости в рассматриваемой области энергий, но все они находятся в пределах ошибок измерений настоящего эксперимента.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате относительных измерений сечений фотоделения на тормозном спектре микротронов на основе единой методики были получены данные для 19 делящихся ядер в области энергий от порога деления до  $E = 10\text{--}12$  МэВ [8, 25, 27, 28, 30, 57, 61, 79, 80, 89]. Чтобы сопоставить всю совокупность полученных данных между собой и с данными других исследований реакции деления, удобно воспользоваться результатами систематик вероятности деления [32, 95]. С этой целью зависимости сечений фотоделения были преобразованы в зависимости делимостей  $P_f(E)$ . При этом в качестве сечения фотопоглощения была взята одинаковая для всех ядер полученная в работе [12] зависимость  $\sigma_{c1}(E)$  для урана-238. Поскольку экспериментальных данных о полных сечениях фотопоглощения для всех исследовавшихся ядер нет, во избежание вызванного этим разброса абсолютных значений делимостей пришлось использовать такое допущение. По поводу же выбора именно этого ядра было сказано выше в пункте, посвященном изотопам америция. С использованием полученных таким образом зависимостей  $P_f(E)$  были вычислены усредненные значения делимостей  $\bar{P}_f$ . Интервал энергий  $\Delta E$ , по которому проводилось усреднение, указан в табл. 9. С помощью соотношения

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{1}{\bar{P}_f} - 1 \quad (25)$$

средние делимости были пересчитаны в отношения средних нейтронной и делительной ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$ . Последние представлены на рис. 46 в зависимости от атомного номера  $A$  составного ядра вместе с расчетными данными по  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , полученными в рамках систематики параметров реакции деления нейтронами [32] для ядер с  $Z \geq 92$ . Для ядра с  $Z = 91$  (Pa) пришлось воспользоваться кривой из более ранней систематики [95], расчетные значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  которой для изотопов соседнего ядра U практически совпадают со значениями  $\Gamma_n/\Gamma_f$  систематики [32]. Обе систематики в случае изотопов

тория ( $Z = 90$ ) для сравнения экспериментальных и расчетных данных по  $\Gamma_n/\Gamma_f$  совсем не применимы, поскольку не учитывают сложную структуру внешнего барьера  $B$ , определяющего делительные параметры этих ядер.

Таблица 9. Средние значения  $\bar{P}_f$  в плато делимости, интервал энергий  $\Delta E$ , по которому произведено усреднение, отношения средних нейтронной и делительной ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$  и наблюдаемые пороги деления  $E_{\text{наб}}$  исследовавшихся ядер

Делящееся ядро	$\bar{P}_f$	$\Delta E$ , МэВ	$\Gamma_n/\Gamma_f$	$E_{\text{наб}}$ , МэВ	Литература
<sup>232</sup> Th	$0,065 \pm 0,006$	9,5–11,0	$14,4 \pm 1,2$	5,8	[25]
<sup>231</sup> Pa	$0,46 \pm 0,02$	7,5–9,0	$1,18 \pm 0,10$	5,7	[80]
<sup>233</sup> U	$0,47 \pm 0,02$	9,0–10,7	$1,12 \pm 0,10$	6,0	[8]
<sup>234</sup> U	$0,47 \pm 0,02$	8,0–9,0	$1,12 \pm 0,10$	6,0	[57]
<sup>235</sup> U	$0,40 \pm 0,02$	9,0–10,9	$1,50 \pm 0,14$	5,9	[8]
<sup>236</sup> U	$0,26 \pm 0,01$	7,7–10,9	$2,85 \pm 0,15$	5,7	[25]
<sup>238</sup> U	0,21	8,0–11,0	3,75	5,6	[8]
<sup>237</sup> Np	$0,54 \pm 0,02$	8,3–10,9	$0,85 \pm 0,07$	5,6	[30]
<sup>238</sup> Pu	$0,64 \pm 0,02$	8,0–10,0	$0,56 \pm 0,05$	5,8	[61]
<sup>239</sup> Pu	$0,49 \pm 0,02$	9,0–10,9	$1,04 \pm 0,08$	6,2	[8]
<sup>240</sup> Pu	$0,56 \pm 0,03$	8,0–9,3	$0,78 \pm 0,10$	6,0	[61]
<sup>241</sup> Pu	$0,34 \pm 0,02$	9,0–10,9	$1,94 \pm 0,18$	5,9	[8]
<sup>242</sup> Pu	$0,40 \pm 0,02$	8,0–9,3	$1,50 \pm 0,14$	5,7	[61]
<sup>241</sup> Am	$0,56 \pm 0,02$	7,0–12,0	$0,79 \pm 0,08$	5,7	[27]
<sup>242m</sup> Am	$0,45 \pm 0,02$	7,0–12,0	$1,22 \pm 0,10$	6,4	[27]
<sup>243</sup> Am	$0,37 \pm 0,02$	7,0–12,0	$1,70 \pm 0,16$	5,6	[27]
<sup>243</sup> Cm	$0,61 \pm 0,02$	7,0–12,0	$0,64 \pm 0,05$	6,3	[89]
<sup>245</sup> Cm	$0,46 \pm 0,02$	7,0–10,0	$1,18 \pm 0,10$	6,2	[89]
<sup>249</sup> Bk	$0,38 \pm 0,02$	7,0–10,0	$1,63 \pm 0,13$	5,6	[89]
<sup>249</sup> Cf	$0,45 \pm 0,02$	7,0–9,0	$1,22 \pm 0,12$	6,4	[89]

Сплошными линиями на рис. 46 соединены расчетные значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , определяемые по данным систематик нейтронных данных [32, 95] для ядер, исследовавшихся в настоящем цикле относительных измерений сечения фотоделения. Светлыми кружками показаны  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , полученные описанным выше способом (25) из данных по средним делимостям в фотоделении. Ошибки точек отражают только статистические погрешности измерений. Из рис. 46 видно, что все светлые кружки систематически лежат выше кривых для нейтронных данных. Попробуем проанализировать это обстоятельство. Можно допустить, что причиной такого расхождения является систематическая ошибка при переходе от интегральных данных о выходах фотоделений к сечениям фотоделения. Чтобы проверить это предположение, параметр  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для

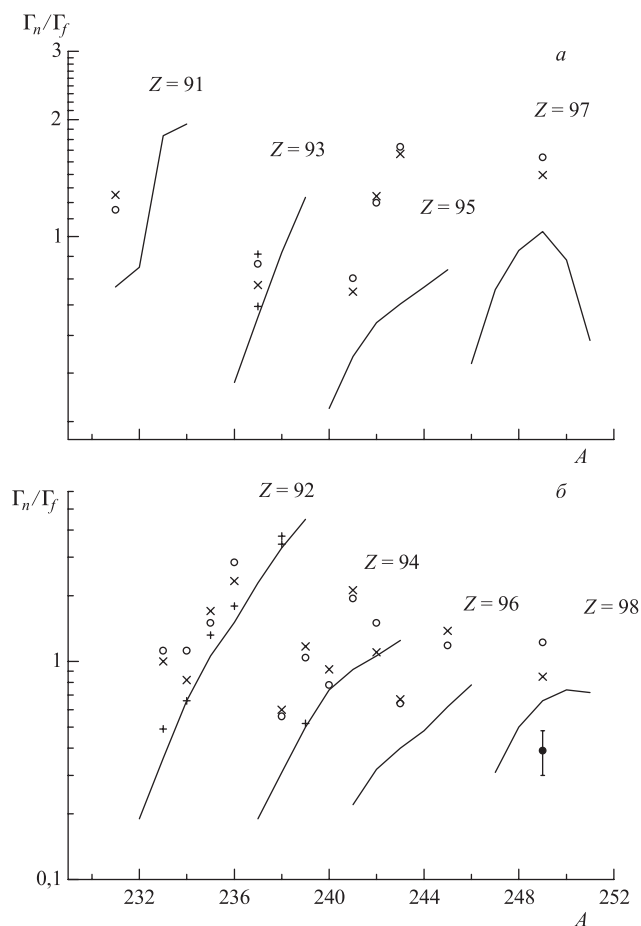


Рис. 46. Зависимость от нуклонного состава ядра отношений средних нейтронных и делительных ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , вычисленных по фотоделительным данным. Сплошными линиями соединены оценки  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , сделанные в рамках систематик нейтронных данных [95, 83]. ○ — величины  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , полученные в результате усреднения делимостей, вычисленных на основе сечений фотоделения настоящей серии относительных измерений; × —  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , полученные из интегральных данных настоящей серии относительных измерений; + —  $\Gamma_n/\Gamma_f$  на основе измерений на квазимонохроматических  $\gamma$ -квантах [12, 18, 26]; ● —  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для  $^{249}\text{Cf}$  в области аномального резонанса сечения фотоделения (10–12 МэВ)

всех исследовавшихся ядер был вычислен через делимости  $\overline{P}_f(X)$ , полученные непосредственно из интегральных данных о выходах фотоделений  $Y(X)$  для каждого конкретного ядра  $X$  с помощью использованного в работах [6, 7]

соотношения

$$\bar{P}_f(X) = \bar{P}_f(^{238}\text{U}) \frac{Y(X)}{Y(^{238}\text{U})} \frac{(NZ/A)^{238\text{U}}}{(NZ/A)_X}. \quad (26)$$

Последний множитель в соответствии с правилом сумм отражает отличие полного сечения фотопоглощения конкретного ядра от сечения для  $^{238}\text{U}$ . В самом неблагоприятном случае для  $^{249}\text{Cf}$  это отличие немного превышает 5 %, и при вычислении  $\bar{P}_f$  по данным о сечении фотоделения оно не учитывалось. В работах [6, 7] исходили из предпосылки, что энергетические зависимости полных сечений дипольного фотопоглощения для всех тяжелых ядер подобны. Это с точностью до отношения множителей  $(NZ/A)$  в выражении (26) эквивалентно принятому в настоящей работе допущению о равенстве сечения фотопоглощения для всех исследовавшихся ядер сечению  $\sigma_{c1}(E)$  для  $^{238}\text{U}$  при вычислении делимости  $P_f$ . Сказанное позволяет сравнивать параметры  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , полученные из сечений фотоделения и из интегральных данных. На рис. 46 значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , определяемые на основе интегральных данных, показаны крестиками. Как видно на рис. 46, фотоделительные параметры  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , полученные разными способами, для подавляющего числа ядер разумно согласуются между собой. Такое совпадение параметров, извлекаемых из интегральных данных о выходах фотоделений и из энергетических зависимостей сечений фотоделения, можно принять как еще одно свидетельство в пользу отсутствия серьезных систематических погрешностей при вычислении последних.

Для ядра  $^{249}\text{Cf}$  приведены  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для двух областей энергий:  $E = 7-9$  МэВ и  $10-12$  МэВ. Вторая величина  $\Gamma_n/\Gamma_f$  из-за резонанса сечения фотоделения в этой области энергий лежит ниже кривой систематики, и это в свою очередь указывает на некорректность использования ее для сравнения с данными систематики. Интегральная величина, хотя и рассчитана по данным для области  $E_{\text{max}} = 11-12$  МэВ, содержит в себе информацию и о делении при более низких энергиях. Соответственно она и занимает промежуточное положение. Отношение  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для области энергий  $E = 7-9$  МэВ не выпадает из общей картины сравнения с систематикой.

На рис. 46 значками «+» представлены параметры  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , полученные в экспериментах на монохроматических фотонах, где сечения фотоделения и сечения фотопоглощения были измерены в одном опыте [12, 18, 26]. Параметры  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для семи исследовавшихся ядер (для восьмого ядра  $^{232}\text{Th}$  нет возможности произвести сравнение) достаточно хорошо согласуются с оценками систематики для нейтронных данных [32]. Полученные в настоящих относительных измерениях сечения фотоделения в области энергий  $8-11$  МэВ хорошо согласуются с сечениями [12, 26]. Из этого следует, что выбор сечения фотопоглощения  $\sigma_{c1}(E)$  для  $^{238}\text{U}$  при вычислении делимостей  $P_f$  в качестве некоего единого для всех исследовавшихся ядер приводит к достаточно большой систематической ошибке. Тем не менее при отсутствии эксперимен-

тальных данных о  $\sigma_{c1}(E)$  для 11 из исследовавшихся 19 ядер такой подход можно считать оправданным, поскольку он избавляет от субъективного момента при выборе этого параметра.

В целом характер изменения величин  $\Gamma_n/\Gamma_f$  с учетом упомянутого выше систематического отклонения от кривых из систематик [32, 95] согласуется с последними, за исключением данных для  $^{249}\text{Cf}$ . Это можно рассматривать как факт взаимосогласованности результатов, полученных с помощью настоящей методики. Выпадение из общей картины данных для  $^{249}\text{Cf}$ , скорее всего, требует дополнительных исследований. На настоящем этапе можно лишь сомневаться в справедливости предположения о подобии формы энергетической зависимости сечения фотопоглощения  $\sigma_{c1}(E)$  для разных ядер, учитывая результаты настоящего эксперимента для  $^{249}\text{Cf}$  и данные измерений  $\sigma_{c1}(E)$  в экспериментах на монохроматических фотонах [12, 18, 26].

По-видимому, и высказанное в работе [7] предположение об отличии сечений фотопоглощения тяжелых ядер по абсолютной величине только на отношение множителей  $(NZ/A)$  в (26) достаточно приблизительно.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жучко В. Е. и др. Исследование вероятности околопорогового деления изотопов Th, U, Np, Pu, Am тормозными  $\gamma$ -квантами // ЯФ. 1978. Т. 28, вып. 5(11). С. 1170.
2. Остапенко Ю. Б. и др. Фотоделение при подбарьерных возбуждениях ядер // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12, вып. 6. С. 1364.
3. Солдатов А. С. и др. // АЭ. 1990. Т. 68, вып. 4. С. 257.
4. Остапенко Ю. Б. и др. Выходы и сечения фотоделения изотопов Th, U, Np, Pu и Am в области энергий 4,5–7 МэВ // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». М., 1978. Вып. 3(30). С. 3.
5. Иванов К. Н., Петржак К. А. Относительные фотоделимости  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  // АЭ. 1974. Т. 36. С. 404.
6. Корецкая И. С. и др. Сечения фотоделения ядер  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  в области E1-гигантского резонанса // ЯФ. 1979. Т. 30, вып. 4(10). С. 910.
7. Александров Б. М. и др. О нейтронных и делительных ширинах ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  // ЯФ. 1986. Т. 43, вып. 2. С. 290.
8. Солдатов А. С., Смиренин Г. Н. Выходы и сечения деления нечетных ядер  $\gamma$ -квантами с энергией до 11 МэВ // ЯФ. 1992. Т. 55, вып. 12. С. 3153.
9. Тараско М. З. Метод минимизации направленного расхождения в задачах поиска распределений. Препринт ФЭИ № 1446. Обнинск, 1983.
10. Жучко В. Е., Ципенюк Ю. М. Расчет спектров тормозного излучения под разными углами в диапазоне энергий 1–30 МэВ // АЭ. 1975. Т. 39, вып. 1. С. 66.



11. Тараско М. З., Солдатов А. С., Рудников В. Е. Описание спектров тормозного излучения из толстой мишени для электронов с энергией 4–12 МэВ // АЭ. 1988. Т. 65, вып. 4. С. 290.
12. Caldwell J. T. *et al.* Giant Resonance for the Actinide Nuclei: Photoneutron and Photofission Cross Sections for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$  // Phys. Rev. C. 1980. V. 21, No. 4. P. 1215.
13. Dickey P. A., Axel P. U-238 and Th-232 Photofission and Photoneutron Emission near Threshold // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 501.
14. Knowles J. W., Mafrá O. Y. Intermediate Structure in the Photoneutron, Photofission and Photoabsorption Cross Sections of  $^{238}\text{U}$  at the Fission Threshold // Photonuclear Reactions and Application: Proc. of Intern. Conf., Asilomar, California, USA, 1973. Law. Livermore Lab., Univ. Calif. SD7-1.
15. Hawkes N. P. U-238 Photonuclear Studies with 5–10 MeV Photons. AERE. R-12675. УКАЕА. Harwell, 1986.
16. Katz L. *et al.* Photofission in Heavy Elements // Peaceful Uses of Atomic Energy: Proc. of Second Intern. Conf. Geneva, 1958. V. 15. P. 188.
17. Lindgren L. J., Alm A., Sandell A. Photoinduced Fission of Doubly Even Uranium Isotopes U-234, U-236 and U-238 // Nucl. Phys. A. 1978. V. 298. P. 43.
18. Veysiere A. *et al.* A Study of the Photofission and Photoneutron Processes in the Giant Dipole Resonance of Th-232, U-238 and Np-237 // Nucl. Phys. A. 1973. V. 199. P. 45.
19. Ries H. *et al.* Absolute Photofission Cross Sections for U-235 and U-238 in the Energy Range 11.5–30 MeV // Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 2346.
20. Варламов В. В. и др. Фотоядерные данные. Деление тяжелых ядер. Информ. обзор. М., 1983. С. 126.
21. Bjornholm S., Strutinsky V. M. Intermediate States in Fission // Nucl. Phys. A. 1969. V. 136. P. 1.
22. Bjornholm S., Lynn J. E. The Double-Humped Fission Barrier // Rev. Mod. Phys. 1980. V. 52. P. 725.
23. Lepretre A. *et al.* Absolute Photofission Cross Section for Th-232, U-235, U-238 Measure with Monochromatic Tagged Photons ( $E = 20\text{--}110$  MeV) // Nucl. Phys. A. 1987. V. 472. P. 533.
24. Zhuchko V. E. *et al.* Restoration of Photofission Cross Sections from Bremsstrahlung Experiments // Nucl. Instr. Meth. 1976. V. 136. P. 373.
25. Солдатов А. С., Смиренкин Г. Н. Выход и сечение деления  $^{232}\text{Th}$  и  $^{236}\text{U}$   $\gamma$ -квантами с энергией до 11 МэВ // ЯФ. 1995. Т. 58, вып. 2. С. 224.
26. Berman B. L. *et al.* Photofission and Photoneutron Cross Section and Photofission Neutron Multiplicities for  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{239}\text{Pu}$  // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 2201–2214.
27. Солдатов А. С. Фотоделение изотопов америция в области энергий 6–12 МэВ // ЯФ. 2001. Т. 64, № 2. С. 211.

28. *Смиренкин Г. Н., Солдатов А. С.* Сечение фотоделения  $^{232}\text{Th}$  в районе порога // ЯФ. 1996. Т. 59, № 2. С. 203.
29. *Yester M. V., Anderl R. A., Morrison R. C.* Photofission Cross Section  $^{232}\text{Th}$  and  $^{236}\text{U}$  from Threshold to 8 MeV // Nucl. Phys. A. 1973. V. 206. P. 593.
30. *Солдатов А. С. и др.* Детальные измерения сечения фотоделения  $^{237}\text{Np}$  вблизи порога // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 10. С. 16.
31. *Истеков К. К. и др.* О применимости традиционных систематик // ЯФ. 1979. Т. 29, вып. 5. С. 1156.
32. *Куприянов В. М., Смиренкин Г. Н., Фурсов Б. И.* Систематика нейтронных сечений и других характеристик вероятности деления трансурановых ядер // ЯФ. 1984. Т. 39, вып. 2. С. 281.
33. *Халперн И.* Деление ядер. М.: ГИФМЛ, 1962.
34. *Хойзенга Дж., Ванденбош Р.* Ядерные реакции. Т. 2. М., 1964. С. 31.
35. *Говердовский А. А. и др.* Делимость ядер при малых значениях углового момента // ЯФ. 1987. Т. 46, вып. 5(11). С. 1368.
36. *Смиренкин Г. Н., Фурсов Б. И.* Об энергетической зависимости вероятности деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами // ЯФ. 1987. Т. 45, вып. 2. С. 319.
37. *Cramer J. D., Britt H. C.* Neutron Fission Cross Section for  $^{231}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$ ,  $^{239}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Pu}$  from 0.5 to 2.25 MeV Using  $(t, pf)$  Reaction // Nucl. Sci. Eng. 1970. V. 41. P. 177.
38. *Britt H. C., Wilhelmy J. B.* Simulated  $(n, f)$  Cross Sections for Exotic Actinide Nuclei // Nucl. Sci. Eng. 1979. V. 72. P. 222.
39. *Zhang H. X., Yeh T. R., Lancman H.* Photofission Cross Section of  $^{232}\text{Th}$  // Phys. Rev. C. 1986. V. 34, No. 4. P. 1397.
40. *Игнатюк А. В. и др.* Согласованный  $t$ -анализ сечений  $(n, f)$  и  $(n, xf)$  реакций для актинидов // ЯФ. 1988. Т. 47, вып. 2. С. 355; Описание сечения деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1227.
41. *Бор О.* К теории деления ядер // Материалы междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955. М.: Физматгиз, 1955. Т. 2. С. 175.
42. *Knowles J. W. et al.* A High Resolution Measurement of the Photofission Spectrum of  $^{232}\text{Th}$  near Threshold // Phys. Lett. B. 1982. V. 116. P. 315.
43. *Zhang H. X., Yeh T. R., Lancman H.* Intermediate Structure in the Photofission Cross Section of  $^{232}\text{Th}$  // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 34.
44. *Perez R. B. et al.* Measurement of the  $^{232}\text{Th}(n, f)$  Subthreshold and Near-Subthreshold Cross Section // Phys. Rev. C. 1983. V. 28, No. 4. P. 1635.
45. *Nakagome Y. et al.* Neutron Induced Fission Cross Section of  $^{232}\text{Th}$  from 1 eV to 20 keV // Phys. Rev. C. 1991. V. 43, No. 4. P. 1824.
46. *Findlay D. J. S., Hawkes N. P., Sene M. R.* Photofission of  $^{232}\text{Th}$  near Threshold // Nucl. Phys. A. 1986. V. 458. P. 217.

47. Khan A. M., Knowles J. W. Photofission of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  near Threshold Using Variable Energy Beam of  $\gamma$ -Rays // Nucl. Phys. A. 1972. V. 179. P. 333.
48. Жучко В. Е. и др. Экспериментальные исследования явления «изомерный шельф» в сечениях фотоделения тяжелых ядер // ЯФ. 1978. Т. 28, вып. 5(11). С. 1185.
49. Ципенюк Ю. М. Исследование и применение электронного и гамма-пучков микрофона. Дис... канд. физ-мат. наук. М., 1968. С. 45.
50. Солдатов А. С. и др. Экспериментальное изучение подбарьерной структуры фотоделения  $^{232}\text{Th}$  // Proc. of XV Intern. Symp. of Nucl. Phys. — Nucl. Fission, Gaussig, 1985; ZfK. 1986. V. 592. P. 82.
51. Janszen H. et al.  $^{232}\text{Th}$  Fission Barrier Characteristics from  $^{232}\text{Th}(p, p'f)$  Reaction // Dynamics of Nucl. Fission and Related Collective Phenomena. Berlin, 1981. P. 95.
52. Van der Plicht J. et al. The Study of the  $(\alpha, \alpha'f)$  Reaction at 120 MeV on  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$ . II. Fission Barrier Properties Deduced from Fission Probabilities and Angular Distributions // Nucl. Phys. A. 1981. V. 369. P. 51.
53. Линдгрэн Л. Й. и др. Подбарьерное фотоделение  $^{234}\text{U}$  // ЯФ. 1980. Т. 32, вып. 2(8). С. 335.
54. Рудников В. Е. и др. Угловая анизотропия фотоделения четно-четных ядер в надбарьерной области энергий // ЯФ. 1988. Т. 48, вып. 3(9). С. 646.
55. Ганич П. П. и др. Угловые распределения осколков в районе порога фотоделения  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  // ЯФ. 1990. Т. 52, вып. 1(7). С. 36.
56. Vaerg A. P. et al. The Angular Distribution of Photofission Fragments // Can. J. Phys. 1959. V. 37. P. 1418.
57. Солдатов А. С. и др. Сечение фотоделения  $^{234}\text{U}$  в области энергий 5–9 МэВ // ЯФ. 1998. Т. 61, № 8. С. 1427.
58. Солдатов А. С. Сечение фотоделения урана-234 в области энергий 5–9 МэВ и сравнение его с данными для тория-232 и нептуния-237 в подбарьерной области // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». М., 1997. Вып. 1. С. 859.
59. Just M. et al. // Proc. of Intern. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Julich, 1979. IAEA. Vienna, 1980. V. 1. P. 71.
60. Работнов Н. С. и др. Фотоделение  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  и структура барьера деления // ЯФ. 1970. Т. 11, вып. 3. С. 508.
61. Солдатов А. С. и др. Фотоделение  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  в области энергий 5–10 МэВ // ЯФ. 2000. Т. 63, № 1. С. 34.
62. Shapiro A., Stubbins W. F. Photofission Cross Section of  $^{238}\text{Pu}$  and  $^{239}\text{Pu}$  // Nucl. Sci. Eng. 1971. V. 45. P. 47.
63. Солдатов А. С. Сечение фотоделения  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». М., 1997. Вып. 3–4. С. 3.
64. Thierens H. et al. Kinetic Energy and Fragment Mass Distributions for  $^{240}\text{Pu}(s.f.)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$  and  $^{240}\text{Pu}(\gamma, f)$  // Phys. Rev. C. 1981. V. 23, No. 5. P. 2104.

65. *Thierens H. et al.* Fragment Mass and Kinetic Energy Distributions for  $^{242}\text{Pu}(s.f.)$ ,  $^{241}\text{Pu}(n_{th}, f)$  and  $^{242}\text{Pu}(\gamma, f)$  // *Phys. Rev. C.* 1984. V. 29, No. 2. P. 498.
66. *Thierens H. et al.* Kinetic Energy and Fragment Mass Distributions for the Spontaneous and Photon-Induced Fission of  $^{244}\text{Pu}$  // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 27, No. 3. P. 1117.
67. *Смиренкин Г.Н., Цитенюк Ю.М.* Низкоэнергетическое фотоделение тяжелых ядер // *Proc. of Intern. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Julich, 1979.* IAEA. Vienna, 1980. V. 1. P. 31.
68. *Satchler G.R.* Direct Nuclear Reaction. Oxford: Clarendon Press, 1983.
69. *Борзов И.Н., Камерджиев С.П.*  $E1$ -,  $E2$ -,  $M1$ -резонансы в сферических ядрах. Препринт ФЭИ-580. Обнинск, 1975.
70. *Back B.B. et al.* Fission Barriers for Doubly Even Actinide Nuclei from  $(t, pf)$ ,  $(^3\text{He}, df)$ ,  $(p, p'f)$  Studies // *Proc. of Intern. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973.* IAEA. Vienna, 1974. V. 1. P. 25.
71. *Игнатюк А.В. и др.* Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер // *ЯФ.* 1979. Т. 29, вып. 4. С. 875.
72. *Беланова Т.С. и др.* Радиационный захват нейтронов: Справ. М.: Энергоатомиздат, 1986.
73. *Анципов Г.В., Коньшин В.А., Маслов В.М.* Плотность уровней и радиационные ширины трансактинидов // *ВАНТ. Сер. «Ядерные константы».* М., 1985. Вып. 3. С. 25.
74. *Back B.B. et al.* Fission of Doubly Even Actinide Nuclei by Direct Reactions // *Phys. Rev. C.* 1974. V. 9. P. 1924.
75. *Storozhenko A.N. et al.* Theoretical Investigation of Subbarrier Photofission of  $^{232}\text{Th}$  // *Proc. of 5th Intern. Seminar on Neutron-Nucleus Interactions «Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure and Related Topics» (ISINN-5).* Dubna, 1997. P. 155.
76. *Moller P., Nix J.R.* Calculation of Fission Barriers // *Proc. of Intern. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973.* IAEA. Vienna, 1974. V. 1. P. 103.
77. *Back B.B. et al.* Experimental Fission Barriers for Actinide Nuclei // *Proc. of Intern. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973.* IAEA. Vienna, 1974. V. 1. P. 3.
78. *Gavron A. et al.*  $\Gamma_n/\Gamma_f$  for Actinide Nuclei Using  $(^3\text{He}, tf)$  Reactions // *Phys. Rev. C.* 1976. V. 13, No. 6. P. 2374.
79. *Солдатов А.С. и др.* Фотоделение  $^{231}\text{Pa}$  в районе порога // *ЯФ.* 1987. Т. 46, вып. 3(9). С. 695.
80. *Солдатов А.С., Рудников В.Е., Смиренкин Г.Н.* Сечение фотоделения  $^{231}\text{Pa}$  // *АЭ.* 1995. Т. 78, вып. 6. С. 400.
81. *Howard W., Moller P.* Calculated Fission Barriers, Ground-State Masses, and Particle Separation Energies for Nuclei with  $76 \leq Z \leq 100$  and  $140 \leq N \leq 184$  // *At. Data and Nucl. Data Tables.* 1980. V. 25. P. 219.

82. *Britt H. C.* Experimental Survey of the Potential Energy Surfaces Associated with Fission // Proc. of Intern. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Julich, 1979. IAEA. Vienna, 1980. V. 1. P. 3.
83. *Bartholomew G. A. et al.* // Adv. Nucl. Phys. (N. Y.). 1973. V. 7. P. 229.
84. *Воронов В. В., Дао Тхиен Джоа.* Дипольное фотопоглощение на ядрах области свинца // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48, № 10. С. 2008.
85. *Kamerdzhiiev S. P., Speth J., Tertychny G.* Isovector Giant Resonances in Magic Nuclei. Preprint KFA-IKP(TH)-1992-26. Julich, 1992; Extended Theory of Finite Fermi Systems: Collective Vibrations in Closed Shell Nuclei // Phys. Rep. 2004. V. 393. P. 1.
86. *Watson S. J., Findlay D. J. S., Sene M. R.* Photofission and Photoneutron Measurements on  $^{241}\text{Am}$  Between 5 and 10 MeV // Nucl. Phys. A. 1992. V. 548. P. 365.
87. *Игнатюк А. В. и др.* Оценки нейтронных сечений для  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». М., 1999. Вып. 3. С. 25;  
*Fursov B. I. et al.* Fast Neutron Induced Fission Cross Sections of  $^{242m}\text{Am}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{247}\text{Cm}$  // Proc. of Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, Gatlinburg, Tennessee, 1994. V. I. P. 269.
88. *Osetrov O. I., Dmitriev V. D., Khlebnikov S. V.* Photofission Cross Section, Fragment Angular Distributions and Fission Probabilities of  $^{244}\text{Cm}$  and  $^{248}\text{Cm}$  // Proc. of XIII Meeting on Phys. of Nucl. Fission. Obninsk, 1995. P. 258.
89. *Солдатов А. С.* Сечение фотоделения изотопов  $^{243}\text{Cm}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Bk}$  и  $^{249}\text{Cf}$  в области энергий от порога до 10–12 МэВ // ЯФ. 2003. Т. 66, № 3. С. 574.
90. *Fursov B. I. et al.* Fast Neutron Induced Fission Cross Sections of Some Minor Actinides // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, 1997 / Ed. by G. Reffo, A. Ventura and C. Grandi. Trieste, 1997. Part I. P. 488.
91. *Фомушкин Э. Ф. и др.* Измерение энергетической зависимости сечения деления  $^{245}\text{Cm}$  быстрыми нейтронами // АЭ. 1987. Т. 63, вып. 4. С. 242.
92. The ENDF/B-6. Neutron Cross Section Measurement Standards.
93. *Gavron A. et al.*  $\Gamma_n/\Gamma_f$  in Heavy Actinides // Phys. Rev. C. 1977. V. 15, No. 6. P. 2238.
94. *Tarantin N. I., Kim Su Men.* Measurement of the Photofission Cross Section for  $^{249}\text{Cf}$  Nuclei in the Giant Dipole Resonance Range // Proc. of XIV Meeting on Physics of Nucl. Fission, Obninsk, 2000. P. 211.
95. *Куприянов В. М. и др.* Простое описание зависимости барьеров деления и отношений  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от нуклонного состава для трансурановых ядер // ЯФ. 1980. Т. 32, вып. 2(8). С. 355.