

СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ И $^{240}\text{Pu}(n, F)$

В. М. Маслов^{1,*}

¹ Минск, 220025, Беларусь

Спектры мгновенных нейтронов деления (СМНД), исследованные для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ в диапазоне энергий налетающих нейтронов $E_n \lesssim 20$ МэВ, позволяют определить, как влияет делимость N -нечетных (N -четных) Z -четных ядер-мишеней A и остаточных ядер $A + 1 - x$ на эмиссию x предделительных, а также постделительных нейтронов. Предделительные нейтроны могут составлять до $\sim 15\%$ среднего числа мгновенных нейтронов при $E_n \sim 20$ МэВ, но более существенно они влияют на распределение энергии реакции деления между энергией возбуждения и кинетической энергией осколков. Форма СМНД существенно зависит от вклада предделительных нейтронов в СМНД, конкуренции реакций $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ и $(n, xn)^{1,\dots,x}$, а также делимостей N -нечетных и N -четных составных и остаточных ядер. Эксклюзивные спектры $^{235}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ нейтронов вычисляются одновременно с сечениями деления $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{234}\text{U}(n, F)$, $^{233}\text{U}(n, F)$, $^{232}\text{U}(n, F)$ и реакции $^{235}\text{U}(n, 2n)$, а также спектрами эмиссии нейтронов $^{235}\text{U}(n, nX)$ для $E_n \sim 14$ МэВ и сечениями неупругого рассеяния нейтронов. Эксклюзивные спектры нейтронов реакций $^{239}\text{Pu}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ и $^{240}\text{Pu}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ рассчитываются одновременно с сечениями деления $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{238}\text{Pu}(n, F)$, $^{237}\text{Pu}(n, F)$, $^{236}\text{Pu}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$, а также спектрами эмиссии нейтронов $^{239}\text{Pu}(n, nX)$ для $E_n \sim 14$ МэВ. Исходные значения параметров модели для расчета СМНД фиксированы при описании спектров мгновенных нейтронов деления (СМНД) $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и спектров мгновенных нейтронов спонтанного деления (СМНСД) $^{240}\text{Pu}(sf)$. Предсказаны и интерпретированы с учетом эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ СМНД, полная кинетическая энергия осколков и продуктов деления ТКЕ, среднее число СМНД для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$. Воспроизводятся измеренные отношения спектров СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ для $E_{\text{th}} \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ с использованием расчетных спектров СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Предсказанные СМНД для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ в диапазоне энергий налетающих нейтронов $E_n \lesssim 20$ МэВ подтверждены в измерениях СМНД на источнике нейтронов LANSCE.

Prompt fission neutron spectra (PFNS) of $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ and $^{240}\text{Pu}(n, F)$ for the incident neutron energy range $E_n \lesssim 20$ MeV are suitable to investigate the influence of N -odd (N -even) Z -even A target nuclide and $A + 1 - x$ residual nuclides fissility on the emission of x pre-fission and post-fission neutrons.

* E-mail: mvm2386@yandex.ru

Pre-fission neutrons may attain $\sim 15\%$ of average number of prompt fission neutrons at $E_n \sim 20$ MeV, however more strong is the influence of pre-fission neutron spectra on the partitioning of the fission reaction energy between total kinetic energies of fission fragments and their excitation energy. The PFNS shape depends on the $(n, xn f)^{1, \dots, x}$ and $(n, xn)^{1, \dots, x}$ reaction competition and fissilities of N -odd and N -even composite and residual nuclides. Exclusive neutron spectra of $^{235}\text{U}(n, xn f)^{1, \dots, x}$ reactions are calculated simultaneously with relevant neutron-induced reactions data $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{234}\text{U}(n, F)$, $^{233}\text{U}(n, F)$, $^{232}\text{U}(n, F)$, and reaction $^{235}\text{U}(n, 2n)$, as well as neutron emission spectra $^{235}\text{U}(n, nX)$ at $E_n \sim 14$ MeV. Exclusive pre-fission neutron spectra of $^{239}\text{Pu}(n, xn f)^{1, \dots, x}$ and $^{240}\text{Pu}(n, xn f)^{1, \dots, x}$ reactions are calculated simultaneously with relevant neutron-induced reactions data $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{238}\text{Pu}(n, F)$, $^{237}\text{Pu}(n, F)$, $^{236}\text{Pu}(n, F)$, and $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$, as well as neutron emission spectra $^{239}\text{Pu}(n, nX)$ at $E_n \sim 14$ MeV and inelastic neutron scattering cross sections. Initial model parameters are defined by fitting $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ and $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ PFNS data. Initial model parameters for $^{240}\text{Pu}(n, F)$ PFNS are fixed by description of spontaneous fission neutron spectra (SFNS) of $^{240}\text{Pu}(sf)$. We predict the $^{240}\text{Pu}(n, xn f)^{1, \dots, x}$ pre-fission neutron spectra, total kinetic energy of fission fragments, average prompt fission neutron number and observed PFNS of $^{240}\text{Pu}(n, F)$. Measured ratios of PFNS $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ and $^{235}\text{U}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ for $E_{\text{th}} \lesssim E_n \lesssim 20$ MeV are reproduced using calculated PFNS of $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{238}\text{U}(n, F)$, and $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Predicted PFNS of $^{240}\text{Pu}(n, F)$ at $E_n \lesssim 20$ MeV are supported by measurements at the LANSCE neutron source.

PACS: 24.75.+i; 25.40.-h; 25.85.Ec

ВВЕДЕНИЕ

Спектры мгновенных нейтронов деления (СМНД) для реакций, вызванных нейтронами с энергией $E_{\text{th}} \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ, определяют нейтронные поля, скорости реакций деления и коэффициенты размножения нейтронов $k_{\text{эф}}$ в быстрых, промежуточных и тепловых критических системах с различными типами и конфигурациями ядерного топлива. Однако исследованы СМНД для топливных (N -нечетных) и производящих (N -четных) ядер урана и плутония непозволительно мало, особенно в области энергий E_n , значимых для реакторов на быстрых нейтронах и гибридных реакторов. Фрагментарные измерения СМНД для высоковозбужденных ядер-мишеней $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ были выполнены на монохроматических пучках нейтронов реакции $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$, например для нейтронов с энергией $E_n \sim 14,3$ МэВ [1, 2] и $E_n \sim 16, \sim 17,7$ МэВ [3]. В работах [1, 2] мгновенные нейтроны деления (МНД) регистрировались под углом $\sim 15^\circ$ к оси пучка ионов ^3H , а в работе [3] — под углом $\sim 90^\circ$ к пучку налетающих нейтронов. Новые измерения СМНД [4–9], выполненные в Лос-Аламосской национальной лаборатории (ЛАНЛ, США) в дважды времяпролетной методике, на импульсных пучках нейтронов с «белым» спектром для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ для налетающих нейтронов с энер-

гией $1,5 \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ позволяют разработать/усовершенствовать теоретические методы оценки/предсказания СМНД для топливных и производящих ядер, а также минорных актинидов как с четным ($^{238-244}\text{Pu}$, $^{242-248}\text{Cm}$), так и с нечетным ($^{236-239}\text{Np}$, $^{240-243}\text{Am}$) числом протонов Z . Минимально необходимые данные для такой методики — измеренные СМНД при $E_n \sim E_{\text{th}}$ для N -нечетных ядер-мишеней, а для N -четных ядер-мишеней — при $E_n \sim \langle E \rangle$, т. е. средней энергии мгновенных нейтронов деления, индуцированного нейтронами.

Значительный интерес представляет исследование влияния делимости ядра-мишени A и остаточных ядер $A + 1 - x$ на эмиссию x предделительных, а также постделительных нейтронов. Предделительные нейтроны существенно влияют на распределение доступной энергии реакции деления между энергией возбуждения и кинетической энергией осколков деления. Использование «традиционных» СМНД из доступных версий библиотек ENDF/B, JEFF, JENDL, CENDL, РОСФОНД и БРОНД для разработки интенсивных нейтронных источников и иных прикладных задач признано неоправданным сравнительно недавно [10–12]. Матрицы спектров мгновенных нейтронов деления для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [12, 13], существенно отличающиеся от СМНД, представленных в доступных на то время (2010–2011 гг.) версиях библиотек ENDF/B, JEFF, JENDL, CENDL, РОСФОНД и БРОНД, использовались в тестовых расчетах $k_{\text{эф}}$ в [12–14]. СМНД в [12, 13] были согласованы с имевшимися тогда экспериментальными дифференциальными данными по СМНД [15–18] для реакций деления тепловыми нейтронами, чего до сих пор нельзя сказать в отношении СМНД из различных версий библиотек ENDF/B, JEFF, JENDL, РОСФОНД и БРОНД [10]. Для эталонных реакторных систем с ^{235}U либо ^{239}Pu различной конфигурации был выявлен [10–14] ряд произвольных вариаций нейтронных сечений, например сечения неупругого рассеяния $^{239}\text{Pu}(n, n\gamma)$, использовавшихся для компенсации погрешностей «традиционных» спектров мгновенных нейтронов деления. Коэффициенты размножения $k_{\text{эф}}$ для «бенчмарков» простой геометрии воспроизводились в расчетах [12–14] с точностью, достигнутой ранее для СМНД из общедоступных библиотек ENDF/B, JEFF, JENDL, РОСФОНД и БРОНД. Ввиду того, что энергетические зависимости (формы) СМНД в [12, 13] и «традиционных» спектров мгновенных нейтронов деления существенно различаются, это обстоятельство можно считать проявлением эффекта «внутренней компенсации». Например, в спектре мгновенных нейтронов деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ENDF/B-VII.0 завышенное число мгновенных нейтронов деления с энергией в диапазоне $\varepsilon \sim 1-3$ МэВ может компенсировать недостаток нейтронов с энергией $\varepsilon \sim 0,001-1$ МэВ. Для урановых и плутониевых растворов в [13, 14] при использовании новых СМНД [12, 13] был обнаружен положительный скачок $\delta k_{\text{эф}}$ в $k_{\text{эф}}$, причем $\delta k_{\text{эф}}$ достигал $\sim 2,5\%$, что является прямым проявлением некомпенсированного влияния повышенного числа

нейтронов с энергией менее ~ 1 МэВ в новых СМНД, как в измеренных, так и в расчетных. В реакторных расчетах 2,5 % принято выражать в виде 2500 рст [10, 11], при этом стандартная статистическая точность расчетов $k_{эф}$ по методу Монте-Карло составляет величину порядка 1–10 рст. Изменения $\delta k_{эф} \sim 1000$ рст при вариации величины $\langle E \rangle$ порядка $\sim 1,5$ % были отмечены и в [11, 19], однако реальный масштаб зависит не столько от $\langle E \rangle$, сколько от формы СМНД, поскольку именно она влияет на процессы переноса нейтронов, в частности на их утечку.

Детальные измерения СМНД для $E_n \sim 1\text{--}20$ МэВ в случае реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [4–9] косвенно подтвердили результаты измерений для $E_n \sim E_{th}$ [15–18], а также расчеты [12–14, 20–22] в отношении как формы СМНД, так и средних энергий мгновенных нейтронов деления $\langle E \rangle$. Сравнение экспериментальных данных по СМНД для реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ [4–9, 15–18] для интервала энергий $E_{th} \lesssim E_n \lesssim E_{n2nf}$, где E_{n2nf} — порог реакции $(n, 2nf)$, показывает, что повышенный выход мгновенных нейтронов деления с энергией $\varepsilon \lesssim 1$ МэВ наблюдается во всех экспериментальных исследованиях, за исключением измерений СМНД [23, 24] при $E_n \sim E_{th}$.

СМНД в работах [23, 24], впрочем как и в [15–18], измерены относительно спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . Абсолютизация такого отношения сопряжена с введением различных поправок, которые могут привести к систематическому искажению СМНД для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$. В работах [7, 25] детально исследуются источники этих поправок и погрешностей, а также ковариационные матрицы погрешностей. Для отношения СМНД, например, $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$ и $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ такие погрешности будут частично подавлены [7], основная (систематическая) погрешность измерения СМНД, обусловленная эффективностью регистрации нейтронов, будет подавлена практически полностью [25]. Измерения отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ в [7, 25] для нейтронов с энергией E_n в области первого «плато» в сечении деления, когда $E_{th} \lesssim E_n \lesssim E_{nnf}$, и в области порогов реакций (n, nf) и $(n, 2nf)$ также позволяют считать подавленными систематические погрешности, связанные, главным образом, с определением эффективности нейтронных детекторов. Доступные фрагментарные данные измерений отношений пар СМНД [7, 26] $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ могут быть очень жестким тестом адекватности расчетов [12–14, 20–22, 27–30] и оценок СМНД в библиотеках ENDF/B, JEFF, JENDL, CENDL, РОСФОНД и БРОНД именно ввиду подавления названной систематической погрешности. Данные измерений отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ в работах [4, 9] недоступны, в них индивидуальные СМНД измерены также относительно спектра нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}(sf)$, погрешность которого является основной причиной неопределенности в таких измерениях [31]. Применение подобных методов «машинного

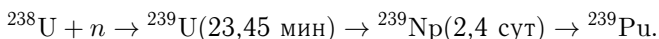
обучения» для СМНД осложняется как минимум «белым» спектром налетающего пучка нейтронов.

Измерения СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ до недавнего времени были доступны лишь при $E_n \sim 1\text{--}2$ МэВ, $\sim 6\text{--}7$ МэВ, $\sim 7\text{--}8$ МэВ, $\sim 13\text{--}14$ МэВ, $\sim 14\text{--}15$ МэВ, $\sim 19\text{--}20$ МэВ для диапазона энергий мгновенных нейтронов деления $\varepsilon \sim 0,89\text{--}10$ МэВ [32] либо $\varepsilon \sim 0,8\text{--}10$ МэВ [8, 33]. Это различие диапазонов регистрации нейтронов сравнительно мало сказывается на вариации величины $\delta \langle E \rangle$, обусловленной предделительными нейтронами $(n, xnf)^{1\dots x}$ реакций [27, 29]. Различие в порогах регистрации МНД в [32, 33] приводит к смещению средней энергии $\langle E \rangle$ СМНД на $\delta \langle E \rangle \sim 100$ кэВ. В работе [34] показано, что использование модели, подробно описанной в [27–29], позволяет детально воспроизвести измеренные дифференциальные СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ для $\varepsilon \sim 0,8\text{--}10$ МэВ [8, 33]. Вне зависимости от нижнего порога регистрации мгновенных нейтронов деления влияние предделительных нейтронов на энергетическую зависимость СМНД при $\varepsilon \gtrsim E_{nnf1}$ проявляется очень ярко, здесь E_{nnf1} — предельная энергия нейтрона реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ [8, 33]. Даже в случае, когда нижняя энергетическая граница регистрации энергий мгновенных нейтронов деления превышает величину E_{nnf1} , СМНД в диапазоне $\varepsilon \gtrsim E_{nnf1}$ зависит от энергии налетающих нейтронов E_n настолько, насколько эмиссия предделительных нейтронов, приводящая к избытку нейтронов с энергией $\varepsilon \lesssim E_{nnf1}$, приводит к уменьшению числа нейтронов при делении ядра A с энергией $\varepsilon \gtrsim E_{nnf1}$ (см. ниже).

Актуальной задачей является определение/предсказание СМНД для $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$, основанное на согласованном описании доступных измеренных данных по СМНД, сечений реакций (n, F) и (n, xn) , средних полных кинетических энергий осколков и фрагментов, а также средней множественности мгновенных нейтронов деления. Надежным тестом для описания/предсказания таких СМНД являются отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ [8, 32, 33] при $E_n \sim 1\text{--}2$ МэВ, $\sim 6\text{--}7$ МэВ, $\sim 7\text{--}8$ МэВ, $\sim 13\text{--}14$ МэВ и $\sim 14\text{--}15$ МэВ. Для пар реакций $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ отношения СМНД существенно отличаются от отношений, основанных на оценках СМНД в библиотеках ENDF/B, JEFF, JENDL, CENDL, РОСФОНД и БРОНД. Детальные измерения СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ [8], анонсированные в [32, 33], могут оказаться жестким тестом относительных вкладов в СМНД предделительных нейтронов $(n, xnf)^{1\dots x}$ и нейтронов, испускаемых осколками деления. Это обусловлено тем, что численные данные по СМНД в формате ENDF/B для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ в диапазоне $E_{\text{th}} \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ были представлены в работе [34] задолго до публикации результатов детальных измерений [8].

1. ИЗМЕРЕНИЯ СМНД ДО 2020 г.

Топливный изотоп ^{239}Pu образуется в тепловых реакторах с урановым топливом, он нарабатывается и в реакторах-размножителях или гибридных реакторах в реакциях



Несмотря на критическую важность ядерных данных для взаимодействия $^{239}\text{Pu} + n$, дифференциальные спектры мгновенных нейтронов деления $S(\varepsilon, E_n)$ реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ до 2020 г. были представлены крайне фрагментарно. Измерения спектров мгновенных нейтронов деления под действием тепловых нейтронов ($E_n \sim E_{\text{th}}$) [15–18] долго оставались единственными доступными для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$, при этом они использовались лишь в расчетах СМНД [12–14]. Оценка СМНД для библиотеки JENDL-4.0 [35], равно как и оценки ENDF/B-VIII.0 (ENDF/B-VII) [36, 37] и JEFF-3.3 [38], не согласуется с экспериментальными СМНД для довольно подробно исследованной реакции $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ [15–18]. Измерения СМНД [39] для $E_n \sim 0,5\text{--}3,5$ МэВ были исключены из анализа, поскольку их адекватная интерпретация совместно с данными измерений [15–18] невозможна ввиду систематических разногласий с другими данными [12, 13].

Результаты недавних детальных измерений СМНД для $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ [23, 24] существенно отличаются от данных [15–18], предсказывающих сравнительно небольшую долю в СМНД нейтронов малых энергий $\varepsilon \lesssim \langle E \rangle$. Учет работ [23, 24] в рамках безмодельного описания [12, 13] с помощью сплайнов всей совокупности данных по СМНД $^{233}\text{U}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ для $E_n \sim E_{\text{th}}$ и $^{252}\text{Cf}(sf)$ приводит к значительному изменению энергетической зависимости СМНД, полученной для реакций деления $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ [12, 13]. В работах [23, 24] СМНД $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ были измерены относительно спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления (СМНСД) $^{252}\text{Cf}(sf)$. Абсолютизация таких отношений сопряжена с введением различных поправок, которые могут привести к систематическому искажению формы СМНД. В экспериментах [4–9] для получения абсолютных величин СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ также используется целый ряд нормировок, которые могут привести к систематическим погрешностям СМНД [7]. Для отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ [5] и $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ [6], измеренных почти в идентичных условиях, такие погрешности, связанные с эффективностью регистрации нейтронов в детекторах, будут подавлены.

Для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ доступных данных, кроме СМНСД для $^{240}\text{Pu}(sf)$ [40], не было вплоть до 2024 г. Измеренные СМНСД $^{240}\text{Pu}(sf)$ были использованы для оценки СМНД $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{240}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ [27, 29]. В реакции $^{240}\text{Pu}(sf)$ определяющий вклад в вы-

ход нейтронов, как и в реакции $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$, дают состояния $J^\pi = 0^+$ ядра ^{240}Pu . Сравнение СМНД для реакции $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и СМНСД $^{240}\text{Pu}(sf)$ в [27] показывает, что СМНД и СМНСД делящегося ядра ^{240}Pu слабо зависят от энергии возбуждения в области $\varepsilon \lesssim 0,2$ МэВ, а в области $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$ спектр мгновенных нейтронов деления $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ гораздо «жестче».

Расчетные СМНД в интервале $E_{\text{th}} \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ могут быть получены путем модельной экстраполяции формы СМНД, фиксированной для $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$. Наблюдаемые СМНД для энергий налетающих нейтронов $E_n > E_{nnf}$, где E_{nnf} — порог реакции (n, nf) , являются суперпозицией предделительных нейтронов $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ и мгновенных нейтронов, испущенных осколками деления в реакциях (n, xnf) . Верхний индекс в $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ идентифицирует нейтроны в каскаде нейтронов соответствующей реакции. Форма СМНД зависит от распределения энергии реакции деления E_r между кинетической энергией осколков E_{fx}^{pre} , их энергией возбуждения E_{nx} и x предделительными нейтронами. Параметры модели для расчета СМНД в [12–14, 27–30] нормировались с целью описания повышенного выхода нейтронов низких энергий, обнаруженно-го в [15–18] для налетающих нейтронов с энергией $E_n \sim E_{\text{th}}$.

Вариации средних энергий $\langle E \rangle$ СМНД вблизи порогов реакций (n, nf) и $(n, 2nf)$ обусловлены предделительными нейтронами $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ и воспроизводятся с помощью соответствующих эксклюзивных спектров. Предсказанные в работах [12–14] амплитуды вариаций $\langle E \rangle$ были подтверждены в экспериментальных исследованиях СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [41] в 2014 г. для интервала энергий налетающих нейтронов $E_n \sim 1$ –20 МэВ. Мгновенные нейтроны деления в [41] регистрировались в сравнительно узком диапазоне энергий МНД $\varepsilon \sim 0,4$ –7 МэВ, однако избыток испарительных предделительных нейтронов $(n, xnf)^{1, \dots, x}$, предсказанный в [20–22], проявился в средних энергиях $\langle E \rangle$ достаточно отчетливо, несмотря на статистический разброс данных по СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ [41]. Погрешности оценки средних энергий $\langle E \rangle$ (3–5%) определяются многократным рассеянием МНД и низкой статистикой измерений СМНД [25].

В библиотеках JENDL [35], ENDF/V [36, 37] и JEFF-3.3 [38] вариации средних энергий $\langle E \rangle$ СМНД в зависимости от E_n должного внимания не получили. Следует отметить, что характер отличий $\langle E \rangle$ СМНД в библиотеках JENDL [35], ENDF/V [36, 37], JEFF-3.3 [38] от измеренных данных [4–9] означает, что в этих библиотеках относительные вклады в СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ для предделительных нейтронов и нейтронов, испущенных из осколков, являются свободными параметрами. Для диапазона энергий мгновенных нейтронов деления $\varepsilon \sim 0,4$ –7 МэВ СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ из JENDL-4.0 [35] предсказывают крайне высокий вклад предделительных нейтронов $(n, nf)^1$ и $(n, 2nf)^{1,2}$ в наблюдаемые СМНД. Теоретические оценки СМНД из различных

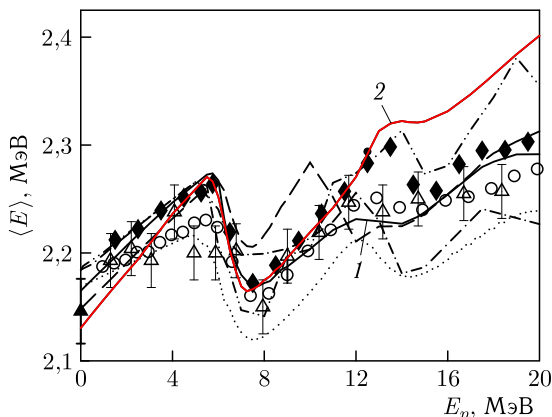


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Средняя энергия $\langle E \rangle$ СМНД для деления нейтронами $^{239}\text{Pu}(n, F)$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0,37\text{--}7,4$ МэВ: \circ — [4]; \blacklozenge — [5]; \blacktriangle — [23]; \triangle — [41]; диапазон энергий $\varepsilon \sim 0,4\text{--}7$ МэВ: черная сплошная кривая (1) — настоящая работа; штриховая — [13]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [36, 37]; пунктирная — JEFF-3.3 [38]; штрихпунктирная с двумя точками — JENDL-4.0 [35]; красная сплошная (2) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$

версий библиотек ENDF/B [36, 37] и JEFF-3.3; [38] также не воспроизводят экспериментальную зависимость $\langle E \rangle$ (E_n) $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [4, 5] и вариации $\langle E \rangle$ для диапазона энергий МНД $\varepsilon \sim 0,4\text{--}7$ МэВ (рис. 1). Это обусловлено некорректным определением как абсолютных вкладов предделительных нейтронов $(n, nf)^1$ и $(n, 2nf)^{1,2}$ в $S(\varepsilon, E_n)$, так и грубыми приближениями при расчете эксклюзивных спектров $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2nf)^2$ [35–38].

Оценка средних энергий $\langle E \rangle$ СМНД для $^{235}\text{U}(n, F)$ в экспериментальной работе [42] в интервале энергий $E_n \sim 0,5\text{--}20$ МэВ была получена на основании СМНД, измеренных в диапазоне энергий $\varepsilon \sim 0,8\text{--}7,5$ МэВ. Снижение средней энергии $\langle E \rangle$ СМНД вблизи порога реакций второго $^{235}\text{U}(n, nf)$ и третьего $^{235}\text{U}(n, 2nf)$ шансов реакции деления отчетливо проявилось и в этом эксперименте. При экстраполяции СМНД в работе [42] в область энергий МНД $\varepsilon \lesssim 0,8$ и $\varepsilon \gtrsim 7,5$ МэВ были использованы максвелловские спектры. Недостатки этого приближения проявляются как отклонения данных [42] от расчетной энергетической зависимости $\langle E \rangle$ [12, 13, 22] в интервале энергий налетающих нейтронов $7 \lesssim E_n \lesssim 15$ МэВ. Следует отметить, что характер отличий $\langle E \rangle$ СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ из JENDL-4.0 [35], ENDF/B-VIII.0 [36, 37] и JEFF-3.3 [38] для $\varepsilon \sim 0,4\text{--}7$ МэВ такой же, как и в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ (рис. 2). Это также связано с некорректным определением абсолютного вклада эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, nf)^1$ и $(n, 2nf)^{1,2}$ в наблюдаемые СМНД в JENDL-4.0 [35], ENDF/B [36, 37] и JEFF-3.3 [38].

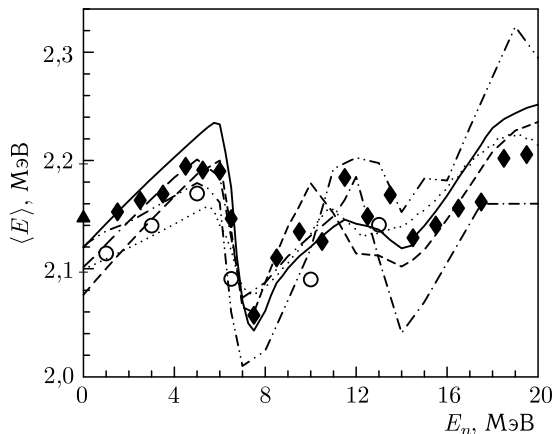


Рис. 2. Средняя энергия $\langle E \rangle$ СМНД для деления нейтронами $^{235}\text{U}(n, F)$ для диапазона энергий $\varepsilon \sim 0,37\text{--}7,4$ МэВ: \blacklozenge — [6]; \circ — [9]; \blacktriangle — [24]; диапазон энергий $\varepsilon \sim 0,4\text{--}7$ МэВ: сплошная кривая — настоящая работа; штриховая — [13]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [36, 37]; пунктирная — JEFF-3.3 [38]; штрихпунктирная с двумя точками — JENDL-4.0 [35]

Используя параметры из систематики [43], мы получим СМНД при $E_n \sim E_{\text{th}}$, который согласуется с безмодельной оценкой СМНД [12, 13] в пределах $\sim 10\%$, причем с ростом энергии налетающих нейтронов E_n влияние этого различия на СМНД нивелируется. В расчетах СМНД [20–22] использование систематики параметров модели [43] позволило получить оценки дифференциальных СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [20, 21] и $^{235}\text{U}(n, F)$ [22], которые были впоследствии подтверждены измерениями [4–9] для диапазона $\varepsilon \sim 0,1\text{--}10$ МэВ, в котором находятся $\sim 95\%$ полного СМНД, в частности, для энергий налетающих нейтронов $E_n > E_{\text{nnf}}$, для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n \sim 7$ и ~ 14 МэВ. В случае реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ использование систематики параметров модели [43] позволило интерпретировать [22] измеренные данные по СМНД [44] для $E_n \sim 7$ МэВ, которые долгое время считались ошибочными (ввиду, предположительно, «неучтенного влияния многократного рассеяния нейтронов в детекторе»). Последующая перенормировка параметров модели [20–22, 43] к данным безмодельного описания СМНД $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$, $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{252}\text{Cf}(sf)$ для $E_n \sim E_{\text{th}}$ [15–18] с помощью слайдов [12, 13] была выполнена в [27–29]. Это позволило получить СМНД для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$, которые нашли детальное подтверждение в данных [4–6, 9] в интервале энергий налетающих нейтронов $E_n \sim 1,5\text{--}20$ МэВ (см. [27–29]).

Наиболее детально СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ исследованы в диапазоне энергий $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$ МэВ в [4–6, 9]. Оценка $\langle E \rangle$ СМНД

по этим данным для диапазона энергий мгновенных нейтронов деления $\varepsilon \sim 0,4-7$ МэВ вполне подтверждает первичную экспериментальную оценку $\langle E \rangle$ СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$, полученную в работе [41], а также результаты расчетов [12, 13, 20–22]. На рис. 2 представлены экспериментальные оценки $\langle E \rangle$ СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ для $\varepsilon \sim 0,4-7$ МэВ [6, 9], они также согласуются с расчетами [12, 13, 27]. Для столь узкого диапазона энергий МНД $\varepsilon \sim 0,4-7$ МэВ в расчетных $\langle E \rangle$ СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ в JENDL [35], ENDF/V [36, 37] и JEFF-3.3 [38] обнаруживаются структуры, которые в экспериментальных данных [6] отсутствуют. Это очевидное следствие несогласованности расчетов сечений деления и СМНД и неявного выделения их парциальных составляющих (n, xnf).

Можно было бы предположить, что в модельном подходе [12, 13, 20–22, 27–29] уже достигнуто непротиворечивое описание всей совокупности данных [4–6, 9] для СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Однако следует иметь в виду, как уже отмечено выше, что измерения СМНД относительно спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}(sf)$ могут быть подвержены систематическим искажениям. Систематические искажения могут быть связаны и с определением эффективности нейтронных детекторов. Такие искажения минимизируются в работе [45], где измерены отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ для $E_n \sim 0,5$ МэВ. Оценку такого отношения для $E_n \sim 1,5$ МэВ можно по-

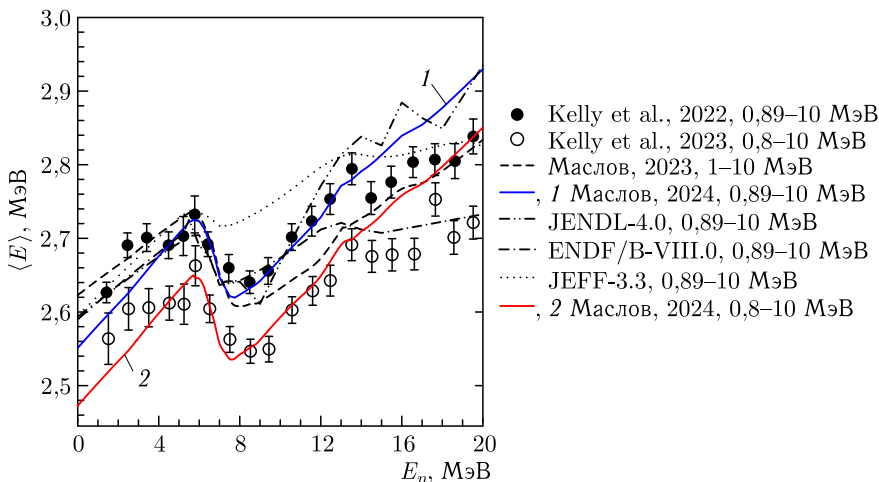


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Средние энергии $\langle E \rangle$ СМНД для деления нейтронами $^{240}\text{Pu}(n, F)$: ● — [32]; ○ — [8, 26, 33]; синяя сплошная кривая (1) — диапазон энергий $\varepsilon \sim 0,89-10$ МэВ; красная сплошная (2) — диапазон энергий $\varepsilon \sim 0,8-10$ МэВ; штриховая — [28], $\varepsilon \sim 1-10$ МэВ; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [36, 37], $\varepsilon \sim 0,89-10$ МэВ; пунктирная — JEFF-3.3 [38], $\varepsilon \sim 0,89-10$ МэВ; штрихпунктирная с двумя точками — JENDL-4.0 [35], $\varepsilon \sim 0,89-10$ МэВ

лучить и с помощью СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ [46]. СМНД в работе [46] определялись при восстановлении нейтронных спектров в сферических критических системах. Следует отметить, что детальные измерения отношений СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ [7, 26] — это не только иное представление результатов измерений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$. Значительный интерес представляет сравнение отношений СМНД [5, 6], выполненных в идентичных условиях, что позволяет считать подавленными систематические ошибки в отношениях СМНД [7, 25, 26].

В данных прецизионных измерений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ [4–6, 9] и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ [26, 32, 33] вблизи порогов реакций (n, xn, f) наблюдаются более значительные вариации средних энергий $\langle E \rangle$ СМНД (рис. 3). Средние энергии являются сравнительно грубой интегральной характеристикой СМНД, однако в экспериментах [4–6, 9] было надежно установлено, что относительная амплитуда вариаций $\langle E \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ существенно ниже, чем в случае $\langle E \rangle$ СМНД для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$. Это обстоятельство подтверждает давние предсказания относительно $\langle E \rangle$ в работах [20–22]. Это означает, что известные структуры в СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$, детально исследованные в более узких интервалах E_n , чем в [4–6, 9], либо на монохроматических пучках нейтронов [3, 47–50], существенно повлияют на интерпретацию измерений отношений спектров $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ [7, 26] в сравнительно широких интервалах энергий налетающих нейтронов $\delta E_n \sim 0,5\text{--}1\text{ МэВ}$ [4–9]. Сравнение отношений расчетных СМНД

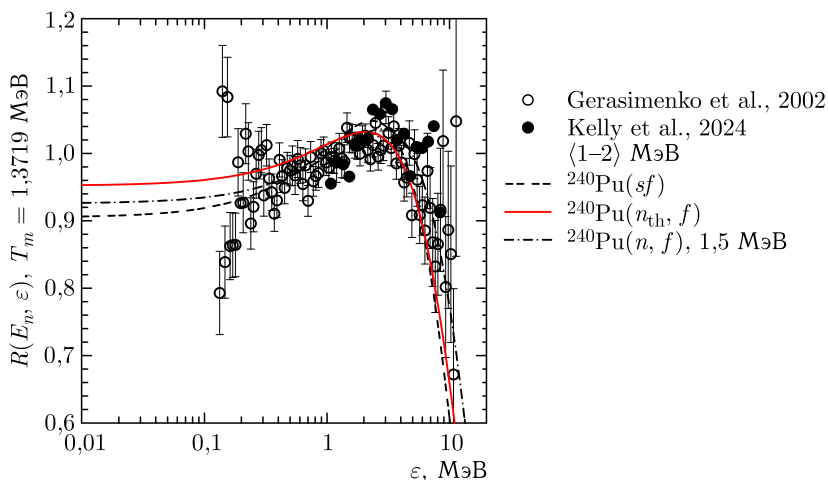


Рис. 4. Спектры мгновенных нейтронов деления $^{240}\text{Pu}(sf)$ и $^{240}\text{Pu}(n_{th}, f)$: \circ — $^{240}\text{Pu}(sf)$ [40]; штриховая кривая — $^{240}\text{Pu}(sf)$; сплошная — $^{240}\text{Pu}(n_{th}, f)$; $E_n = 1,5\text{ МэВ}$: \bullet — $^{240}\text{Pu}(n, f)$ [8, 32, 33]; штрихпунктирная кривая — $^{240}\text{Pu}(n, f)$

и экспериментальных отношений СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim E_{\text{th}}$ [15–18, 23, 24], $E_n \sim 0,5$ МэВ [45], $\sim 1,5$ МэВ [46, 47] с данными новых измерений отношений СМНД [7, 26] для $E_n \sim 1,5$, $\sim 2,5$, $\sim 6,5$, $\sim 7,5$, $\sim 13,5$, $\sim 14,5$, ~ 20 МэВ представляет значительный интерес.

Для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ доступных фрагментарных данных [8, 32, 33] (рис. 4) в дополнение к СМНСД $^{240}\text{Pu}(sf)$ [8, 40] достаточно для обоснованной оценки СМНД при $E_{\text{th}} \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ [29, 34]. Все СМНД на рис. 4 и далее, включая парциальные компоненты СМНД, представлены в виде отношения к максвелловскому спектру с температурой порядка $2/3 \langle E \rangle$ соответствующего ядра.

2. ОТНОШЕНИЯ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ РЕАКЦИЙ (n, f)

Результаты измерений СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ [23, 24] при $E_n \sim E_{\text{th}}$ для $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, как показано в работе [27], в интервале энергий $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$ согласуются с экспериментальными данными для СМНД [15–18]. В интервале $\varepsilon \lesssim \langle E \rangle$ мягких нейтронов в данных по СМНД [23, 24] на 10–20% меньше, чем в данных [4–6, 9, 15–18]. Таким образом, данные [23, 24] ввиду противоречий с совокупностью измеренных СМНД могут быть использованы только для оценки зависимости отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Надежность моделирования СМНД для реакции $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ может быть повышена при совместном анализе СМНД для реакций $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{240}\text{Pu}(sf)$. Подобное усиление возможно в случае пары СМНД для реакций $^{241}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{242}\text{Pu}(sf)$. В случае реакции $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ деление происходит в основном из состояний $J^\pi = 0^+$, как и в случае спонтанного деления $^{240}\text{Pu}(sf)$. Сравнение СМНД для $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и спектров мгновенных нейтронов спонтанного деления $^{240}\text{Pu}(sf)$ [40] в [27, 29, 34] показывает, что в диапазоне энергий $\varepsilon \lesssim 0,2$ МэВ СМНД и СМНСД ядра ^{240}Pu слабо зависят от энергии возбуждения, а при $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$ СМНД реакции $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ намного жестче, чем СМНСД $^{240}\text{Pu}(sf)$. Такая же картина будет иметь место в случае СМНД $^{241}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и СМНСД $^{242}\text{Pu}(sf)$ [40]. Для реакций $^{240}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{241}\text{Pu}(sf)$ экспериментальное обнаружение подобной корреляции едва ли возможно, а вот качественное сравнение спектров нейтронов деления реакций $^{240}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{240}\text{Pu}(sf)$ будет весьма полезно [29, 34]. Отношения СМНД $^{240}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)/^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ существенно иные, чем $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)/^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ (рис. 5).

Слабая зависимость от энергии налетающих нейтронов отношений измеренных СМНД имеет место для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ при $E_n \sim E_{\text{th}}$ [15–18, 23, 24] и $E_n \sim 0,5$ МэВ [45] в диапазоне энергий $1 \lesssim \varepsilon \lesssim 10$ МэВ (см. рис. 5). Соответствующие отношения теоретических

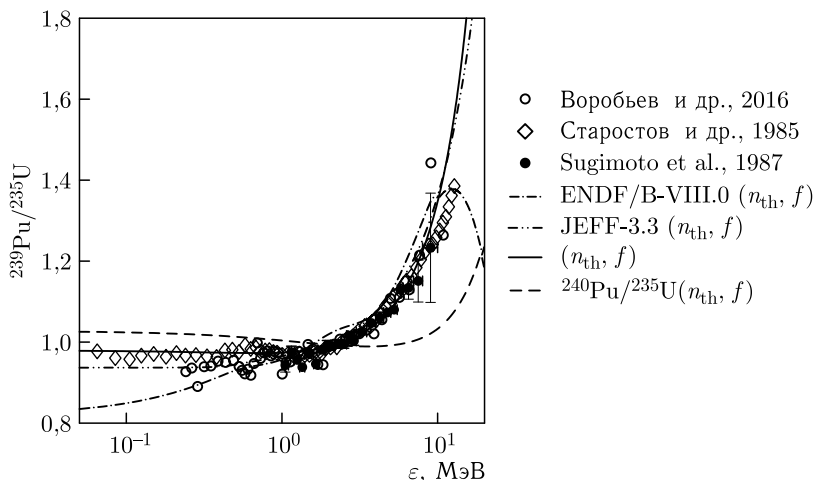


Рис. 5. Отношение спектров мгновенных нейтронов деления ^{239}Pu и ^{235}U тепловыми нейтронами: \diamond — [15]; \circ — [23, 24]; сплошная кривая — [27]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [36, 37]; штрихпунктирная с двумя точками — JEFF-3.3 [38]; $E_n = 0,5$ МэВ: \bullet — [45]; штриховая кривая — $^{240}\text{Pu}/^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$

СМНД [12, 13, 27–29] для $E_n \sim E_{\text{th}}$ воспроизводят экспериментальную зависимость отношений СМНД, представленную на рис. 5. Расчетные СМНД из ENDF/B-VIII.0 [36, 37] не воспроизводят энергетическую зависимость отношений измеренных СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$, как при $E_n \sim E_{\text{th}}$, так и при $E_n \sim 0,5$ МэВ [45]. Аномальная зависимость отношений СМНД в ENDF/B-VIII.0 [36, 37] для $E_n \sim E_{\text{th}}$ в диапазоне энергий $\varepsilon \gtrsim 10$ МэВ объясняется завышенной оценкой СМНД для $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ в этом диапазоне ε . Завышенная величина отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ из ENDF/B-VIII.0 [36, 37] вблизи $\varepsilon \sim \langle E \rangle$ обусловлена произвольной нормировкой СМНД при $E_n \sim 1,5$ МэВ к данным [46] для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$. Отношение СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ для $E_n \sim 1,5$ МэВ, полученное при описании интегрального эксперимента в работе [46], систематически выше, чем следует из расчетов [27]. Расчетные отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ из библиотеки ENDF/B-VIII.0 [36] при $E_n \sim E_{\text{th}}$, $E_n \sim 0,5$ и $\sim 1,5$ МэВ в диапазоне энергий $0 \lesssim \varepsilon \lesssim 9$ МэВ слабо зависят от E_n , однако они воспроизводят лишь энергетическую зависимость отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ для $E_n \sim 1,5$ МэВ [46] (рис. 6), которая не согласуется с экспериментальными данными [4–6, 9]. Данные по СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ для $E_n \sim 1,5$ МэВ, извлеченные из интегральных измерений [46], оказываются завышенными в области $\varepsilon \sim \langle E \rangle$ на $\sim 5\%$, это подтверждают результаты измерения отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ для $E_n \sim 1,5$ МэВ [7, 26] (рис. 7).

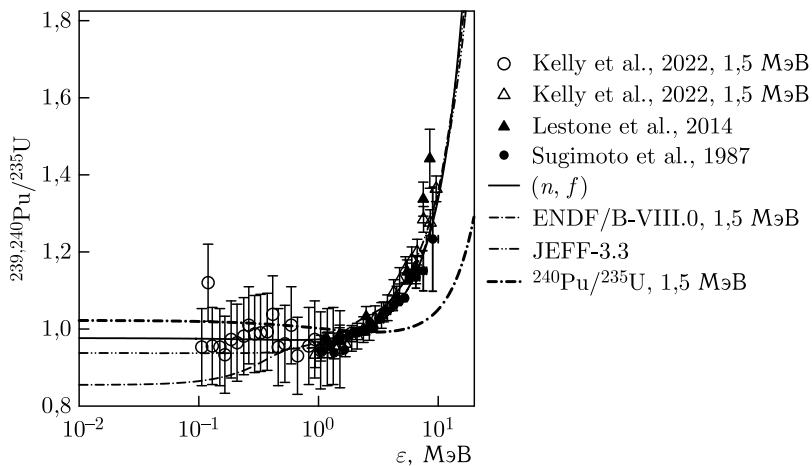


Рис. 6. Отношение спектров мгновенных нейтронов деления ^{239}Pu и ^{240}Pu к СМНД ^{235}U нейтронами с $E_n = 1,5$ МэВ; ^{239}Pu : ● — [45]; ▲ — [46]; ○, △ — [32, 33]; сплошная кривая — [26]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [36, 37]; штрихпунктирная с двумя точками — JEFF-3.3 [38]; толстая штрихпунктирная — $^{240}\text{Pu}(n, f)/^{235}\text{U}(n, f)$

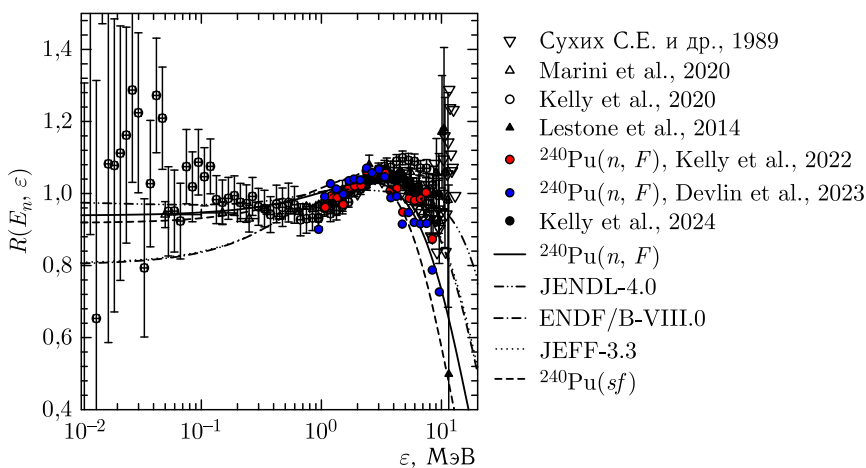


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Спектр мгновенных нейтронов деления ^{240}Pu и ^{239}Pu нейтронами с $E_n \sim 1,5$ и $\sim 2,5$ МэВ; ^{239}Pu : △ — [4]; ○ — [5]; ^{240}Pu : черные кружки — [8]; синие кружки — [26]; красные кружки — [32, 33]; ▲ — [46]; ▽ — [47]; сплошная кривая — [27]; штрихпунктирная с двумя точками — JENDL-4.0 [35]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [36, 37]; пунктирная — JEFF-3.3 [38]; штриховая — $^{240}\text{Pu}(sf)$

Перенормировка параметров модели [12, 13, 20–22] в [27–29] к данным измерений полных средних кинетических энергий осколков деления

ТКЕ [51–54] влияет, главным образом, на форму спектров нейтронов из осколков деления первого шанса ядра $A + 1$ в диапазоне энергий $E_{nnf1} \lesssim \varepsilon \lesssim 20$ МэВ. Детально алгоритм расчета СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ и постделительных спектров нейтронов из осколков $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ для составного и остаточных ядер, образующихся в результате эмиссии x предделительных нейтронов (n, xnf) , описан в следующем разделе. Алгоритм расчета $S(\varepsilon, E_n)$ для деления ядер нейтронами с $E_n \lesssim E_{nnf}$, где E_{nnf} — порог реакции (n, nf) , детально описан в работе [43], а также в [22, 27, 55]. Здесь же отметим, что реалистичная оценка/предсказание СМНД требует учета корреляций в расчетных СМНД в зависимости от энергии налетающего нейтрона E_n , энергии МНД ε и (Z, N) делящихся ядер, т. е. вероятности деления ядер под действием нейтронов.

3. ОТНОШЕНИЯ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ РЕАКЦИЙ (n, xnf)

Для энергий налетающих нейтронов E_n выше порога эмиссионного деления E_{nnf} СМНД есть суперпозиция спектров предделительных нейтронов $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ из реакций (n, xnf) $d\sigma_{nxf}^k/d\varepsilon$ ($x = 0, 1, 2, 3$; $k = 1, \dots, x$) и спектров $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ постделительных нейтронов, испускающихся из осколков деления:

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

В уравнении (1) $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ — это вклад $(x + 1)$ -го шанса деления в наблюдаемый спектр мгновенных нейтронов деления $S(\varepsilon, E_n)$, B_n^{A+1-x} — энергия связи нейтрона в ядре $(A + 1 - x)$, $\langle E_{nxf}^k \rangle$ — средняя энергия k -го нейтрона реакции (n, xnf) с эксклюзивным спектром $d\sigma_{nxf}^k/d\varepsilon$, где $k \leq x$. Индекс x обозначает $(x + 1)$ -й шанс деления

$^{239}\text{Pu}(n, F)$ (например, ядер ^{240}Pu , ^{239}Pu , ^{238}Pu и ^{237}Pu) после эмиссии $x = 0, 1, 2, 3$ пределительных нейтронов, $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xn f} / \sigma_{n, F}$ — вклад $(x + 1)$ -го шанса деления $\sigma_{n, xn f}$ в наблюдаемое сечение $\sigma_{n, F}$, $\nu_p(E_n)$ — наблюдаемое среднее число мгновенных нейтронов (множественность), $\nu_{px}(E_{nx})$ — среднее число мгновенных нейтронов деления, испускаемых осколками деления ядер $(A + 1 - x)$. Спектры $S(\varepsilon, E_n)$, $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ и $d\sigma_{n, xn f}^k / d\varepsilon$ нормированы на единицу.

Пределительные нейтроны, сопровождающие деление ядер при энергии налетающих нейтронов E_n , превышающей порог эмиссионного деления E_{nnf} , существенно влияют на постделительные нейтронные спектры $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$, наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления $S(\varepsilon, E_n)$, среднее число мгновенных нейтронов деления $\nu_p(E_n)$, полную кинетическую энергию ТКЕ осколков E_F^{pre} и продуктов деления E_F^{post} , массовые распределения осколков деления и другие наблюдаемые характеристики процесса деления.

Энергия возбуждения E_{nx} ядер $A, \dots, A + 1 - x$ после эмиссии x пределительных нейтронов $(n, xn f)^{1, \dots, x}$ определяется с помощью средних энергий $\langle E_{n, xn f}^k \rangle$ нейтронов с эксклюзивным спектром $d\sigma_{n, xn f}^k / d\varepsilon$:

$$E_{nx} = E_r - E_{fx}^{\text{pre}} + E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{n, xn f}^k \rangle + B_n^{A+1-x}), \quad (2)$$

где E_r — энергия реакции деления; E_{fx}^{pre} — кинетическая энергия осколков деления ядра после испускания x пределительных нейтронов; B_n — энергия связи нейтрона ядра $(A + 1)$; B_n^{A+1-x} — энергия связи нейтрона в ядре $(A + 1 - x)$. Значения ТКЕ, кинетических энергий осколков до эмиссии мгновенных нейтронов E_F^{pre} моделировались с помощью уравнения (2) как суперпозиция ТКЕ ядер, дающих вклад в наблюдаемое сечение деления $\beta_x(E_n)$:

$$E_F^{\text{pre}}(E_n) = \sum_{x=1} (E_{fx}^{\text{pre}}(E_{nx}) \sigma_{n, xn f} / \sigma_{n, F}). \quad (3)$$

Кинетическая энергия продуктов деления E_F^{post} , т.е. осколков деления ядер $(A + 1 - x)$ после эмиссии мгновенных нейтронов, определялась с помощью уравнения (3) как

$$E_F^{\text{post}} \approx E_F^{\text{pre}} (1 - \nu_{\text{post}} / (A + 1 - \nu_{\text{pre}})), \quad (4)$$

где ν_{pre} — среднее число пределительных нейтронов; ν_{post} — среднее кумулятивное число постделительных нейтронов, испускаемых всеми остаточными ядрами $(A + 1 - x)$. Подобная зависимость $E_F^{\text{post}}(E_n)$ (уравнение (4)) использовалась в работе [56] до порога эмиссии пределительных

тельных нейтронов для энергий $E_n < E_{nnf}$. Наблюдаемое среднее число мгновенных нейтронов $\nu_p(E_n)$ определяется как

$$\nu_p(E_n) = \nu_{\text{post}} + \nu_{\text{pre}} = \sum_{x=1}^4 \nu_{px}(E_{nx}) + \sum_{x=2}^4 (x-1)\beta_x(E_n). \quad (5)$$

Второй член в правой части уравнения (5) определяется исключительно вкладами шансов деления $\sigma_{n,xf}$ в наблюдаемое сечение деления $\sigma_{n,F}$. Спектры нейтронов, испаряющихся из осколков деления $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$, как было предложено в работе [43], представлены суммой двух распределений Уатта [57], соответствующих легкому и тяжелому осколкам:

$$S_x(\varepsilon, E_n) = 0,5 \sum_{j=1}^2 W_j(\varepsilon, E_n, T_{xj}, \alpha), \quad (6)$$

$$W_j(\varepsilon, E_n, T_{xj}, \alpha) = 2/\sqrt{\pi} T_{xj}^{3/2} \sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon/T_{xj}) \times \\ \times \exp(-E_{vij}/T_{xj}) \operatorname{sh}(\sqrt{b_{xj}\varepsilon})/\sqrt{b_{xj}\varepsilon}, \quad (7)$$

$$b_{xj} = 4E_{vxj}^0/T_{xj}^2, \quad T_{xj} = k_{xj}\sqrt{E_i^*} = k_{xj}\sqrt{E_r - E_{fx}^{\text{pre}} + U_x}. \quad (8)$$

Здесь T_{xj} — «температура» легкого и тяжелого осколков ($j = l, h$) для x -го ядра при делении после предварительной эмиссии x нейтронов. В уравнениях (6)–(8) энергия системы центра масс (с.ц.м.), рассчитанная на один нуклон, равна $E_{vxj}^0 = A_{hx}/A_{lx}A_x\alpha E_{fx}^{\text{pre}}$. Предположение, состоящее в том, что легкий A_{lx} и тяжелый A_{hx} осколки испускают одинаковое число мгновенных нейтронов деления, является очевидным упрощением, однако известно, что учет зависимости множественности нейтронов от массы осколка слабо сказывается на наблюдаемых СМНД [58]. Отношение «температур» нейтронных спектров для легкого и тяжелого осколков $r = 1,1215$ является полуэмпирическим параметром, который не меняется от ядра к ядру, его величина определяется из условия описания СМНД для $^{233}\text{U}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ для тепловых нейтронов [12, 13], величина k_{ij} определяется параметром плотности уровней для осколков. Параметр α — это отношение кинетической энергии осколков ТКЕ в момент эмиссии нейтронов к асимптотическому значению ТКЕ после полного ускорения осколков.

Средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$ в лабораторной системе (л.с.) определяется как $\langle E \rangle = \langle \varepsilon \rangle + E_v$, где $\langle \varepsilon \rangle$ — средняя энергия МНД в с.ц.м., а E_v — параметр распределения Уатта [57], т.е. кинетическая энергия нейтрона, движущегося со скоростью с.ц.м. в л.с. Обычно предполагается, что большинство мгновенных нейтронов деления испускается полностью ускоренными осколками, однако можно предположить, что часть нейтронов испускается вскоре после разрыва ядра до полного ускорения осколков. Введение дополнительного параметра

ра α_1 для уменьшения кинетической энергии осколков E_v в момент эмиссии МНД [22, 27, 55] позволило описать наблюдаемые спектры МНД (при уменьшении E_v) для $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{238}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{232}\text{Th}(n, F)$ [12, 13, 20–22, 27–29]. Для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ СМНД, полученные при дополнительном уменьшении скорости с. ц. м. в момент эмиссии нейтронов при $E_n > E_{n2nf}$, равно как и для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$, были детально подтверждены измерениями [4–6, 9]. Средняя кинетическая энергия осколков деления в момент эмиссии нейтронов из осколков — это формально параметр модели, а фактически это способ корректировки модели для расчета СМНД, поскольку в ней не учитывается реальное распределение осколков деления по массе, энергии возбуждения и кинетической энергии ТКЕ. Вклад в формирование наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов вносят разнообразные пары осколков с различными значениями E_{fx}^{pre} . Для компенсации приближений, состоящих в использовании пары «псевдоосколков», усредненной энергии реакции деления и ТКЕ до и после эмиссии предделительных нейтронов, используется свободный параметр α_1 , неизменный для всех рассматриваемых ядер: $E_{vij}^{\text{pre}} = \alpha_1 E_{vij}^0$, параметр $\alpha_1 = 1$ для $E_n < 6$ МэВ и $\alpha_1 = 0,8$ для $E_n > 12$ МэВ, в интервале 6–12 МэВ α_1 меняется линейно.

3.1. Спектры предделительных нейтронов $(n, nf)^1$. Эксклюзивный спектр первого нейтрона $d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ из реакции $^{235}\text{U}(n, nf)^1$ ($^{239,240}\text{Pu}(n, nf)^1$) определяется как

$$\frac{d\sigma_{nnf}^1}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma_{nnX}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_f^A(E_n - \varepsilon)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon)}. \quad (9)$$

Полная $\Gamma^A(E_n - \varepsilon)$ и парциальные $\Gamma_{f(n)}^A(E_n - \varepsilon)$ средние ширины, инклюзивный спектр первого нейтрона $d\sigma_{nnX}^1(\varepsilon)/d\varepsilon$ и эксклюзивный спектр нейтрона реакции $(n, nf)^1$ $d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ вычисляются в формализме Хаузера–Фешбаха с учетом сохранения спина и четности, это подробно описано в [55, 59–62]. Конкуренция реакции деления, эмиссии нейтронов и гамма-квантов для возбужденных ядер U(Pu) с массовыми числами $(A + 1 - x)$ влияет на эксклюзивные спектры нейтронов реакций $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ и $(n, xn)^{1,\dots,x}$. В уравнении (9) инклюзивный спектр первого нейтрона $d\sigma_{nnX}^1(\varepsilon)/d\varepsilon$ реакций $^{235}\text{U}(n, nX)^1$, $(^{239}\text{Pu}(n, nX)^1$ и $^{240}\text{Pu}(n, nX)^1)$ определяется одновременно с согласованным описанием сечений деления $^{235}\text{U}(n, F)$ ($^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{240}\text{Pu}(n, F)$), $^{234}\text{U}(n, F)$ ($^{238}\text{Pu}(n, F)$), $^{233}\text{U}(n, F)$ ($^{237}\text{Pu}(n, F)$), $^{232}\text{U}(n, F)$ ($^{236}\text{Pu}(n, F)$), реакций $^{235}\text{U}(n, 2n)$ ($^{239}\text{Pu}(n, 2n)$), а также эмиссионных нейтронных спектров для взаимодействий $^{235}\text{U}+n$ ($^{239}\text{Pu}+n$). Средние энергии $\langle E_{n,xf}^k \rangle$ эксклюзивных спектров нейтронов $^{235}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ ($^{239}\text{Pu}(n, xnf)^{1,\dots,x}$, $^{240}\text{Pu}(n, xnf)^{1,\dots,x}$) показывают, что спектры нейтронов реакций (n, nf) , $(n, 2nf)^1$ довольно жесткие, а эксклюзивные спектры нейтронов $(n, 2nf)^2$ и $(n, 3nf)^{1,2,3}$ близки к испарительным.

Эксклюзивные спектры нейтронов реакций (n, nf) , $(n, n\gamma)$, $(n, 2n)^1$ и энергия возбуждения ядра-мишени A после эмиссии первого нейтрона позволяют определить, как относительные амплитуды спектров преддельительных нейтронов реакций $(n, nf)^1$ варьируются в зависимости от делимости ядер $A+1$ и A с ростом энергии нейтронов E_n . Корреляция формы наблюдаемых СМНД при $E_n \sim 6-11$ МэВ с делимостью ядер, образующихся в реакциях (n, nf) после эмиссии $(n, nf)^1$ нейтронов, и сечениями конкурирующих реакций $(n, n\gamma)$ и $(n, 2n)$ позволяет считать СМНД более надежным критерием для определения делимостей под действием нейтронов короткоживущих ядер $A + 1 - x$, чем, например, в реакции $^{237}\text{U}(n, F)$ [59–62] или $^{231}\text{Th}(n, F)$ [61, 62]. Следует отметить, что СМНД, определенные в модели [12, 13, 20–22, 27–29], согласуются с сечениями деления ядер $A + 1 - x$ и соответствующими парциальными вкладами реакций (n, xnf) .

На рис. 8 и 9 представлены вклады $\beta_1(E_n)$ и $\beta_2(E_n)$ для первого и второго шансов деления в наблюдаемое сечение деления $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$. В работе [63] вклады $\beta_1 = \sigma_{n,f}/\sigma_{n,F}$ и $\beta_2 = \sigma_{n,nf}/\sigma_{n,F}$ оценивались по результатам анализа распределения множественности нейтронов деления. Такая оценка может быть неустойчивой и чувствительной к экспериментальным погрешностям. Оценки [63] существенно отличаются от оценок данной работы $\beta_x(E_n) = \sigma_{n,xnf}/\sigma_{n,F}$ [12, 13, 20–22]. Точки на рис. 8 получены перенормировкой данных [63] как $\tilde{\beta}_2(E_n) = 0,67\beta_2(E_n)$.

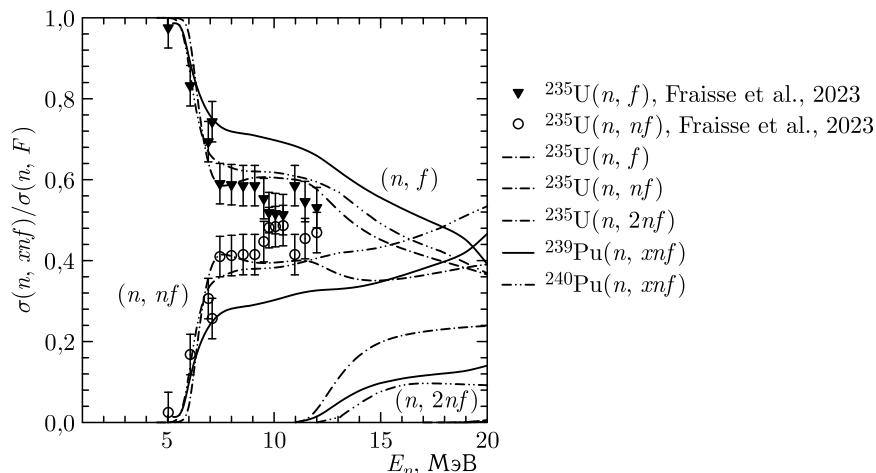


Рис. 8. Отношения парциальных компонент (n, xnf) к наблюдаемому сечению $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$: штрихпунктирные кривые с двумя точками — $^{240}\text{Pu}(n, xnf)$; штрихпунктирные — $^{235}\text{U}(n, xnf)$; сплошные — $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$; \circ — $^{235}\text{U}(n, nf)$ [63]; \blacktriangledown — $^{235}\text{U}(n, f)$ [63]

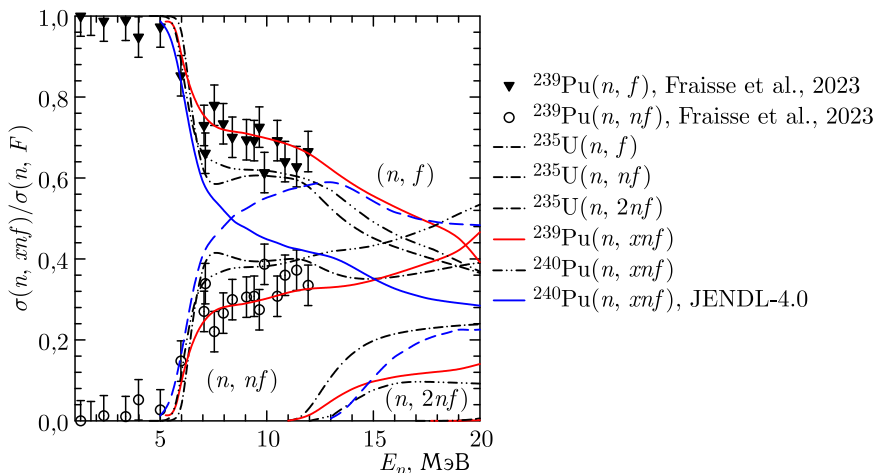


Рис. 9 (цветной в электронной версии). Отношения парциальных компонент (n, xnf) к наблюдаемому сечению $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$: красные кривые — $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$; штрихпунктирные кривые с двумя точками — $^{240}\text{Pu}(n, xnf)$; штрихпунктирные кривые — $^{235}\text{U}(n, xnf)$; синие кривые — $^{240}\text{Pu}(n, xnf)$, JENDL-4.0 [35]; \circ — $^{239}\text{Pu}(n, n_f)$ [63]; \blacktriangledown — $^{239}\text{Pu}(n, f)$ [63]

После перенормировки величины $\tilde{\beta}_1(E_n)$ и $\tilde{\beta}_2(E_n)$ намного лучше согласуются с оценкой [12, 13, 20–22], особенно вблизи порогов реакции $^{235}\text{U}(n, n_f)$. Оценка $\beta_1(E_n)$ и $\beta_2(E_n)$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ [12, 13, 20–22] более обоснованная, поскольку позволяет воспроизвести наблюдаемые СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ [6, 9] с помощью расчетных парциальных спектров $\tilde{S}_{236}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{235}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{234}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{233}(\varepsilon, E_n)$ для энергий налетающих нейтронов $E_n \lesssim 20$ МэВ.

Точки на рис. 9 получены перенормировкой данных [63]: $\tilde{\beta}_2(E_n) = 0,7\beta_2(E_n)$. После перенормировки величины $\tilde{\beta}_1(E_n)$ и $\tilde{\beta}_2(E_n)$ также намного лучше согласуются с оценкой [12, 13, 20–22], особенно вблизи порогов реакции $^{239}\text{Pu}(nnf)$. Наша оценка $\beta_1(E_n)$ и $\beta_2(E_n)$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ также более обоснованная, поскольку позволяет воспроизвести наблюдаемые СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ [4, 5] с помощью расчетных парциальных спектров $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{238}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{237}(\varepsilon, E_n)$ для энергий налетающих нейтронов $E_n \lesssim 20$ МэВ.

Вклады $\beta_2(E_n)$ для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ систематически выше, чем $\beta_2(E_n)$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Вклады $\beta_2(E_n)$ для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ для энергий $E_n \lesssim 12$ МэВ практически совпадают. При $E_n \gtrsim 12$ МэВ функции $\beta_2(E_n)$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ также почти совпадают. Величина $\beta_2(E_n)$ определяет соотношение вкладов $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ в $S(\varepsilon, E_n)$ для реакций $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$.

Наблюдаемые СМНД для $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 6,5$ МэВ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n \sim 6$ МэВ на рис. 10 и 11 соответствуют наибольшим относительным вкладам пределительных нейтронов в наблюдаемые СМНД. Парциальные вклады реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, nf)$ в СМНД для $E_n \sim 6$, $\sim 6,5$ и ~ 7 МэВ на рис. 10 и 11 демонстрируют сильную зависимость форм спектров нейтронов реакций (n, f) и (n, nf) от делимости ядра-мишени A и энергии возбуждения ядра $A + 1 - x$, это детально рассмотрено в работе [27] (см. рис. 13 и 14 в [26]). На рис. 10 и 11 отчетливо видно, что спектры нейтронов из осколков деления для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, nf)$, соответствующие энергии $\varepsilon > E_{nnf1}$, имеют существенно разные зависимости от энергии нейтронов ε . Компонента спектра мгновенных нейтронов деления реакции $^{235}\text{U}(n, nf)$, соответствующая нейтронам исключительно из осколков деления ядер ^{235}U , уменьшается с ростом энергии мгновенных нейтронов деления ε гораздо быстрее, чем спектр мгновенных нейтронов реакции деления ядер ^{236}U , соответствующих первому шансу реакции $^{235}\text{U}(n, F)$, т.е. $^{235}\text{U}(n, f)$. Для $E_n \sim 6,5$ МэВ вклад нейтронов реакций $^{235}\text{U}(n, nf)$ в СМНД реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ в ~ 2 раза выше, чем вклад реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ в наблюдаемый СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$

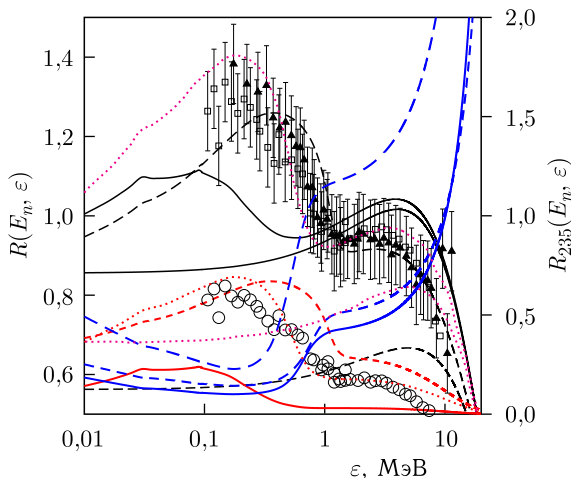


Рис. 10 (цветной в электронной версии). Спектр мгновенных нейтронов деления реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ нейтронами с $E_n \sim 6-7$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1,4241$ МэВ и его парциальные составляющие $^{235}\text{U}(n, f)$ (шкала слева) и $^{235}\text{U}(n, nf)$ (шкала справа): \square — [6]; \blacktriangle — [9]; \circ — [6], $^{235}\text{U}(n, nf)$; сплошная кривая — $E_n = 6,0$ МэВ; пунктирная — $E_n = 6,5$ МэВ; штриховая — $E_n = 7,0$ МэВ; $0,1\bar{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)/\bar{S}_A(\varepsilon, E_n)$: синяя сплошная — $^{235}\text{U}(n, F)$, $E_n = 6,5$ МэВ; синяя с длинными штрихами — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 6,0$ МэВ; синяя с короткими штрихами — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 6,25$ МэВ

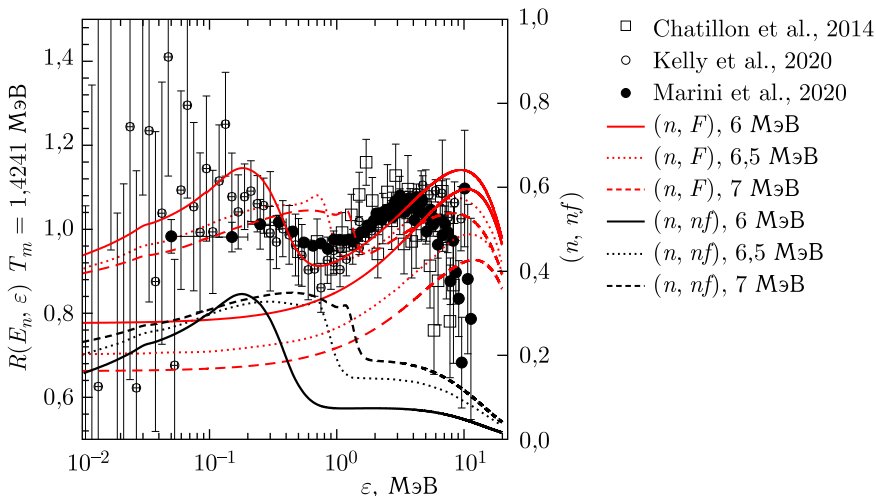


Рис. 11 (цветной в электронной версии). Спектр мгновенных нейтронов деления реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ (шкала слева) нейтронами с $E_n \sim 6\text{--}7$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1,4241$ МэВ и его парциальные составляющие $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$: ● — [4]; ○ — [5]; □ — [41]; красная сплошная кривая (1) — $E_n = 6,0$ МэВ; красная пунктирная (2) — $E_n = 6,5$ МэВ; красная штриховая (3) — $E_n = 7,0$ МэВ; $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ (шкала справа): черные сплошные (4) — $E_n = 6,0$ МэВ; черные пунктирные (5) — $E_n = 6,5$ МэВ; черные штриховые (6) — $E_n = 7,0$ МэВ

для $E_n \sim 6,0$ МэВ (см. рис. 10, 11). На рис. 10 показано отношение парциальных спектров $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n = 6,5$ и $6,0$ МэВ соответственно. Для $\varepsilon < E_{nnf1}$ величины $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ значительно различаются. Для $\varepsilon > E_{nnf1}$ величины $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ определяются исключительно нейтронами из осколков деления, для $\varepsilon \sim 20$ МэВ величина отношения $\tilde{S}_{236}(\varepsilon, E_n)/\tilde{S}_{235}(\varepsilon, E_n)$ достигает ~ 33 , а величина отношения $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)/\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$ достигает ~ 58 . Это следствие существенного охлаждения остаточных ядер с массовым числом A в результате эмиссии первого предделительного нейтрона.

Нормировка экспериментальных дифференциальных данных по спектрам мгновенных нейтронов деления в диапазоне энергий регистрируемых нейтронов ($\varepsilon \sim \varepsilon_1 - \varepsilon_2$) к расчетным СМНД производится сравнением с интегралом от $S(\varepsilon, E_n)$ для расчетного СМНД в интервале $\varepsilon \sim \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, где ε_1 и ε_2 — пороги регистрации МНД. В работах [4–8] измерения для низких ($0,01 \lesssim \varepsilon \lesssim 1,5$ МэВ) и высоких ($0,9 \lesssim \varepsilon \lesssim 10$ МэВ) энергий МНД ε выполнялись с помощью детекторов нейтронов, содержащих литиевое сцинтилляционное стекло и жидкий сцинтиллятор соответственно. Нормировка двух составляющих измеренных СМНД

в настоящей работе выполнялась независимо, однако все перенормированные таким образом СМНД мало отличаются от оригинальных экспериментальных значений СМНД [4–9].

Вариации формы СМНД с ростом E_n для реакций $^{235}\text{U}(n, nf)$, $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ зависят от значений E_{nnf1} , порогов реакций (n, nf) и $(n, 2n)$, а также величин $\beta_x(E_n)$. Когда реакция (n, nf) конкурирует только с реакцией неупругого рассеяния $(n, n\gamma)$, формы спектров предделительных нейтронов слабо зависят от делимости ядер A и $A + 1$. Когда же открывается канал реакции $(n, 2n)$, форма спектров (n, nf) -нейтронов оказывается весьма чувствительной к эмиссии нейтронов $(n, 2n)^1$ и $(n, 2n)^2$, это отчетливо проявляется в случае реакций $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ [64, 65]. Предделительные нейтроны формируют наблюдаемый спектр мгновенных нейтронов деления в диапазоне как $\varepsilon \lesssim \langle E \rangle$, так и $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$. Как уже отмечалось выше, в случае реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 6,5$ МэВ относительный вклад $(n, nf)^1$ нейтронов максимален, для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ он максимален при $E_n \sim 6$ МэВ, а для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ — при $E_n \sim 6,25$ МэВ. Влияние предделительных нейтронов реакции $^{235}\text{U}(n, nf)^1$ на $\langle E \rangle$ СМНД реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ таково, что при $E_n \sim 6,5$ МэВ относительная амплитуда $\beta_2(E_n) \nu_p^{-1}(E_n) d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ спектров предделительных нейтронов $(n, nf)^1$ в ~ 2 раза выше, чем в случае СМНД реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n \sim 6$ МэВ [27].

При $E_n \sim 6$ МэВ канал реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ почти закрыт и в инклюзивном спектре первого нейтрона реакции $^{239}\text{Pu}(n, nX)^1$ могут быть выделены только эксклюзивные спектры нейтронов реакций $(n, n\gamma)^1$ и $(n, nf)^1$. Вследствие этого относительный вклад предделительных нейтронов $\beta_2(E_n) \nu_p^{-1}(E_n) d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ в реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ при $E_n \sim 6$ МэВ гораздо выше, чем при $E_n \sim 6,5$ МэВ. Такое соотношение имеет место, несмотря на то, что вклад реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ в наблюдаемое сечение деления при $E_n \sim 6$ МэВ в ~ 2 раза ниже, чем при $E_n \sim 6,5$ МэВ. Для $E_n \sim 6,5$ МэВ, вблизи энергии $\varepsilon \sim 0,2$ МэВ, соответствующей максимуму наблюдаемого спектра предделительных нейтронов реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$, $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n) \sim 0,5 \tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$. Для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ $\tilde{S}_{235}(\varepsilon, E_n) \sim \tilde{S}_{236}(\varepsilon, E_n)$. Эти соотношения подтверждаются данными экспериментов [4–6, 9] для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$. Энергия возбуждения ядра ^{240}Pu , соответствующая $E_n \sim 6,5$ МэВ, существенно превышает порог реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$, поэтому форма спектра предделительных нейтронов определяется конкуренцией реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)$, $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ и $^{239}\text{Pu}(n, n\gamma)$, а в инклюзивном спектре первого нейтрона $(n, nX)^1$ выделяются эксклюзивные спектры нейтронов $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^1$, $(n, 2n)^2$ и $(n, nf)^1$.

На рис. 12 расчетные СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ ($E_n \sim 6, \sim 6,5, \sim 7$ МэВ) сравниваются с экспериментальными данными [4, 5] для СМНД

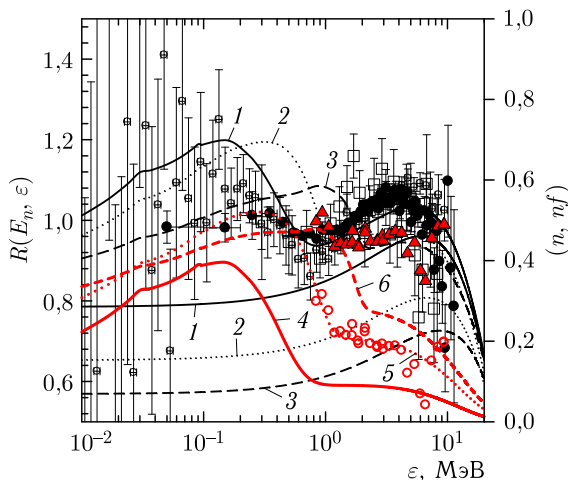


Рис. 12 (цветной в электронной версии). Спектр мгновенных нейтронов деления реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ (шкала слева) нейтронами с $E_n \sim 6\text{--}7$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1,4241$ МэВ и его парциальные составляющие $^{240}\text{Pu}(n, f)$ (шкала справа): черные сплошные кривые (1) — $E_n = 6,0$ МэВ; черные пунктирные (2) — $E_n = 6,5$ МэВ; черные штриховые (3) — $E_n = 7,0$ МэВ; $^{240}\text{Pu}(n, nf)$: красная сплошная (4) — $E_n = 6,0$ МэВ; красная пунктирная (5) — $E_n = 6,5$ МэВ; красная штриховая (6) — $E_n = 7,0$ МэВ; красные треугольники — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 6,5$ МэВ [26]; красные кружки — $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $E_n \sim 6,5$ МэВ [26]; ● — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 6$ МэВ [4]; ○ — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [5], $E_n \sim 6$ МэВ; □ — $E_n \sim 6$ МэВ [41]

$^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n \sim 7,0$ МэВ. Парциальные вклады в СМНД реакций $^{240}\text{Pu}(n, f)$ и $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ существенно отличаются от соответствующих вкладов реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, nf)$, показанных на рис. 11. Это, главным образом, следствие различий величин $\beta_2(E_n)$. Порог E_{n2n} реакции $^{240}\text{Pu}(n, 2n)$ выше порога E_{n2n} реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ на ~ 1 МэВ, это обстоятельство вкупе с большим относительным вкладом реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ в наблюдаемое сечение деления $^{240}\text{Pu}(n, F)$ приводит к большему влиянию предделительных нейтронов на наблюдаемые характеристики деления нейтронами ядер ^{240}Pu . Эксклюзивные нейтронные спектры $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ и $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ показаны на рис. 13. Относительный вклад предделительных нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ $\beta_2(E_n) \nu_p^{-1}(E_n) d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ в реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ при $E_n \sim 6, \sim 6,5$ МэВ и ~ 7 МэВ гораздо выше, чем соответствующие вклады эксклюзивных нейтронов $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ $\beta_2(E_n) \nu_p^{-1}(E_n) d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ в реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$. На рис. 13 видно, как резко меняется форма эксклюзивного спектра $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ при увеличении E_n от $\sim 6,5$ до ~ 7 МэВ, это связано с сильной конкуренцией реакций $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{240}\text{Pu}(n, 2n)$. Энергия

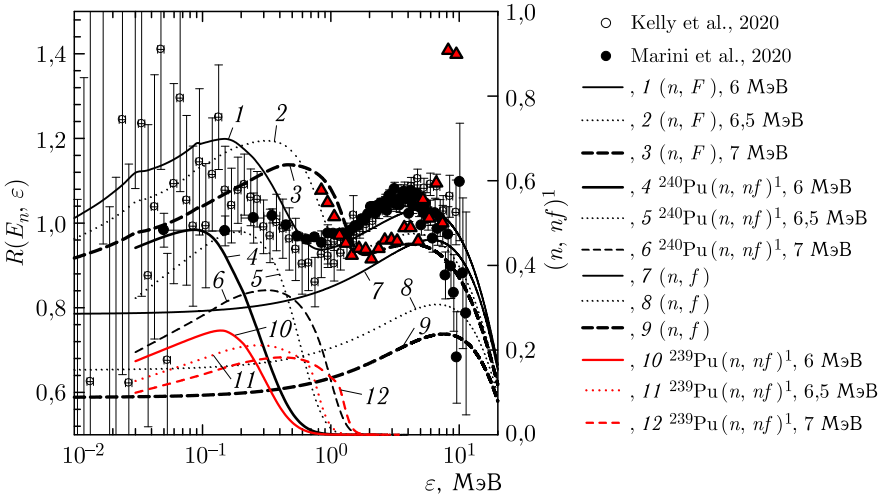


Рис. 13 (цветной в электронной версии). Спектры мгновенных нейтронов деления реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ (шкала слева) нейтронами с $E_n \sim 6\text{--}7$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1,4241$ МэВ и его парциальные составляющие $^{240}\text{Pu}(n, f)$ и $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ (шкала справа): черная сплошная кривая (1) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{240}\text{Pu}(n, f)$, $E_n = 6,0$ МэВ; черная пунктирная (2) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{240}\text{Pu}(n, f)$, $E_n = 6,5$ МэВ; черная штриховая (3) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{240}\text{Pu}(n, f)$, $E_n = 7,0$ МэВ; красные треугольники — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 7,5$ МэВ [26]; $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$: черная сплошная (4) — $E_n = 6,0$ МэВ; черная пунктирная (5) — $E_n = 6,5$ МэВ; черная штриховая (6) — $E_n = 7,0$ МэВ; $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$: красная сплошная (10) — $E_n = 6,0$ МэВ; красная пунктирная (11) — $E_n = 6,5$ МэВ; красная штриховая (12) — $E_n = 7,0$ МэВ; $^{239}\text{Pu}(n, F)$: ● — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [4]; ○ — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [5]; □ — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [41]

возбуждения составного ядра ^{241}Pu , соответствующая $E_n \sim 7$ МэВ, выше порога реакции $^{240}\text{Pu}(n, 2n)$, поэтому в инклюзивном спектре $(n, nX)^1$ первого нейтрона выделяются эксклюзивные спектры нейтронов $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^1$, $(n, 2n)^2$ и $(n, nf)^1$. Форма спектра предделительных нейтронов определяется конкуренцией реакций $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $^{240}\text{Pu}(n, 2n)$ и $^{240}\text{Pu}(n, n\gamma)$. В случае СМНД реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ такой аномалии нет. Для $E_n \sim 6,5$ МэВ относительный вклад нейтронов реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ в СМНД реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ в ~ 2 раза выше, чем вклад реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ в полный СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ (см. рис. 13).

В реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ [29, 64] подобные особенности, связанные с относительными значениями E_{nnf} и E_{n2n} , проявляются сильнее, здесь относительный вклад предделительных нейтронов $^{238}\text{U}(n, nf)^1$ в СМНД $\beta_2(E_n) \nu_p^{-1}(E_n) d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ еще выше и форма спектра $^{238}\text{U}(n, nf)^1$ наиболее резко меняется при увеличении энергии E_n от $\sim 6,25$ до $\sim 6,5$ МэВ [29, 62, 64]. При этом открывается канал реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$,

именно эксклюзивные спектры нейтронов $^{238}\text{U}(n, 2n)^1$ и $^{238}\text{U}(n, 2nf)^2$ существенно сказываются на форме спектра предделительных нейтронов $^{238}\text{U}(n, nf)^1$ [60, 62, 64].

Полный (наблюдаемый) СМНД реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и парциальные вклады $^{240}\text{Pu}(n, f)$, $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ для $E_n \sim 6\text{--}7$ ($\sim 6,5$) МэВ и $E_n \sim 7\text{--}8$ ($\sim 7,5$) МэВ сравниваются с наблюдаемым СМНД для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [4, 5] на рис. 14 и 15. Различия расчетного СМНД реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и экспериментального (и расчетного) СМНД реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ в интервалах $\varepsilon \lesssim \langle E \rangle$ и $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$ вполне ожидаемы и связаны с различием величин $\beta_1(E_n)$ и $\beta_2(E_n)$, а также с энергиями возбуждения соответствующих осколков деления. Для $E_n \sim 6\text{--}7$ ($\sim 6,5$) МэВ вблизи $\varepsilon \sim 0,4$ МэВ, максимума наблюдаемого спектра нейтронов деления $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$, $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n) \sim 0,8 \tilde{S}_{241}(\varepsilon, E_n)$ (см. рис. 14). Это соотношение несколько отличается от оценки, полученной при интерпретации данных экспериментов [4, 5] для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ в [27, 29]. Энергия возбуждения, соответствующая $E_n \sim 6\text{--}7$ ($\sim 6,5$) МэВ, может быть выше порога реакции $^{240}\text{Pu}(n, 2n)$, поэтому форма спектра предделительных нейтронов будет определяться конкуренцией реакций $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $^{240}\text{Pu}(n, 2n)$ и $^{240}\text{Pu}(n, n\gamma)$,

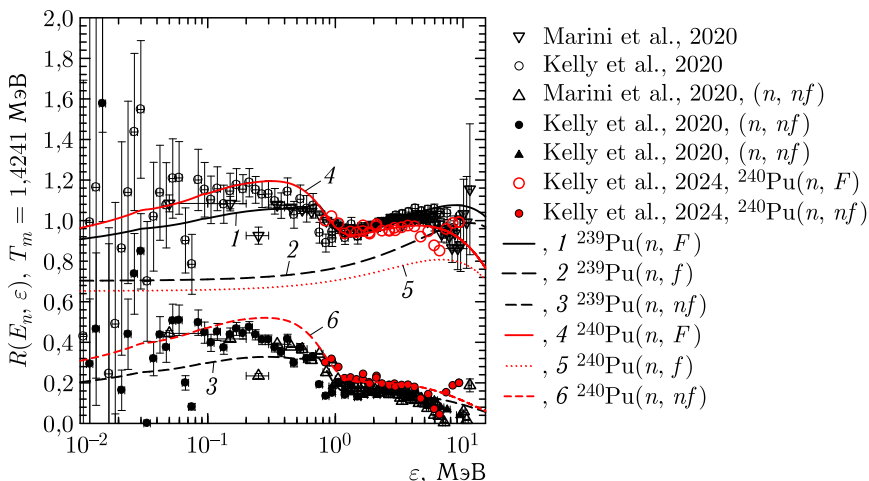


Рис. 14 (цветной в электронной версии). Спектр мгновенных нейтронов деления реакцией $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ нейтронами с $E_n \sim 6\text{--}7$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1,4241$ МэВ и его парциальные составляющие $^{239,240}\text{Pu}(n, f)$ и $^{239,240}\text{Pu}(n, nf)$; $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 6,5$ МэВ: \bullet — [5]; \circ — [5]; \blacktriangle — [4]; \square — [41]; черная сплошная кривая (1) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$; черные штриховые (2, 3) — $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, nf)$; красные кружки — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 6,5$ МэВ [8, 25, 26]; \bullet — $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $E_n \sim 6,5$ МэВ [8, 25, 26]; красная сплошная (4) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 6,5$ МэВ; красная пунктирная (5) — $^{240}\text{Pu}(n, f)$, $E_n = 6,5$ МэВ; красная штриховая (6) — $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $E_n = 6,5$ МэВ

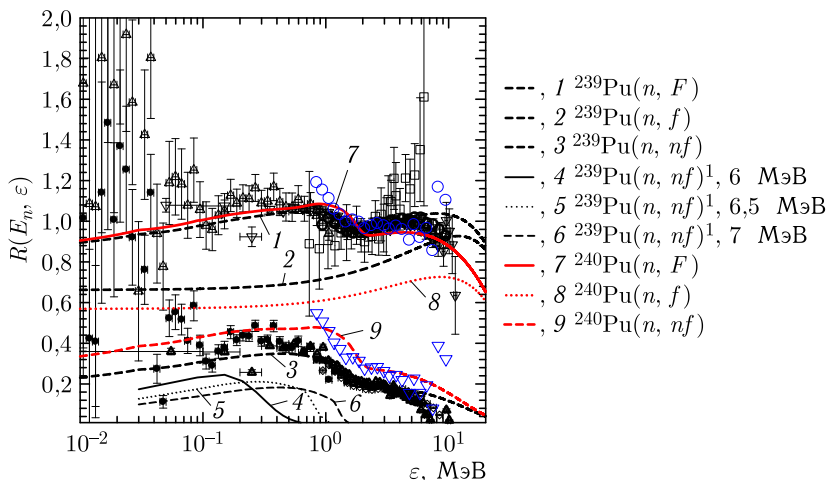


Рис. 15 (цветной в электронной версии). Спектр мгновенных нейтронов деления реакций $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ нейтронами с $E_n \sim 7\text{--}8$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1,4241$ МэВ и его парциальные составляющие $^{239,240}\text{Pu}(n, f)$ и $^{239,240}\text{Pu}(n, nf)$; $^{239}\text{Pu}(n, F)$: \triangle — [4]; \bullet — [5]; \circ — [5]; \square — [41]; черные штриховые кривые (1, 2, 3) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ (1), $^{239}\text{Pu}(n, f)$ (2), $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ (3), $E_n = 7,0$ МэВ; черная сплошная (4) — $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$, $E_n = 6$ МэВ; черная пунктирная (5) — $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$, $E_n = 6,5$ МэВ; черная штриховая (6) — $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$, $E_n = 7$ МэВ; светлые треугольники (с вертикальными ошибками) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 7\text{--}8$ МэВ [8, 25, 26]; синие кружки — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 7\text{--}8$ МэВ; синие треугольники — $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $E_n \sim 7\text{--}8$ МэВ [26]; красная сплошная (7) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 7,5$ МэВ; красная пунктирная (8) — $^{240}\text{Pu}(n, f)$, $E_n = 7,5$ МэВ; красная штриховая (9) — $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $E_n = 7,5$ МэВ

а в инклюзивном спектре первого нейтрона $^{240}\text{Pu}(n, nX)^1$ будут выделяться эксклюзивные спектры нейтронов $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^1$, $(n, 2n)^2$ и $(n, nf)^1$. Относительные вклады предделительных (n, nf) -нейтронов $\beta_2(E_n) \nu_p^{-1}(E_n) d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ в реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ при $E_n = 6, 6,5$ и 7 МэВ приведены на рис. 13. Парциальные вклады реакций $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ и предделительных нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ выше соответствующих вкладов для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Очевидно, что температура осколков деления реакций $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, f)$ меньше, чем в случае СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ соответственно.

Мгновенные нейтроны деления $^{240}\text{Pu}(n, F)$ в работе [8] регистрировались в сравнительно узком диапазоне энергий МНД $\varepsilon \sim 0,8\text{--}10$ МэВ, поэтому предделительные нейтроны $(n, xn f)^1, \dots, x$ проявляются в СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ при $E_n \sim 7\text{--}8$ ($\sim 7,5$) МэВ вблизи E_{nnf1} , а также в пониженной температуре спектров МНД, испускаемых из осколков деления. На рис. 16 показано влияние предделительных нейтронов на наблюдаемые СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ для $E_n \sim 5,5\text{--}7,5$ МэВ. Отчетливо проявля-

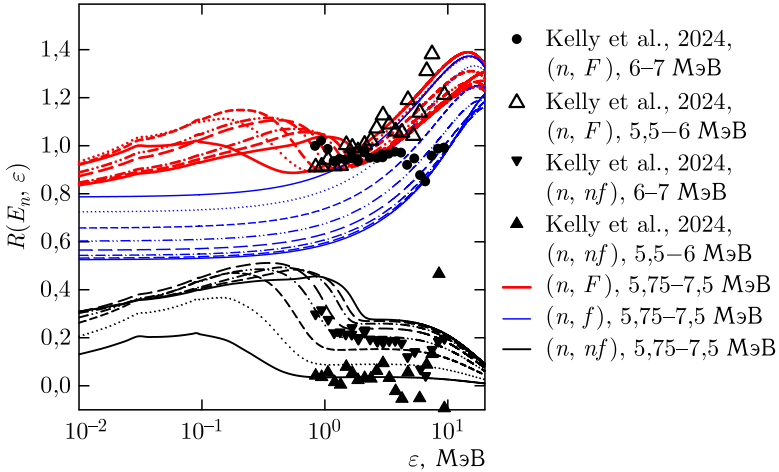


Рис. 16 (цветной в электронной версии). Спектр мгновенных нейтронов деления реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ нейтронами с $E_n \sim 5,75\text{--}8$ МэВ с шагом $0,25$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1,4241$ МэВ и его парциальные составляющие $^{240}\text{Pu}(n, f)$ и $^{240}\text{Pu}(n, nf)$: ● — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 6\text{--}7$ МэВ [8]; ▲ — $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $E_n \sim 5,5\text{--}6$ МэВ [8]; △ — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 6\text{--}7$ МэВ [8]; ▼ — $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $E_n \sim 6\text{--}7$ МэВ [8]; красные линии (сверху) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 5,75\text{--}7,5$ МэВ; синие линии (посередине) — $^{240}\text{Pu}(n, f)$, $E_n = 5,75\text{--}7,5$ МэВ; черные линии (снизу) — $^{240}\text{Pu}(n, nf)$, $E_n = 5,75\text{--}7,5$ МэВ

ются предделительные нейтроны $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ в средних энергиях $\langle E \rangle$. Средние энергии СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$, показанные на рис. 3, коррелируют с формой СМНД вблизи порога реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$. Очевидно, что температура осколков деления ядер ^{240}Pu в реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ меньше, чем в случае ядер ^{241}Pu в реакции $^{240}\text{Pu}(n, f)$. В тех случаях, когда $\varepsilon_1 \gtrsim E_{nnf1}$, предделительные нейтроны влияют на энергетическую зависимость $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$ в диапазоне $E_{nnf1} \lesssim \varepsilon \lesssim \varepsilon_2$ (см. рис. 16). На рис. 10 показано отношение парциальных спектров $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n = 6,25$ МэВ. Для $\varepsilon < E_{nnf1}$ величины $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ для реакций $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ значительно различаются. Величина отношения $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)/\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ для $\varepsilon < E_{nnf1}$ зависит от вклада предделительного нейтрона в СМНД. В диапазоне $\varepsilon > E_{nnf1}$ величины $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ определяются исключительно нейтронами из осколков деления, для $\varepsilon \sim 20$ МэВ величина отношения $\tilde{S}_{241}(\varepsilon, E_n)/\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$ достигает ~ 28 . Это очевидное следствие охлаждения остаточных ядер с массовым числом A в результате эмиссии первого предделительного нейтрона.

На рис. 17 и 18 показаны отношения расчетных и измеренных СМНД [7, 26, 32] для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{240}\text{Pu}(n, F)$) и СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 6\text{--}7$ МэВ и $\sim 7\text{--}8$ МэВ. Такие отношения нечув-

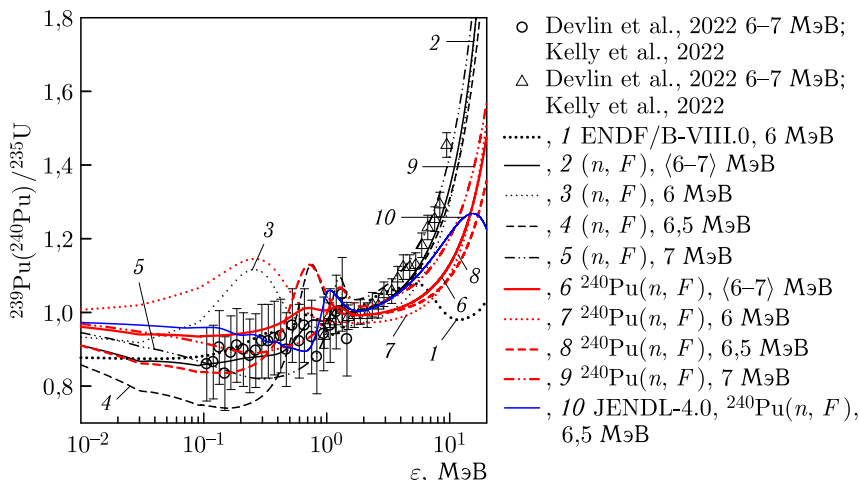


Рис. 17 (цветной в электронной версии). Отношение спектров мгновенных нейтронов деления $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ нейтронами с $E_n \sim 6-7$ (6,5) МэВ; $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$: \circ, Δ — [26, 32]; толстая пунктирная кривая (1) — ENDF/B-VIII.0 [36, 37]; черная сплошная (2) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 6-7$ МэВ; черная пунктирная (3) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 6,0$ МэВ; черная штриховая (4) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 6,5$ МэВ; штрихпунктирная с двумя точками (5) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 7$ МэВ; черная сплошная — [27]; красная сплошная (6) — $E_n \sim 6-7$ МэВ; красная пунктирная (7) — $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $E_n = 6,0$ МэВ; красная штриховая (8) — $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $E_n = 6,5$ МэВ; красная штрихпунктирная с двумя точками (9) — $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $E_n = 7,0$ МэВ; синяя сплошная (10) — $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $E_n = 6,5$ МэВ, JENDL-4.0 [35]

ствительны к систематическим погрешностям измерений [7, 25, 26]. Очевидно, данные [7, 26, 32] — это отношения интегральных СМНД, например, для интервала энергий $E_n \sim 6-7$ МэВ, т.е. $S(\varepsilon, 6-7) \approx \int_6^7 S(\varepsilon, E_n) \phi(E_n) dE_n$, где $\phi(E_n)$ — спектр нейтронов в налетающем пучке. В первом приближении их можно определить как отношение усредненных СМНД $S(\varepsilon, 6-7) \approx 0,333(S(\varepsilon, 6) + S(\varepsilon, 6,5) + S(\varepsilon, 7))$ для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{240}\text{Pu}(n, F)$) и СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$. При измерениях отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ или $^{240}\text{Pu}(n, F)$ к СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ на квазимонохроматических пучках с $E_n \sim 6$, $\sim 6,5$ и ~ 7 МэВ в них можно было бы наблюдать сильные структуры, обусловленные различиями величин E_{nnf} , E_{nnf1} , E_{n2n} , такие как широкий пик для отношения СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 6$ МэВ или глубокий провал для отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 6,5$ МэВ, показанные на рис. 17. Такие структуры в отношениях СМНД $S(\varepsilon, 6-7) ^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{240}\text{Pu}(n, F)$) к $^{235}\text{U}(n, F)$ в интервале энергий налетаю-

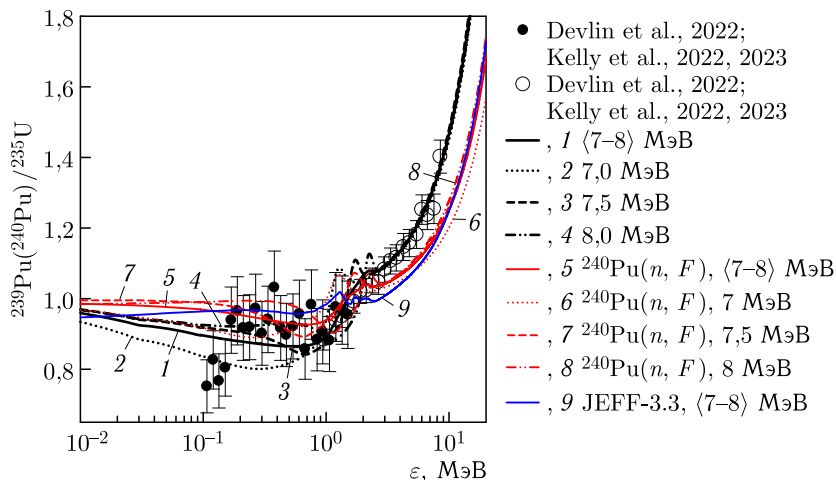


Рис. 18 (цветной в электронной версии). Отношение спектров мгновенных нейтронов деления $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ нейтронами с $E_n \sim 7-8$ (7,5) МэВ; $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$: \circ — [26, 32, 33]; \bullet — [26, 32, 33]; черная сплошная кривая (1) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 7-8$ МэВ; черная пунктирная (2) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 7,0$ МэВ; черная штриховая (3) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 7,5$ МэВ; черная штрихпунктирная с двумя точками (4) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 8,0$ МэВ; красная сплошная (5) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim \langle 7-8 \rangle$ МэВ; красная пунктирная (6) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 7,0$ МэВ; красная штриховая (7) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 7,5$ МэВ; красная штрихпунктирная с двумя точками (8) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 8,0$ МэВ; синяя сплошная (9) — $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $E_n = \langle 7-8 \rangle$ МэВ, JEFF-3.3 [38]

щих нейтронов $E_n \sim 6-7$ МэВ [32] значительно усредняются. Согласно отношения СМНД ($^{239}\text{Pu}(n, F)$ к $^{235}\text{U}(n, F)$) для $E_n \sim 6$ МэВ из библиотеки ENDF/B-VIII.0 с данными [26] в интервале $\varepsilon \lesssim 5$ МэВ на рис. 17 следует считать случайным, поскольку СМНД в библиотеке ENDF/B-VIII.0 [36, 37] для $E_n \sim 6$ МэВ абсолютно не воспроизводят измеренные дифференциальные СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [4, 5] и $^{235}\text{U}(n, F)$ [6, 9]. Для расчетного отношения СМНД JENDL-4.0 [35] отклонение $S(\varepsilon, 6-7)$ не выходит за пределы экспериментальных ошибок, однако измеренные дифференциальные СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ также не воспроизводятся. Для JEFF-3.3 [38] $S(\varepsilon, 6-7)$ для отношения $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$ существенно отклоняется от измеренного отношения [7, 26, 32]. Столь сильных структур, как для СМНД, рассчитанных в работах [27-29] для квазимонохроматических пучков с $E_n \sim 6$, $\sim 6,5$ и ~ 7 МэВ, в СМНД JENDL [33], ENDF/B [34, 35] и JEFF [36] нет, однако это является лишь следствием неадекватного представления в этих библиотеках СМНД для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$, о чем свидетельствуют измерения [4-7, 9].

Для СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ сильные структуры в отношении $S(\varepsilon, 6-7)$ к СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ для монохроматических пучков налетающих нейтронов с $E_n \sim 6$, $\sim 6,5$ и ~ 7 МэВ, показанные на рис. 17, в диапазоне $\varepsilon \lesssim \langle E \rangle$ проявляются еще сильнее, чем в случае отношений $S(\varepsilon, 6-7)$ СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$. Отношения СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ к $^{235}\text{U}(n, F)$ (см. рис. 17) в интервале $E_n \sim 6-7$ МэВ также усредняются, однако отношения для квазимонохроматических пучков налетающих нейтронов с $E_n \sim 6$, $\sim 6,5$ и ~ 7 МэВ, показанные на рис. 17, таковы, что энергетическая зависимость отношения $S(\varepsilon, 6-7)$ как для $\varepsilon \lesssim \langle E \rangle$, так и для $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$ существенно иная, нежели в случае отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$.

Отношения расчетных и измеренных [7] отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ для $E_n \sim 7-8$ МэВ существенно отличаются от отношений для интервала энергий $E_n \sim 6-7$ МэВ как при $\varepsilon \lesssim \langle E \rangle$, так и при $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$. Приближение слабой зависимости $\phi(E_n)$ от E_n , использованное для интервала $E_n \sim 6-7$ МэВ, также позволяет описать экспериментальную зависимость [7] для $E_n \sim 7-8$ МэВ, которая демонстрирует крутой рост для $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$. При измерениях отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ или $^{240}\text{Pu}(n, F)$ к СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ на квазимонохроматических пучках с $E_n \sim 7$, $\sim 7,5$ и ~ 8 МэВ структуры для $\varepsilon \lesssim E_{n\text{nf}1}$ были бы намного слабее, чем для $E_n \sim 6$ и $\sim 6,5$ МэВ. Провал для отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 6,5$ МэВ, показанный на рис. 17, намного глубже аналогичного провала для $E_n \sim 7$ МэВ на рис. 18. Подобные структуры в отношениях $S(\varepsilon, 7-8)$ СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{240}\text{Pu}(n, F)$) к $^{235}\text{U}(n, F)$ в интервале $E_n \sim 7-8$ МэВ также усредняются. Согласие/разногласие отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$ для $E_n \sim 7-8$ МэВ из различных библиотек с данными [7] следует считать случайным, поскольку измеренные СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [4, 5] и $^{235}\text{U}(n, F)$ [6, 9] в доступных библиотеках адекватно не воспроизводятся. Эти и подобные расхождения детально обсуждаются в [27] и экспериментальных работах [4-6, 8, 9].

На рис. 17, 18 видно, что отношение $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$ существенно отличается от расчетного и измеренного отношений $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, особенно для $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$. Демонстрация и сравнение отношений $^{240}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$ в интервале $E_n \sim 7-8$ МэВ, впрочем как и в интервале $E_n \sim 6-7$ МэВ, для библиотек JENDL [35], ENDF/B [36, 37] и JEFF [38] лишены смысла, поскольку в них предделительные нейтроны либо не учтены (как в ENDF/B [36, 37] и JEFF [38]), либо учтены неадекватно (JENDL [35]). Например, неадекватность в JENDL [53] не сводится к некорректному определению вкладов $\beta_1(E_n)$, $\beta_2(E_n)$ и $\beta_3(E_n)$ для первого, второго и третьего шансов деления в наблюдаемое сечение деления $^{240}\text{Pu}(n, F)$ (см. рис. 8, 9), поскольку энергетические зависимости спектра предделительных

нейтронов и спектра мгновенных нейтронов из осколков в них не соответствуют измеренным данным [4–6, 8, 9].

При сравнительно небольших энергиях налетающих нейтронов $E_n \gtrsim \gtrsim 6$ МэВ инклюзивный спектр первого нейтрона $d\sigma_{nnX}^1/d\varepsilon$ содержит предравновесную/полупрямую компоненту, а извлеченная из него жесткая часть эксклюзивного спектра нейтронов реакции $(n, nX)^1$ определяется вероятностью деления ядра A . Аппроксимация угловой зависимости инклюзивного спектра эмиссии первого нейтрона, которому соответствует энергия возбуждения $U \sim 1\text{--}6$ МэВ ядер-мишеней ^{235}U ($^{239,240}\text{Pu}$) в области непрерывного спектра в виде

$$\frac{d\sigma_{nnX}^1}{d\varepsilon} \approx \frac{d\bar{\sigma}_{nnX}^1}{d\varepsilon} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\langle \omega(\theta) \rangle_\theta}{E_n - \varepsilon}, \quad (10)$$

была предложена в работах [27–29]. Функцию $\omega(\theta)$, усредненную по углу эмиссии первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$, $\langle \omega(\theta) \rangle_\theta$, можно аппроксимировать как $\langle \omega(\theta) \rangle_\theta \sim \omega(\theta \approx 90^\circ)$. Инклюзивный спектр первого нейтрона $d\bar{\sigma}_{nnX}^1/d\varepsilon$ в уравнении (10) есть сумма стандартных компонентной и предравновесной компонент инклюзивного спектра первого нейтрона. Обе компоненты слабо зависят от угла эмиссии первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$ относительно импульса налетающих нейтронов. Второй член в правой части уравнения (10) позволяет воспроизвести экспериментальные эмиссионные нейтронные спектры [27–30, 64–67] для взаимодействий $^{232}\text{Th} + n$, $^{238}\text{U} + n$, $^{235}\text{U} + n$ и $^{239}\text{Pu} + n$.

3.2. Эксклюзивные спектры предделительных нейтронов $(n, 2nX)^{1,2}$. В предположении последовательного испускания вторичных нейтронов спектр первого нейтрона для реакции $(n, 2nX)$, $(n, 2nX)^1$ определяется инклюзивным спектром первых нейтронов реакции $(n, nX)^1$ и вероятностью эмиссии второго нейтрона уже из ядра A как

$$\frac{d\sigma_{n2nX}^1}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma_{nnX}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_n^A(E_n - \varepsilon)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon)}. \quad (11)$$

Средние полные $\Gamma^A(E_n - \varepsilon)$ и парциальные $\Gamma_{f(n)}^A(E_n - \varepsilon)$, делительная (нейтронная) ширины и инклюзивные спектры первых нейтронов реакции $(n, nX)^1$ определяются в формализме Хаузера–Фешбаха с учетом зависимости вероятностей образования и распада ядер от спина и четности J^π , это подробно описано в работах [55, 59–62, 64–67]. Спектр первого нейтрона для реакции $(n, 2nf)$, т. е. $(n, 2nf)^1$, определяется как

$$\frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon} = \int_0^{E_n - B_n^A} \frac{d\sigma_{n2nX}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_f^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)}{\Gamma^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)} d\varepsilon_1. \quad (12)$$

Инклюзивные спектры вторых нейтронов реакции $(n, 2nX)$, $(n, 2nX)^2$, иными словами спектры вторых нейтронов, испущенных из ядра с мас-

совым числом A , т. е. $^{235}\text{U}(^{239,240}\text{Pu})$, рассчитывались как

$$\frac{d\sigma_{n2nX}^2}{d\varepsilon} = \int_0^{E_n - B_n^A} \frac{d\sigma_{n2nX}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_n^A (E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)}{\Gamma^A (E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)} d\varepsilon_1. \quad (13)$$

Эксклюзивный спектр второго нейтрона для реакции $(n, 2nf)$, $(n, 2nf)^2$ определяется как

$$\frac{d\sigma_{n2nf}^2}{d\varepsilon} = \int_0^{E_n - B_n^A} \frac{d\sigma_{n2nX}^2(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_f^{A-1} (E_n - B_n^A - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\Gamma^{A-1} (E_n - B_n^A - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)} d\varepsilon_1. \quad (14)$$

Таким образом, эксклюзивные спектры $d\sigma_{nxf}^k/d\varepsilon k$ нейтронов реакции (n, xnf) определяются уравнениями (9)–(14), а жесткая часть спектра первого нейтрона $d\sigma_{n2nf}^1(\varepsilon)/d\varepsilon$ реакции $^{235}\text{U}(n, 2nf)$ ($^{239,240}\text{Pu}(n, 2nf)$) определяется вероятностью деления ядра $^{235}\text{U}(^{239,240}\text{Pu})$. Эксклюзивные спектры первых и вторых нейтронов реакции $^{235}\text{U}(n, 2nf)$ ($^{239,240}\text{Pu}(n, 2nf)$) определяются вероятностью деления ядер $^{235,234}\text{U}$ ($^{240,239,238}\text{Pu}$) соответственно.

Жесткая компонента в спектре нейтронов реакций $^{235}\text{U}(n, nf)^1$ впервые была обнаружена в эксперименте [48, 49] при $E_n \sim 14,7$ МэВ. Эксклюзивные спектры нейтронов реакций $^{235}\text{U}(n, n\gamma)^1$, $^{235}\text{U}(n, 2n)^{1,2}$, $^{235}\text{U}(n, 3n)^{1,2,3}$ и предделительные спектры нейтронов реакций $^{235}\text{U}(n, nf)^1$ и $^{235}\text{U}(n, 2nf)^{1,2}$ для $E_n \sim 13$ – 14 (13,5) МэВ [27, 28] (в скобках приведена средняя энергия спектра налетающих нейтронов) позволяют детально определить зависимость вклада предделительных нейтронов в СМНД от энергии возбуждения и делимости ядер в реакциях $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$. Вклады нейтронов реакций $^{235}\text{U}(n, 2nf)^{1,2}$ в наблюдаемый СМНД для $E_n \sim 13,5$ МэВ намного выше, чем в случае реакций $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)^{1,2}$ и $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)^{1,2}$. Измеренные отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ [7, 26] подтверждают расчетные вклады $(n, 2nf)^{1,2}$ нейтронов в наблюдаемые (полные) СМНД [27, 28].

На рис. 19 показаны отношения СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 13$ – 14 (13,5) МэВ. Очевидно, что в отношениях СМНД $S(\varepsilon, 13$ – $14) \approx \int_{13}^{14} S(\varepsilon, E_n) \phi(E_n) dE_n$ для $E_n \sim 13$ – 14 МэВ, которые

в первом приближении также можно считать отношением усредненных СМНД $S(\varepsilon, 13$ – $14) \approx 0,333(S(\varepsilon, 13) + S(\varepsilon, 13,5) + S(\varepsilon, 14))$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$, структуры в СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ для квазимонохроматических пучков налетающих нейтронов с $E_n \sim 13$, $\sim 13,5$ и ~ 14 МэВ проявляются менее заметно, поскольку они компенсируют друг друга. Однако выявлена в эксперименте тенденция роста отношения СМНД

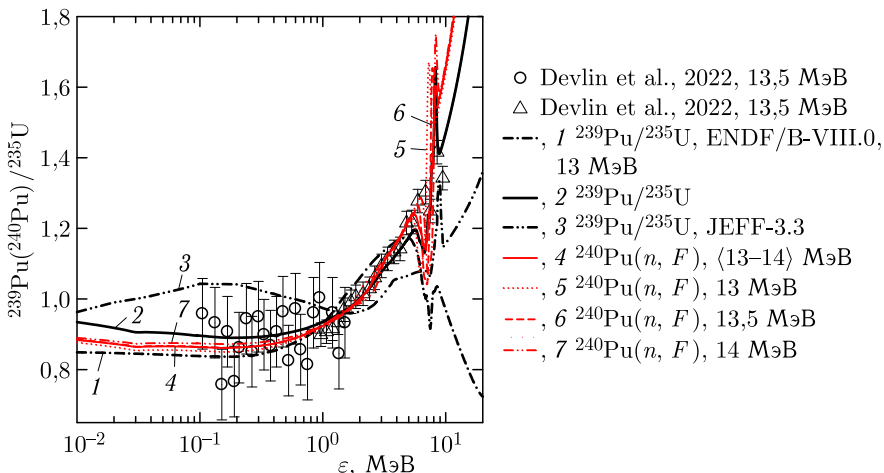


Рис. 19 (цветной в электронной версии). Отношение спектров мгновенных нейтронов деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ нейтронами с $E_n \sim 13\text{--}14$ (13,5) МэВ: \circ — [26]; \triangle — [26]; черная штрихпунктирная кривая (1) — ENDF/B-VIII.0 [36, 37], $E_n \sim 13$ МэВ; черная сплошная (2) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim \langle 13\text{--}14 \rangle$ МэВ [27]; черная штрихпунктирная с двумя точками (3) — JEFF-3.3 [38]; красная сплошная (4) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim \langle 13\text{--}14 \rangle$ МэВ; красная пунктирная (5) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 13,0$ МэВ; красная штриховая (6) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 13,5$ МэВ; красная штрихпунктирная с двумя точками (7) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 14,0$ МэВ

$^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ с увеличением энергии мгновенных нейтронов деления ε . СМНД из библиотек ENDF/B-VIII.0 [36, 37] и JEFF-3.3 [36] не воспроизводят экспериментальную зависимость отношения СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 13\text{--}14$ (13,5) МэВ [26]. В случае библиотеки JEFF-3.3 [38] для диапазона $\varepsilon \lesssim 1$ МэВ это связано с крайне завышенной оценкой вклада предделительных нейтронов $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$ с энергией $\varepsilon \sim 0,1\text{--}1$ МэВ. Отношение СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ настоящей работы при $E_n \sim 13\text{--}14$ МэВ (см. рис. 19), $E_n \sim 14\text{--}15$ (14,5) МэВ и $E_n \sim 19\text{--}20$ (19,5) МэВ (рис. 20) мало отличается от измеренных отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ [7, 26].

На рис. 20 показаны отношения СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 19\text{--}20$ (19,5) МэВ. Очевидно, что в отношениях СМНД для $E_n \sim 19,5\text{--}20,5$ МэВ, которые также можно считать отношением усредненных СМНД $S(\varepsilon, 19\text{--}20) \approx 0,333(S(\varepsilon, 19) + S(\varepsilon, 19,5) + S(\varepsilon, 20))$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$, структуры в отношениях СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ для монохроматических пучков налетающих нейтронов с $E_n \sim 19$, $\sim 19,5$ и ~ 20 МэВ в $S(\varepsilon, 19\text{--}20)$ проявляются еще менее заметно, чем при $E_n \sim 14\text{--}15$ (14,5) МэВ. Они компенсируют друг друга, однако тенденция роста отношения СМНД с увеличением ε по-

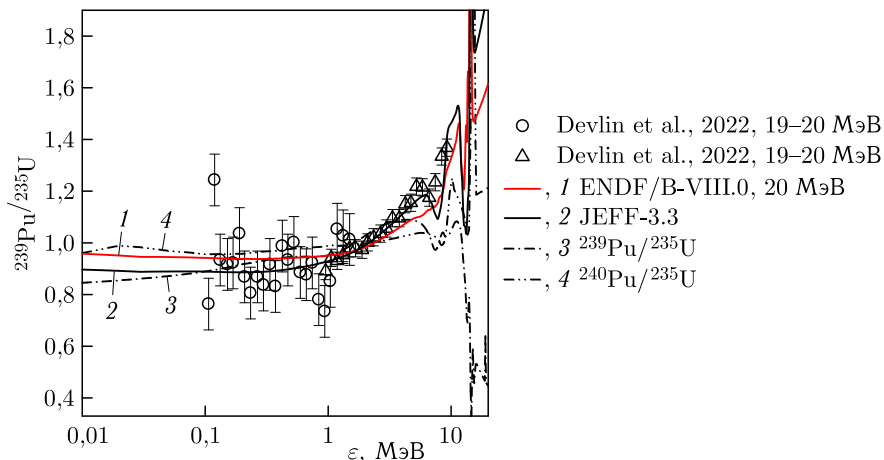


Рис. 20 (цветной в электронной версии). Отношение спектров мгновенных нейтронов деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ нейтронами с $E_n \sim 19\text{--}20$ (19,5) МэВ: \circ — [26]; Δ — [26]; красная сплошная кривая (1) — $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 19\text{--}20$ МэВ [27]; черная сплошная (2) — $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $E_n \sim 19\text{--}20$ (19,5) МэВ; черная штрихпунктирная (3) — ENDF/B-VIII.0 [36, 37], $E_n \sim 20$ МэВ; черная штрихпунктирная с двумя точками (4) — JEFF-3.3 [38], $E_n \sim 20$ МэВ

прежнему сохраняется. СМНД из библиотек ENDF/B-VIII.0 [36] и JEFF-3.3 [38] не воспроизводят экспериментальную зависимость отношения СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 20$ МэВ. В частности, в случае ENDF/B-VIII.0 [36, 37] для $\epsilon \gtrsim 3$ МэВ это связано с завышенной оценкой СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ в диапазоне энергий МНД $\epsilon \geq E_{nff1}$. Расчетные отношения СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 13\text{--}14$ МэВ (см. рис. 19), $E_n \sim 14\text{--}15$ и $\sim 19\text{--}20$ МэВ (см. рис. 20) мало отличаются от измеренных отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ [7, 26].

Таким образом, измерения отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ позволяют существенно повысить надежность дифференциальных СМНД ввиду подавления целого ряда систематических погрешностей [25]. Однако широкие интервалы энергий налетающих нейтронов $\delta E_n \sim 1$ МэВ приводят к усреднению структур, которые очень резко проявились бы при измерениях отношений дифференциальных СМНД на квазимонохроматических пучках. Эти структуры могли бы быть выявлены и в измерениях типа [7, 25] при повышении временного разрешения и достижении $\delta E_n \sim 0,25$ МэВ.

Наблюдаемые дифференциальные СМНД и их парциальные составляющие $\tilde{S}_{A+1}(\epsilon, E_n)$, $\tilde{S}_A(\epsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{A-1}(\epsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{A-2}(\epsilon, E_n)$ для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ и наблюдаемые спек-

тры для $E_n \sim 13-14$ и $\sim 14-15$ МэВ [4-7, 9] детально рассмотрены в работах [27-29, 34, 64-67]. Корреляция формы СМНД и вклада реакций (n, xnf) в наблюдаемое сечение реакции деления (n, F) позволила получить парциальные составляющие $^{239,240}\text{Pu}(n, xnf)$ ($^{235,238}\text{U}(n, xnf)$) наблюдаемых СМНД для реакции $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ ($^{235,238}\text{U}(n, F)$) соответственно. Вклады шансов реакции деления (n, xnf) в СМНД, например для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{238}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{237}(\varepsilon, E_n)$ определяются спектрами предделительных нейтронов, вкладами шансов в наблюдаемое сечение реакции деления, энергией возбуждения E_{nx} ядер $^{240-x}\text{Pu}$, образующихся после эмиссии x предделительных нейтронов $(n, xnf)^{1, \dots, x}$, а также полной кинетической энергией ТКЕ осколков E_F^{pre} . Измерения СМНД [4, 5] подтверждают относительно низкий вклад эксклюзивных спектров нейтронов реакций $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)^1$ и $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)^2$ в СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n \sim 14$ МэВ, предсказанный для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ в [20, 21]. Вклад деления первого шанса $^{239}\text{Pu}(n, f)$ для СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n \sim 14$ МэВ выше вкладов второго и третьего шансов деления в СМНД. Нейтроны реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ формируют широкий пик в наблюдаемом СМНД. Вклад второго шанса $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ в диапазоне $\varepsilon \gtrsim 9$ МэВ быстро падает, и наблюдаемый СМНД при $\varepsilon \gtrsim E_{nnf1}$ определяется нейтронами, испускаемыми осколками деления ядер ^{240}Pu . Вклад реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$ $\tilde{S}_{238}(\varepsilon, E_n)$ намного меньше вкладов реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$ $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$ и реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$. Ступенька вблизи $\varepsilon \sim 3$ МэВ в наблюдаемом СМНД обусловлена эксклюзивным спектром нейтронов реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)^1$, но на фоне широкого пика, обусловленного нейтронами реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$, она малозаметна в отличие от экспериментально зарегистрированных в наблюдаемом СМНД [48-50] нейтронов реакций $^{238}\text{U}(n, 2nf)^1$ и $^{232}\text{Th}(n, 2nf)^1$ [30, 55, 64-67].

Парциальные составляющие $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n)$ для реакций $^{240}\text{Pu}(n, f)$, $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)$ при $E_n \sim 13-14$ МэВ детально рассмотрены в работе [34], там же приведены задолго до публикации [8] форматированные СМНД для $^{240}\text{Pu}(n, F)$. Расчетные СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ согласуются с измеренными СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ [8] для диапазона регистрации нейтронов $\varepsilon \sim 0,8-10$ МэВ. В работе [32] дифференциальные СМНД показаны для $\varepsilon \sim 1-10$ МэВ, а средние энергии $\langle E \rangle$ приведены для $\varepsilon \sim 0,89-10$ МэВ, поэтому на рис. 3 показаны расчетные $\langle E \rangle$ СМНД для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ для интервала регистрации нейтронов $\varepsilon \sim 1-10$ МэВ, как в работе [29]. Средняя энергия $\langle E \rangle$ весьма чувствительна к вариации нижнего порога регистрации МНД, в [8, 26] $\langle E \rangle$ СМНД на ~ 100 кэВ ниже, чем средние энергии $\langle E \rangle$ СМНД, приведенные, предположительно, для $\varepsilon \sim 0,89-10$ МэВ [32], а провал в $\langle E \rangle$ вблизи порога реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ в [8] заметнее, чем в данных [32] (см. рис. 3).

Вклад реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ в СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ выше, чем вклад $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$, а вклад реакции $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)$ в СМНД намного ниже, чем вклад $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$ [34]. В результате такой компенсации наблюдаемые спектры $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ существенно отличаются друг от друга только в интервалах энергий СМНД $\varepsilon \lesssim 1$ МэВ и $\varepsilon \gtrsim E_{nnf1}$ [34].

4. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ НЕЙТРОНОВ $\nu_p(E_n)$

Относительный вклад постделительных нейтронов в СМНД (уравнение (2)) определяется постделительными компонентами средней множественности нейтронов $\nu_p(E_n)$ (уравнение (5)) и вкладом предделительных нейтронов, спектр которых определяется одновременно с сечением деления с использованием формализма Хаузера–Фешбаха при сохранении спина и четности при распаде возбужденных состояний. Для определения $\nu_p(E_n)$ реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ использовались данные измерений [68, 69], для $\nu_p(E_n)$ $^{235}\text{U}(n, F)$ — [71–75], для $\nu_p(E_n)$ $^{240}\text{Pu}(n, F)$ — [70, 76, 77]. Парциальные множественности нейтронов $\nu_{px}(E_{nx})$, испускаемых осколками деления ядер $(A + 1 - x)$, определяют относительные вклады в СМНД предделительных спектров $d\sigma_{nxf}^k/d\varepsilon$ и нейтронов, испускаемых из осколков, $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ в $\tilde{S}_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$. Для вычисления $\nu_p(E_n)$ для энергий нейтронов E_n , превышающих порог эмиссионного деления, использованы данные для соответствующих ядер $^{236-x}\text{U}$ и $^{240(241)-x}\text{Pu}$ при низких энергиях $E_n \lesssim E_{nnf}$. В случае реакций $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ парциальные вклады предделительных нейтронов не меняют монотонной зависимости $\nu_p(E_n)$ в диапазоне $E_n \gtrsim E_{nnf}$, выше порога эмиссионного деления, как в случае реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$, где соответствующая нерегулярность вполне воспроизводится в аналогичном подходе [55]. Вклады $\nu_{\text{pre}}(E_n)$ и $\nu_{\text{post}}(E_n)$ для $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ в наблюдаемые $\nu_p(E_n)$ отличаются друг от друга, главным образом, ввиду различий $\beta_x(E_n) = \sigma_{n,xf}/\sigma_{n,F}$. Такое выделение различных компонент средней множественности нейтронов обеспечивает описание формы СМНД для рассматриваемых ядер в диапазоне $E_{\text{th}} < E_n < 20$ МэВ.

5. СРЕДНИЕ ПОЛНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ТКЕ

Полная кинетическая энергия ТКЕ осколков E_f^{pre} и продуктов деления E_f^{post} уменьшается с ростом энергии налетающих нейтронов E_n , однако вблизи порогов реакций (n, xnf) имеют место локальные максимумы, такие особенности наблюдались в реакциях $^{235}\text{U}(n, F)$ [51, 52], $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [53, 54] и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ [78, 79]. Локальные максимумы кинетической энергии осколков деления ТКЕ до эмиссии мгновенных

нейтронов деления E_f^{pre} и после эмиссии E_f^{post} впервые наблюдались в реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ в [80] и впоследствии в [81] вблизи порогов реакций $^{238}\text{U}(n, nf)$ и $^{238}\text{U}(n, 2nf)$. Вариации ТКЕ вблизи порогов реакций (n, xnf) связаны с уменьшением энергии возбуждения делящихся ядер после эмиссии предделительных нейтронов, что проявляется также в массовых распределениях осколков. Воспроизвести наблюдаемые величины E_f^{pre} для фрагментов в реакциях $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235,238}\text{U}(n, F)$ [77–87] можно в предположении линейной зависимости $E_{f1}^{\text{pre}}(E_n)$, т.е. ТКЕ для деления первого шанса $^{239,240}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235,238}\text{U}(n, f)$. Для легких ядер наблюдается обратная тенденция: для реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$ рост ТКЕ при $E_n < E_{nnf}$ приводит к появлению локального минимума в ТКЕ [64–67], обнаруженного в [87, 88] при $E_n > E_{nnf}$. Можно предположить, что для делящихся ядер $^{236-x}\text{U}$, $^{240-x}\text{Pu}$ и $^{241-x}\text{Pu}$ в рассматриваемом диапазоне энергий возбуждения подобные эффекты не проявятся. Замедление уменьшения ТКЕ и локальные максимумы в наблюдаемой кинетической энергии осколков деления ТКЕ при $E_n > E_{nnf}$ до и после эмиссии мгновенных нейтронов деления вблизи порогов реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$ воспроизводятся с помощью уравнений (2)–(5). Учет уменьшения масс делящихся ядер вследствие эмиссии предделительных нейтронов ν_{pre} в уравнении (4) существенно сказывается на энергетической зависимости полной кинетической энергии продуктов деления E_F^{post} для нейтронов с энергией $E_n > E_{nnf}$.

Оценка ТКЕ для $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ ($^{235,238}\text{U}(n, F)$) [27–29, 34] жестко коррелирует с вариацией средней энергии $\langle E(E_n) \rangle$ СМНД. Вклад реакции (n, nf) в $\sigma_{n,F}$ $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ больше, чем вклад $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ в сечение реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$, поэтому рост ТКЕ вблизи порогов реакций $^{235}\text{U}(n, nf)$ и $^{235}\text{U}(n, 2nf)$, а также $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)$ проявляется сильнее. Корреляция ТКЕ осколков E_f^{pre} и продуктов деления E_f^{post} для реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$ проявляется как провал в области энергий E_n , в которой имеет место провал в средних энергиях $\langle E(E_n) \rangle$ [64, 65, 67]. Воспроизвести наблюдаемые величины E_F^{pre} для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ также можно в предположении линейной зависимости $E_{f0}^{\text{pre}}(E_n)$, т.е. ТКЕ для осколков деления первого шанса (n, f) . Корреляция локальных вариаций в ТКЕ и в $\langle E \rangle$ СМНД проявляется для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ более отчетливо, чем в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. На рис. 21 представлены в сравнении ТКЕ осколков E_f^{pre} и продукты деления E_f^{post} для $^{240}\text{Pu}(n, F)$. Очевидна корреляция ТКЕ и $\langle E(E_n) \rangle$ СМНД в диапазонах $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$ и $\sim 0,0\text{--}20$ МэВ, провал в $\langle E(E_n) \rangle$ вблизи порога реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ в этом случае увеличивается вдвое по сравнению с $\langle E(E_n) \rangle$ при регистрации нейтронов в диапазоне $\varepsilon \sim 0,8\text{--}10$ МэВ. Смещение верхнего порога регистрации $\varepsilon \sim 0,0\text{--}20$ МэВ приводит к нелинейному увеличению $\langle E(E_n) \rangle$ для $E_n \gtrsim 14$ МэВ.

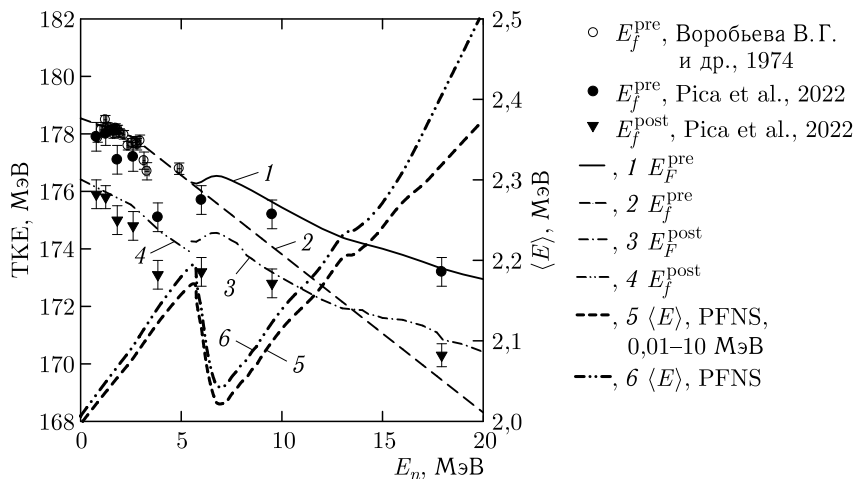


Рис. 21. ТКЕ осколков и продуктов деления реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ (шкала слева); E_F^{pre} : сплошная линия (1) — (n, F) ; штриховая с длинными штрихами (2) — (n, f) ; ● — [78]; ○ — [79]; E_F^{post} : ▼ — [78]; штрихпунктирная (3) — (n, F) ; тонкая штрихпунктирная с двумя точками (4) — (n, f) ; штриховая с короткими штрихами (5) — средняя энергия $\langle E \rangle$ СМНД (шкала справа), $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$ МэВ; толстая штрихпунктирная с двумя точками (6) — средняя энергия $\langle E \rangle$ СМНД (шкала справа), $\varepsilon \sim 0,0\text{--}20$ МэВ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлена корреляция между формой СМНД при регистрации нейтронов в диапазоне $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$ МэВ в интервале энергий $E_{\text{th}} \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ и вкладами эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ и предделительными эксклюзивными нейтронными спектрами $(n, xnf)^{1,\dots,x}$. Выделены парциальные компоненты наблюдаемых СМНД, обусловленные реакциями (n, f) и (n, xnf) . Спектры предделительных нейтронов оказались довольно мягкими по сравнению со спектрами нейтронов, испускаемых возбужденными осколками деления. Это приводит к тому, что средняя энергия СМНД уменьшается вблизи порогов реакций (n, xnf) . Амплитуда вариаций $\langle E(E_n) \rangle$ СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ намного ниже, чем в случае реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$. Это обстоятельство связано с минимальными вкладами эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$.

Анализ спектров мгновенных нейтронов деления $^{240}\text{Pu}(n, F)$ при регистрации нейтронов в диапазоне $\varepsilon \sim 0,8\text{--}10$ МэВ позволил выделить корреляции наблюдаемых в СМНД структур с предделительными нейтронами $(n, xnf)^{1,\dots,x}$. Амплитуда вариаций $\langle E \rangle$ для $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$ МэВ в случае реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ выше, чем в реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. В мо-

дели эмиссии нейтронов при делении ядер [27–29] могут быть установлены корреляции формы СМНД с углом эмиссии нейтрона реакции $^{240}\text{Pu}(n, xnf)^1$. Угловая анизотропия эксклюзивных спектров предделительных нейтронов существенно влияет на формы СМНД и их средние энергии $\langle E \rangle$. Расчетное отношение средних энергий $\langle E \rangle$ для эмиссии предделительных нейтронов «вперед» и «назад» резко растет с увеличением средних энергий эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, xnf)^{1,\dots,x}$. Эти эффекты обусловлены вкладами эмиссионного деления (n, xnf) в реакциях $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$. Предварительные расчеты показывают, что наибольшая анизотропия СМНД имеет место в реакции $^{241}\text{Pu}(n, F)$.

Методы анализа СМНД, использованные в библиотеках [35–38], не позволяют воспроизвести должным образом ни дифференциальные СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$, ни измеренные отношения $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{235}\text{U}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ [7, 26]. Методы анализа [89, 90], использованные для модернизации библиотек [36, 37], также пока не позволяют, как показано в работах [27–30, 91–95], воспроизвести должным образом не только в пределах экспериментальных погрешностей, но и с учетом корреляций формы СМНД для разных энергий нейтронов E_n , дифференциальные СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ либо их отношения. Это обусловлено тем, что в работах [35–38] не выделены явно парциальные вклады эмиссионного деления в наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления, сечения деления и сопутствующие функционалы, а часть из них, например эксклюзивные спектры предделительных нейтронов, никогда явно не демонстрировались.

Корректная оценка предделительных нейтронных спектров $(n, xnf)^{1,\dots,x}$, эксклюзивных нейтронных спектров реакций $(n, xn)^{1,\dots,x}$, парциальных вкладов эмиссионного деления в сечение деления, СМНД и ТКЕ для осколков и продуктов деления, моделирование спектров нейтронов из осколков деления позволяет предсказать СМНД $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ и выделить вклады реакций $^{239,240}\text{Pu}(n, xnf)$ и $^{235}\text{U}(n, xnf)$ в СМНД для любых энергий возбуждения в интервале энергий $E_{\text{th}} \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ. Показано, что отношения СМНД для $^{239,240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$, измеренные для сравнительно широких интервалов энергий налетающих нейтронов, содержат скрытые структуры, обусловленные влиянием предделительных нейтронов на СМНД для $E_{nf} \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ. На этой основе могут быть подготовлены файлы оцененных ядерных данных для широкого круга ядер, примеры для взаимодействий $^{233}\text{U} + n$ и $^{241,243}\text{Am} + n$ приведены в [96–98], методы оценки СМНД $^{233}\text{U}(n, F)$ — в [99, 100].

Основным методом тестирования СМНД для N -четных и N -нечетных ядер урана и плутония являются расчеты коэффициентов разномножения нейтронов $k_{\text{эф}}$ в критических системах с различными

типами и конфигурациями ядерного топлива [14, 19, 31, 101]. Однако отклонение расчетных величин от экспериментальных порядка ~ 100 рст и менее достигалось путем произвольной вариации различных функционалов, сечений, множественностей нейтронов и угловых распределений, которые в каждой из библиотек [35–38] уникальны, но взаимопротиворечивы [10]. Известны проекты [25, 89, 90], в которых оценка СМНД основана на ковариационном анализе экспериментальных данных [4–9], которые не могут считаться адекватными совокупности измеренных данных ни по шагу энергий налетающих нейтронов, ни по диапазону энергий регистрируемых мгновенных нейтронов деления. Представленный в данной работе подход вкупе с работами [12–14, 20–22, 27–30, 34, 43, 59–62, 64–67, 91–100] является альтернативой таким проектам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Замятнин Ю. С., Сафина И. Н., Гутникова Е. К.* Спектры нейтронов, образующихся при прохождении нейтронов с энергией 14 МэВ через слои делящихся веществ // АЭ. 1958. Т. 4. С. 337; http://elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya_t4-4_1958/p337/.
2. *Васильев Ю. А., Замятнин Ю. С., Ильин Ю. И., Сиротинин Е. И., Торопов П. В., Фомушкин Э. Ф.* Измерения спектров и среднего числа мгновенных нейтронов, испущенных при делении ^{235}U и ^{238}U под действием нейтронов с энергией 14,3 МэВ // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 671; http://jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_011_03_0483.pdf.
3. *Смиренкин Г. Н., Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М. и др.* Измерение энергетических спектров нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление ядер ^{238}U // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 1934.
4. *Marini P., Taieb J., Laurent B. et al.* Prompt-Fission-Neutron Spectra in the $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Reaction // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. P. 044614.
5. *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.
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. *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.
8. *Kelly K. et al.* Measurement of the Prompt Fission Neutron Spectrum from 800 keV to 10 MeV for $^{240}\text{Pu}(sf)$ and for the $^{240}\text{Pu}(n, f)$ Reaction Induced by Neutrons of Energy from 1–20 MeV // Phys. Rev. C. 2024. V. 109. P. 064611.
9. *Mauss B. et al.* Prompt Fission Neutron Spectra in the $^{235}\text{U}(n, f)$ Reaction // Nucl. Data Week(s). 2022; JEFDOC-2200. NEA. 2022; Proc. Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Technology, Sacramento, USA, July 24–29, 2022; Eur. Phys. J. Web Conf. 2023. V. 284. P. 01006.

10. International Co-operation in Nuclear Data Evaluation. An Extended Summary of the Collaborative International Evaluated Library Organisation (CIELO) Pilot Project. OECD 2019. NEA. 2019. No. 7498.
11. *Capote R., Maslov V., Bauge E., Ohsawa T., Vorobyev A., Chadwick M.B., Oberstedt S.* Summary Report, Consultants Meeting on Actinide Prompt Fission Neutron Spectra of Major Actinides, Nov. 24–27, 2008; INDC(NDS)-541. Vienna: IAEA, 2009; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0541.pdf>.
12. *Маслов В.М., Тетерева Н.А., Проняев В.Г. и др.* Спектр мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U}(n, F)$ // АЭ. 2010. Т. 108. С. 352.
13. *Maslov V. M. et al.* $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{233}\text{U}(n, F)$ and $^{239}\text{Pu}(n, F)$ Prompt Fission Neutron Spectra // Proc. Intern. Conf. Nucl. Cross Sections and Technology, Jeju Island, Korea, Apr. 26–30, 2010; J. Kor. Phys. Soc. 2011. V. 59. P. 1337.
14. *Маслов В.М., Мантуров Г.Н., Коцеев В.Н., Проняев В.Г., Тетерева Н.А.* Влияние спектров мгновенных нейтронов деления на коэффициент размножения // Тез. докл. 61-й Междунар. конф. «Ядро-2011» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Саров, Россия, 10–14 окт. 2011 г.; https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/44/118/44118032.pdf.
15. *Старостов Б.И., Нефедов В.Н., Бойцов А.А.* Спектры мгновенных нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf в интервале энергий 0,01–12 МэВ // Вопр. атом. науки и техники. Сер. «Ядер. константы». 1985. № 3. С. 16.
16. *Нефедов В.Н., Старостов Б.И., Бойцов А.А.* Прецизионные измерения спектров мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu в области энергий 0,04–5 МэВ // Нейтронная физика: Тр. 6-й Всесоюз. конф. по нейтрон. физике, Киев, 2–16 окт. 1983 г. Т. 2. С. 285.
17. *Старостов Б.И., Нефедов В.Н., Бойцов А.А.* Прецизионные измерения спектров мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf , $^{233}\text{U} + n_T$, $^{235}\text{U} + n_T$, $^{239}\text{Pu} + n_T$ в интервале энергий 2–11 МэВ // Там же. С. 290.
18. *Бойцов А.А., Семенов А.Ф., Старостов Б.И.* Относительные измерения спектров мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf , $^{233}\text{U} + n_T$, $^{235}\text{U} + n_T$, $^{239}\text{Pu} + n_T$ в интервале энергий 0,01–5 МэВ // Там же. С. 294.
19. *Kahler A. C., MacFarlane R. E., Mosteller R. D. et al.* ENDF/B-VII.1 Neutron Cross Section Data Testing with Critical Assembly Benchmarks and Reactor Experiments // Nucl. Data Sheets. 2011. V. 112. P. 2997; doi:10.1016/j.nds.2011.11.003.
20. *Маслов В.М.* Спектры мгновенных нейтронов деления ^{239}Pu // АЭ. 2007. Т. 103. С. 119.
21. *Маслов В.М.* Спектры мгновенных нейтронов деления U и Pu выше порога эмиссионного деления // Вопр. атом. науки и техники. Сер. «Физика ядер. реакторов». 2006. № 2. С. 33; http://vniief.ru/wps/wcm/connect/vniief/site/publishing/publications/nuclearreactor/y2006/y2-2006/vipusk2_2006.
22. *Maslov V. M., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Tetereva N.* Prompt Fission Neutron Spectra of ^{235}U above Emissive Fission Threshold // Nucl. Phys. A. 2005. V. 760. P. 274; <https://www-nds.iaea.org/minsact/data/92235f18.txt>.

23. Воробьев А. С., Щербаков О. А. Интегральные спектры мгновенных нейтронов деления ^{233}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. «Ядер. константы»*. 2016. № 2. С. 52.
24. Воробьев А. С., Щербаков О. А. Интегральный спектр мгновенных нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. «Ядер. константы»*. 2011–2012. № 1–2. С. 37–54.
25. Neudecker D., Devlin M., Haight R. C., Kelly K. J., Marini P., Carlson F. D., Taieb J., White M. C. Templates of Expected Measurement Uncertainties for Prompt Fission Neutron Spectra // *Eur. Phys. J. Nucl. Sci. Technol.* 2023. V. 9. P. 32; <https://doi.org/10.1051/epjn/2023013>.
26. Devlin M. et al. Experimental Prompt Fission Neutron Spectra for the $\text{U}(n, f)$, $\text{Pu}(n, f)$ and $\text{Pu}(sf)$ Reactions // *Proc. Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Technology, Sacramento, USA, July 24–29, 2022*; <https://indico.frib.msu.edu/event/52/contributions/616/attachments/491/2023/Devlin-ND2022.pdf>; *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2023. V. 284. P. 04007.
27. Маслов В. М. Спектры мгновенных нейтронов деления в реакциях $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ // *ЯФ*. 2023. Т. 86. С. 562; <https://sciencejournals.ru/view-article/?j=yadfiz&y=2023&v=86&n=5&a=YadFiz2305031Maslov>.
28. 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/Pepan_letters/panl_2023_6/03_Maslov_r.pdf.
29. 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/Pepan_letters/panl_2023_4/03_Maslov_r.pdf.
30. 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>.
31. Walton N. A. W., Neudecker D., Vander Wiel S. A., Grosskopf M. J., Kelly K. J. Machine Learning-Assisted Identification of Potential Sources of Bias in Measurements of Prompt-Fission Neutron Spectra // *Comput. Phys. Commun.* 2025. V. 315. P. 109698; <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2025.109698>; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465525002000>.
32. Kelly K. J. et al. Updates and Results from Recent LANL PFNS and Neutron Scattering Measurements // *Nucl. Data Week(s). 2022 (CSEWG-USNDP-NDAG)*, Oct. 31 – Nov. 11, 2022; <https://indico.bnl.gov/event/15497/contributions/69818/>.
33. Kelly K. J. et al. LANSCE CoGNAC and Chi-Nu Experimental Updates // *Nucl. Data Week(s). 2023 (CSEWG-USNDP-NDAG)*. LA-UR-23-33042. 2023; <https://indico.bnl.gov/event/18701/contributions/82692/>.
34. Maslov V. M. Prompt Fission Neutron Spectra of ^{240}Pu // *30th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, JINR, Dubna, Apr. 14–18, 2024*; <http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-30/abstracts/Maslov2.pdf>; http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-30/presentations/68_Maslov.zip.
35. Shibata K., Iwamoto O., Nakagawa T., Iwamoto N., Ichihara A., Kunieda S., Chiba S., Furutaka K., Otuka N., Ohsawa T., Murata T., Matsuno-

- bu H., Zukeran A., Kamada K., Katakura Y.* JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2011. V. 48. P. 1; <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/18811248.2011.9711675>.
36. *Brown D. A., Chadwick M. B., Capote R. et al.* The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-Project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data // *Nucl. Data Sheets.* 2018. V. 148. P. 1.
37. *Chadwick M. et al.* ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data // *Nucl. Data Sheets.* 2011. V. 112. P. 2887.
38. OECD/NEA. JEFF-3.3 Evaluated Data Library. Neutron Data. Techn. Rep. 2018.
39. *Staples P. et al.* Prompt Fission Neutron Energy Spectra Induced by Fast Neutrons // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 591. P. 41.
40. *Gerasimenko B., Drapchinsky L., Kostochkin O., Kuzmina T., Skovorodkin N., Trenkin V.* Precision Measurements of Prompt Neutron Spectra in ^{240}Pu and ^{242}Pu Spontaneous Fission // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2002. V. 2. P. 362.
41. *Chatillon A., Belier G., Granier T. et al.* Measurement of Prompt Neutron Spectra from the $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Fission Reaction for Incident Neutron Energies from 1 to 200 MeV // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 89. P. 014611.
42. *Ethoignot T., Deulin M., Duarte H., Granier T., Haight R. C., Morillon B., Nelson R. O., O'Donnell J. M., Rochman D.* Neutron Multiplicity in the Fission of ^{238}U and ^{235}U with Neutrons up to 200 MeV // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 052701; <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.94.052701>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/13964.003>.
43. *Корнилов Н. В., Кагаленко А. Б., Хамбш Ф.-Й.* Расчет спектров мгновенных нейтронов деления на основе новой систематики экспериментальных данных // *ЯФ.* 1999. Т. 62. С. 209; <https://inis.iaea.org/search/searchsinglerecord.aspx?recordsFor=SingleRecord&RN=31015802>.
44. *Bertin A., Bois R., Frehaut J.* Measurement of the Fission Neutron Energy Spectra for the Fast Neutron-Induced Fission of U-235 and U-238 // *Тр. 2-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1973.* Т. 5. С. 349.
45. *Sugimoto M., Smith A. B., Guenther P.* Ratio of the Prompt Fission Neutron Spectra of ^{239}Pu to That of ^{235}U // *Nucl. Sci. Engin.* 1987. V. 97. P. 235.
46. *Lestone J. P., Shores E. F.* Uranium and Plutonium Average Prompt-Fission Neutron Energy Spectra (PFNS) from the Analysis of NTS NUEx Data // *Nucl. Data Sheets.* 2014. V. 119. P. 213.
47. *Сухих С. Е., Ловчикова Г. Н., Виноградов В. А. и др.* Анализ спектра мгновенных нейтронов деления ядер плутония-239 // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. «Ядер. константы».* 1989. № 3. С. 106; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0306/>.
48. *Бойков Г. С., Кудяев Г. А., Дмитриев В. Д. и др.* Спектры нейтронов при делении ^{235}U нейтронами с энергией 2,9 и 14,7 МэВ // *АЭ.* 1990. Т. 69. С. 23.
49. *Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А., Свириг М. И., Смиренин Г. Н.* Спектр нейтронов деления ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U нейтронами с энергией 2,9 МэВ и 14,7 МэВ (ниже и выше порога эмиссионного

- деления) // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 628; https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:23069177; <https://www.nds.iaea.org/EXFOR/41110.001>.
50. Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свирич М. И., Виноградов В. А., Поляков А. В. Спектры и средние энергии мгновенных нейтронов деления ^{238}U при энергии первичных нейтронов $E < 20$ МэВ // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1270; <https://link.springer.com/article/10.1134/1.1777281>; <https://www.nds.iaea.org/EXFOR/41447.003>.
 51. Duke D. L. et al. Fission-Fragment Total Kinetic Energy and Mass Yields for Neutron-Induced Fission of ^{235}U and ^{238}U with $E_n = 200$ keV – 30 MeV // Proc. Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Technology, Belgium, Sept. 11–16, 2016. 2017; Eur. Phys. J. Web Conf. 2017. V. 146. P. 04042.
 52. Yanez R. et al. Total Kinetic Energy Release in the Fast Neutron-Induced Fission of ^{235}U // Nucl. Phys. A. 2018. V. 970. P. 65.
 53. Meierbachtol K. et al. Total Kinetic Energy Release in $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Post-Neutron Emission from 0.5 to 50 MeV Incident Neutron Energy // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 034611.
 54. Chemey A. et al. Total Kinetic Energy and Mass Yields from the Fast Neutron-Induced Fission of ^{239}Pu // Eur. Phys. J. A. 2020. V. 56. P. 297.
 55. Maslov V. M., Porodzinskiy Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Tetereva N. A. Prompt Fission Neutron Spectra of $^{238}\text{U}(n, f)$ and $^{232}\text{Th}(n, f)$ above Emissive Fission Threshold // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034607.
 56. Madland D. Total Prompt Energy Release in the Neutron-Induced Fission of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu Neutron Spectra and Average Prompt Neutron Multiplicities // Nucl. Phys. A. 2006. V. 772. P. 113.
 57. Watt B. E. Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of ^{235}U // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 1037.
 58. Fission Neutron Spectra of Uranium-235. NEA. 2003. Intern. Evaluation Cooperation. V. 9. Paris: OECD Publ., 2003.
 59. Maslov V. M. ^{237}U Neutron-Induced Fission Cross Section // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 044607.
 60. Маслов В. М. Спектры мгновенных нейтронов деления ^{238}U // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 11.
 61. Maslov V. M. Pairing Effects in ^{232}Th Neutron-Induced Fission Cross Section // Nucl. Phys. A. 2004. V. 743. P. 236.
 62. Maslov V. M. Direct and Compound Interactions for the Neutron-Induced Fission Cross Section Determination // Workshop “Measurements and Models of Nuclear Reactions”, Paris, May 25–27, 2010; Eur. Phys. J. Web Conf. 2010. V. 8. P. 02002; https://epjwoc.epj.org/articles/epjconf/abs/2010/07/epjconf_efnudat2010_02002/epjconf_efnudat2010_02002.html.
 63. Fraisse B. et al. Complete Neutron-Multiplicity Distributions in Fast-Neutron-Induced Fission // Phys. Rev. C. 2023. V. 108. P. 014610.
 64. Маслов В. М. Анизотропия спектров мгновенных нейтронов деления $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ // ЭЧАЯ. 2025. Т. 56, вып. 1. С. 88; http://www1.jinr.ru/Peplan/pabl_2025_1/0C_Maslov_r.pdf.
 65. Maslov V. M. Angular Anisotropy of Secondary Neutron Spectra in $^{232}\text{Th} + n$ // Proc. 29th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei “Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold

- Neutrons, Related Topics”, Dubna, Russia, May 29–June 2, 2023. Dubna, 2023. P. 290; http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-29/pdf/Maslov_2r.pdf.
66. *Maslov V. M.* Anisotropy in Pre-Fission Neutron Spectra of $^{235}\text{U}(n, F)$ // Proc. 29th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei “Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics”, Dubna, Russia, May 29–June 2, 2023. Dubna, 2023. P. 278; http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-29/pdf/Maslov_1r.pdf; http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-29/presentations/Maslov_aniz.pdf.
 67. *Maslov V. M.* Angular Anisotropy of Secondary Neutron Spectra in $^{232}\text{Th} + n$ // Book of Abstr. 29th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei “Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics”, Dubna, Russia, May 29–June 2, 2023; <http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-29/abstracts/Maslov2.pdf>; http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-29/presentations/Maslov_aniz.pdf.
 68. *Gwin R., Spencer R., Ingle R.* Measurements of the Energy Dependence of Prompt Neutron Emission from ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu for $E_n = 0.0005$ to 10 MeV Relative to Emission from Spontaneous Fission of ^{252}Cf // Nucl. Sci. Engin. 1986. V. 94. P. 365.
 69. *Howe R.* Measurement of Fission Neutron Multiplicities for ^{232}Th and ^{235}U with Incident Neutron Energies to 49 MeV // Nucl. Sci. Engin. 1984. V. 86. P. 157.
 70. *Khokhlov Yu. A. et al.* Measurements Results of Average Neutron Multiplicity from Neutron Induced Fission of Actinides in 0.5–10 MeV Energy Range // Proc. Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Technology, Gatlinburg, TN, USA, 1994. V. 1. P. 272. ANS, 1994.
 71. *Frehaut J., Mosinski G., Soleilhac M.* Recent Results on Nu-Prompt Measurements between 1.5 and 15 MeV. <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/20490>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/21685>; 1980.
 72. *Wang B. et al.* Determining the Average Prompt-Fission-Neutron Multiplicity for $^{239}\text{Pu}(n, f)$ via $^{240}\text{Pu}(\alpha, \alpha'f)$ Surrogate Reaction // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. P. 064609.
 73. *Marini P. et al.* Energy Dependence of Prompt Fissions Neutron Multiplicity in the $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Reaction // Phys. Lett. B. 2022. V. 835. P. 137513.
 74. *Frehaut J., Bertin A., Bois R.* Measurement of Prompt Nu-Bar and Prompt E -Gamma in the Fission of ^{232}Th , ^{235}U , and ^{237}Np Induced by Neutrons in the Energy Range between 1 and 15 MeV // Proc. Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Technology, Antwerpen, 1982. P. 78.
 75. *Frehaut J., Soleilhac M., Mosinski G.* Recent Results in v_p Measurements between 1.5 and 15 MeV // 2-я Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1973. Т. 3. С. 155.
 76. *Frehaut J., Mosinski G., Soleilhac M.* Measurement of v_p , the Average Number of Prompt Neutrons Emitted in the Fission of ^{240}Pu and ^{241}Pu Induced by Neutrons in the Energy Range 1.5 to 15 MeV. CEA-R-4626. Commissariat a l’Energie Atomique, 1974.
 77. *Kuz’minov B. D.* Average Number of Prompt Neutrons in ^{240}Pu Fission by 3.6- and 15-MeV Neutrons // NEJTRONFIZ, M., 1961. P. 246.
 78. *Pica A., Chemey A. T., Loveland W.* Fast-Neutron-Induced Fission of ^{240}Pu and ^{242}Pu // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. P. 044603.

79. Воробьева В. Г., Дьяченко П. П., Кузьминов Б. Д., Сергачев А. И., Смиреникина Л. Д. Анализ зависимости ν от энергии нейтронов на основе энергетического баланса при делении ядер // АЭ. 1970. Т. 29. С. 130.
80. Zoller C. Investigation of Neutron-Induced Fission of ^{238}U in Energy Range from 1 MeV up to 500 MeV. Ph. D. Thesis. Techn. Hochschule. Darmstadt, 1995; <http://www-win.gsi.de/charms/data.htm>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/22799001>.
81. Duke D. et al. Fission Fragment Properties in $^{238}\text{U}(n, f)$ between 1 and 30 MeV // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 054604.
82. Акимов Н. И., Воробьева В. Г., Кабенин В. Н. Влияние энергии возбуждения на выходы и кинетические энергии осколков деления ^{239}Pu нейтронами // ЯФ. 1971. Т. 12. С. 484.
83. Сурин В. М., Сергачев А. И., Резчиков Н. И. Выходы и кинетические энергии осколков деления ^{233}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией 5,5 и 15 МэВ // Там же. Т. 14. С. 935.
84. Meadows J., Budtz-Jorgensen C. The Fission Fragment Angular Distributions and Total Kinetic Energies for $^{235}\text{U}(n, f)$ from 0.18 to 8.83 MeV // Proc. Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Technology, Antwerpen, 1982. P. 740.
85. Yanez R. et al. Excitation Energy Dependence of the Total Kinetic Energy Release in $^{235}\text{U}(n, f)$ // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. P. 051604.
86. Дьяченко П. П., Кузьминов Б. Д., Тараско М. З. Энергетические и массовые распределения осколков деления ^{235}U моноэнергетическими нейтронами с энергией от 0 до 15,5 МэВ // ЯФ. 1968. Т. 8. С. 286.
87. Goverdovsky A. A. et al. Kinetic Energies of Fragments in Neutron-Induced Nuclear Fission // Proc. Conf. Nucl. Data for Science and Technology, Mito, 1988. P. 695.
88. King J., Yanez R., Loveland W. et al. The Total Kinetic Energy Release in the Fast Neutron-Induced Fission of ^{232}Th // Eur. Phys. J. A. 2017. V. 53. P. 238.
89. Neudecker D., Kelly K., Marini P. Release of Evaluated $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Prompt Fission Neutron Spectra Including the CEA and Chi-Nu High-Precision Experimental Data. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03823245>.
90. Neudecker D. et al. Shedding Light on the ^{239}Pu Fission Source Term with New High-Precision Experiments and Advanced Fission Modeling // Front. Phys. 2023. V. 10. 1056324; doi:10.3389/fphy.2022.1056324; <https://www-nds.iaea.org/INDEN/>.
91. Maslov V. M. Total Kinetic Energies in $^{232}\text{Th}(n, F)$ and $^{238}\text{U}(n, F)$ // Book of Abstr. 27th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei "Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics", Dubna, Russia, May 10–19, 2019; <http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-27/abstracts/Maslov.pdf/>.
92. Maslov V. M. Prompt Fission Neutron Spectra of ^{235}U and ^{239}Pu // Book of Abstr. 28th Intern. Seminar on Interactions of Neutrons with Nuclei "Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics", Dubna, Russia, May 24–28, 2021. P. 113; <http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-28/annotations/Maslov.pdf>; <http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-28/presentations/28/Maslov.pdf>.
93. Maslov V. M. Prompt Fission Neutron Spectra of ^{235}U and ^{239}Pu // Book of Abstr. LXXII Intern. Conf. "Fundamental Problems and Applications" (Nucleus

- 2022), Moscow, July 11–16, 2022. P. 111; <https://events.sinp.msu.ru/event/8/attachments/181/875nucleus-2022-book-of-abstracts-www.pdf>.
94. *Maslov V. M.* Anisotropy in Pre-Fission and $(n, n'\gamma)$ Neutron Spectra of $^{238}\text{U} + n$ // Book of Abstr. LXXII Intern. Conf. “Fundamental Problems and Applications” (Nucleus 2022), Moscow, July 11–16, 2022. P. 168; <https://events.sinp.msu.ru/event/8/attachments/181/875nucleus-2022-book-of-abstracts-www.pdf>.
95. *Маслов В. М.* Мгновенные нейтроны и ТКЕ для $^{238,239,240,241,242}\text{Pu}(n, F)$ // Тез. докл. 73-й Междунар. конф. по ядерной физике “Ядро-2023: Фундаментальные вопросы и приложения”, ВНИИЭФ, Саров, Россия, 2023. С. 112; <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>
96. *Maslov V. M. et al.* Neutron Data Evaluation of ^{233}U . INDC (BLR)-18. Vienna: IAEA, 2003; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-blr-0018/>.
97. *Maslov V. M. et al.* Evaluated Neutron Reaction Data for ^{232}Th , U, Np, Pu, Am and Cm Isotopes. IAEA-NDS-164. Vienna: IAEA, 2003; <https://www-nds.iaea.org/minkact>.
98. *Maslov V. M. et al.* Neutron Data Evaluation of ^{243}Am . INDC (BLR)-22. Vienna: IAEA, 2024; <https://nds.iaea.org/publications/indc/indc-blr-0022/>.
99. *Маслов В. М.* Анизотропия спектров мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}(n, F)$ // Письма в ЭЧАЯ. 2024. Т. 21, № 5(256). С. 962; <https://www.pleiades.online/cgi-perl/search.pl?type=abstract&name=physpnlt&number=5&year=24&page=973>; *Maslov V. M.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2024. V. 21, No. 5. P. 973; http://www1.jinr.ru/Репан_letters/panl_2024_5/03_Maslov_r.pdf.
100. *Maslov V. M.* Prompt Fission Neutron Spectra of $^{233}\text{U}(n, F)$. arXiv.org/abs/2405.13167.
101. *Lewis A. M., Sobes V., Neudecker D., Gibson N., Fritsch W.* An Analytic Benchmark for Neutron Boltzmann Transport with Downscattering. Part IV: PFNS and ν^- Uncertainty Propagation // Nucl. Sci. Engin. 2025. P. 1–13; <https://doi.org/10.1080/00295639.2025.2489769>.