

АНИЗОТРОПИЯ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ $^{233}\text{U}(n, F)$

В. М. Маслов¹

Минск

Угловая анизотропия вторичных нейтронов в нейтронных эмиссионных спектрах (НЭС) четно-четных и четно-нечетных ядер-мишеней и в наблюдаемых спектрах мгновенных нейтронов деления (СМНД) четно-нечетных ядер мишеней ^{239}Pu и ^{235}U обусловлена предравновесным механизмом эмиссии первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$ и его влиянием на спектр предделительных нейтронов реакций (n, xnf) . В случае СМНД средняя энергия $(n, nf)^1$ нейтронов зависит от угла эмиссии относительно падающего пучка нейтронов θ , как следствие, сечение деления, среднее число мгновенных нейтронов деления (МНД) и полная кинетическая энергия осколков (продуктов) деления (ТКЕ) также зависят от θ . Большая чувствительность к испусканию $(n, xnf)^1$ нейтронов в переднюю и заднюю полусферы предсказана для реакции $^{233}\text{U}(n, F)$. Эксклюзивные спектры предделительных нейтронов реакций $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$, а также эксклюзивные спектры нейтронов $(n, n\gamma)$ и $(n, xn)^{1,\dots,x}$ вычислены в рамках формализма Хаузера–Фешбаха одновременно с сечениями (n, F) и (n, xn) реакций с включением угловой зависимости эмиссии первого нейтрона $\omega(\theta)$ для $^{233}\text{U}(n, nX)^1$. Расчетные эксклюзивные спектры $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ нейтронов для $\theta \sim 90^\circ$ соответствуют согласованному описанию наблюдаемых сечений деления $^{233,232}\text{U}(n, F)$ для нейтронов с энергией $E_n \sim 0,01\text{--}20$ МэВ. Полученная для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ аппроксимация угловой анизотропии СМНД $\omega(\theta)$ позволяет установить корреляцию угловой анизотропии $^{233}\text{U}(n, xnf)^1$ нейтронов с вкладом эмиссионного деления $^{233}\text{U}(n, xnf)$ в наблюдаемое сечение деления $^{233}\text{U}(n, F)$. Получено отношение средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ для эмиссии $(n, xnf)^1$ нейтронов в реакции $^{233}\text{U}(n, xnf)$ «вперед» и «назад», оно существенно выше, чем для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$.

Angular anisotropy of secondary neutrons in neutron emission spectra (NES) of even–even and even–odd target nuclides and prompt fission neutron spectra (PFNS) of even–odd target nuclides ^{239}Pu and ^{235}U is due to pre-equilibrium emission of $(n, nX)^1$ neutrons and its influence on pre-fission neutrons in (n, xnf) reaction. Average energy of $(n, nf)^1$ neutrons depends on the emission angle θ , i.e. fission cross section, prompt neutron number and total kinetic energy depend on θ as well. Strong sensitivity to forward and backward emission of pre-fission neutrons in $(n, xnf)^1$ reaction is predicted for $^{233}\text{U}(n, F)$. Exclusive neutron spectra of $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$, $(n, n\gamma)$ and $(n, xn)^{1,\dots,x}$ are calculated within Hauser–Feshbach formalism alongside with (n, F) and (n, xn) reaction cross sections, angular dependence of first neutron $^{233}\text{U}(n, nX)^1$ emission being included. Exclusive neutron spectra $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ at $\theta \sim 90^\circ$ are consistent with $^{232,233}\text{U}(n, F)$ within $E_n \sim 0.01\text{--}20$ MeV energy range. Approximation of $\omega(\theta)$ obtained for $^{239}\text{Pu}(n, F)$ and $^{235}\text{U}(n, F)$ allows one to correlate angular anisotropy of $^{233}\text{U}(n, xnf)^1$ neutrons with emissive fission $^{233}\text{U}(n, xnf)$ contribution to the observed fission cross section of $^{233}\text{U}(n, F)$. The ratio of mean PFNS energies for forward and backward emission of $^{233}\text{U}(n, xnf)$ neutrons is obtained, it is much stronger than relevant ratios for $^{235}\text{U}(n, F)$ and $^{239}\text{Pu}(n, F)$.

PACS: 24.75.+i; 25.40.–h; 25.85.Ec

¹E-mail: mvm2386@yandex.ru

Анализ наблюдаемых СМНД для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [1] показал, что для целого ряда структур имеет место корреляция с предделительными $(n, xn f)^{1, \dots, x}$ нейтронами. Предделительными считаются x нейтронов, которые испускаются из ядра $(A + 1)$, где A — массовое число ядра-мишени, при условии, что остаточного возбуждения достаточно для деления любого из $(A + 1 - x)$ ядер. Предделительные нейтроны вблизи порога реакции $(n, xn f)$ имеют довольно низкую энергию по сравнению с нейтронами, испускаемыми возбужденными осколками деления. Амплитуда вариаций средних энергий $\langle E \rangle$ СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ намного ниже, чем в случае реакции $^{235}\text{U}(n, F)$. Для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ установлена корреляция между формой спектра МНД при различных углах эмиссии $(n, xn f)^1$ нейтронов относительно импульса налетающих нейтронов и вкладами эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления [2]. Здесь и в дальнейшем верхний индекс $(1, \dots, x)$ идентифицирует последовательно испускаемые нейтроны. Это приводит к тому, что средняя энергия СМНД уменьшается вблизи порогов реакций $(n, xn f)$, что детально изучено для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ [3–7]. Вариации наблюдаемых средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ вблизи порогов реакций $(n, xn f)$, как показано в [1, 2, 8], обусловлены эксклюзивными спектрами предделительных $(n, xn f)^{1, \dots, x}$ нейтронов. Угловая анизотропия эксклюзивных спектров нейтронов реакций $(n, nf)^1$ и $(n, 2nf)^1$ различным образом влияет на наблюдаемые СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ и их средние энергии [2]. Это обстоятельство связано с различием вкладов эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$. Отношение средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ для эмиссии предделительных нейтронов «вперед» и «назад» относительно импульса налетающих нейтронов резко растет с ростом средних энергий предделительных нейтронов, причем в реакциях $^{235}\text{U}(n, xn f)$ сильнее, чем в реакциях $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$ [1–8]. Подобные эффекты, очевидно, возможны и для реакции $^{233}\text{U}(n, F)$. Распределение энергии деления в реакции $^{233}\text{U}(n, F)$ между кинетической энергией осколков, энергией возбуждения и предделительными нейтронами проявляется пока только в локальных максимумах в полной кинетической энергии ТКЕ осколков и продуктов деления [9].

Испарительные предделительные нейтроны испускаются сферически-симметрично относительно пучка налетающих нейтронов. Угловая анизотропия СМНД, обнаруженная в реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [3], связана с предравновесным механизмом эмиссии нейтрона $(n, nX)^1$. Направление вылета первого нейтрона реакции $^{233}\text{U}(n, nX)^1$, равно как и всех его парциальных составляющих в эксклюзивных спектрах нейтронов реакций $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^1$, $(n, 3n)^1$ и интересующих нас нейтронов реакций $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 3nf)^1$, также коррелирует с импульсом налетающих нейтронов. Направление эмиссии мгновенных нейтронов деления из осколков деления коррелирует главным образом с направлением разлета осколков, т. е. осью деления. Те и другие нейтроны регистрируются в экспериментах в совпадении с осколками деления. В [3–7] МНД регистрировались ~ 50 детекторами, расположенными под различными углами относительно падающего пучка. Анонсированные в [10] измерения СМНД для $^{233}\text{U}(n, F)$, которые будут выполнены аналогично измерениям для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [3–7], уместно предварить теоретической оценкой СМНД с помощью методов, описанных в [1, 2, 8]. Цель работы состоит в предсказании анизотропии спектров мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}(n, F)$ для энергии налетающих нейтро-

нов $E_n < 20$ МэВ с помощью развитых методов, согласующихся с прецизионными измерениями СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ [6, 7], $^{238}\text{U}(n, F)$ [11] и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [3–5].

Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона $(d^2\sigma(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$ [1, 2], соответствующая возбуждениям ядра ^{233}U $U \sim 1-6$ МэВ, будет проявляться в дважды дифференциальных эмиссионных спектрах, причем главным образом в анизотропии части спектра эмиссии нейтронов, соответствующей реакции $(n, n\gamma)^1$. Угловая анизотропия спектров эмиссии нейтронов относительно пучка налетающих нейтронов в реакциях $^{235}\text{U}+n$, $^{238}\text{U}+n$ и $^{239}\text{Pu}+n$ была обнаружена в [12]. Наиболее исследованными для определения спектра первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$ являются ядра-мишени ^{238}U и ^{232}Th [13, 14]. Для четно-четных ядер-мишеней учет прямого возбуждения коллективных уровней полосы основного состояния $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ выполнен в модели жесткого ротатора, а прямого возбуждения уровней γ -ротационных полос $K^\pi = 0^+, 2^+$ и уровней октапольной полосы $K^\pi = 0^-$ — с помощью модели мягкого деформируемого ротатора (см. [15] и ссылки там). Это позволило получить адекватную аппроксимацию [1, 2, 8] угловой зависимости непрерывного спектра эмиссии первого нейтрона $^{238}\text{U}(n, nX)^1$, соответствующую энергии возбуждения $U = 1-6$ МэВ. Эта аппроксимация адекватна для взаимодействий $^{235}\text{U}+n$ и $^{239}\text{Pu}+n$ [1, 2, 8], она будет использована и в случае $^{233}\text{U}+n$.

Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона $(d^2\sigma(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$, соответствующая возбуждениям, сравнимым с барьером деления ядер ^{233}U , проявится в эксклюзивных спектрах $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2n)^1$ [1, 2] и, как следствие, в наблюдаемых под разными углами относительно пучка налетающих нейтронов СМНД $^{233}\text{U}(n, F)$.

Спектр мгновенных нейтронов $S(\varepsilon, E_n, \theta)$ — это суперпозиция эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^{1,2}$, $(n, 3nf)^{1,2,3}$ — $(d^2\sigma_{n, xn}^k(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$ ($x = 0, 1, 2, 3; k = 1, \dots, x$), где θ — угол эмиссии нейтрона $(n, nf)^1$ относительно налетающего пучка, а также спектров мгновенных нейтронов $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$, испускаемых из осколков деления:

$$\begin{aligned}
 S(\varepsilon, E_n, \theta) &= \tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n, \theta) + \tilde{S}_A(\varepsilon, E_n, \theta) + \tilde{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n, \theta) + \tilde{S}_{A-2}(\varepsilon, E_n, \theta) = \\
 &= \nu_p^{-1}(E_n, \theta) \left\{ \nu_{p1}(E_n) \beta_1(E_n, \theta) S_{A+1}(\varepsilon, E_n, \theta) + \nu_{p2}(E_n - \langle E_{n, nf}(\theta) \rangle) \beta_2(E_n, \theta) \times \right. \\
 &\quad \times S_A(\varepsilon, E_n, \theta) + \beta_2(E_n, \theta) \frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\varepsilon} + \nu_{p3} \left(E_n - B_n^A - \langle E_{n, 2nf}^1(\theta) \rangle - \right. \\
 &\quad \left. - \langle E_{n, 2nf}^2(\theta) \rangle \right) \beta_3(E_n, \theta) S_{A-1}(\varepsilon, E_n, \theta) + \beta_3(E_n, \theta) \left[\frac{d^2\sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{d^2\sigma_{n2nf}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \right] + \nu_{p4} \left(E_n - B_n^A - B_n^{A-1} - \langle E_{n, 3nf}^1(\theta) \rangle - \langle E_{n, 3nf}^2(\theta) \rangle - \right. \\
 &\quad \left. - \langle E_{n, 3nf}^3(\theta) \rangle \right) \beta_4(E_n, \theta) S_{A-2}(\varepsilon, E_n, \theta) + \beta_4(E_n, \theta) \times \\
 &\quad \left. \times \left[\frac{d^2\sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2\sigma_{n3nf}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2\sigma_{n3nf}^3(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \right] \right\}. \quad (1)
 \end{aligned}$$

В уравнении (1) $\tilde{S}_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$ — вклад x -го шанса деления в наблюдаемый спектр мгновенных нейтронов деления, $\langle E_{n, xn}^k(\theta) \rangle$ — средняя энергия k -го нейтрона реак-

ции $(n, xn f)$ со спектром $(d^2 \sigma_{n xn}^k(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$, где $k \leq x$. Спектры $S(\varepsilon, E_n, \theta)$, $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$ и эксклюзивные спектры предделительных нейтронов $(d^2 \sigma_{n xn}^k \times (\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$ нормированы на единицу. Спектры нейтронов, испаряющихся из осколков деления $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$, как предложено в [16], были представлены суммой двух распределений Уатта [17] с разными температурами, соответствующими легкому и тяжелому осколкам. Индекс x обозначает шанс деления ядер $^{234-x}\text{U}$ после эмиссии предделительных нейтронов, $\beta_x(E_n, \theta) = \sigma_{n, xn f}(E_n, \theta)/\sigma_{n, F}(E_n, \theta)$ — вклад x -го шанса деления в наблюдаемое сечение деления, $\nu_p(E_n, \theta)$ — наблюдаемое среднее число мгновенных нейтронов, $\nu_{px}(E_{nx})$ — среднее число МНД, испускаемых из осколков деления ядер $^{234-x}\text{U}$. Среднее число мгновенных нейтронов $\nu_p(E_n)$ определяется как

$$\nu_p(E_n) = \nu_{\text{post}} + \nu_{\text{pre}} = \sum_{x=1} \nu_{px}(E_{nx}) + \sum_{x=1} (x-1)\beta_x(E_n). \quad (2)$$

Выделение постделительных $\nu_{\text{post}}(E_n)$ и предделительных $\nu_{\text{pre}}(E_n)$ компонент нейтронов деления основано на совместном описании среднего числа мгновенных нейтронов $\nu_p(E_n)$ и сечений деления для $E_n < 20$ МэВ.

После эмиссии x предделительных $(n, xn f)$ нейтронов энергия возбуждения остаточных ядер $^{234-x}\text{U}$ уменьшается на величину энергий связи нейтронов B_{nx} и их средних кинетических энергий:

$$U_x = E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{n xn f}^k(\theta) \rangle + B_{nx}). \quad (3)$$

Энергия возбуждения осколков деления ядер $^{234-x}\text{U}$ определяется как

$$E_{nx} = E_r - E_{f_x}^{\text{pre}} + E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{n xn f}^k(\theta) \rangle + B_{nx}). \quad (4)$$

Значения ТКЕ, кинетических энергий осколков до момента эмиссии мгновенных нейтронов E_F^{pre} , моделируются как суперпозиция ТКЕ ядер $^{234-x}\text{U}$, дающих вклад в наблюдаемое сечение деления:

$$E_F^{\text{pre}}(E_n) = \sum_{x=0}^X E_{f_x}^{\text{pre}}(E_{nx}) \frac{\sigma_{n, xn f}}{\sigma_{n, F}}. \quad (5)$$

Кинетическая энергия продуктов деления, т.е. осколков после эмиссии мгновенных нейтронов из осколков E_F^{post} определяется как

$$E_F^{\text{post}} \approx E_F^{\text{pre}} \left(1 - \frac{\nu_{\text{post}}}{A + 1 - \nu_{\text{pre}}} \right). \quad (6)$$

На рис. 1 представлены вклады $\beta_1(E_n)$ и $\beta_2(E_n)$ для первого и второго шансов деления в наблюдаемом сечении деления $^{235}\text{U}(n, F)$. Темные точки [18] соответствуют вкладам $\beta_1 = \sigma_{n, f}/\sigma_{n, F}$ и $\beta_2 = \sigma_{n, n f}/\sigma_{n, F}$ в наблюдаемое сечение деления $^{235}\text{U}(n, F)$. Они существенно отличаются от оценок $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xn f}/\sigma_{n, F}$ [1, 2]. В [18] вклады $\beta_1(E_n)$ и $\beta_2(E_n)$ оценивались по результатам анализа распределения множественности нейтронов деления. Такая оценка, очевидно, неустойчива и чувствительна к

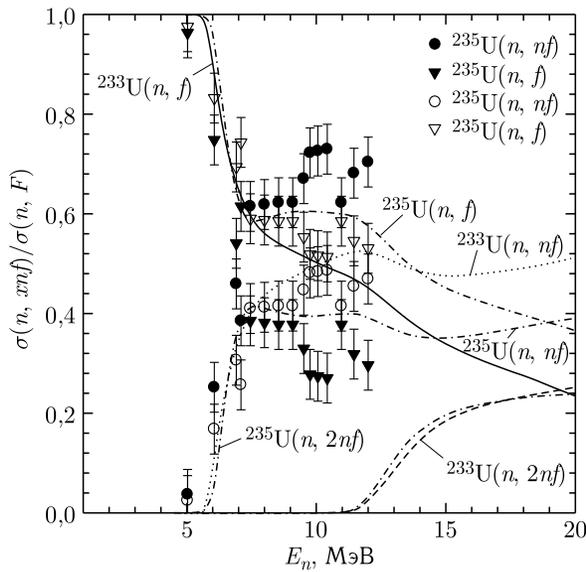


Рис. 1. Отношение парциальных составляющих $(n, xn f)$ к сечению деления нейтронами: \bullet — $\beta_2(E_n)$ [18]; \blacktriangledown — $\beta_1(E_n)$ [18]; \circ — $\tilde{\beta}_2(E_n)$ [18]; ∇ — $\tilde{\beta}_1(E_n)$ [18]; сплошная линия — $^{233}\text{U}(n, f)$; пунктирная — $^{233}\text{U}(n, nf)$; штриховая — $^{233}\text{U}(n, 2nf)$; штрихпунктирная — $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, nf)$, $^{235}\text{U}(n, 2nf)$

экспериментальным погрешностям, она не является полностью экспериментальной хотя бы потому, что средние энергии предделительных нейтронов в [18] расчетные, а их абсолютные значения авторы никак не комментируют. Светлые точки на рис. 1 получены перенормировкой данных [18]: $\tilde{\beta}_2(E_n) = 0,67\beta_2(E_n)$. В результате перенормировки $\tilde{\beta}_1(E_n)$ и $\tilde{\beta}_2(E_n)$ много лучше согласуются с оценкой [1, 2], особенно вблизи порогов реакции $^{235}\text{U}(n, nf)$. Оценка $\beta_1(E_n)$ и $\beta_2(E_n)$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ [1, 2] более обоснована, поскольку позволяет воспроизвести наблюдаемые [6, 7] СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ с помощью вариаций $\tilde{S}_{235}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{236}(\varepsilon, E_n)$. Вклады $\beta_2(E_n)^{233}\text{U}(n, F)$ для энергий $E_n > 8$ МэВ выше порога реакции $^{233}\text{U}(n, nf)$ систематически превышают $\beta_2(E_n)$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ [1, 2].

Относительные вклады $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ в наблюдаемые СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ зависят от формы предделительных спектров нейтронов и энергии возбуждения U_x осколков деления. Для $^{235}\text{U}(n, F)$ максимальный относительный вклад предделительных спектров нейтронов в СМНД имеет место для $E_n \sim 6,5$ МэВ, при этом он выше, чем в случае $^{233}\text{U}(n, F)$. Для $^{233}\text{U}(n, F)$ максимум имеет место при $E_n \sim 6$ МэВ, он выше, чем в случае $^{235}\text{U}(n, F)$. На рис. 2 видно, что относительный вклад $\beta_2(E_n)\nu_p^{-1} \frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon d\varepsilon}$ в СМНД для $^{233}\text{U}(n, F)$ вблизи порога при $E_n \sim 6,5$ МэВ систематически ниже, чем в случае реакции $^{235}\text{U}(n, F)$. Нейтроны реакции $^{233}\text{U}(n, nf)$ ¹ существенно снижают энергию возбуждения U_1 , это проявляется в энергетической зависимости СМНД из осколков деления.

Средние энергии $\langle E \rangle$ СМНД $^{233}\text{U}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ практически совпадают, как видно на рис. 3 для $\theta \sim 90^\circ$, т.е. $\langle \omega(\theta) \rangle_\theta \approx \omega(90^\circ)$ (см. ниже). В [1, 2] показана

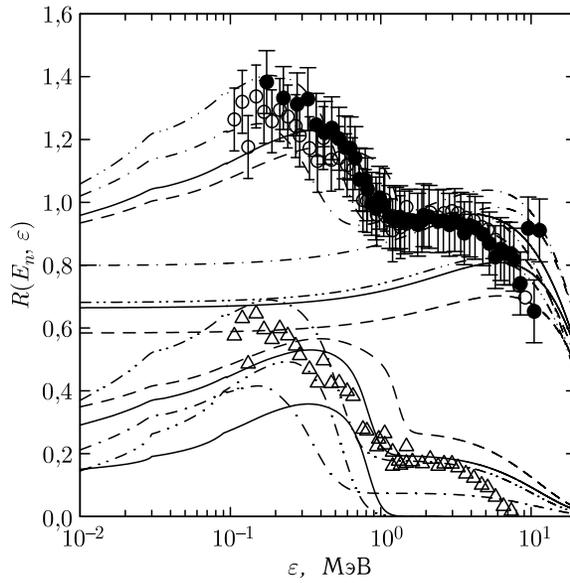


Рис. 2. Парциальные составляющие СМНД: \circ — $^{235}\text{U}(n, F)$ [6], \triangle — $^{235}\text{U}(n, nf)$ [6]; \bullet — $^{235}\text{U}(n, F)$ [7] при $E_n = 6,5$ МэВ; сплошные линии — $^{233}\text{U}(n, F)$, $^{233}\text{U}(n, f)$, $^{233}\text{U}(n, nf)$ и $^{233}\text{U}(n, nf)^1$ при $E_n = 6,5$ МэВ; штрихпунктирные линии — $^{233}\text{U}(n, F)$, $^{233}\text{U}(n, f)$, $^{233}\text{U}(n, nf)$ при $E_n = 6,0$ МэВ; штриховые линии — $^{233}\text{U}(n, F)$, $^{233}\text{U}(n, f)$, $^{233}\text{U}(n, nf)$ при $E_n = 7,0$ МэВ; штрихпунктирные линии с двумя точками — $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, nf)$ и $^{235}\text{U}(n, nf)^1$ при $E_n = 6,5$ МэВ

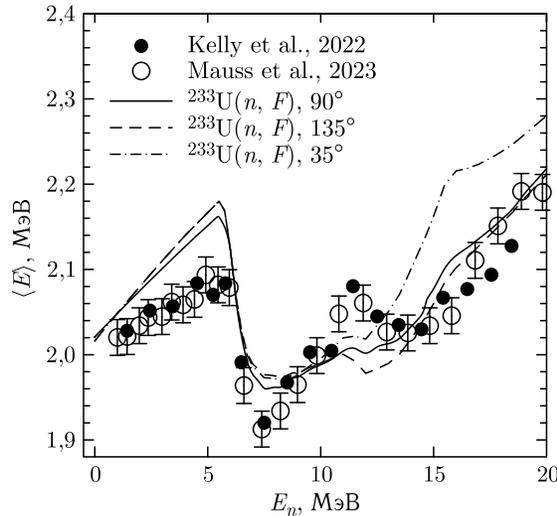


Рис. 3. Средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$ для деления нейтронами $^{233,235}\text{U}(n, F)$: темные кружки — $^{235}\text{U}(n, F)$ [6]; светлые кружки — $^{235}\text{U}(n, F)$ [7]; сплошная линия — $\langle E(90^\circ) \rangle$; штриховая — $\langle E(135^\circ) \rangle$; штрихпунктирная — $\langle E(30^\circ) \rangle$ для $^{233}\text{U}(n, F)$

но, что зависимость $\langle E \rangle$ СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [3–6] от угла θ можно объяснить угловой зависимостью эмиссии первого предделительного нейтрона. Описанное в [1, 2] моделирование угловой зависимости эксклюзивных спектров предделительных нейтронов позволяет получить оценку отношений СМНД $S(\varepsilon, E_n, \theta)$, $\langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta) \rangle_{\Delta E_n} / \langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta^1) \rangle_{\Delta E_n}$ для эмиссии предделительных нейтронов $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1, \dots, x}$ в переднюю $\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$ и заднюю $\Delta\theta^1 \approx 130\text{--}140^\circ$ полусферы для широкого интервала значений энергии $\Delta E_n \sim 15\text{--}17,5$ МэВ [1–3]. Отношения средних энергий СМНД $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, т. е. $\langle E \rangle$ для нейтронов, регистрируемых под углами $\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$ и $\Delta\theta^1 \sim 130\text{--}150^\circ$ для интервала значений энергии нейтронов $E_n \sim 1\text{--}12$ и $1\text{--}20$ МэВ [3] для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ отличаются друг от друга. Можно предположить, что для реакции $^{233}\text{U}(n, F)$ зависимость $\langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta) \rangle_{\Delta E_n} / \langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta^1) \rangle_{\Delta E_n}$ и $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ от E_n также будет иной. На рис. 3 показаны $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle$ и $\langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для СМНД $^{233}\text{U}(n, F)$, эти значения $\langle E \rangle$ особенно чувствительны к рассеянию нейтронов $(n, xnf)^1$ в переднюю полусферу.

Дважды дифференциальный эмиссионный нейтронный спектр $(d^2\sigma(\varepsilon, E_n, \theta)) / (d\varepsilon d\theta)$ определяется как суперпозиция спектров мгновенных нейтронов деления $S(\varepsilon, E_n, \theta)$, эксклюзивных спектров нейтронов $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^{1,2}$ и $(n, 3n)^{1,2,3}$, $(d^2\sigma_{n xn}^k(\varepsilon, E_n, \theta)) / (d\varepsilon d\theta)$, нормированных на единицу, а также спектров упруго- и неупруго-рассеянных нейтронов, $(d^2\sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_q, E_n, \theta)) / (d\varepsilon d\theta)$, сопровождающихся возбуждением дискретных коллективных состояний ядра ^{233}U (см. [1, 2]). В таком представлении эмиссионные расчетные спектры нормированы с учетом сечений реакций (n, n) и (n, F) , а также средней множественности мгновенных нейтронов деления.

Вклад реакций эмиссионного деления (n, xnf) в наблюдаемое сечение деления (n, F)

$$\sigma_{nF}(E_n) = \sigma_{nf}(E_n) + \sum_{x=1}^X \sigma_{n, xnf}(E_n) \quad (7)$$

определяется вероятностью деления $P_f^{J\pi}(E)$ ядер U с массовыми числами $(A+1-x)$ как

$$\sigma_{n, xnf}(E_n) = \sum_{J\pi}^J \int_0^{U_x} W_{A+1-x}^{J\pi}(U) P_f^{J\pi(A+1-x)}(U) dU, \quad (8)$$

где $W_{A+1-x}^{J\pi}(U)$ – заселенность состояний $(A+1-x)$ ядра с энергией возбуждения U после эмиссии x предделительных нейтронов [19, 20].

Спектр эмиссии первого нейтрона $(n, nX)^1$, $(d^2\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)) / (d\varepsilon d\theta)$ моделирует угловую и энергетическую зависимости нейтронных эмиссионных спектров $^{235}\text{U}+n$ [21], $^{238}\text{U}+n$ [14], а также спектров предделительных нейтронов $^{235}\text{U}(n, F)$ [1, 2, 21]:

$$\frac{d^2\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \approx \frac{d^2\tilde{\sigma}_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\omega(\theta)}{E_n - \varepsilon}. \quad (9)$$

Усредненную по углу эмиссии функцию $\omega(\theta)$, $\langle \omega(\theta) \rangle_\theta$ (см. детали параметризации в [2]) в интервале углов $\theta_2 - \theta_1 = 135\text{--}30^\circ$ можно аппроксимировать как $\langle \omega(\theta) \rangle_\theta \approx$

$\approx \omega(90^\circ)$, тогда интегральный спектр можно представить в виде (см. [2])

$$\frac{d\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} \approx \left[\frac{d\bar{\sigma}_{nnx}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\langle \omega(\theta) \rangle_\theta}{E_n - \varepsilon} \right] \frac{\Gamma_f^A(E_n - \varepsilon)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon)}. \quad (10)$$

Дважды дифференциальный эксклюзивный спектр первого нейтрона в реакции $(n, nf)^1$ можно определить как

$$\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} = \left[\frac{d^2\bar{\sigma}_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\omega(\theta)}{E_n - \varepsilon} \right] \frac{\Gamma_f^A(E_n - \varepsilon, \theta)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon, \theta)}. \quad (11)$$

Спектр первого нейтрона для реакции $(n, 2nx)$, т. е. $(n, 2nx)^1$, определяется спектром первых нейтронов реакции $(n, nX)^1$ и вероятностью эмиссии нейтрона из ядра A , а спектр первого нейтрона $(n, 2nf)^1$ для реакции $(n, 2nf)$ определяется, как описано в [1, 2].

Вклад эксклюзивных спектров предделительных нейтронов реакций $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,2}$ в НЭС есть $\frac{\sigma_{n,xnf}(E_n, \theta)}{4\pi} \frac{d\sigma_{nnf}^{1,2}(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon}$. Они составляют только малую часть спектра нейтронов $(n, nX)^1$, но при этом определяют угловую зависимость наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}(n, F)$ относительно падающего пучка нейтронов.

Угловая анизотропия спектров мгновенных нейтронов деления относительно пучка падающих нейтронов была выделена в реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [3] для интервала значений энергии налетающих нейтронов $E_n \sim 15-17,5$ МэВ для эмиссии вперед, $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$, и назад, $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$. На рис.4 отношение R^{exp} СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ для интервала значений энергии $E_n \sim 15-17,5$ МэВ для эмиссии вперед, $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$, и назад, $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$, сравнивается с расчетным отношением СМНД для $^{233}\text{U}(n, F)$:

$$R(\varepsilon, 15-17,5) \approx \frac{\int_{15}^{17,5} \nu_p(E_n, \approx 30^\circ) \sigma_{nF}(E_n, \approx 30^\circ) S(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ) \varphi(E_n) dE_n}{\int_{15}^{17,5} \nu_p(E_n, \theta \approx 135^\circ) \sigma_{nF}(E_n, \theta \approx 135^\circ) S(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ) \varphi(E_n) dE_n}, \quad (12)$$

где $\varphi(E_n)$ — спектр нейтронов в налетающем пучке. Спектры $S(\varepsilon, E_n, \theta)$ нормированы на единицу. В первом приближении $R(\varepsilon, 15-17,5)$ (12) можно определить как отношение сумм функционалов $\nu_p(E_n, \theta) \sigma_{nF}(E_n, \theta) S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta)$ и $\nu_p(E_n, \theta) \sigma_{nF}(E_n, \theta) S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta^1)$ для $E_n \sim 15$ МэВ, $E_n \sim 16$ МэВ, $E_n \sim 17$ МэВ и $E_n \sim 17,5$ МэВ. Величины $\nu_p(E_n, \theta)$ и $\sigma_{nF}(E_n, \theta)$ вычисляются при тех же E_n , что и $S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta)$. Структуры в составляющих $R(\varepsilon, 15-17,5)$ (для монохроматических пучков) усредняются, в результате R^{exp} и $R(\varepsilon, 15-17,5)$ согласуются друг с другом только по форме, но не по абсолютной величине. Сплошная линия для отношения $R(\varepsilon, 15-17,5)$ для $^{233}\text{U}(n, F)$ на рис.4 соответствует уравниванию числителя и знаменателя в уравнении (20) в интервале $\varepsilon \sim 3-5$ МэВ, как в [3]. В результате подобной перенормировки R^{exp} и $R(\varepsilon, 15-17,5)$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ согласуются друг с другом в пределах погрешностей R^{exp} . Очевидно, что расчетная анизотропия предделительных нейтронов реакций $^{233}\text{U}(n, xnf)$ (см. уравнение (12))

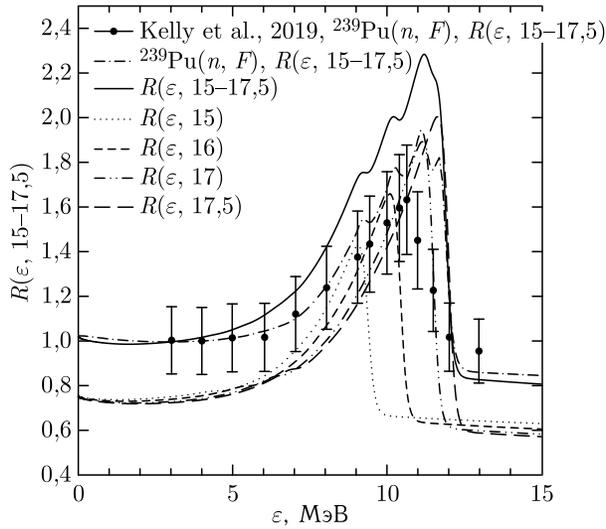


Рис. 4. Отношения СМНД $R^{\text{exp}} = S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta) / S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta^1)$ $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $R(\varepsilon, 15-17,5)$ для $^{233}\text{U}(n, F)$ для эмиссии вперед, $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$, и назад, $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$; $^{239}\text{Pu}(n, F)$: темные кружки — [3]; сплошная линия — СМНД $^{233}\text{U}(n, F)$, парциальные вклады нормированы при $\varepsilon \sim 3-5$ МэВ к одинаковому числу делений; далее СМНД $^{233}\text{U}(n, F)$ нормированы к 1: пунктирная линия — $R(\varepsilon, 15)$, $E_n \sim 15$ МэВ; штриховая — $R(\varepsilon, 16)$, $E_n \sim 16$ МэВ; штрихпунктирная линия с двумя точками — $R(\varepsilon, 17)$, $E_n \sim 17$ МэВ; штриховая линия с длинными штрихами — $R(\varepsilon, 17,5)$, $E_n \sim 17,5$ МэВ; штрихпунктирная — СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$, парциальные вклады нормированы при $\varepsilon \sim 3-5$ МэВ к одинаковому числу делений

выше, чем в случае $^{235}\text{U}(n, xnf)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Это проявление корреляции угловой анизотропии вторичных нейтронов с вкладом эмиссионного деления (n, nf) в наблюдаемое сечение деления и угловой анизотропией эмиссионных нейтронных спектров.

Зависимость энергии первого предделительного нейтрона от угла эмиссии в реакциях $(n, nf)^1$ и $(n, 2nf)^1$ позволяет предсказать зависимость отношения средних энергий СМНД для предельных случаев эмиссии предделительных нейтронов $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,2,3}$ [4] «вперед» и «назад», которая может быть измерена [10]. Отношение средних энергий экспериментальных СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ [1] для спектров мгновенных нейтронов деления для $^{233}\text{U}(n, F)$, испущенных в переднюю, $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$, и заднюю, $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$, полусферы, резко растет, начиная с энергии $E_n \sim 11$ МэВ (рис. 5). Рост отношения сильнее, чем в случае измеренного отношения $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Причиной тому являются главным образом предделительные нейтроны реакции $(n, nf)^1$. Для $E_n > 16$ МэВ расчетные величины отношений $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для $^{233}\text{U}(n, F)$ в интервале $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ существенно выше расчетной оценки для диапазона $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ.

Данные [6] для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ показаны на рис. 6 умноженными на нормировочный фактор 0,99, в результате такой перенормировки достигается согласие экспериментальных и расчетных величин $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ как по форме, так и по абсолютной величине. Отношение средних энергий экспериментальных СМНД

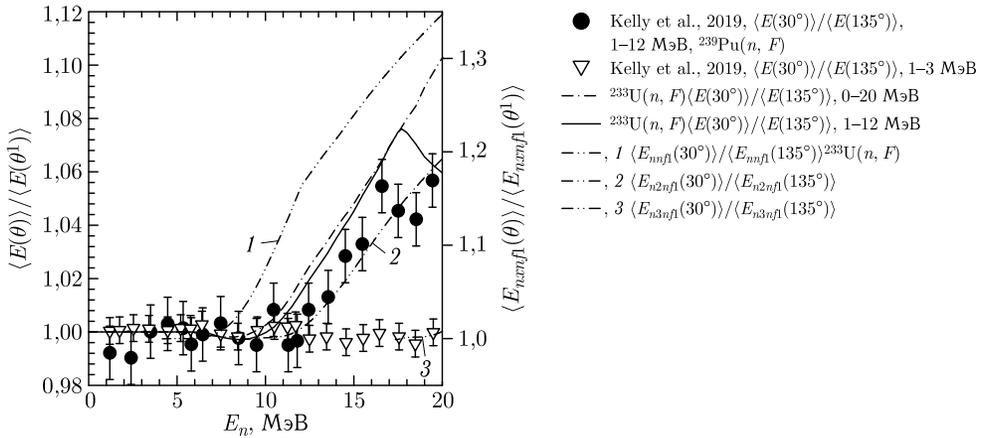


Рис. 5. Отношение средних энергий СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для $^{233}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$: темные кружки — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [3]; светлые треугольники — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 1-3$ МэВ, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [3]; сплошная линия — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $^{233}\text{U}(n, F)$, диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ; штрихпунктирная — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $^{233}\text{U}(n, F)$, диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ; штрихпунктирные линии с двумя точками 1, 2, 3 — $\langle E_{n, xn_f}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n, xn_f}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $x = 1, 2, 3$; штрихпунктирная линия — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$, диапазон значений энергий $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ

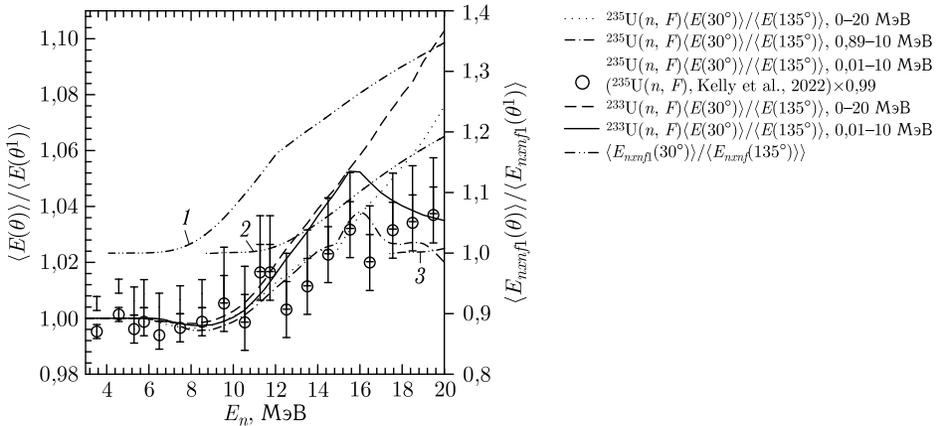


Рис. 6. Отношение средних энергий СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для $^{233}\text{U}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$: светлые кружки — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle \cdot 0,99$, $^{235}\text{U}(n, F)$, диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 1-10$ МэВ [6]; штриховая линия — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $^{233}\text{U}(n, F)$, диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ; сплошная — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $^{233}\text{U}(n, F)$, диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 0,01-10$ МэВ; штрихпунктирные линии с двумя точками 1, 2, 3 — $\langle E_{n, xn_f}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n, xn_f}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $x = 1, 2, 3$; пунктирная линия — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $^{235}\text{U}(n, F)$, диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ; штрихпунктирная — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $^{235}\text{U}(n, F)$, диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 0,01-10$ МэВ

$\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ [1] для спектров мгновенных нейтронов деления для $^{233}\text{U}(n, F)$, испущенных в переднюю, $\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$, и заднюю, $\Delta\theta^1 = 130\text{--}140^\circ$, полусферы, растет, начиная с энергии $E_n \sim 11$ МэВ (см. рис. 6) гораздо сильнее, чем в случае измеренного отношения $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для $^{235}\text{U}(n, F)$. Для $E_n > 16$ МэВ расчетные величины отношений $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ $^{233}\text{U}(n, F)$ для $\varepsilon \sim 0\text{--}20$ МэВ также существенно выше расчетной оценки для $^{235}\text{U}(n, F)$ в диапазоне $\varepsilon \sim 1\text{--}12$ МэВ. Для эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{233}\text{U}(n, nf)^1$ отношения средних энергий $\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ и $\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ намного выше по абсолютной величине, чем $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$, но повторяют форму отношения средних энергий экспериментальных СМНД $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ [4] (рис. 7).

Отношение средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{233}\text{U}(n, nf)^1$ $\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ и $\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$, $\langle E_{n,xf}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,xf}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, намного выше по абсолютной величине (см. рис. 7), чем отношение средних энергий СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$, однако оно похоже по форме на отношение средних энергий экспериментальных СМНД $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [3] и $^{235}\text{U}(n, F)$ [6]. Угловая зависимость отношения средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{233}\text{U}(n, 2nf)^1$, $\frac{d^2\sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ и $\frac{d^2\sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 150^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$, намного слабее. В отношении средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{233}\text{U}(n, 3nf)^1$, $\frac{d^2\sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ и $\frac{d^2\sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 150^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$, угловой зависимости почти нет.

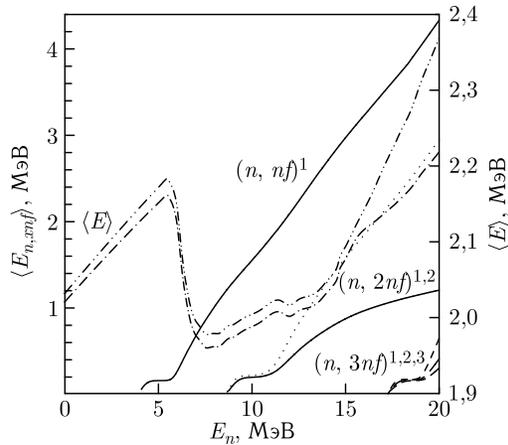


Рис. 7. Средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$ для реакции $^{233}\text{U}(n, F)$: штрихпунктирная линия с двумя точками — диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 0\text{--}20$ МэВ; штрихпунктирная — диапазон значений энергии $\varepsilon \sim 0,1\text{--}10$ МэВ; сплошная, пунктирная и штриховые линии — $\langle E_{n,xf}(\theta \approx 90^\circ) \rangle$, $x = 1, 2, 3$ соответственно

Оценка $\langle E \rangle$ для $^{233}\text{U}(n, F)$ жестко коррелирует с формой СМНД. Средние энергии $\langle E \rangle$ — это лишь довольно грубая интегральная характеристика СМНД, однако и она подвержена влиянию угловой анизотропии предделительных нейтронов. Зависимость $\langle E \rangle(E_n)$ для $^{233}\text{U}(n, F)$ сравнивается с данными для диапазона значений энергии нейтронов $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$ МэВ [6, 7] для $^{235}\text{U}(n, F)$ на рис. 3. Величина $\langle E \rangle$, определенная для этого диапазона, походит на совокупность экспериментальных данных [6, 7]. Наибольшее изменение $\langle E \rangle$ для эмиссии нейтронов $(n, n f)$ «вперед» имеет место для $E_n > 13$ МэВ. Для $E_n > 13\text{--}15$ МэВ спектр МНД довольно жесткий и $\langle E \rangle$ для диапазона $\varepsilon \sim 10^{-5}$ эВ–20 МэВ имеет более крутую энергетическую зависимость. Заметны корреляции вариаций $\langle E \rangle$ для $^{233}\text{U}(n, F)$ вблизи порогов реакций $^{233}\text{U}(n, n f)$ и $^{233}\text{U}(n, 2n f)$ с формой СМНД и вкладами $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xnf} / \sigma_{n, F}$, эксклюзивными нейтронными спектрами $(n, xnf)^{1, \dots, x}$, а также расчетными и наблюдаемыми [9] ТКЕ. Влияние эксклюзивных спектров нейтронов $(n, n f)^1$ и $(n, 2n f)^{1, 2}$ на $\langle E \rangle$ для $^{233}\text{U}(n, F)$ намного сильнее, чем для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отношение средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ для эмиссии предделительных нейтронов в переднюю и заднюю полусферы резко растет с ростом средних энергий предделительных нейтронов. Расчетное отношение $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для СМНД $^{233}\text{U}(n, F)$ выше, чем в случае СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$, что вполне согласуется с более высоким относительным вкладом реакции $^{233}\text{U}(n, n f)$ в наблюдаемое сечение деления $^{233}\text{U}(n, F)$. Анализ наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ показал, что для целого ряда структур имеет место корреляция с предделительными $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ нейтронами, причем сила этой корреляции зависит от делимости ядра-мишени и делимостей ядер, образующихся при последовательной эмиссии нейтронов. Спектры предделительных нейтронов вблизи порога реакции (n, xnf) оказались сравнительно мягкими, по сравнению с нейтронами, испускаемыми возбужденными осколками деления. Это приводит к тому, что средняя энергия СМНД уменьшается вблизи порогов реакций (n, xnf) для реакций $^{233}\text{U}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ по-разному [22, 23]. Амплитуда вариаций $\langle E \rangle$ СМНД для $^{233}\text{U}(n, F)$ намного выше, чем в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Установлена максимальная корреляция между формой спектра МНД при различных углах эмиссии $(n, xnf)^1$ нейтронов относительно налетающих нейтронов и вкладами эмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления для реакции $^{233}\text{U}(n, F)$ по сравнению с реакциями $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$. Показано, что угловая анизотропия эксклюзивных спектров нейтронов реакций $^{233}\text{U}(n, n f)^1$ и $^{233}\text{U}(n, 2n f)^1$ существенно влияет на СМНД и их средние энергии. Это обстоятельство связано с различием вкладов эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций $^{233}\text{U}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Отношение средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ для эмиссии предделительных нейтронов «вперед» и «назад» резко растет с ростом средних энергий предделительных нейтронов в реакциях $^{233}\text{U}(n, F)$, причем сильнее, чем в реакциях $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$, что может быть подтверждено измерениями, анонсированными в [10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маслов В.М. Спектры мгновенных нейтронов деления в реакциях $^{235}\text{U}(n,f)$ и $^{239}\text{Pu}(n,f)$ // ЯФ. 2023. Т. 86, № 5. С. 562; <https://sciencejournals.ru/view-article/?j=yadfiz&y=2023&v=86&n=5&a=YadFiz2305031> Maslov.
2. Маслов В.М. Анизотропия спектров мгновенных нейтронов деления $^{239}\text{Pu}(n,F)$ и $^{235}\text{U}(n,F)$ // Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20, № 6(251). С. 1401; http://www1.jinr.ru/Репан_letters/panl_2023_6/03_Maslov_r.pdf.
3. Kelly K. J., Kawano T., O'Donnell J. M. et al. Pre-Equilibrium Asymmetries in the $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Prompt Fission Neutron Spectrum // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 072503.
4. Kelly K. J., Devlin M., O'Donnell J. M. et al. Measurement of the $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Prompt Fission Neutron Spectrum from 10 keV to 10 MeV Induced by Neutrons of Energy 1–20 MeV // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 034615.
5. Marini P., Taieb J., Laurent B. et al. Prompt-Fission-Neutron Spectra in the $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Reaction // Ibid. V. 101. P. 044614.
6. Kelly K. J., Gomez J. A., Devlin M. et al. Measurement of the $^{235}\text{U}(n, f)$ Prompt Fission Neutron Spectrum from 10 keV to 10 MeV Induced by Neutrons of Energy from 1 MeV to 20 MeV // Phys. Rev. C. 2022. V. 105. P. 044615.
7. Mauss B., Taieb J., Laurent B. et al. Prompt-Fission-Neutron Spectra in the $^{235}\text{U}(n, f)$ Reaction. Nucl. Data Week. 2022. JEFDOC-2200; https://oecd-nea.org/dbdata/nds_jefdoc/jefdoc-2200.pdf.
8. Маслов В.М. Спектры мгновенных нейтронов деления реакции $^{240}\text{Pu}(n,F)$, $^{239}\text{Pu}(n,F)$ и $^{238}\text{U}(n,F)$ // Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20, № 4(249). С. 571; http://www1.jinr.ru/Репан_letters/panl_2023_4/03_Maslov_r.pdf.
9. Higgins D., Greife U., Tovesson F. et al. Fission Fragment Mass Yields and Total Kinetic Energy Release in Neutron-Induced Fission of ^{233}U from Thermal Energies to 40 MeV // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. P. 014601.
10. Kelly K. J., Devlin M., O'Donnell J. M. et al. LANSCE CoGNAC and Chi-Nu Experimental Updates. Nuclear Data Week(s). 2023. CSEWG-USNDP-NDAG. LA-UR-23-33042. 2023; <https://indico.bnl.gov/event/18701/contributions/82692/>.
11. Kelly K. J., Devlin M. J., O'Donnell M. et al. Measurement of the $^{238}\text{U}(n, f)$ Prompt Fission Neutron Spectrum from 10 keV to 10 MeV Induced by Neutrons with 1.5–20 MeV Energy // Phys. Rev. C. 2023. V. 108. P. 024603.
12. Kammerdiener J. L. Neutron Spectra Emitted by ^{239}Pu , ^{238}U , ^{235}U , Pb, Nb, Ni, Al and C Irradiated by 14 MeV Neutrons. UCRL-51232. 1972.
13. Maslov V. M. Angular Anisotropy of Secondary Neutron Spectra in $^{232}\text{Th}+n$ // Proc. of the 29th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: Fund. Interactions & Neutrons, Nucl. Structure, Ultra-Cold Neutrons, Related Topics, Dubna, May 29 – June 2, 2023. P. 290.
14. Маслов В.М. Анизотропия спектров мгновенных нейтронов деления $^{232}\text{Th}(n,F)$ и $^{238}\text{U}(n,F)$ // Тез. докл. 73-й Междунар. конф. по ядерной физике «Ядро-2023: Фундаментальные вопросы и приложения», ВНИИЭФ, Саров, Россия, 2023. С. 119; <http://book.sarov.ru/product/nucleus-2023-73-conference-abstracts/>; <http://book.sarov.ru/wp-content/uploads/2023/11/Nucleus-2023-73-conference-abstracts.pdf>.
15. Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Teterova N. A. et al. Excitation of Octupole, Beta- and Gamma-Vibration Band Levels of ^{238}U by Inelastic Neutron Scattering // Nucl. Phys. A. 2006. V. 764. P. 212.
16. Корнилов Н.В., Кагаленко А.Б., Hambsch F.-J. Расчет спектров мгновенных нейтронов деления на основе новой систематики экспериментальных данных // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 209.

17. *Watt B. E.* Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of ^{235}U // *Phys. Rev.* 1952. V. 87. P. 1037.
18. *Fraïsse B., Bélier G., Méot V. et al.* Complete Neutron-Multiplicity Distributions in Fast-Neutron-Induced Fission // *Phys. Rev. C.* 2023. V. 108. 014610.
19. *Uhl M., Strohmaier B.* IRK-76/01, IRK. Vienna, 1976.
20. *Maslov V. M.* ^{237}U Neutron-Induced Fission Cross Section // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 044607.
21. *Maslov V. M.* Anisotropy in Pre-Fission Neutron Spectra of $^{235}\text{U}(n, f)$ // Proc. of the 29th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-29), Dubna, May 29 – June 2, 2023. P. 272–289; http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-29/pdf/Maslov_1r.pdf.
22. *Maslov V. M., Pronyaev V. G., Tetereva N. A. et al.* $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{233}\text{U}(n, F)$ and $^{239}\text{Pu}(n, F)$ Prompt Fission Neutron Spectra // *J. Kor. Phys. Soc.* 2011. V. 59. P. 1337.
23. *Maslov V. M., Baba M., Hasegawa A., Kagalenko A. B., Kornilov N. V., Tetereva N. A.* Neutron Data Evaluation of ^{233}U , INDC (BLR) 18. Vienna: IAEA, 2003; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-blr-0018/>.

Получено 27 января 2024 г.