

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДА «РАЗРЫВНЫХ» НЕЙТРОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ^{252}Cf

*А. С. Воробьев**, *О. А. Щербаков*, *А. М. Гагарский*, *Г. А. Петров*, *Г. В. Вальский*

*ФГБУ Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

Поступила в редакцию 9 марта 2017 г.

Приводятся результаты измерений угловых и энергетических распределений «мгновенных» нейтронов при спонтанном делении ^{252}Cf . На основе сравнения измеренных распределений с модельными расчетами, выполненными в рамках модели эмиссии нейтронов полностью ускоренными осколками, сделана оценка выхода «разрывных» нейтронов. Показано, что наилучшего описания измеренных угловых и энергетических распределений нейтронов деления удастся добиться, если предположить, что в системе центра масс осколков деления нейтроны с большей (примерно на 6–8 %) вероятностью испускаются вдоль оси деления.

DOI: 10.7868/S0044451017100108

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день выполнено большое количество теоретических и экспериментальных работ, направленных на изучение механизма эмиссии нейтронов в делении ядер при низких энергиях возбуждения. Особое внимание при этом уделялось основным характеристикам процесса эмиссии «мгновенных» нейтронов деления (МНД), таким как спектр и множественность нейтронов, зависимость выхода нейтронов от характеристик осколков деления, угловые распределения нейтронов относительно направления разлета осколков и ряд других характеристик. Эти данные необходимы не только для верификации существующих теоретических представлений и разработки новых моделей, но также широко используются в расчетах при конструировании ядерных реакторов, при осуществлении контроля над нераспространением ядерных материалов, а также для развития методов неразрушающего контроля, применяемых на атомных электростанциях и заводах по переработке топлива.

Уже в результате первых экспериментальных исследований механизма эмиссии МНД [1, 2] было

установлено, что нейтроны испускаются преимущественно в направлении движения осколков, а предложенная гипотеза испарения нейтронов полностью ускоренными осколками [3] позволяет в целом описать наблюдаемые особенности [4]. При этом для детального описания угловых и энергетических распределений нейтронов деления приходится предполагать существование «разрывных» нейтронов, т. е. таких нейтронов, механизм испускания которых отличается от испарения нейтронов полностью ускоренными осколками (эмиссия нейтронов до или в момент разрыва делящегося ядра, или в процессе ускорения образовавшихся осколков деления) [5–8]. Так, для наиболее изученного случая спонтанного деления $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ оценки вклада разрывных нейтронов, полученные из анализа данных независимых экспериментов, находятся в диапазоне от 1 до 20 % от полного числа нейтронов на акт деления (рис. 1а) [5, 9–20].

Оценки выхода разрывных нейтронов [21–33], выполненные в рамках различных теоретических подходов, количественно согласуются с приведенными выше экспериментальными оценками. При этом существует достаточно сильная зависимость полученного выхода разрывных нейтронов от параметров, используемых при модельных расчетах, и, значит, окончательный вывод о правомерности того или иного механизма эмиссии таких нейтронов мо-

* E-mail: vorobyev_as@npfi.nrcki.ru

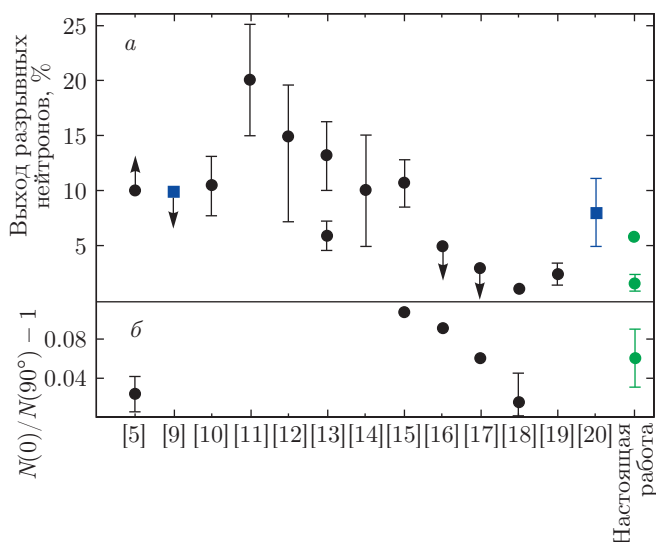


Рис. 1. Результаты исследований механизма эмиссии МНД при спонтанном делении ^{252}Cf (литературные данные): *a* — выход разрывных нейтронов (точки — измерения корреляций осколок–нейтрон (●) и совпадений нейтрон–нейтрон (■); стрелки вниз — верхняя граница, вверх — нижняя граница); *b* — анизотропия углового распределения МНД в с.ц.м. осколков деления

жет быть сделан только при детальном сравнении теоретических предсказаний с достоверно наблюдаемыми в эксперименте зависимостями.

Как известно, мгновенные γ -кванты деления с большей вероятностью (около 10–15 %) испускаются вдоль направления движения осколков [34–37], что может свидетельствовать о наличии у осколков значительного углового момента (примерно $7\hbar$), ориентированного перпендикулярно направлению движения осколков [34, 38]. В этом случае подобный эффект может также иметь место при эмиссии МНД из осколков [30, 39–42], и, следовательно, возможная анизотропия углового распределения МНД в системе центра масс (с.ц.м.) осколков деления должна рассматриваться при анализе данных. Но, как видно из рис. 1б, информация о наличии анизотропии эмиссии МНД в с.ц.м. осколков деления, полученная при анализе измеренных угловых и энергетических распределений МНД, является даже более скудной, чем о выходе разрывных нейтронов.

Так как в эксперименте разрывные нейтроны не могут быть отделены от нейтронов, испущенных полностью ускоренными осколками, оценки выхода разрывных нейтронов и возможной анизотропии МНД в с.ц.м. осколков, представленные на рис. 1, были получены путем сравнения измеренных распределений МНД с модельными расчетами, выпол-

ненными в предположении, что все МНД испускаются полностью ускоренными осколками. Неопределенность использованных при модельных расчетах параметров, таких как спектр МНД, его зависимость от характеристик осколков и распределение осколков по массам и кинетическим энергиям, достаточно велика, чем, вероятно, и объясняется наблюдаемое различие в оценках. Чтобы исключить эту неопределенность, необходимо выполнить расчет распределений МНД, наблюдаемых в экспериментах, используя один и тот же набор параметров. Однако, практически, такой расчет не может быть выполнен, поскольку в упомянутых выше работах присутствуют только окончательные выводы без представления фактического экспериментального материала. На сегодняшний день в литературе имеются только два набора данных [5, 43], которые могут быть использованы при проведении независимой оценки. Поэтому для того, чтобы определить анизотропию углового распределения МНД в с.ц.м. осколков деления, а также прояснить вопрос о существовании и свойствах разрывных нейтронов в делении ядер, должны быть проведены дополнительные исследования с использованием разных методов, методик и с подробным анализом возможных ошибок и полученных результатов.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований механизма эмиссии МНД спонтанного деления ^{252}Cf . Особое внимание уделялось тому, чтобы не только свести к минимуму возможные систематические ошибки измерений, но и иметь возможность выполнить оценку систематической ошибки. Это обеспечивалось за счет использования симметричной геометрии эксперимента, включающей в себя восемь независимых идентичных детекторов осколков и два независимых детектора нейтронов с похожими свойствами. Процедура обработки экспериментальных данных была опробована в наших предыдущих работах и показала свою пригодность для целей данного исследования [44–46]. Чтобы исключить при анализе экспериментальных данных неопределенность модельных расчетов, выполненных в предположении, что все нейтроны испускаются полностью ускорившимися осколками, в настоящей работе использовался метод, свободный от каких-либо допущений о свойствах МНД [44, 45].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В настоящей работе приводятся результаты исследований угловых и энергетических распределений мгновенных нейтронов спонтанного деления

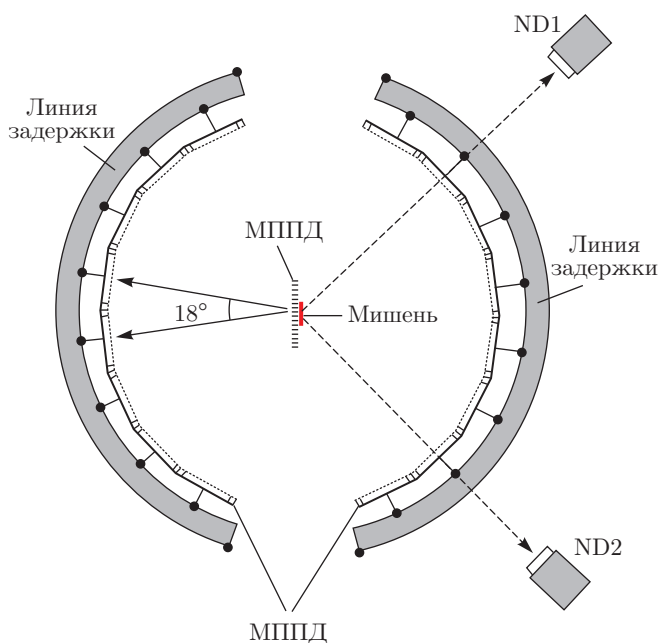


Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки: ND1 и ND2 — нейтронные детекторы; МППД — многопроволочный плоский пропорциональный детектор (стартовый в центре и 16 стоповых по окружности)

^{252}Cf , выполненных в ПИЯФ на установке, использовавшейся ранее при проведении аналогичных измерений для деления $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ тепловыми нейтронами. Измерения спектров МНД $^{252}\text{Cf}(sf)$ были выполнены одновременно для одиннадцати углов между направлением вылета нейтрона и направлением движения легкого осколка в диапазоне $0-180^\circ$ с шагом 18° с помощью экспериментальной установки [44–46], схема которой представлена на рис. 2.

Мгновенные нейтроны деления регистрировались с помощью двух нейтронных детекторов, ND1 и ND2 (кристаллов стильбена размером $50 \times 50 \text{ мм}^2$ и $40 \times 60 \text{ мм}^2$ в сочетании с ФЭУ Hamamatsu-R6091), которые располагались под углом 90° один относительно другого на расстоянии около 50 см от мишени (источника ^{252}Cf). Детекторы нейтронов помещались в защиту из свинца и полиэтилена, не показанную на рис. 2. Порог регистрации нейтронов составлял около 200 кэВ. Для разделения событий от нейтронов и от γ -квантов применялась двойная дискриминация (по форме импульса и по времени пролета). Полная временная неопределенность временной привязки сигналов с детекторов нейтронов, определяемая как полная ширина на половине высоты пика совпадений γ -квант–осколок, составляла 1.0–1.2 нс. Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтроном расстояния от мишени

^{252}Cf до детектора нейтронов. В качестве стартового сигнала использовался импульс, который вырабатывался с помощью многопроволочного плоского пропорционального детектора (МППД) низкого давления. Стартовый МППД располагался на расстоянии 7 мм от мишени параллельно ее плоскости и был смонтирован на держателе, установленном в центре камеры. Камера диаметром 350 мм была изготовлена из дюралюминия с толщиной стенки 2 мм.

Для регистрации осколков деления с выделением направления их движения применялись стоповые МППД, которые в виде двух дуг из восьми детекторов каждая располагались в реакционной камере по окружности на расстоянии 140 мм от центра камеры. Рабочее напряжение всех МППД при давлении рабочего газа (изобутан) около 5 мбар составляло примерно 500 В.

Важно отметить, что в данной работе использована схема эксперимента, которая при проведении измерений спектров нейтронов под разными углами к направлению разлета осколков обеспечивает идентичность условий, таких как величина и состав фона, эффективность нейтронных детекторов и перерассеяние нейтронов на деталях экспериментальной установки.

Угловые и энергетические распределения МНД в лабораторной системе координат (л.с.к.) были получены из измеренных времяпролетных спектров для одиннадцати выделенных углов относительно направления движения легкого осколка. При этом в измеренные распределения был введен ряд поправок, учитывающих особенности как экспериментальной установки, так и реализованного метода измерений:

- зависимость временной привязки от амплитуды сигналов как с детекторов осколков деления, так и в нейтронных каналах;
- разность времен пролета тяжелым и легким осколками расстояния от мишени до стартового детектора;
- различия в эффективности регистрации осколков деления для выделенных углов;
- наличие вклада в измеренное распределение МНД нейтронов из дополнительного (сопряженного) осколка;
- фон нейтронного детектора;
- ограниченные угловое и энергетическое разрешения экспериментальной установки;
- зависимость эффективности нейтронного детектора от энергии нейтрона, которая определялась как отношение интегрального спектра МНД, полученного суммированием по углу измеренных спектров

ров к стандартному спектру ^{252}Cf [47], умноженное на рекомендованное среднее полное число МНД, известное с высокой точностью, $\bar{\nu}_p = 3.7610 \pm 0.0051$;

— поправка на эффект суммирования по углу при нахождении интегрального спектра, обусловленная тем обстоятельством, что в эксперименте наблюдаемые величины имеют дискретные распределения;

— релятивистская поправка при определении энергии нейтрона.

Детальное описание эксперимента и процедуры введения поправок изложены в наших предыдущих публикациях [44, 46].

3. МОДЕЛЬ

В данной работе оценка выхода разрывных нейтронов проводится путем сравнения измеренных распределений МНД с модельными расчетами, выполненными в предположении, что все МНД испускаются полностью ускоренными осколками. В рамках данной модели знание спектра МНД в с.ц.м. осколка деления с известными массой и кинетической энергией полностью определяет спектр МНД в л.с.к. Соотношение между $n_l(E, \Omega)$ — числом нейтронов в единицу телесного угла с энергией E , испущенных под углом Ω относительно направления движения осколка, в л.с.к., и $n_c(\varepsilon, \theta)$ — числом нейтронов с энергией ε , испущенных под углом θ относительно направления движения осколка, в с.ц.м. осколка имеет вид

$$n_l(E, \Omega; m_f, \text{ТКЕ}) = \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}} [1 + A_2(\varepsilon)P_2(\cos \theta)] \times n_c(\varepsilon; m_f, \text{ТКЕ}), \quad (1)$$

$$\varepsilon = E_f + E - 2\sqrt{EE_f} \cos \Omega, \quad (2)$$

$$E_f = \text{ТКЕ} \left(\frac{1}{m_f} - \frac{1}{A} \right), \quad (3)$$

$$\sqrt{\varepsilon} \cos \theta = \sqrt{E} \cos \Omega - \sqrt{E_f}, \quad (4)$$

$$n_{c,\Omega}(\varepsilon; m_f, \text{ТКЕ}) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{E}} \frac{n_l(E, \Omega; m_f, \text{ТКЕ})}{1 + A_2(\varepsilon)P_2(\cos \theta)}, \quad (5)$$

$$n_l(E, \Omega) = \sum_{m_f} \int_0^\infty \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}} [1 + A_2(\varepsilon)P_2(\cos \theta)] \times n_c(\varepsilon; m_f, \text{ТКЕ}) d\text{ТКЕ}, \quad (6)$$

где $n_c(\varepsilon)$ — спектр МНД в с.ц.м. осколка деления (случай изотропного распределения), $P_2(\cos \theta)$ — полином Лежандра второй степени, $A_2(\varepsilon)$ — параметр анизотропии углового распределения МНД в с.ц.м. осколка деления, E_f — удельная энергия, приходящаяся на один нуклон для осколка массой m_f , A — масса делящегося ядра, ТКЕ — полная кинетическая энергия осколков деления.

Как видно из структуры выражений (1)–(4), спектры МНД в с.ц.м. осколка деления могут быть получены из спектров МНД, измеренных под разными углами относительно направления движения осколка (выражение (5)). В этом случае для каждого выделенного направления Ω будет получен свой спектр МНД в с.ц.м. осколка, $n_{c,\Omega}(\varepsilon)$, а проверка достоверности модели эмиссии МНД полностью ускоренными осколками будет сводиться к проверке идентичности спектров $n_{c,\Omega}(\varepsilon)$, в пределах достигнутой точности экспериментальных данных, для разных выделенных направлений. Другими словами, отклонение наблюдаемых угловых и энергетических распределений МНД в л.с.к. от аналогичных распределений, рассчитанных при помощи выражения (6) с использованием $n_{c,\Omega}(\varepsilon)$ в качестве спектра МНД в с.ц.м. осколка, будет характеризовать точность модели. Основное преимущество данного подхода заключается в том, что модельные распределения МНД, необходимые для сравнения с экспериментальными данными, могут быть определены без каких-либо предположений о характере распределения нейтронов между легким и тяжелым осколками, о форме спектра МНД в с.ц.м. осколка и об их зависимости от характеристик осколков деления.

Строго говоря, описанный выше способ проверки модели эмиссии МНД полностью ускоренными осколками предполагает, что угловые и энергетические распределения МНД измерены в зависимости от массы и кинетической энергии осколков. Точность полученных оценок числа разрывных нейтронов в этом случае ограничивается только экспериментально достигнутым разрешением по скоростям нейтронов и осколков деления. Тем не менее, как было показано в работах [4, 6, 7, 48], для построения модельных распределений МНД, таких как угловое распределение $n_l(E, \Omega)$ и интегральный спектр $N_l(E)$, может использоваться приближение двух осколков, которое предполагает, что в процессе деления МНД испускаются полностью ускоренными осколками с фиксированными массами и энергиями:

$$n_{l,K}(E, \Omega) = \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}} [1 + A_2(\varepsilon)P_2(\cos \theta)] n_{c,K}(\varepsilon), \quad (7)$$

$$\varepsilon = \bar{E}_{f,K} + E - 2\sqrt{E\bar{E}_{f,K}} \cos \Omega, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_{f,K} &= \left\langle \frac{\nu_K(m_f, \text{TKE})\text{TKE}}{\bar{\nu}_K} \left(\frac{1}{m_K} - \frac{1}{A} \right) \right\rangle \approx \\ &\approx F_K \overline{\text{TKE}} \left(\frac{1}{\bar{m}_K} - \frac{1}{A} \right), \quad (9) \end{aligned}$$

$$\sqrt{\varepsilon} \cos \theta = \sqrt{E} \cos \Omega - \sqrt{\bar{E}_{f,K}}, \quad (10)$$

$$n_i(E, \Omega) = n_{i,L}(E, \Omega) + n_{i,H}(E, \Omega), \quad (11)$$

$$N_i(E) = 2\pi \int_0^\pi n_i(E, \Omega) \sin \Omega d\Omega, \quad (12)$$

где $K = L$ или $K = H$ — индекс, указывающий на принадлежность соответственно к легкому или тяжелому осколку, $\bar{E}_{f,K}$ — средняя удельная энергия, приходящаяся на один нуклон для легкого ($K = L$) или тяжелого ($K = H$) осколка, F_K — коэффициент, учитывающий зависимость выхода МНД от характеристик осколка ($F_K = 0.94-0.97$) [49], $\bar{\nu}_K$ — среднее число нейтронов на акт деления для легкого или тяжелого осколка, $\nu_K(m_f, \text{TKE})$ — зависимость среднего числа испущенных нейтронов от характеристик осколков, $\overline{\text{TKE}}$ — средняя полная кинетическая энергия осколков деления, \bar{m}_K — средняя масса легкого или тяжелого осколка, $N_i(E)$ — интегральный спектр МНД в л.с.к.

В качестве примера на рис. 3 приведены оцененный интегральный спектр МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ [47, 50, 51], полученный в результате анализа имеющихся экспериментальных данных, и спектры МНД, рассчитанные по описанной выше схеме. Для того чтобы более наглядно показать имеющиеся различия, спектры МНД приведены в виде отношения к распределению Максвелла $M(T_M, E)$ ($T_M = 1.42$ МэВ):

$$\mu(E) = \frac{N_i(E)}{\bar{\nu}_p M(T_M, E)} = \frac{N_i(E) \sqrt{\pi T_M^3}}{2\bar{\nu}_p \sqrt{E} \exp(-E/T_M)}, \quad (13)$$

где $\bar{\nu}_p = \bar{\nu}_L + \bar{\nu}_H$ — среднее полное число МНД на акт деления ($\bar{\nu}_p = 3.7610 \pm 0.0051$ [52]).

Видно, что интегральные спектры, рассчитанные по описанной выше схеме с использованием всех возможных комбинаций осколков по массам и кинетическим энергиям (выражения (1)–(6), (12)) [17, 18] и в приближении двух осколков со средними параметрами (выражения (7)–(12)) [52], практически

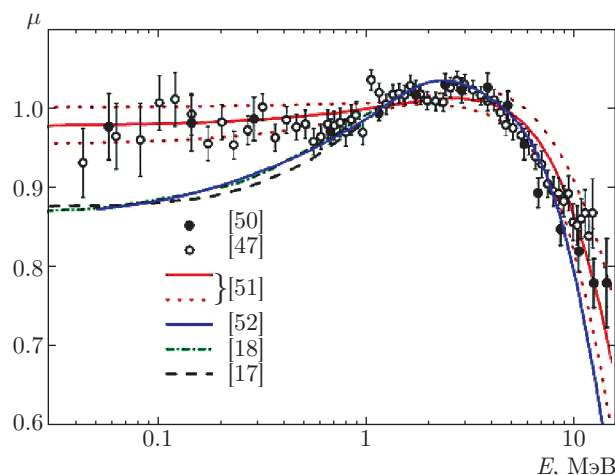


Рис. 3. (В цвете онлайн) Отношение интегрального спектра МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$, нормированного на среднее число МНД на акт деления, к распределению Максвелла ($T_M = 1.42$ МэВ): оценочные данные из работ [47, 50, 51] (для данных из [51] коридор ошибок ограничен красными пунктирными линиями) и расчеты, выполненные с использованием выражений (1)–(6), (12) для всех возможных комбинаций осколков по массам и кинетическим энергиям [17, 18] и в приближении двух осколков (легкого и тяжелого) со средними параметрами (выражения (7)–(12)) [52]

совпадают. Стоит отметить, что при расчетах по описанной выше схеме [17, 18, 52] очевидным образом достигается наилучшее, в рамках исследуемой модели, описание как парциальных, зависящих от характеристик осколков, так и интегральных распределений МНД, наблюдаемых в эксперименте.

В данной работе спектры МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в с.ц.м. легкого и тяжелого осколков деления были получены в приближении двух осколков при помощи выражений (7)–(10) с использованием спектров МНД, измеренных под небольшими углами относительно выделенного направления движения легкого ($\Omega < 40^\circ$) и тяжелого ($\Omega > 140^\circ$) осколков. При этом использовались только те из накопленных событий, для которых $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ (МНД испускаются в переднюю полусферу относительно направления движения осколка):

$$\sqrt{E} \cos \Omega \geq \sqrt{\bar{E}_{f,K}}. \quad (14)$$

На рис. 4 представлены угловое распределение МНД в л.с.к. и парциальные распределения для нейтронов, летящих по направлению движения осколка и в противоположном направлении. Можно видеть, что в измеренном спектре МНД всегда присутствует доля нейтронов из дополнительного осколка, а для углов, больших 50° , начинает преобладать доля нейт-

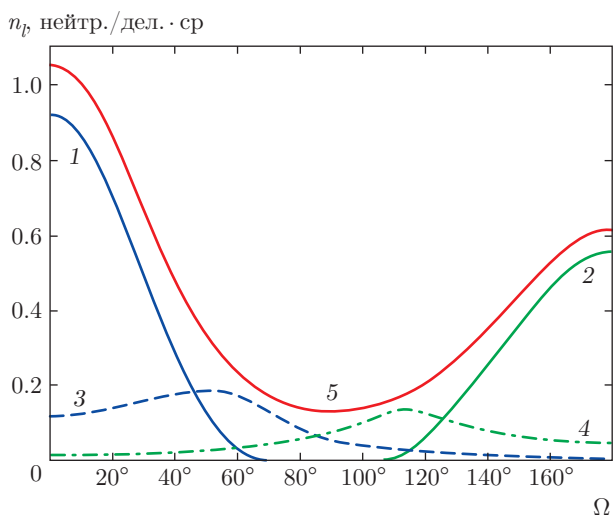


Рис. 4. Угловые распределения МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в л.с.к. относительно направления движения легкого осколка, которые испускаются в переднюю и заднюю полусферы относительно плоскости, перпендикулярной оси деления (кривые 1, 2 и 3, 4 — соответственно для легкого и тяжелого осколков), полученные в результате модельных расчетов для нулевого порога регистрации нейтронов. Суммарному распределению соответствует кривая 5

ронов, летящих в направлении, противоположном направлению движения осколков. Поэтому прежде чем использовать измеренные спектры МНД для определения спектров МНД в с.ц.м. осколка деления, из них необходимо вычесть вклад, обусловленный эмиссией МНД из дополнительного осколка.

Для спектров МНД, измеренных под небольшими углами относительно направления движения осколков деления, доля нейтронов из дополнительного осколка является незначительной и может быть корректно учтена [44]. Немаловажным является и то обстоятельство, что в этом случае удастся получить практически неограниченный в области малых энергий спектр МНД в с.ц.м. осколков и, следовательно, свести к минимуму неопределенность, обусловленную неопределенностями формы спектра и числа испущенных МНД из легкого и тяжелого осколков. При таком подходе остаются только два неизвестных параметра — средняя удельная энергия, приходящаяся на один нуклон для легкого и тяжелого осколков, значения которой определялись посредством выражения (A8) из работы [49] и составили соответственно 0.949 ± 0.007 МэВ и 0.540 ± 0.004 МэВ. При этом средняя масса легкого осколка и средняя полная кинетическая энергия до эмиссии нейтронов ТКЕ полагались соответственно равными 108.5 ± 0.1 а.е.м. и 185.3 ± 0.9 МэВ [52].

Энергетические распределения МНД в с.ц.м. осколка деления в настоящей работе были получены таким же способом, как и в наших предыдущих работах [44, 45]. Процедура обработки состояла из следующих шагов. На первом шаге предполагалось, что нейтроны, зарегистрированные под углами Ω и $180 - \Omega$ ($\Omega < 40^\circ$), были испущены соответственно только легким и только тяжелым осколками. Далее, с использованием этих спектров в л.с.к. и выражений (7)–(10) были получены спектры нейтронов в с.ц.м. легкого или тяжелого осколка деления. Спектры в с.ц.м. осколка, полученные при помощи тех же выражений, использовались для определения вклада нейтронов из дополнительного осколка. На втором шаге определенный таким образом вклад нейтронов из дополнительного осколка вычитался из спектров, измеренных под углами Ω и $180 - \Omega$ в л.с.к. После этого снова были рассчитаны спектры МНД в с.ц.м. легкого и тяжелого осколков деления. На основе этих опорных спектров рассчитывались угловые и энергетические распределения МНД, соответствующие модели эмиссии нейтронов полностью ускоренными осколками. Стоит отметить, что для углов регистрации $\Omega > 40^\circ$ для более корректного учета вклада нейтронов из дополнительного осколка необходимо повторить второй шаг итерационной процедуры.

Спектры МНД в с.ц.м. для легкого и тяжелого осколков деления, полученные описанным выше способом из спектров МНД, измеренных под разными углами относительно направления движения легкого осколка, показаны на рис. 5. Там же приведены результаты совместной аппроксимации найденных спектров МНД в с.ц.м. для легкого и тяжелого осколков, выполненной с использованием функции (15), параметры которой ($\nu_K, T_{1K}, T_{2K}, \bar{\omega}_K$ — безразмерный весовой параметр) были определены методом наименьших квадратов:

$$n_{c,K}(\varepsilon) \cong \text{Fit}_K(\varepsilon) = \frac{\bar{\nu}_K}{4\pi} \left[\bar{\omega}_K \frac{\varepsilon}{T_{1K}^2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_{1K}}\right) + (1 - \bar{\omega}_K) \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\pi}T_{2K}^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_{2K}}\right) \right]. \quad (15)$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Определение параметров модели для расчета спектров МНД

Как уже говорилось выше, интегральный спектр МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$, нормированный на единицу, а также среднее полное число МНД на акт деления яв-

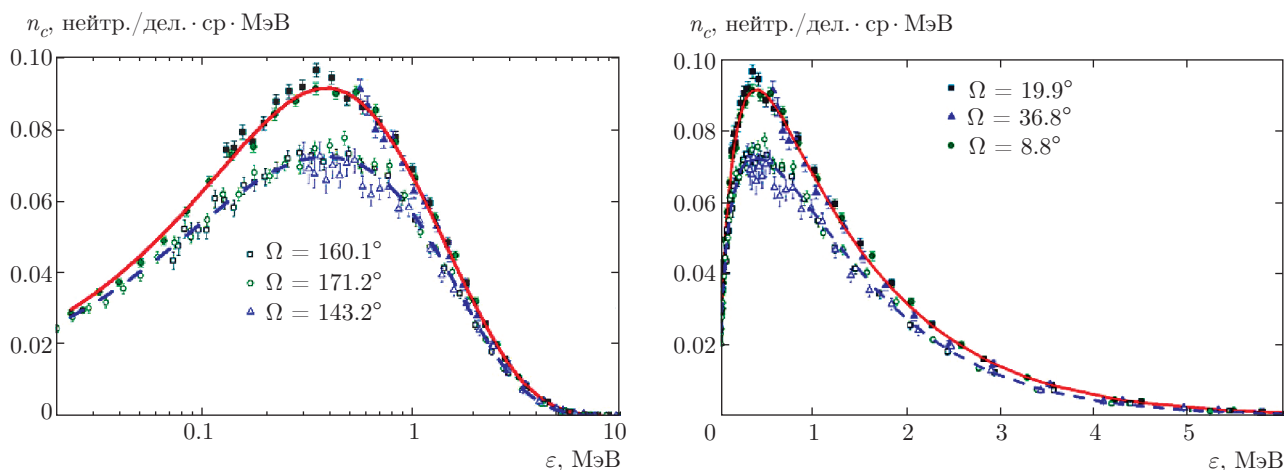


Рис. 5. (В цвете онлайн) Спектры МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в с.ц.м. легкого (темные символы) и тяжелого осколков (светлые символы) деления, полученные из спектров в л.с.к. в приближении двух осколков: Ω — угол между направлением вылета нейтрона и направлением движения соответствующего осколка; кривые — результат аппроксимации (выражение (15))

ляются международными стандартами и имеют высокую точность. Поэтому для оптимизации параметров модели, используемой для описания измеренных угловых и энергетических распределений МНД, и определения ее достоверности было решено провести сравнение интегральных спектров, рассчитанных при различных модельных допущениях, со стандартным спектром. Тем более, что по определению интегральный спектр МНД, получаемый суммированием по углу измеренных в нашей работе распределений, совпадает со стандартным спектром МНД (действительно, поправка на эффективность регистрации нейтронных детекторов сводилась к нормировке интегрального спектра на стандартный спектр).

Основное преимущество использованной модели в том, что после того, как была определена удельная энергия на нуклон, в модели остается только один варьируемый параметр A_2 , ответственный за наличие анизотропии в угловом распределении МНД в с.ц.м. осколка деления, из которого нейтроны испускаются. В этом случае проверка достоверности модели сводится к наблюдению различия между экспериментальными данными и модельными расчетами, выполненными с использованием спектров МНД в с.ц.м. осколка, определенными из спектров МНД в л.с.к.

Проведенный анализ данных показал, что наилучшее описание интегрального спектра МНД достигается одновременно с наилучшим описанием парциальных спектров МНД. Параметры модели, определенные методом наименьших квадратов, и

соответствующее данному описанию значение χ^2 , определенное в интервале энергий нейтронов от 1 до 8 МэВ,

$$\chi^2 = \frac{1}{nk - p} \times \sum_{j=1}^k \sum_{i=1}^n \frac{[n_{exp}(E_i, \Omega_k) - n_{calc}(E_i, \Omega_k)]^2}{\sigma_{i,k}^2}, \quad (16)$$

приведены в табл. 1. Здесь $n_{exp}(E_i, \Omega_k)$ и $\sigma_{i,k}^2$ — соответственно выход нейтронов с энергией E_i , измеренный под углом Ω_k , и его дисперсия, nk и p — число экспериментальных точек и количество параметров используемых для описания ($p = 1$), $n_{calc}(E_i, \Omega_k)$ — выход нейтронов, рассчитанный в предположении, что все нейтроны испускаются из полностью ускоренных осколков.

Для удобства использования и упрощения модельных расчетов в качестве спектров МНД в с.ц.м. легкого и тяжелого осколков вместо дискретных распределений, получаемых из экспериментальных данных, в дальнейшем использовалась функция (15).

Следует отметить следующие особенности.

Во-первых, качество описания экспериментальных данных улучшается, если в качестве опорных спектров использовать спектры, измеренные для углов $\Omega < 40^\circ$ (легкие осколки) и $\Omega > 160^\circ$ (тяжелые осколки), а не только спектры для малых углов соответственно 8.8° и 172.1° . Это связано с тем, что помимо увеличения статистической точности исходных спектров, использующихся для по-

Таблица 1. Параметры модельных расчетов

A_2	$\bar{\nu}_p$	χ^2	$\bar{\nu}_H$	$\bar{\nu}_L$	$\bar{\epsilon}_H$	$\bar{\epsilon}_L$
Расчет 1*						
0	3.937	2.81	1.782	2.155	1.36	1.42
0.05 ± 0.02	3.758	1.53	1.699	2.058	1.35	1.41
$(0.04 \pm 0.02)\epsilon$	3.733	1.71	1.691	2.042	1.31	1.37
Расчет 2**						
0	3.745	1.72	1.686	2.059	1.33	1.40
0.04 ± 0.02	3.732	1.28	1.677	2.055	1.34	1.40
$(0.04 \pm 0.02)\epsilon$	3.720	1.52	1.685	2.035	1.35	1.38

Примечание: ϵ и $\bar{\epsilon}_L, \bar{\epsilon}_H$ — соответственно энергия и средние энергии МНД испускаемых из легкого и тяжелого осколка в с.с.м.; *использовались спектры МНД, измеренные для углов $\Omega = 8.9^\circ$ и $\Omega = 171.2^\circ$, **использовались спектры МНД, измеренные для углов $\Omega < 40^\circ$ и $\Omega > 140^\circ$.

лучения спектров в с.с.м. осколка, также происходит некоторая компенсация имеющейся систематической ошибки, обусловленной неопределенностью стандартного спектра МНД ^{252}Cf и неодинаковостью условий при измерениях спектров МНД для разных углов.

Во-вторых, учет в модельных расчетах анизотропии эмиссии МНД в с.с.м. осколка деления также улучшает описание экспериментальных данных. Наилучшее описание экспериментальных данных удается получить двумя способами: при $A_2 = 0.04 \pm 0.02$, когда в качестве опорных спектров используются спектры, рассчитанные из спектров, измеренных для углов $\Omega < 40^\circ$ (легкие осколки) и $\Omega > 160^\circ$ (тяжелые осколки), и при $A_2 = 0.05 \pm 0.02$, когда используются спектры, измеренные под малыми углами (8.8° и 172.1°). На рис. 6 показано отклонение интегральных спектров МНД, рассчитанных для этих двух случаев, от стандартного спектра. Для сравнения на этом же рисунке приведен вариант расчета, выполненный в предположении, что $A_2 = 0$ (в качестве опорных приняты спектры, для получения которых использовались спектры, измеренные под углами 8.8° и 172.1°). Для наглядности там же приведены ошибки для одного из рассчитанных модельных интегральных спектров, обусловленные неопределенностью измеренных спектров нейтронов, которые использовались для определения опорных спектров. Можно отметить хорошее согласие результатов расчетов, выполненных с использованием различных опор-

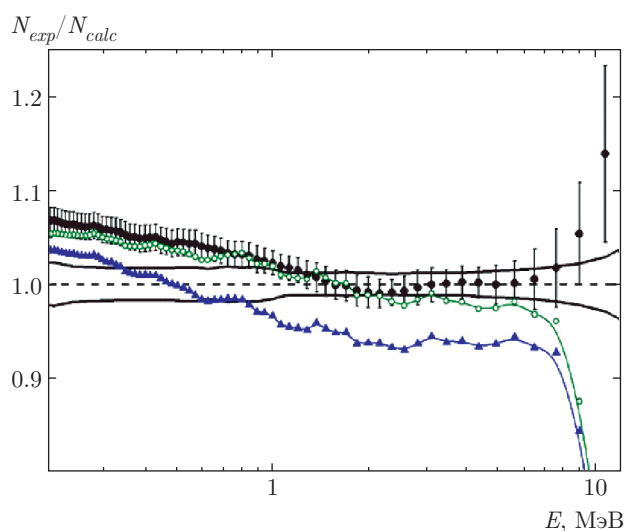


Рис. 6. Отношение интегрального спектра МНД в л.с.к. (стандарта) [47] к соответствующему спектру, рассчитанному в предположении, что нейтроны испускаются из полностью ускоренных осколков: \blacktriangle — расчет 1 (использовались спектры МНД, измеренные для углов $\Omega = 8.8^\circ$ и $\Omega = 171.2^\circ$) при $A_2 = 0$; \circ — расчет 1 при $A_2 = 0.05$; \bullet — расчет 2 (аппроксимация (15), использовались спектры, измеренные для углов $\Omega < 40^\circ$ и $\Omega > 140^\circ$) при $A_2 = 0.04$. Приведенные ошибки — ошибки расчета 2, обусловленные неопределенностью измеренных спектров МНД. Ошибки расчета 1, сравнимые с ошибками расчета 2, не приведены. Кривые показывают относительную погрешность стандарта

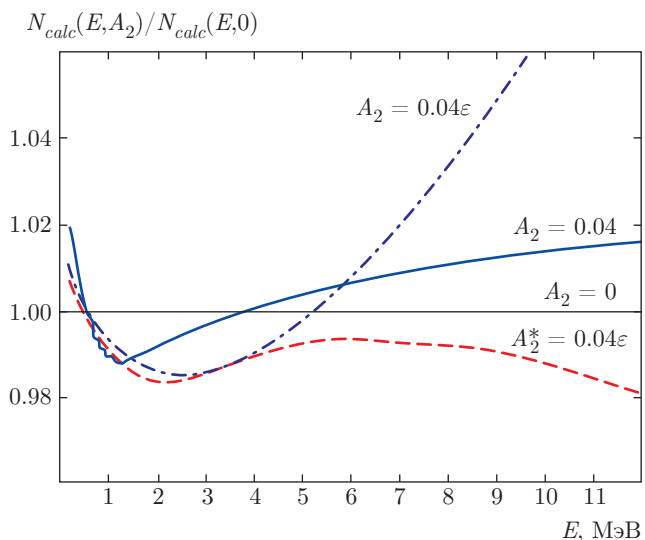


Рис. 7. Кривые, соответствующие $A_2 = 0$, $A_2 = 0.04$ и $A_2 = 0.04\varepsilon$, — отношения интегральных спектров МНД в л.с.к., полученных при помощи одного и того же опорного спектра (расчет 2, $A_2 = 0.04$) и при разных предположениях относительно параметра анизотропии A_2 . Звездочкой отмечена кривая, полученная в предположении, что анизотропия эмиссии МНД в с.ц.м. осколка деления зависит от энергии нейтрона в с.ц.м. осколка ε (расчет 2, $A_2 = 0.04\varepsilon$)

ных спектров в предположении наличия анизотропии МНД ($A_2 \approx 0.04$). Такое согласие, при справедливости модели эмиссии нейтронов полностью ускоренными осколками, является дополнительным доказательством существования анизотропии при эмиссии МНД, а наблюдаемое отличие характеризует неопределенность модели, обусловленную точностью экспериментальных данных.

В-третьих, после введения в расчеты зависимости анизотропии эмиссии МНД в с.ц.м. соответствующего осколка деления от энергии ε нейтрона, которая предсказывается в работе [39], описание экспериментальных данных не улучшается. Например, на рис. 7 приведены интегральные спектры МНД, рассчитанные с использованием одного и того же опорного спектра, полученного из измеренных спектров для углов $\Omega < 40^\circ$ и $\Omega > 160^\circ$ и $A_2 = 0.04$, при разных предположениях относительно параметра анизотропии A_2 (на рисунке кривые отмечены как $A_2 = 0$, $A_2 = 0.04$, $A_2 = 0.04\varepsilon$), где ε [МэВ] — энергия нейтронов, определяемая выражением (8). Для того чтобы продемонстрировать влияние анизотропии на результат расчета, эти спектры представлены в виде отношения к интегральному спектру, рассчитанному в предположении отсутствия анизотропии эмиссии МНД ($A_2 = 0$). На рис. 7 для срав-

нения показан интегральный спектр МНД, рассчитанный на основе опорного спектра, полученного из измеренных спектров для углов $\Omega < 40^\circ$ и $\Omega > 160^\circ$ в предположении $A_2 = 0.04\varepsilon$ (на рис. 7 кривая, соответствующая $A_2^* = 0.04\varepsilon$). Наблюдается хорошее согласие вариантов расчета, учитывающих (кривая, соответствующая $A_2^* = 0.04\varepsilon$) и не учитывающих (кривая, соответствующая $A_2 = 0.04$) энергетическую зависимость анизотропии эмиссии МНД в с.ц.м. осколка деления. При этом имеющееся различие может быть интерпретировано как неопределенность самой модели.

В дальнейшем выполняется сравнение измеренных распределений с результатами модельных расчетов, выполненных с использованием опорных спектров, полученных при помощи совместной аппроксимации спектров МНД в с.ц.м. легкого и тяжелого осколков (15), которые были определены из измеренных спектров МНД для углов $\Omega < 40^\circ$ и $\Omega > 160^\circ$ в предположении, что $A_2 = 0.04$, поскольку именно для этого случая было получено наименьшее значение χ^2 . Для большей наглядности там, где это будет необходимо, будут также представлены варианты расчетов, характеризующие точность использованной модели.

4.2. Сравнение результатов измерений и модельных расчетов МНД

Полученные в данной работе спектры МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в л.с.к. для одиннадцати углов относительно направления движения легкого осколка приведены в табл. 2 и на рис. 8, 9. На рис. 8 также приведены результаты работы Боумана [5], в которой был сделан вывод о том, что для описания полученных данных необходимо предположить существование 10–20% нейтронов (от полного числа мгновенных нейтронов на акт деления), механизм эмиссии которых отличен от испускания полностью ускоренными осколками. Данные работы [5], после преобразования распределений нейтронов по скоростям в энергетические распределения, были дополнительно умножены на коэффициент, зависящий от энергии нейтрона. Этот коэффициент был определен как отношение стандартного спектра ^{252}Cf [47] (умноженного на рекомендованное среднее полное число МНД, известное с высокой точностью, $\bar{\nu}_p = 3.7610 \pm 0.0051$) к интегральному спектру МНД, полученному суммированием по углу парциальных спектров из работы [5] при помощи выражения (12). Это позволило устранить некоторые систематические погрешности, связанные с методом определе-

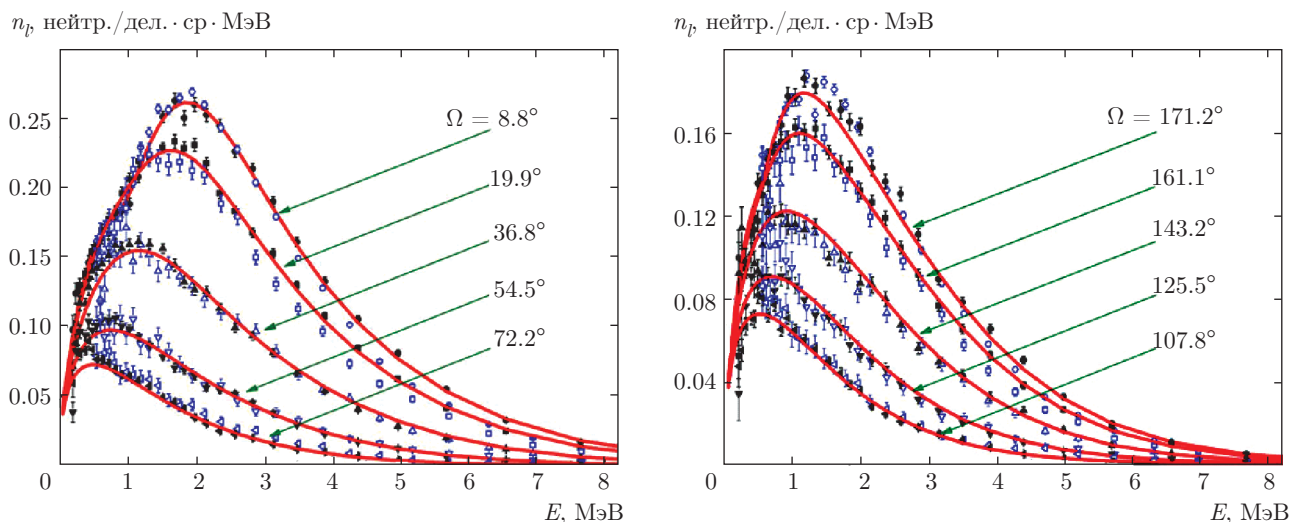


Рис. 8. (В цвете онлайн) Энергетические спектры МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в л.с.к. для фиксированных углов вылета нейтрона относительно направления движения легкого осколка, указанных около кривых. Темные значки — данные настоящей работы, светлые значки — данные из работы [5] после нормировки на стандартный спектр МНД ^{252}Cf и приведения к углу в данной работе (комментарии в тексте). Указанные ошибки — статистические. Кривые — расчет 2 ($A_2 = 0.04$)

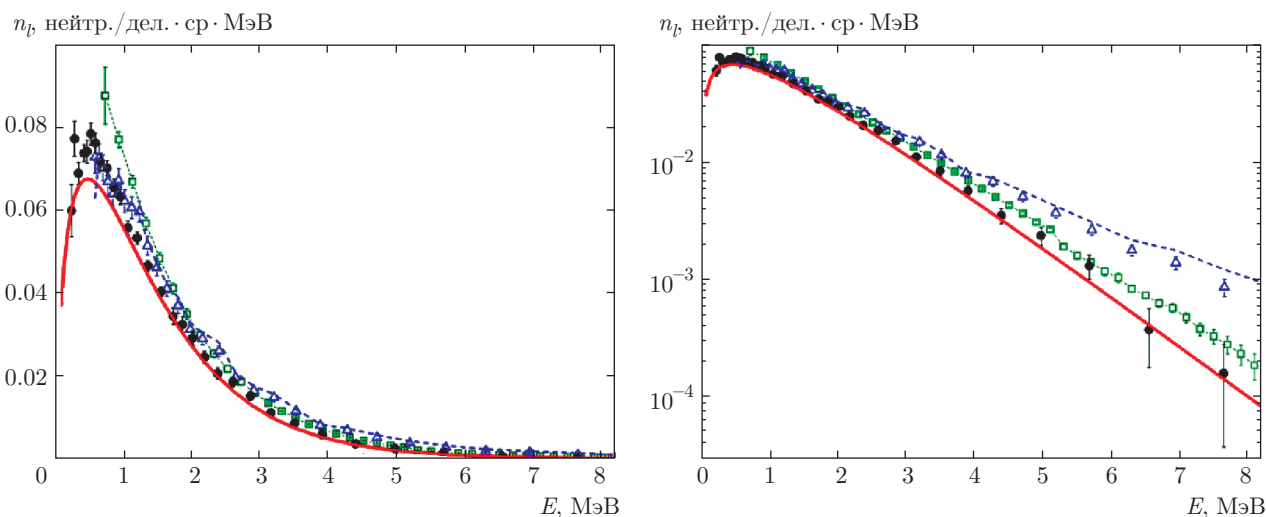


Рис. 9. (В цвете онлайн) Энергетические спектры МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в л.с.к., измеренные под углом 90° относительно направления движения осколков: ● — данные настоящей работы; △ и □ — данные из работ соответственно [5] и [43] после нормировки на стандартный спектр МНД ^{252}Cf (комментарии в тексте); указанные ошибки — статистические; штриховая линия — оригинальные данные из работы [5]; сплошная кривая — расчет 2 ($A_2 = 0.04$)

ния эффективности нейтронных детекторов в работе [5]. Кроме того, чтобы провести корректное сравнение данных, измеренных для разных углов относительно направления движения легкого осколка, спектры МНД из работы [5] были приведены к углам регистрации нейтронов из настоящей работы при помощи линейной интерполяции, выполненной для каждого интервала энергий МНД. На

рис. 9 дополнительно представлены данные из работы [43], в которой вклад разрывных нейтронов был оценен, как $10 \pm 2\%$, и указывалось на возможное существование анизотропии (10%) в угловом распределении нейтронов в с.ц.м. движущегося осколка. Данные этой работы также были нормированы на стандартный спектр ^{252}Cf с известным средним полным числом МНД на акт деления. Это было сделано

для единообразия, поскольку интегральный спектр МНД, полученный методом суммирования парциальных спектров, с точностью около 5 % совпадает со стандартным спектром МНД.

В целом, измеренные энергетические распределения МНД согласуются между собой достаточно хорошо, однако в области углов, близких к 20° и 90° , наблюдается заметное их различие. Для того чтобы провести более полное сравнение всех имеющихся данных и исключить возможную зависимость данных настоящей работы и работы [5] от неопределенности, обусловленной неидеальным разделением осколков на легкий и тяжелый, на рис. 10 приведено сравнение спектров МНД, полученных без разделения на группы легких и тяжелых осколков. Такие спектры были получены суммированием спектров МНД, зарегистрированных под углами Ω и $180 - \Omega$ относительно направления движения легкого осколка, соответственно из настоящей работы и работы [5]. Хорошее согласие всех данных получено для углов $30-60^\circ$. Данные из работы [5] демонстрируют повышенный выход нейтронов с энергией больше 3 МэВ в области углов Ω , близких к 90° , в то время как данные для углов $\Omega < 30^\circ$ дают заниженный выход нейтронов для этой области энергий относительно данных других работ. Причиной такого расхождения, вероятно, является присутствие в измеренных спектрах МНД вклада, обусловленного фоном от γ -квантов, поскольку в работе [5] никакой дополнительной схемы разделения событий от нейтронов и γ -квантов, кроме как по времени пролета, не применялось, в отличие от упомянутых выше работ, где был реализован отбор событий по форме импульса. В этом случае незначительный дополнительный вклад нейтронов для углов $\Omega < 30^\circ$, но существенный для углов, близких к 90° , после выполненной нами нормировки на известный спектр МНД ^{252}Cf , приводит к тому (выражение (12)), что выход нейтронов для этих углов, так же как и для углов, близких к 90° , эффективно уменьшается. Это можно видеть на рис. 9, 10, на которых для сравнения представлены спектры из работы [5], измеренные для углов 11.25° и 90° до введения такой поправки.

В работе [43] спектры МНД были восстановлены из амплитудных распределений для нейтронов, измеренных с использованием однокристалльного спектрометра на основе кристалла стильбена. Искажение амплитудных распределений, обусловленное наличием рассеянных нейтронов, определялось при помощи теневого конуса. Сравнение спектров МНД показывает, что выход нейтронов с энергией, мень-

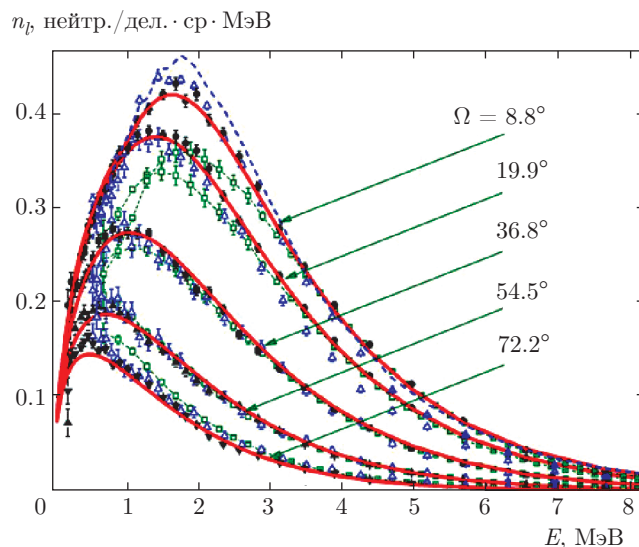


Рис. 10. (В цвете онлайн) Энергетические спектры МНД $^{252}\text{Cf}(sf)$ в л.с.к. для фиксированных углов вылета нейтрона относительно направления движения осколка (без разделения на легкий и тяжелый осколки): ● — данные настоящей работы; △ и □ — данные из работ соответственно [5] и [43] после нормировки на стандартный спектр МНД ^{252}Cf и приведения к углу в данной работе (комментарии в тексте); указанные ошибки — статистические; сплошные кривые — расчет 2 ($A_2 = 0.04$); штриховая линия — оригинальные данные из работы [5]

шей 3 МэВ, для углов $\Omega < 30^\circ$ в работе [43] заметно меньше, чем в настоящей работе и в работе [5], а для углов, близких к 90° , — больше. В силу особенностей реализованного в работе [43] экспериментального метода сложно объяснить причины наблюдаемого различия, но можно провести качественное сравнение полученных результатов. Такое сравнение возможно провести для зависимости отношения выходов МНД, зарегистрированных под углами 0 и 90° относительно направления движения осколка (без разделения на легкий и тяжелый осколки), так как это отношение и в методике измерения по времени пролета, и в методике измерения энергии протонов отдачи не зависит от эффективности регистрации нейтронного детектора и поэтому должно быть одно и то же при условии корректного учета фоновых условий и геометрии эксперимента.

Такая зависимость представлена на рис. 11 в сравнении с данными из других работ. Поскольку в обсуждаемых экспериментах наименьший угол, для которого были проведены измерения спектров МНД, был отличен от 0 , на рис. 11 показано отношение, в котором в качестве числителя используется именно этот спектр. Такая замена может привести к изменению отношения только на несколько про-

Таблица 2. Энергетические распределения МНД $^{252}\text{Cf}(sf)$ в зависимости от угла эмиссии в лабораторной системе координат относительно направления движения легкого осколка, 100 нейтр./(дел. · ср. · МэВ)

E , МэВ	8.8°		19.9°		36.8°		54.5°		72.2°		90°	
	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$
16.65	0.00842	0.00089	0.00383	0.00054	0.00186	0.00040	0.00001	0.00001	0.00005	0.00004	0.00001	0.00004
13.29	0.06112	0.00917	0.03196	0.00696	0.01685	0.00539	0.00078	0.00164	0.00269	0.00350	0.00079	0.00336
10.86	0.2221	0.0226	0.1593	0.0195	0.07339	0.01488	0.02169	0.01112	0.00512	0.00408	0.00302	0.00398
9.043	0.6718	0.0463	0.5693	0.0422	0.2181	0.0302	0.04475	0.01512	0.00189	0.00471	0.01616	0.00847
7.647	1.718	0.088	1.299	0.075	0.5800	0.0572	0.1946	0.0342	0.0506	0.0172	0.01566	0.01198
6.552	3.292	0.135	2.502	0.116	1.206	0.090	0.4052	0.0535	0.0972	0.0255	0.03678	0.01924
5.677	5.521	0.183	4.159	0.156	2.028	0.121	0.6967	0.0736	0.2214	0.0402	0.1293	0.0304
4.967	8.118	0.225	6.261	0.195	2.847	0.146	1.245	0.099	0.4234	0.0539	0.2342	0.0408
4.383	10.55	0.262	8.461	0.231	4.070	0.178	1.725	0.119	0.6954	0.0701	0.3472	0.0507
3.896	13.28	0.296	10.78	0.263	5.423	0.207	2.304	0.138	1.014	0.085	0.5623	0.0650
3.486	16.12	0.329	12.99	0.292	6.721	0.233	2.947	0.157	1.212	0.093	0.8329	0.0793
3.137	19.02	0.358	15.29	0.317	8.149	0.257	3.784	0.179	1.558	0.106	1.096	0.090
2.839	21.38	0.386	16.78	0.338	9.351	0.280	4.534	0.199	2.007	0.121	1.506	0.107
2.581	22.63	0.413	18.32	0.368	9.942	0.301	5.164	0.220	2.260	0.134	1.847	0.123
2.357	24.50	0.446	19.62	0.395	11.34	0.334	5.469	0.236	2.513	0.146	2.046	0.134
2.161	25.26	0.467	21.75	0.428	12.56	0.361	5.632	0.245	3.043	0.165	2.445	0.151
1.988	26.00	0.496	23.10	0.461	12.66	0.379	6.472	0.275	3.488	0.185	2.907	0.172
1.835	25.05	0.507	22.85	0.477	13.24	0.402	6.912	0.295	4.101	0.208	3.231	0.189
1.699	26.29	0.534	23.33	0.495	14.46	0.432	7.058	0.307	4.606	0.227	3.432	0.200
1.524	25.12	0.386	22.89	0.365	15.65	0.332	7.857	0.234	4.933	0.167	4.026	0.112
1.328	22.43	0.392	22.19	0.387	15.96	0.362	8.673	0.263	5.745	0.194	4.654	0.129
1.167	20.80	0.404	21.93	0.412	16.13	0.390	9.272	0.293	6.122	0.216	5.327	0.148
1.034	18.85	0.410	20.64	0.429	15.92	0.414	9.829	0.325	6.458	0.238	5.574	0.163
0.922	18.35	0.436	19.62	0.447	15.64	0.440	10.05	0.350	6.554	0.256	6.327	0.186
0.8276	18.26	0.466	18.16	0.461	15.87	0.475	10.63	0.387	6.938	0.283	6.547	0.202
0.7283	16.71	0.395	17.76	0.404	15.13	0.412	10.51	0.340	7.409	0.259	7.017	0.186
0.6314	16.39	0.433	16.94	0.435	14.52	0.446	10.52	0.377	7.655	0.291	7.173	0.208
0.5527	15.86	0.471	15.89	0.465	14.23	0.487	10.09	0.408	7.679	0.323	7.627	0.236
0.4878	14.70	0.503	15.42	0.510	13.99	0.537	9.767	0.446	8.380	0.376	7.852	0.267
0.4337	14.62	0.550	13.48	0.523	12.84	0.562	10.42	0.507	8.990	0.426	7.416	0.283
0.3881	13.58	0.384	13.83	0.386	11.66	0.389	9.414	0.347	8.288	0.296	7.378	0.205
0.3061	12.66	0.491	13.00	0.496	11.70	0.520	9.656	0.468	8.033	0.397	6.892	0.267
0.2476	12.41	0.740	10.24	0.670	8.791	0.663	8.288	0.667	8.825	0.620	7.731	0.424
0.2044	9.784	1.071	8.347	0.992	7.166	1.050	3.859	0.712	5.919	0.973	5.987	0.632

Продолжение табл. 2

E , МэВ	171.2°		160.1°		143.2°		125.5°		107.8°		90°	
	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$	n	$\pm\Delta n$
16.65	0.00118	0.00038	0.00058	0.00024	0.00141	0.00079	0.00007	0.00015	0.00014	0.00037	0.00001	0.00004
13.29	0.01126	0.00433	0.01061	0.00545	0.00250	0.00255	0.00058	0.00340	0.00468	0.00764	0.00079	0.00336
10.86	0.04430	0.01117	0.04422	0.01195	0.01371	0.00912	0.01002	0.00841	0.01281	0.00874	0.00302	0.00398
9.043	0.1801	0.0251	0.1787	0.0264	0.1129	0.0272	0.03946	0.01684	0.02467	0.01255	0.01616	0.00847
7.647	0.4781	0.0484	0.4597	0.0505	0.2794	0.0495	0.08168	0.02966	0.04501	0.01711	0.01566	0.01198
6.552	1.059	0.080	1.002	0.082	0.5097	0.0742	0.2465	0.0552	0.07455	0.02567	0.03678	0.01924
5.677	1.985	0.113	1.723	0.112	0.9279	0.1056	0.4920	0.0791	0.1284	0.0325	0.1293	0.0304
4.967	3.270	0.148	2.636	0.140	1.679	0.143	0.6696	0.0922	0.2757	0.0488	0.2342	0.0408
4.383	5.059	0.187	3.830	0.173	2.597	0.180	1.060	0.119	0.4931	0.0663	0.3472	0.0507
3.896	6.569	0.214	5.288	0.204	3.282	0.207	1.460	0.140	0.8169	0.0838	0.5623	0.0650
3.486	7.861	0.236	6.551	0.229	4.347	0.238	2.020	0.166	1.166	0.100	0.8329	0.0793
3.137	8.972	0.253	7.693	0.249	4.947	0.255	2.605	0.188	1.455	0.112	1.096	0.090
2.839	11.15	0.288	9.191	0.277	5.628	0.275	3.137	0.208	1.778	0.126	1.506	0.107
2.581	13.13	0.324	10.52	0.308	6.752	0.313	3.909	0.243	2.080	0.142	1.847	0.123
2.357	13.72	0.344	11.94	0.341	8.024	0.356	4.639	0.275	2.446	0.158	2.046	0.134
2.161	14.38	0.363	12.70	0.361	8.700	0.381	5.026	0.295	2.820	0.174	2.445	0.151
1.988	16.39	0.405	13.26	0.387	8.775	0.400	5.260	0.315	3.547	0.205	2.907	0.172
1.835	16.62	0.424	14.29	0.417	9.832	0.441	5.787	0.341	3.852	0.221	3.231	0.189
1.699	17.20	0.443	14.55	0.433	9.886	0.452	6.626	0.375	4.435	0.244	3.432	0.200
1.524	17.26	0.328	15.14	0.327	9.998	0.337	7.131	0.282	5.000	0.186	4.026	0.112
1.328	18.37	0.365	16.28	0.364	11.53	0.389	7.243	0.306	5.601	0.212	4.654	0.129
1.167	18.73	0.395	16.13	0.389	11.37	0.413	7.978	0.344	6.058	0.237	5.327	0.148
1.034	17.82	0.413	16.34	0.420	11.65	0.455	8.678	0.388	6.523	0.264	5.574	0.163
0.922	17.86	0.442	15.74	0.442	11.64	0.482	8.949	0.424	7.085	0.295	6.327	0.186
0.8276	16.45	0.455	15.65	0.470	12.10	0.528	9.129	0.460	6.535	0.303	6.547	0.202
0.7283	15.48	0.390	15.12	0.411	12.08	0.464	8.421	0.391	7.736	0.293	7.017	0.186
0.6314	14.85	0.422	13.67	0.431	12.21	0.514	9.110	0.445	7.224	0.312	7.173	0.208
0.5527	13.86	0.452	13.04	0.465	10.64	0.535	9.105	0.498	8.058	0.366	7.627	0.236
0.4878	13.63	0.496	11.79	0.490	9.377	0.558	8.664	0.539	8.213	0.414	7.852	0.267
0.4337	11.38	0.496	11.96	0.543	9.733	0.621	8.652	0.582	7.041	0.414	7.416	0.283
0.3881	11.64	0.366	11.11	0.379	10.25	0.462	9.105	0.438	7.070	0.302	7.378	0.205
0.3061	9.472	0.437	9.613	0.469	9.860	0.623	7.667	0.541	6.662	0.397	6.892	0.267
0.2476	9.926	0.681	9.108	0.695	11.47	1.014	6.557	0.776	5.531	0.534	7.731	0.424
0.2044	10.02	1.335	5.245	1.097	9.258	1.529	3.413	1.283	4.752	1.002	5.987	0.632

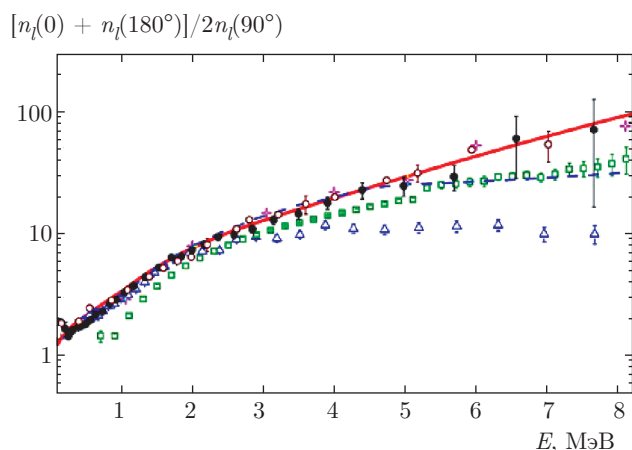


Рис. 11. (В цвете онлайн) Энергетические зависимости отношения выходов нейтронов для углов 0 и 90° (без разделения на легкий и тяжелый осколки). Измерения по времени пролета: ● — данный эксперимент; + — [53]; ○ — [16]; △ — [5]. Спектрометр протонов отдачи — □ — [43]. Кривые — описание с помощью модели, учитывающей анизотропию эмиссии МНД в с.с.м. осколков деления, $A_2 = 0.04$ (штриховая линия — расчет 1; сплошная — расчет 2)

центров, что является достаточным для целей данного рассмотрения. Следует отметить хорошее согласие представленной зависимости для работ [16, 53] и данной работы, в которых спектры МНД определялись по времени пролета, а для разделения событий, соответствующих нейтронам и γ -квантам, использовалась схема разделения по форме импульса. Как говорилось выше, в работе [5] разделение по форме импульса не применялось. С этим, вероятно, и связано отличие этих данных в области энергий нейтронов, больших 3 МэВ, от других данных, представленных на рис. 11. Отношение выходов МНД для углов 3° и 90°, полученное в работе [43], совпадает по форме с результатами, полученными с использованием времяпролетной методики, но при этом имеются некоторые различия в области энергий нейтронов, меньших 2 МэВ, и смещение всей зависимости по абсолютной величине. Принимая во внимание тот факт, что в указанной работе по результатам сравнения измеренного интегрального спектра со стандартным спектром ^{252}Cf в функцию отклика спектрометра протонов отдачи вводились поправки, одной из причин таких различий может являться присутствие в измеренных амплитудных спектрах МНД неучтенного нейтронного фона. Источниками такого фона могут являться, например, рассеяние нейтронов в пределах телесного угла регистрации, пропускание теневого конуса, существование фона случайных совпадений, а также возможные наложения событий нейтронов и γ -квантов.

Таблица 3. Измеренные угловые зависимости выхода и средней энергии МНД (интервал энергий нейтронов 0.2–13.3 МэВ)

Ω	Выход нейтронов, нейтр./дел.·ср	$\pm\Delta n$	Средняя энергия E , МэВ	$\pm\Delta E$, МэВ
8.8°	0.9943	0.0073	2.982	0.017
19.9°	0.8592	0.0049	2.813	0.010
36.8°	0.5201	0.0044	2.481	0.017
54.5°	0.2719	0.0030	2.136	0.022
72.2°	0.1579	0.0023	1.724	0.018
90°	0.1292	0.0015	1.556	0.021
107.8°	0.1460	0.0022	1.659	0.028
125.5°	0.2152	0.0033	1.970	0.028
143.2°	0.3483	0.0041	2.260	0.026
160.1°	0.5064	0.0038	2.415	0.017
170.2°	0.5844	0.0050	2.456	0.014

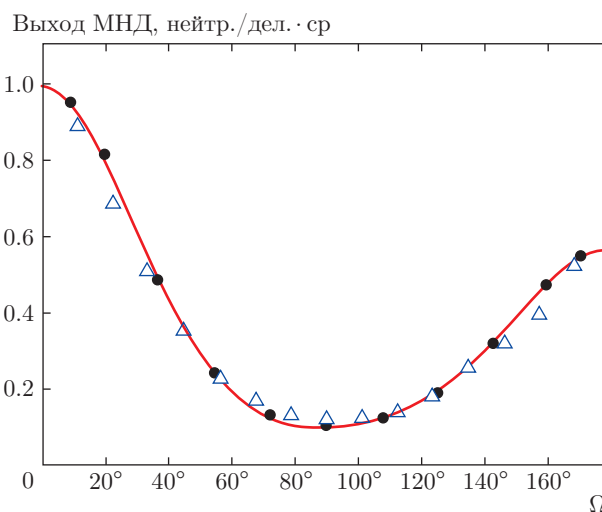


Рис. 12. Зависимость выхода МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ от угла между направлением вылета нейтрона и направлением движения легкого осколка в л.с.к.: ● — данный эксперимент; △ — [5]. Ошибки данных соизмеримы с размерами точек; кривая — расчет 2 ($A_2 = 0.04$)

Измеренное число МНД и их средняя энергия для фиксированного угла вылета нейтрона в л.с.к. в диапазоне энергий нейтронов 0.2–13.3 МэВ приведены в табл. 3. На рис. 12–15 выполнено сравнение ре-

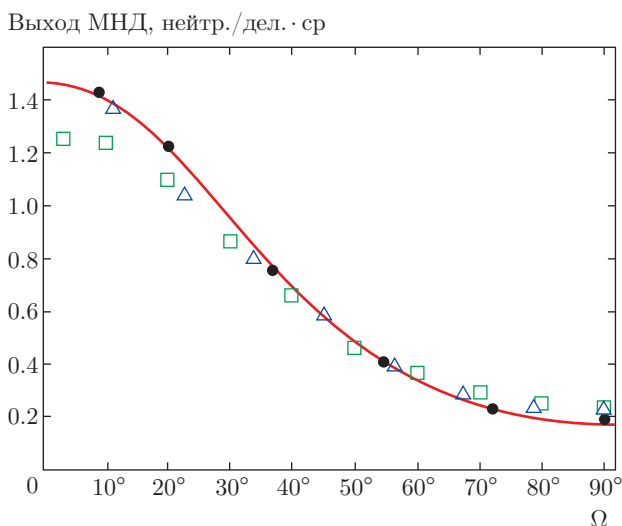


Рис. 13. Зависимость выхода МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ от угла между направлением вылета нейтрона и направлением движения осколка в л.с.к. (без разделения на легкий и тяжелый осколки): ● — данный эксперимент; Δ — [5]; \square — [43]. Ошибки соизмеримы с размерами точек; кривая — расчет 2 ($A_2 = 0.04$)

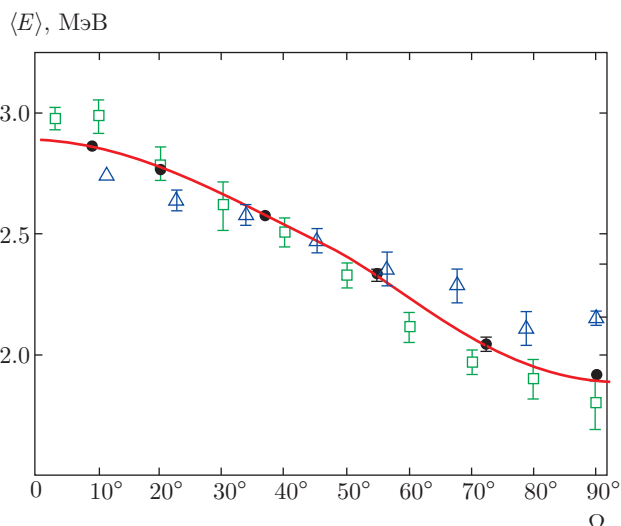


Рис. 15. Угловая зависимость средней энергии МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в л.с.к. (без разделения на легкий и тяжелый осколки): ● — данный эксперимент; Δ — [5]; \square — [43]; кривая — расчет 2 ($A_2 = 0.04$)

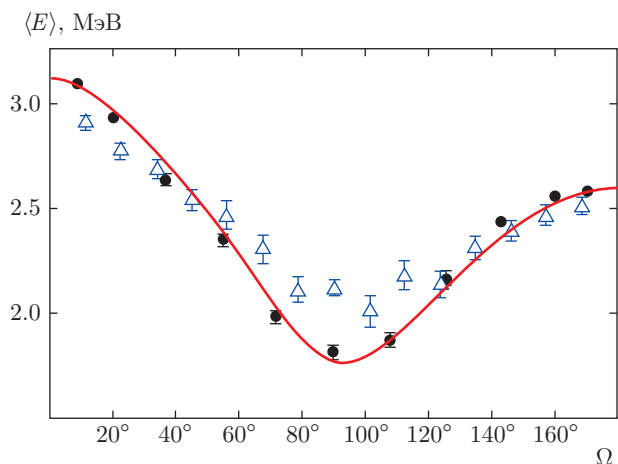


Рис. 14. Угловая зависимость средней энергии МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в л.с.к.: ● — данный эксперимент; Δ — [5]; кривая — расчет 2 ($A_2 = 0.04$)

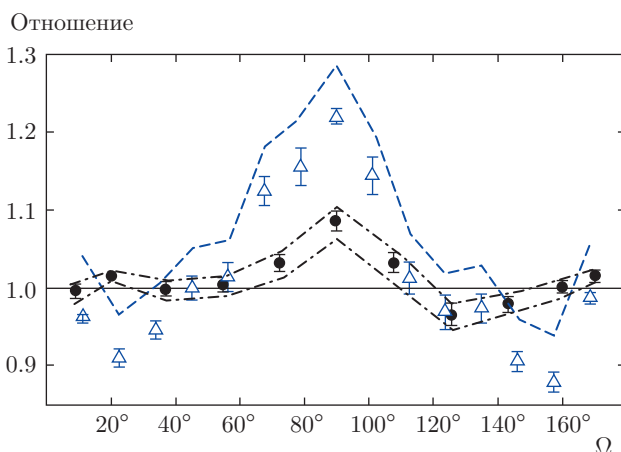


Рис. 16. Угловые зависимости отношения экспериментального и расчетного выходов МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в л.с.к. (проинтегрированных от 0.55 до 10.3 МэВ): ● — данный эксперимент; Δ — [5]. Для данных настоящей работы приведен коридор ошибок (штрихпунктирные линии), обусловленных неопределенностью пролетной базы и различием спектров МНД, используемых для описания

результатов, полученных в настоящей работе и в работах [5, 43], с результатами модельных расчетов. Для того чтобы провести корректное сравнение, модельные расчеты и данные настоящей работы были проанализированы в том же самом диапазоне энергий МНД, что и данные из работы [5] (0.55–10.3 МэВ), а при сравнении с данными из работы [43] представленные на рис. 13, 15 данные были приведены к интервалу энергий нейтронов от 0.7 до 8.2 МэВ,

соответствующему работе [43]. Все представленные экспериментальные данные были нормированы на стандартный спектр МНД. В качестве ошибок данных работы [43] приведена оценка, выполненная в работе [54].

Сравнение полученных в данной работе угловых и энергетических распределений МНД с результатами модельных расчетов, выполненных в предпо-

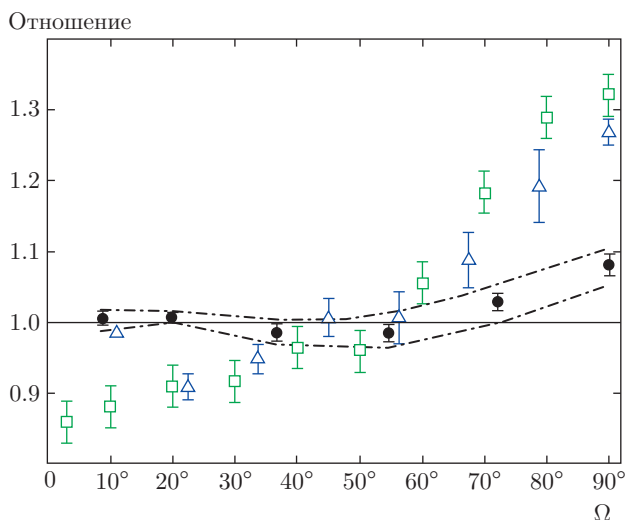


Рис. 17. Угловые зависимости отношения экспериментального и расчетного выходов МНД $^{252}\text{Cf}(sf)$ в л.с.к. (проинтегрированных от 0.7 до 8.2 МэВ, без разделения на легкий и тяжелый осколки): \bullet — данный эксперимент; \triangle — [5] (без нормировки); \square — [43]. Для данных настоящей работы приведен коридор ошибок (ограничен штрихпунктирными линиями), обусловленных неопределенностью пролетной базы и различием спектров МНД, используемых для описания

ложении, что МНД испускаются только из полностью ускоренных осколков, демонстрирует хорошее согласие между модельными расчетами и экспериментом (см. рис. 8–15). Однако существует небольшое различие, которое наиболее наглядно продемонстрировано на рис. 16, 17, где представлены отношения показанных на рис. 12, 13 угловых распределений выхода МНД, полученных в настоящей работе и в работах [5, 43], к модельному распределению. На рис. 16 также приведены оригинальные распределения из работы [5], которые не были нормированы на стандартный спектр МНД (штриховая линия). Видно, что нормировка на стандартный спектр МНД эффективно приводит к уменьшению наблюдаемого в работе [5] выхода МНД для всех углов регистрации нейтронов относительно направления движения осколков. Стоит отметить согласие модельных расчетов, выполненных в данной работе для угловых распределений МНД, полученных без разделения на легкий и тяжелый осколки (рис. 17), с результатом анализа результатов работ [5, 43], представленного в работе [55], где было установлено, что в экспериментах [5, 43] существует примерно 30-процентный избыток нейтронов для углов, близких к 90° . На основании этого в работе [55] была проведена оценка выхода и спектра разрывных нейтронов при спон-

танном делении ^{252}Cf . Поскольку, как было сказано выше, наблюдающиеся различия результатов нашей работы и приведенных в работах [5, 43] связаны, по-видимому, с наличием в упомянутых работах систематической ошибки, обусловленной вкладом фоновых событий, полученная в работе [55] оценка представляется избыточно оптимистичной.

При сравнении результатов измерений помимо статистической ошибки необходимо учитывать как систематические ошибки измерений, так и погрешности использованного метода модельных расчетов. Для определения статистических ошибок в настоящей работе использовался метод, аналогичный примененному в работе [46], в которой в качестве статистических ошибок измерений принимались среднеквадратичные отклонения двадцати наборов данных для каждого из двух нейтронных детекторов. Необходимые для этого наборы были получены путем разброса отсчетов в каждом канале измеренных временных спектров для выделенных углов регистрации нейтронов в пределах статистической ошибки. При этом полагалось, что ошибки в разных временных каналах не коррелируют между собой и разброс осуществлялся случайным образом. Определенные таким образом ошибки помимо статистической точности включают в себя также неопределенности, связанные как с неточностью определения «нуля времени», так и с нестабильностью работы электроники. Неопределенность поправок на угловое и энергетическое разрешение экспериментальной установки и эффект суммирования при определении интегрального спектра МНД входят в полученную ошибку, поскольку эти поправки определялись независимо для каждого набора исходных данных.

Основной вклад в ошибку измерений вносит эффект, обусловленный конечными размерами нейтронного детектора. Так, например, для энергий нейтронов около 2 МэВ (средняя энергия МНД в л.с.к.) неопределенность среднего пробега в кристалле стиблена составляет около 3 см, что приводит примерно к 3-процентной неопределенности измеренного времени пролета нейтрона для пролетной базы 50 см. Данная ошибка оценивалась посредством вариации пролетной базы в процессе обработки экспериментальных данных независимо для каждого из двух использованных детекторов нейтронов.

Неопределенность модели была получена как разность модельных расчетов, выполненных с использованием разных спектров в системе центра масс осколков деления. При этом использовались спектры нейтронов, дающие наилучшее описание

(наименьшее значение χ^2 , см. табл. 1) всего набора данных, и полученные из спектров МНД в л.с.к., измеренных для углов 8.9° и 171.2° ($A_2 = 0.05$) и для углов $\Omega < 40^\circ$ и $\Omega > 140^\circ$ ($A_2 = 0.04$). На рис. 14, 15 приведены статистические ошибки измерений средней энергии нейтронов деления, а на рис. 16, 17 — суммарные ошибки отклонения измеренного выхода МНД от модельных расчетов и статистические ошибки измерений. Наблюдающийся избыток $7.6 \pm 2.8\%$ нейтронов относительно полного числа нейтронов на акт деления для углов, близких к 90° , находится за пределами ошибок измерений и реализованного метода расчета модельных распределений. Полученная в настоящей работе оценка согласуется с результатами работ [17] и [19], в которых разница между экспериментом и расчетом для углов, близких к 90° , составила соответственно $7 \pm 2\%$ и $5.2 \pm 2.1\%$ (см. рис. 1), что соответствует примерно 3% и 2.5% разрывных нейтронов на акт деления при их изотропном испускании. В этих работах спектры МНД измерялись с использованием времяпролетной методики в зависимости от характеристик осколков для выделенных углов эмиссии нейтронов в л.с.к. Расчет энергетических и угловых распределений МНД, соответствующих механизму эмиссии нейтронов из полностью ускоренных осколков, проводился по описанной выше схеме для всех комбинаций осколков по массам и кинетическим энергиям (выражения (1)–(6)). Авторами работы [17] отмечалось, что лучшее описание полученных данных достигается в предположении существования анизотропии эмиссии МНД в с.ц.м. осколка деления ($A_2 = 0.04$). К сожалению, в работах [17, 19] не представлена информация об измеренных энергетических спектрах МНД для выделенных углов эмиссии. Поэтому невозможно провести детальное сравнение результатов и выполнить оценку систематической ошибки, если она есть.

4.3. Выход и энергетический спектр разрывных нейтронов

Наиболее наглядно отличие экспериментальных данных от модельных расчетов, наблюдаемое в настоящей работе, может быть представлено в виде разности измеренного и рассчитанного (в рамках модели эмиссии нейтронов полностью ускоренными осколками) выходов нейтронов для выделенных углов эмиссии в измеренном диапазоне энергий $0.2\text{--}13.3$ МэВ). Такая разность приведена на рис. 18. В пределах точности полученных данных не представляется возможным установить существование

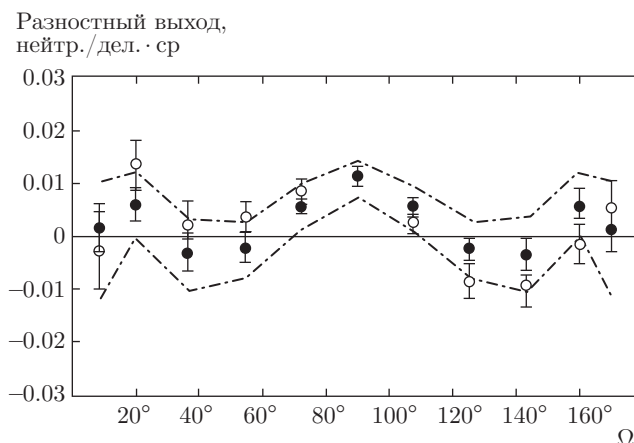


Рис. 18. Угловые зависимости разности экспериментального и расчетного выходов МНД $^{252}\text{Cf}(sf)$ в л.с.к., проинтегрированных от 0.2 до 13.3 МэВ (расчет 2, $A_2 = 0.04$): \circ — угол эмиссии нейтрона определялся относительно направления движения легкого осколка; \bullet — угол эмиссии нейтрона определялся относительно направления движения осколка (без разделения на легкий и тяжелый осколки). Коридор ошибок, обусловленных неопределенностью пролетной базы и спектров МНД в с.ц.м. осколка деления, используемых для описания, ограничен штрихпунктирными линиями

какой-либо зависимости наблюдаемого эффекта от угла эмиссии нейтрона. Поэтому, для того чтобы повысить точность оценки и исключить неопределенность, вносимую в измеренные спектры МНД неидеальным разделением на легкий и тяжелый осколки, на рис. 18 также приведена аналогичная зависимость, полученная без такого разделения. При этом получаемый без разделения на легкий и тяжелый осколки выход МНД для удобства представления был поделен на два.

Как видно на приведенных выше рис. 3, 6, сравнение интегрального спектра МНД $^{252}\text{Cf}(sf)$, рассчитанного в предположении эмиссии нейтронов полностью ускоренными осколками, и стандартного спектра МНД также обнаруживает избыток нейтронов в области энергий нейтронов меньше $0.6\text{--}1$ МэВ. Заметим, что стандартный спектр МНД включает в себя все мгновенные нейтроны, испускаемые при делении, а рассчитанный спектр — только нейтроны, испущенные из полностью ускоренных осколков. Поэтому наблюдаемое отклонение может быть истолковано как существование разрывных нейтронов, и тогда могут быть определены выход таких нейтронов и их спектр.

На рис. 19 приведены спектры таких нейтронов, полученные двумя разными способами. В первом

Разностный выход,
нейтр./дел. · ср · МэВ

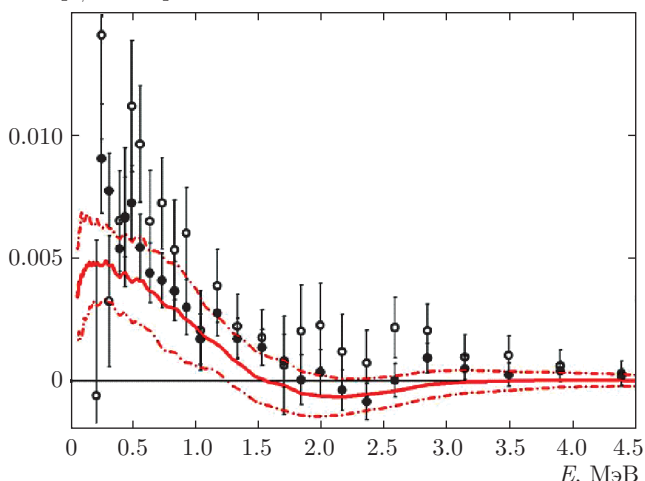


Рис. 19. Спектры разрывных нейтронов $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ в л.с.к. (настоящая работа): \circ — разность между измеренным и модельным спектрами МНД, испускаемых под углом 90° относительно направления движения осколков; \bullet — разность между измеренным и модельным спектрами МНД, испускаемых под углами 72.2° и 90° относительно направления движения осколков. Указаны статистические ошибки. Сплошная кривая — разность стандартного спектра и рассчитанного интегрального спектра МНД. Коридор ошибок, обусловленных неопределенностью стандартного спектра МНД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$, ограничен штрихпунктирными линиями

способе, принимая во внимание то, что избыток нейтронов наблюдается для углов, близких к 90° , искомый спектр был получен с использованием разностных спектров, найденных как разность между измеренными и модельными спектрами для углов 72.2° и 90° относительно направления движения осколка (без разделения на легкий и тяжелый осколки). Во втором способе, полный выход и спектр разрывных нейтронов был получен как разность между стандартным и модельным интегральными спектрами МНД ^{252}Cf (расчет 2, см. рис. 6). Для того чтобы выполнить сравнение полученных спектров, интегральный спектр разрывных нейтронов, полученный вторым способом, был приведен на единицу телесного угла (умножен на $1/4\pi$, так как предполагалось изотропное распределение разрывных нейтронов в л.с.к.). Сравнение полученных спектров демонстрирует согласие в пределах ошибок экспериментальных данных между результатами оценок, выполненных разными способами. Это может служить доказательством существования разрывных нейтронов при делении ^{252}Cf , угловое распределение которых изотропно в л.с.к. Поскольку относитель-

Разностный выход,
нейтр./дел. · ср · МэВ

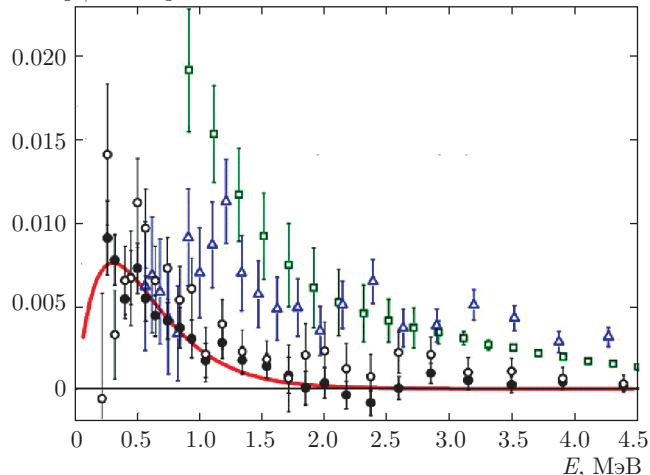


Рис. 20. (В цвете онлайн) Спектры разрывных нейтронов деления $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$, полученные как разность измеренных и рассчитанных спектров МНД для угла 90° относительно направления движения осколков: \circ — настоящая работа; \triangle — [5]; \square — [43]; \bullet — разностный спектр, полученный в настоящей работе при совместном анализе спектров, измеренных под углами 72.2° и 90° относительно направления движения осколка. Кривая — результат аппроксимации при помощи функции (17)

ный вклад разрывных нейтронов должен быть максимальным для углов, близких к 90° относительно направления движения осколков, на рис. 19 также показан спектр разрывных нейтронов, полученный как разность между измеренным и модельным спектрами нейтронов для угла 90° (см. рис. 9). Заметно незначительное отличие полученного разностного спектра от оценки в области энергий нейтронов выше 1.5 МэВ, но достигнутой точности экспериментальных данных недостаточно для того, чтобы сделать какие-либо выводы о природе этого различия.

Найденный первым способом спектр разрывных нейтронов при помощи метода наименьших квадратов аппроксимировался функцией

$$p_s(E) = \frac{p_0}{4\pi} \frac{E}{T_s^2} \exp\left(-\frac{E}{T_s}\right). \quad (17)$$

При этом варьировались оба параметра, p_0 и T_s . В результате аппроксимации, показанной на рис. 20, были получены следующие значения параметров спектра разрывных нейтронов: доля выхода разрывных нейтронов от полного числа МНД на акт деления, $p_0 = 2.0 \pm 0.6\%$; средняя энергия разрывных нейтронов, $E_s = 2T_s = 0.58 \pm 0.06$ МэВ. Обращает на себя внимание тот факт, что полученные значения в пределах экспериментальных ошибок согласуются с результатами, полученными в работе [18] при ана-

лизе отличия наблюдаемого интегрального спектра $^{252}\text{Cf(sf)}$ от модельных расчетов: $p_0 = 1.1 \pm 0.3\%$ и $E_s = 0.40 \pm 0.06$ МэВ. Для сравнения на рис. 20 также представлены разностные спектры, полученные для угла 90° в настоящей работе и в работах [5, 43], в которых наблюдался значительный выход разрывных нейтронов в области энергий нейтронов, больших 1 МэВ. Можно видеть, что в настоящей работе подобного заключения сделать нельзя.

Как было установлено в результате проведенного и представленного выше анализа, для детального описания измеренных угловых и энергетических распределений МНД необходимо включить в модельные расчеты разрывные нейтроны. Это было сделано следующим образом. Найденный в результате интерполяции (17) спектр разрывных нейтронов вычитался из измеренных спектров МНД для выделенных углов эмиссии относительно направления движения осколков деления. Из полученных таким образом спектров для углов $\Omega < 40^\circ$ и $\Omega > 140^\circ$ в л.с.к. с помощью выражений (7)–(10) определялись спектры МНД в с.с.м. для легкого и тяжелого осколков. Далее в результате совместной аппроксимации найденных спектров МНД в с.с.м. для легкого и тяжелого осколков были найдены опорные спектры МНД, которые представлялись в виде выражения (15) и использовались для модельных расчетов. При проведении модельных расчетов полагалось, что угловое распределение МНД в с.с.м. осколка деления не является изотропным, а параметр анизотропии определялся исходя из минимума χ^2 (16). После того как были определены основные параметры модели эмиссии нейтронов из полностью ускоренных осколков, расчетный выход МНД определялся в виде суммы рассчитанного выхода МНД и выхода разрывных нейтронов, полученного в результате интерполяции (17).

Сравнение измеренных распределений МНД с модельными распределениями, рассчитанными в предположении существования разрывных нейтронов, выполнено на рис. 21–23. Как видно, введение в расчеты 2% разрывных нейтронов, имеющих в л.с.к. изотропное распределение и среднюю энергию 0.58 МэВ, позволяет описать измеренные распределения МНД.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного исследования показано, что основные характеристики МНД спонтанного деления ^{252}Cf описываются в рамках модели эмис-

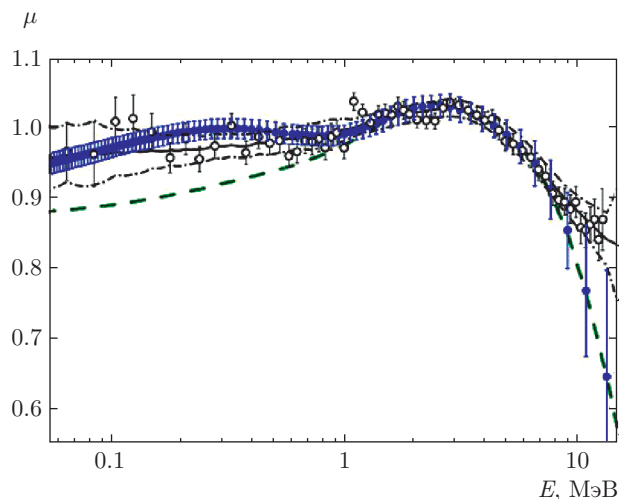


Рис. 21. Интегральные спектры МНД $^{252}\text{Cf(sf)}$ в л.с.к. (отношение к распределению Максвелла, $T_M = 1.42$ МэВ): \circ — оцененный спектр [47]; \bullet — рассчитанный спектр с $A_2 = 0.04$ и учетом разрывных нейтронов; штриховая линия — рассчитанный спектр с $A_2 = 0.04$ и без учета разрывных нейтронов; сплошная и штрихпунктирная линии — интерполяция оцененного спектра и его ошибка [47]

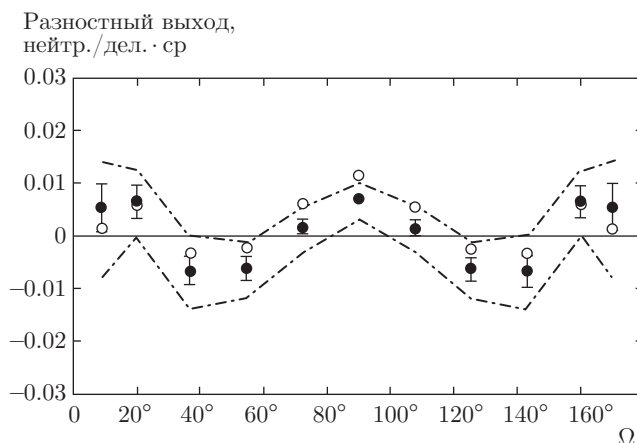


Рис. 22. Угловые зависимости разности экспериментального и расчетного выходов МНД $^{252}\text{Cf(sf)}$ в л.с.к. (проинтегрированных от 0.2 до 13.3 МэВ, без разделения на легкий и тяжелый осколки): \circ — без учета разрывных нейтронов; \bullet — разрывные нейтроны учтены (расчет 2, $A_2 = 0.04$). Коридор ошибок, обусловленных неопределенностью пролетной базы и спектров МНД в с.с.м. осколка деления, используемых для описания, ограничен штрихпунктирными линиями

сии нейтронов из полностью ускоренных осколков с точностью лучше чем 10%. Интегральный спектр МНД, рассчитанный по указанной выше модели, совпадает со стандартным спектром ^{252}Cf в преде-

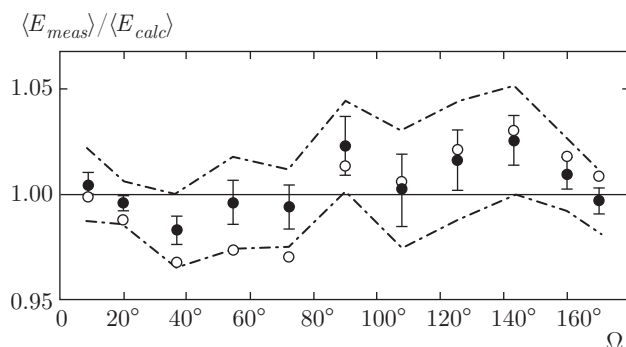


Рис. 23. Угловые зависимости отношения экспериментальной и расчетной средней энергии спектра МНД $^{252}\text{Cf}(sf)$ в л.с.к. (в диапазоне энергий нейтронов от 0.2 до 13.3 МэВ): \circ — без учета разрывных нейтронов; \bullet — с учетом разрывных нейтронов (расчет 2, $A_2 = 0.04$). Коридор ошибок, обусловленных неопределенностью пролетной базы, ограничен штрихпунктирными линиями

лах оцененной ошибки стандарта в области энергий нейтронов 0.6–10 МэВ, а среднее полное число нейтронов на акт деления, 3.73, близко к рекомендованному стандартному значению 3.761. Наблюдающееся отличие рассчитанного спектра для энергий нейтронов больше 10 МэВ связано с особенностями модельных расчетов. Так, модельные расчеты, выполненные с использованием спектров нейтронов, измеренных под углами 8.8° и 171.2° , предсказывают больший выход МНД, чем наблюдающийся в эксперименте, в то время как расчеты, выполненные с использованием спектров нейтронов, измеренных под углами $\Omega < 40^\circ$ и $\Omega > 140^\circ$, дают меньший выход МНД, чем наблюдающийся в эксперименте. Найденное среднее число нейтронов, испускаемых из легкого и тяжелого осколков, составило соответственно 2.05 и 1.68. При этом средние энергии нейтронов деления в с.ц.м. легкого и тяжелого осколков, найденные при помощи интерполяции опорных спектров функцией вида (15), равны соответственно 1.40 МэВ и 1.34 МэВ. Угловые и энергетические распределения МНД в л.с.к. в пределах точности экспериментальных данных согласуются для всех углов, за исключением углов, близких к 90° относительно направления движения осколков. Для этих углов наблюдается избыток нейтронов $7.6 \pm 2.8\%$ от полного числа нейтронов на акт деления. Для углов, близких к 0° относительно направления движения осколков, никакого существенного различия между экспериментальными данными и модельными расчетами, наблюдавшегося ранее в работе [5], обнаружено не было.

Найдено, что нейтроны в с.ц.м. осколка деления с большей вероятностью (6–8%) испускаются вдоль оси деления. В настоящей работе модельные распределения МНД, соответствующие механизму эмиссии нейтронов из полностью ускоренных осколков, были получены из спектров МНД, измеренных для углов $\Omega < 40^\circ$ (легкий осколок) и $\Omega > 140^\circ$ (тяжелый осколок). Такой метод позволяет при поиске модельных распределений, наилучшим образом описывающих экспериментальные распределения МНД, варьировать только один параметр — анизотропию углового распределения нейтронов деления в с.ц.м. осколка деления. Остальные характеристики процесса эмиссии нейтронов, такие как число испущенных нейтронов и форма спектра в с.ц.м. осколка, были получены в результате прямого пересчета с использованием выражений (7)–(12). Полученная величина параметра анизотропии была найдена из модельных расчетов, дающих наименьшее среднеквадратичное отклонение экспериментальных распределений от модельных расчетов.

Наблюдающийся избыток нейтронов под углом 90° относительно направления движения осколка в л.с.к. не может быть объяснен в рамках модели эмиссии нейтронов из полностью ускоренных осколков. Данное различие может быть устранено, если предположить существование примерно 2% нейтронов, спектр которых может быть представлен в виде функции (17) со средней энергией 0.58 МэВ, а угловое распределение изотропно в л.с.к. При этом оценки выхода таких нейтронов, полученные из сравнения модельных и экспериментальных интегрального и парциальных спектров МНД, согласуются между собой. Это является дополнительным аргументом в пользу правильности выполненного анализа. Вывод о природе обнаруженного избытка нейтронов можно будет сделать после детального сравнения полученных экспериментальных данных с результатами теоретических моделей, учитывающих возможные механизмы эмиссии МНД в делении.

Коллектив авторов считает своим приятным долгом поблагодарить Л. С. Фалёва за помощь в проведении эксперимента и Т. Е. Кузьмину (Радиевый институт им. В. Г. Хлопина) за изготовление мишени ^{252}Cf .

ЛИТЕРАТУРА

1. R. R. Wilson, Phys. Rev. **72**, 189 (1947).

2. J. S. Fraser, Phys. Rev. **88**, 536 (1952).
3. V. Weisskopf, Phys. Rev. **52**, 295 (1937).
4. J. Terrell, Phys. Rev. **113**, 527 (1959).
5. H. R. Bowman, S. G. Thompson, J. C. D. Milton, and W. J. Swiatecki, Phys. Rev. **126**, 2120 (1962).
6. K. Skarsvag and K. Bergheim, Nucl. Phys. **45**, 72 (1963).
7. S. S. Kapoor, R. Ramanna, and P. N. Rama Rao, Phys. Rev. **131**, 283 (1963).
8. J. S. Fraser and J. C. Milton, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16**, 379 (1966).
9. J. S. Pringle and F. D. Brooks, Phys. Rev. Lett. **35**, 1563 (1975).
10. Z. Fraenkel, I. Mayk, J. P. Unik et al., Phys. Rev. C **12**, 1809 (1975).
11. В. М. Пиксайкин, П. П. Дьяченко, Л. С. Куцаева, ЯФ **25**, 723 (1977).
12. Ю. С. Замятин, Д. К. Рязанов, Б. Г. Басова и др., ЯФ **29**, 595 (1979).
13. P. Riehs, Acta Phys. Austriaca **53**, 271 (1981).
14. D. Ward, R. J. Charity, D. J. Hinde et al., Nucl. Phys. A **403**, 189 (1983).
15. Е. А. Серёгина, П. П. Дьяченко, ЯФ **42**, 6, 1337 (1985).
16. H. Marten, in *Proc. of IAEA Consulting Meeting*, INDC(NDS)-251, Vienna (1991), p. 23.
17. O. I. Batenkov, A. B. Blinov, M. V. Blinov, and S. N. Smirnov, in *Proc. of IAEA Consulting Meeting*, INDC(NDS)-220, Vienna (1989), p. 207.
18. U. Brosa and H. H. Knitter, Z. Phys. A **343**, 39 (1992).
19. Ю. Д. Катаржанов, В. Г. Недопекин, В. И. Рогов, С. Т. Сухоруков, Атомная энергия **84**, 529 (1998).
20. V. E. Sokolov, G. A. Petrov, I. S. Guseva et al., in *Proc. of the XVIII Internat. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei* "Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related Topics", ISINN-18, Dubna, May 26–29 (2010), ed. A. M. Sukhovej, JINR, Dubna, E3-2011-26 (2011), p. 108.
21. P. Mädler, Z. Phys. A **321**, 343 (1985).
22. R. W. Fuller, Phys. Rev. **126**, 684 (1962).
23. Y. Boneh and Z. Fraenkel, Phys. Rev. C **10**, 893 (1974).
24. B. Milek, R. Reif, and J. Révai, Phys. Rev. C **37**, 1077 (1988).
25. H. Märten and D. Seeliger, J. Phys. G **14**, 211 (1988).
26. N. Carjan, P. Talou, and O. Serot, Nucl. Phys. A **792**, 102 (2007).
27. M. Rizea, N. Carjan, and T. Wada, Phys. Procedia **47**, 27 (2013).
28. T. Wada, T. Asano, and N. Carjan, Phys. Procedia **64**, 34 (2015).
29. В. П. Эйсмонт, Атомная энергия **19**, 113 (1965).
30. K. Skarsvag, Phys. Scripta **7**, 160 (1973).
31. D. J. Hinde, R. J. Charity, G. S. Foote et al., Phys. Rev. Lett. **52**, 986 (1984).
32. A. Matsumoto, H. Taninaka, K. Hashimoto, and T. Ohsawa, J. Nucl. Sci. Tech. **49**, 782 (2012).
33. Г. В. Вальский, ЯФ **67**, 1288 (2004).
34. M. M. Hoffman, Phys. Rev. **133**, B714 (1964).
35. Г. А. Петров, ЯФ **1**, 476 (1965).
36. K. Skarsvag, Phys. Rev. C **22**, 638 (1980).
37. G. V. Valsky, A. M. Gagarski, I. S. Guseva et al., Bull. Russian Academy of Science: Physics **74**, 767 (2010).
38. J. B. Wilhelmy, E. Cheifetz, R. C. Jared et al., Phys. Rev. C **5**, 2041 (1972).
39. T. Ericson and V. M. Strutinski, Nucl. Phys. **8**, 284 (1958).
40. A. Gavron, Phys. Rev. C **13**, 2562 (1976).
41. В. Е. Бунаков, И. С. Гусева, С. Г. Кадменский, Г. А. Петров, Изв. РАН, сер. физ. **70**, 1618 (2006).
42. J. Randrup and R. Vogt, Phys. Procedia **64**, 19 (2015).
43. Е. А. Серёгина, П. П. Дьяченко, ВАИТ, сер. Ядерные константы, вып. 1, 58 (1985).
44. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, Yu. S. Pleva et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **598**, 795 (2009).
45. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski et al., Eur. Phys. J. Web of Conf. **8**, 03004 (2010), DOI: 10.1051/epjconf/20100803004.
46. А. С. Воробьев, О. А. Щербаков, ВАИТ, сер. Ядерные константы, вып. 1–2, 37 (2011–2012).

47. W. Mannhart, in *Proc. of IAEA Consulting Meeting*, INDC(NDS)-220, Vienna (1989), p. 305.
48. D. G. Madland and J. R. Nix, *Nucl. Sci. Eng.* **81**, 213 (1982).
49. J. Terrell, *Phys. Rev.* **127**, 880 (1962).
50. Г. С. Бойков, В. И. Юревич, ВАНТ, сер. Ядерные константы, вып. 1, 41 (1985).
51. F. H. Frohner, *Nucl. Sci. Eng.* **106**, 345 (1990).
52. R. Capote, Y.-J. Chen, F.-J. Hambsch et al., *Nucl. Data Sheets* **131**, 1 (2016).
53. C. Budtz-Jorgensen and H.-H. Knitter, *Nucl. Phys. A* **490**, 307 (1988).
54. Е. А. Серёгина, П. П. Дьяченко, В. Н. Душин, в сб. *Нейтронная физика*, Материалы 6-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике, Киев, 2–6 октября 1983 г., ЦНИИАтоминформ, Москва (1984), т. 4, с. 350.
55. N. V. Kornilov, A. B. Kagalenko, S. V. Poupko et al., *Nucl. Phys. A* **686**, 187 (2001).