

Угловые распределения и анизотропия осколков деления ^{233}U и ^{209}Bi , индуцированного нейтронами промежуточных энергий 1–200 МэВ

А. С. Воробьев⁺¹⁾, А. М. Гагарский⁺, О. А. Щербаков⁺, Л. А. Вайшнене⁺, А. Л. Барабанов^{*×}

⁺Национальный Исследовательский Центр “Курчатовский институт”, Петербургский институт ядерной физики им. Константинова, 188300 Гатчина, Россия

^{*}Национальный Исследовательский Центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

[×]Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 30 июня 2016 г.

После переработки 3 августа 2016 г.

В работе приведены новые результаты экспериментов по индуцированному нейтронами делению, выполненных на нейтронном времяпролетном спектрометре ГНЕЙС ПИЯФ. В области энергий нейтронов 1–200 МэВ измерены угловые распределения осколков деления ^{233}U и ^{209}Bi с использованием позиционно-чувствительных многопроволочных пропорциональных счетчиков в качестве детекторов осколков деления. Дано описание недавних усовершенствований процедур измерения и обработки данных. Данные по анизотропии осколков деления, полученные из измеренных угловых распределений осколков, приведены в сравнении с экспериментальными данными других авторов.

DOI: 10.7868/S0370274X16180016

Возникновение угловых распределений осколков деления обусловлено действием двух факторов. Во-первых, ансамбль спинов делящихся ядер должен быть выстроен. Во-вторых, распределение переходных состояний по величине К-проекции спина ядра на ось деления должно быть неравномерным. Первый фактор определяется процессами, предшествующими делению, тогда как второй задается самим механизмом деления. При энергиях, намного превышающих высоту барьера деления, делению предшествует многошаговая эмиссия частиц. Относительный вклад равновесных и неравновесных процессов в динамику высоковозбужденных ядер неясен до сих пор. Угловые распределения осколков индуцированного нейтронами деления при энергиях до 200 МэВ могли бы прояснить эти вопросы. Кроме того, данные по делению нейтронами промежуточных энергий принципиально важны для передовых ядерных технологий, таких как управляемые ускорителем системы (ADS) для ядерной энергетики и трансмутация ядерных отходов.

В работе приводятся результаты измерений, которые являются продолжением экспериментов по изучению индуцированного нейтронами деления на нейтронном времяпролетном спектрометре ГНЕЙС

ПИЯФ [1]. В предыдущей работе [2] нами были представлены данные по угловой анизотропии осколков деления ядер ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th , индуцированного нейтронами, относящимися к области промежуточных энергий 1–200 МэВ. Данные для ядра ^{235}U представляют особый интерес, во-первых, из-за важности ^{235}U как топливного элемента, и, во-вторых, в связи с тем обстоятельством, что аналогичные измерения были недавно выполнены на установках $n_{\text{-TOF}}$ [3, 4] и LANSCE [5].

Ситуация с другим важным топливным элементом, ^{233}U , совершенно другая. До настоящего времени для этого ядра не было экспериментальных данных по угловой анизотропии осколков деления для нейтронов с энергией выше 24 МэВ (которая является верхним пределом довольно старых измерений Симмонса и Хенкеля [6]). В нашей работе представлены результаты исследования угловых распределений осколков деления ^{233}U нейтронами с энергиями 1–200 МэВ.

Помимо актинидов, представляют интерес висмут и свинец в связи с их ролью в современных и будущих технологиях ядерной энергетики. Эвтектика (сплав) свинец–висмут является главным кандидатом на роль теплоносителя для усовершенствованных ядерных реакторов и ADS-систем. Кроме того, этот сплав предлагается использовать в качестве ма-

¹⁾e-mail: alexander.vorobyev@pnpi.spb.ru

териала мишени типа “spallation” нейтронных источников высокой мощности нового поколения. Кроме того, висмут рассматривается как возможный кандидат на роль вторичного стандарта нейтронного сечения деления, поскольку он является моноизотопом с порогом деления около 40 МэВ [7]. В данной работе приведены новые экспериментальные данные по угловой анизотропии осколков деления ^{209}Bi нейтронами с энергиями до 200 МэВ.

В течение двух последних десятилетий было выполнено несколько измерений нейтронного сечения деления ядра ^{209}Bi в области промежуточных энергий вплоть до 1 ГэВ с использованием как “белых” (с непрерывным спектром), так и квазимоноэнергетических источников нейтронов. Данные разных авторов по сечениям деления находятся в удовлетворительном согласии друг с другом. Однако, в это же время было выполнено только одно измерение угловой анизотропии осколков деления ^{209}Bi (Эйсмонт и др. [8]). При этом использовался источник квазимоноэнергетических нейтронов Лаборатории им. Сведберга (TSL, Упсала, Швеция). Таким образом, наша работа является первой попыткой изучения энергетической зависимости анизотропии эмиссии осколков деления ^{209}Bi .

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Установка располагалась на пролетной базе #5 времяпролетного спектрометра ГНЕЙС на

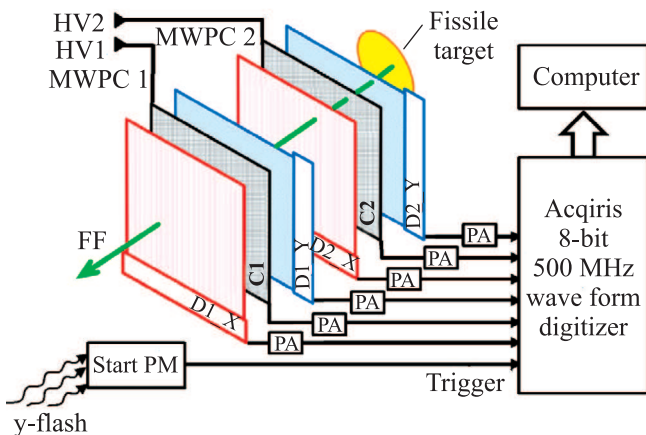


Рис. 1. (Цветной онлайн) Общий вид экспериментальной установки: PA – предусилитель; PM – фотоумножитель; HV – источник высоковольтного питания; FF – осколок деления; D1_X, D2_X – детектор 1, 2 (ось X); D1_Y, D2_Y – детектор 1, 2 (ось Y); C1, C2 – катод 1, 2

расстоянии 36 м от импульсного нейтронного источника. Малая (10 нс) ширина импульса нейтронного источника позволяет проводить времяпролетные измерения с энергетическим разрешением от

0.8 % (при 1 МэВ) до 13 % (при 200 МэВ). Металлическая мишень ^{209}Bi размером $120 \times 120 \text{ мм}^2$ изготовлена методом напыления ^{209}Bi в вакууме на пленку из Майлара толщиной 2 мкм. Мишень ^{233}U размером $50 \times 70 \text{ мм}^2$ изготовлена методом “намазывания” слоя U_3O_8 на алюминиевую фольгу толщиной 100 мкм. Толщина мишеней висмута и урана была 1000 и 150 мкг/см², соответственно. Регистрация осколков деления осуществлялась двумя позиционно-чувствительными многопроволочными пропорциональными счетчиками (МППС) размером $140 \times 140 \text{ мм}^2$ [9]. Расстояния между мишенью и катодами МППС 1 и МППС 2 равнялись 6 и 17 мм, соответственно. Диаметр нейтронного пучка в месте расположения мишени равнялся 75 мм, так что предел обрезания по углу θ был равен $\sim 83\%$ ($\cos(\theta) > 0.125$). Все проволочные плоскости электродов сделаны из расположенных параллельно позолоченных проволочек из вольфрама диаметром $\varnothing 25$ мкм при расстоянии между ними 1 мм. Катоды изготовлены из таких же проволочек, образующих сетку с прямоугольными ячейками. Полная эффективность детектора составила $\sim 80\%$ (определяется прозрачностью 3 анодов и 2 катодов, через которые должен пролететь осколок для того, чтобы быть зарегистрированным).

Счетчики для регистрации осколков были расположены на пучке один за другим, вплотную к мишени. Ось нейтронного пучка при этом проходила через геометрические центры мишени и электродов МППС, будучи перпендикулярной к ним. Величина $\cos(\theta)$, где θ – угол между осью нейтронного пучка и вектором импульса осколка деления, может быть легко вычислена с использованием координат осколка деления, измеренных двумя счетчиками. Временной и амплитудный анализ волновых форм сигналов со счетчиков позволяет определить энергию нейтрона и место попадания осколка деления в МППС и, следовательно, информацию об угле. Дополнительная информация об экспериментальной установке и системе считывания информации на базе оцифровщиков волновых форм содержится в нашей предыдущей публикации [2]. Далее мы приводим описание изменений в процедуре обработки данных, сделанных по сравнению с предыдущей работой.

Главным преимуществом используемой экспериментальной установки является то, что эффективность регистрации осколков деления полностью определяется геометрией МППС. Действительно, эффективность ограничена только геометрической прозрачностью проволочных электродов МППС, поскольку осколки пролетают через МППС без

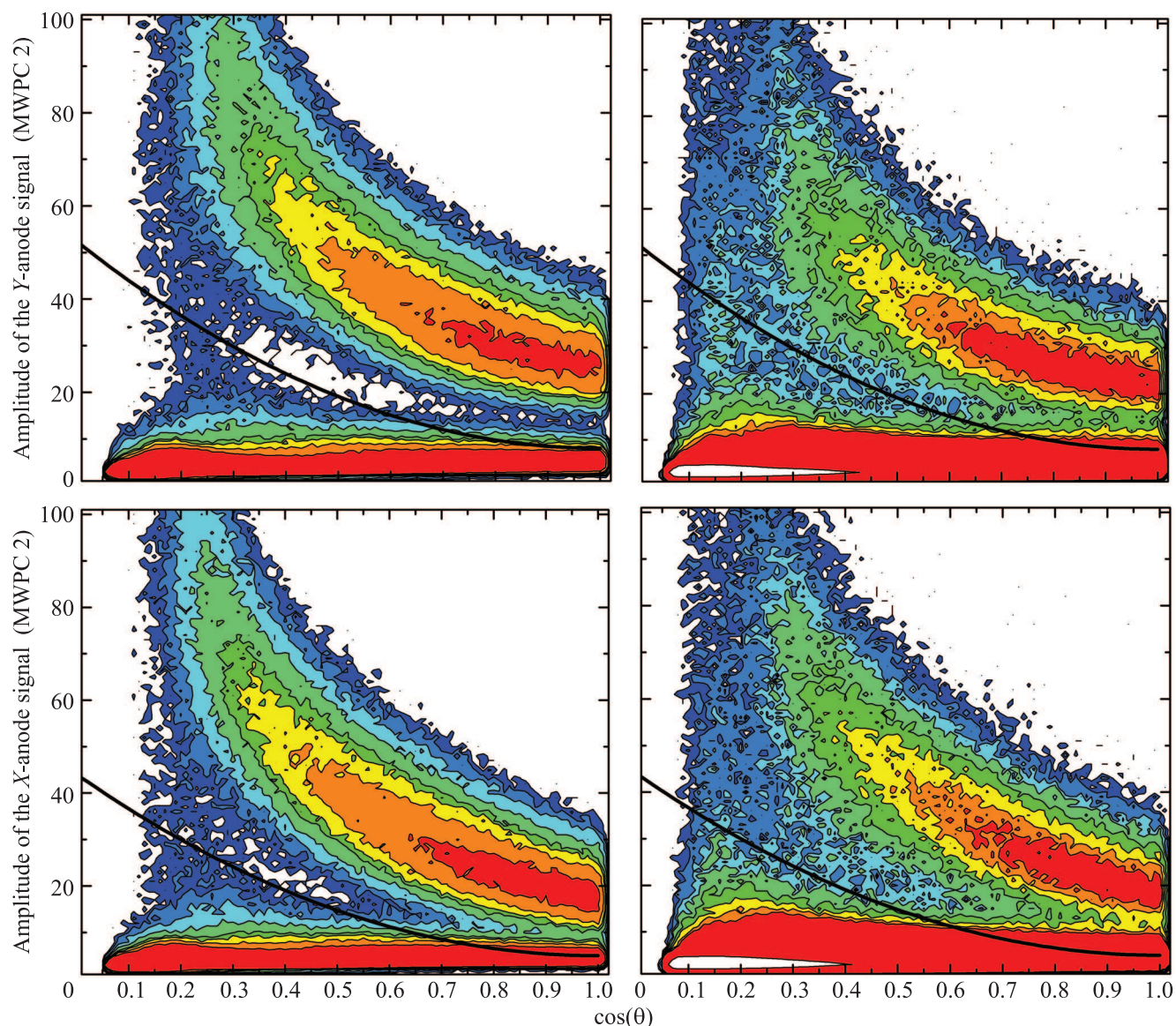


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость амплитуды сигналов с Y -анода (верхний ряд) и X -анода (нижний ряд) счетчика МППС 2 от угла между направлением движения осколка деления и нормалью к плоскости анодов (слева – ^{233}U , справа – ^{209}Bi). “Полезные” события расположены выше линии разделения (черная кривая)

каких-либо значительных потерь энергии в подложке мишени, плоскостях электродов или в рабочем газе. Таким образом, эффективность регистрации осколка деления может быть легко рассчитана с использованием моделирования методом Монте-Карло экспериментальной установки, геометрия которой известна с достаточной точностью.

Для того чтобы реализовать это преимущество, необходимо отделить “полезные” события от “плохих”. Источником последних являются осколки, которые не долетели до последнего проволочного электрода из-за поглощения в предыдущей плоскости

проволочек, а также не связанные с делением продукты реакций, индуцированных нейтронами. В нашей предыдущей работе [2] разделение событий производилось с помощью амплитудной дискриминации сигналов с катодов. В данной работе использовалась дополнительная информация о корреляциях между сигналами с катода и анодов обоих МППС:

– корреляция между $\cos(\theta)$ и амплитудой сигнала с Y -анода МППС 2 показана на рис. 2 (верхний ряд) вместе с разделительной линией (черная кривая), события выше разделительной линии рассматриваются как делительные события;

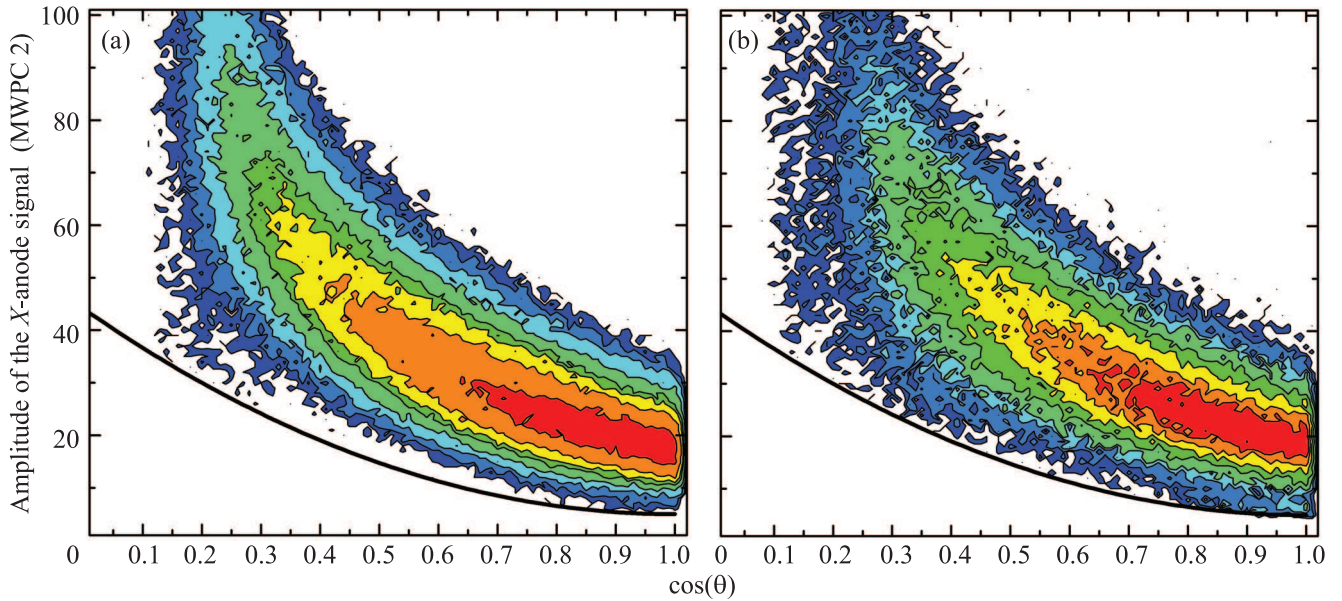


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость амплитуды сигналов с X -анода счетчика МППС 2 (D2_X) от угла между направлением движения осколка деления и нормалью к плоскости анодов ((a) – ^{233}U , (b) – ^{209}Bi), полученная после того, как были применены первые два критерия отбора. “Полезные” события расположены выше линии разделения (черная кривая)

– корреляция между $\cos(\theta)$ и амплитудой сигнала с X -анода МППС 2 (нижний ряд рис. 2, 3), критерий отбора делительных событий аналогичен критерию, используемому для отбора сигналов с Y -анода;

– корреляция между амплитудами сигналов с X -анодов обоих МППС показана на рис. 4 вместе с разделительной (прямой) линией; события слева от разделительной линии приписываются осколкам деления, которые не достигли последнего анода (X -анода МППС 1, рис. 1), т.к. они испытали столкновение с проволочками последней катодной плоскости, такие события отбрасывались.

Как видно на рис. 2, явное разделение событий с различными удельными потерями энергии может быть использовано для эффективного выделения событий деления, что отчетливо наблюдалось в измерениях с мишенью ^{233}U . События с большими удельными потерями энергии приписывались осколкам деления, тогда как события с низкими потерями идентифицировались как фоновые события, связанные со “spallation” и другими реакциями, индуцированными нейтронами в алюминиевой подложке мишени. Форма разделительной линии, показанной на рис. 2, определялась по линии, проведенной вдоль нижней границы событий деления ^{233}U . Для того, чтобы исключить возможные потери событий деления при использовании такой процедуры, разделительная линия сдвигалась вниз на величину, равную половине

полной ширины на полувысоте амплитудного распределения событий деления, соответствующего диапазону углов $0.8 < \cos(\theta) < 1$. Именно такая разделительная кривая использовалась для идентификации событий деления при обработке данных измерений с ^{233}U и ^{209}Bi , которые были выполнены с использованием идентичных настроек системы накопления и обработки данных.

Поскольку в данных измерениях регистрировался только один осколок, необходимым условием для включения в процедуру обработки данных событий от каждой частицы, проходящей через МППС, являлось совпадение сигналов с 6 электродами обоих МППС (2-х катодов и 4-х анодов). Это означает, что описанный выше метод выделения делительных событий является гораздо более эффективным, чем простая однопараметрическая дискриминация зарегистрированных событий. Данное обстоятельство демонстрируется на рис. 3, где те же данные, что и на рис. 2 (нижний ряд), показаны после применения описанной выше процедуры сепарирования событий. Зазор между событиями деления и используемой границы разделения, наблюдаемый для ^{233}U (рис. 3), демонстрирует отсутствие каких-либо событий, связанных с “spallation” реакциями, индуцированными нейтронами в алюминиевой подложке мишени, хотя в данных измерениях алюминиевая подложка мишени ^{233}U была толще, чем для мишени ^{209}Bi и акти-

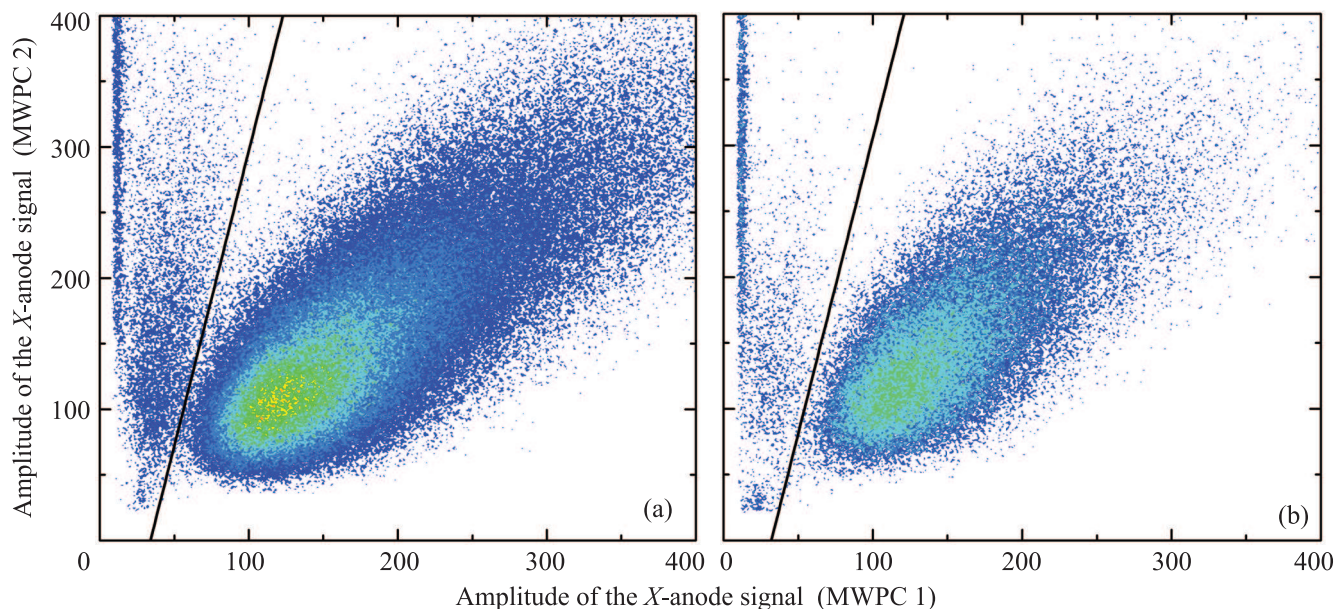


Рис.4. (Цветной онлайн) Соотношение между амплитудами сигналов с X-анодов с двух МППС ((a) – ^{233}U , (b) – ^{209}Bi), полученное после того, как были применены первые два критерия отбора. “Полезные” события расположены справа от линии разделения

нидных мишеней, использовавшихся в предыдущей работе [2]. Необходимо также отметить, что для мишени ^{233}U число зарегистрированных событий деления, индуцированных нейтронами с энергией выше 20 МэВ, составляло более половины всех событий деления, тогда как для мишени ^{209}Bi практически все зарегистрированные события деления были индуцированы нейтронами с энергией выше 50 МэВ. Следовательно, можно сделать вывод о том, что вклад в угловые распределения осколков событий, связанных с “spallation” реакциями в подложке мишени, индуцированными нейтронами высоких энергий, пренебрежимо мал. Отсутствие фона, связанного с такими событиями, было также подтверждено экспериментально отсутствием событий, происходящих из чистой алюминиевой подложки вне области материала мишени, принимая во внимание тот факт, что диаметр нейтронного пучка 75 мм был больше размеров мишени ^{233}U ($50 \times 70 \text{ мм}^2$).

В данных измерениях, в связи с малой величиной сечения деления, толщина мишени ^{209}Bi , была увеличена с $100 \div 150 \text{ мкг/см}^2$ (мишени таких толщин использовались в наших предыдущих измерениях) до 1000 мкг/см^2 . Расчет энергетических потерь осколков деления в мишени ^{209}Bi , выполненный с использованием программного кода SRIM [10], показал, что в диапазоне углов $\cos(\theta) > 0.24$ остаточная энергия самых тяжелых осколков будет более 10 МэВ. Удельная ионизация, производимая такими замедленными

осколками, будет значительно выше порога регистрации. В результате дефицит событий деления, вызванный поглощением осколков в слое материала мишени, не превышает нескольких процентов даже для самых больших углов доступного углового диапазона.

Для того, чтобы продемонстрировать эффективность примененной процедуры селекции событий, двумерные графики амплитуд коррелированных катодных сигналов от двух МППС показаны на рис. 5, 6 (для мишеней ^{233}U и ^{209}Bi , соответственно) для всех зарегистрированных событий и “полезных” событий деления, выделенных с помощью описанной процедуры.

На следующем этапе обработки данных, измеренные угловые распределения осколков деления ^{233}U и ^{209}Bi , были исправлены на эффективность регистрации осколков деления (геометрическую эффективность экспериментальной установки). Эта эффективность была вычислена при помощи моделирования установки по методу Монте-Карло, принимая во внимание следующие параметры: структура проволочных электродов, расстояние между МППС и мишенью, размеры электродов и расстояние между ними, размеры мишени и нейтронного пучка, пространственное (угловое) разрешение. Необходимо отметить также, что результаты измерения угловых распределений подвержены искажениям из-за некоторых систематических инструментальных эффек-

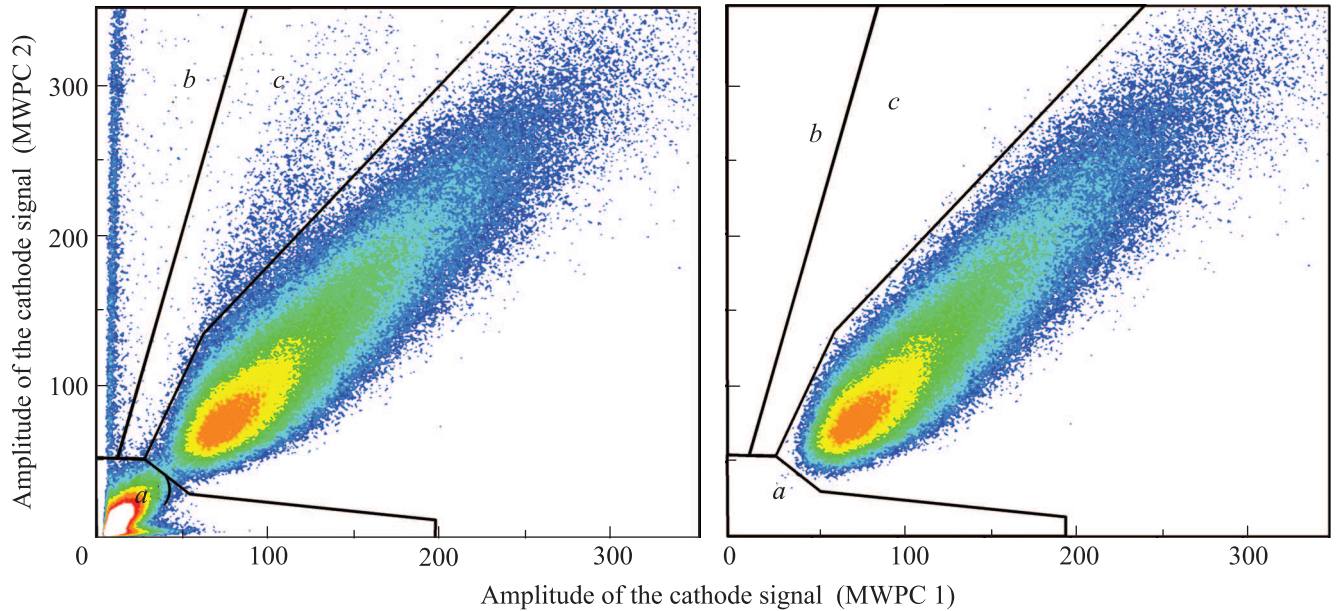


Рис. 5. (Цветной онлайн) Двумерное представление зависимости между амплитудами катодных сигналов с двух МППС в эксперименте с мишенью ^{233}U . Область не связанных с делением продуктов реакций, индуцированных нейтронами, обозначена как *a*. События деления, индуцированные в мишени, обозначены как: *b* – если осколки деления не достигли счетчика МППС 1 из-за ограниченной прозрачности счетчика МППС 2, *c* – если осколки деления не прошли через катод счетчика МППС 1. На правой части рисунка показаны только “полезные” события (пояснения приведены в тексте)

тов. К ним относятся дифференциальная нелинейность микросхем линий задержки и взаимное влияние сигналов (так называемый “cross-talk” эффект) с анодов двух соседних МППС. Следовательно, необходимо вводить дополнительные поправки в измеренные угловые распределения.

Чтобы получить величину такой поправки, было измерено заведомо изотропное угловое распределение осколков источника спонтанного деления ^{252}Cf . Источник ^{252}Cf диаметром 10 мм был расположен на той же самой позиции, где располагаются мишени исследуемых ядер. В измеренные угловые распределения осколков деления ^{252}Cf были внесены поправки на геометрическую эффективность, рассчитанные при помощи моделирования по методу Монте-Карло. Результаты такого моделирования приведены на рис. 7. Пунктирная кривая соответствует точному геометрическому моделированию при идеальном позиционном разрешении, тогда как сплошная линия демонстрирует результат моделирования с учетом реального позиционного разрешения (~ 2 мм). Сравнение исправленного углового распределения осколков деления ^{252}Cf и изотропного (плоского) распределения показывает некоторое различие между ними. Это различие может достигать 10% и связано с дифференциальной нелинейностью определения по-

ложения, как это было отмечено выше. Отношение плоского распределения и скорректированного углового распределения осколков деления ^{252}Cf рассматривалось далее как дополнительный поправочный множитель (рис. 8).

В результате, угловые $\cos(\theta)$ -распределения осколков деления в лабораторной системе координат были получены из измеренных распределений с учетом как геометрической, так и дополнительной поправок. Величины анизотропии $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ угловых распределений осколков деления в системе центра масс были получены из этих поправленных распределений путем их фитирования в области $0.24 < \cos(\theta) < 1.0$ суммой четных полиномов Лежандра до 4-й степени включительно, при этом шаг величин $\cos(\theta)$ равнялся 0.01. Область фитирования и максимальная степень полиномов Лежандра были увеличены по сравнению с нашей предыдущей работой [2], в которой использовалась область $0.4 < \cos(\theta) < 1.0$ и 2-я степень полиномов Лежандра. Это стало возможным благодаря использованию процедуры селекции “полезных” событий, описанной выше. Кроме того, была использована более реалистичная угловая зависимость эффективности регистрации осколков деления вместо постоянной величины, использованной ранее [2]. Это позволило

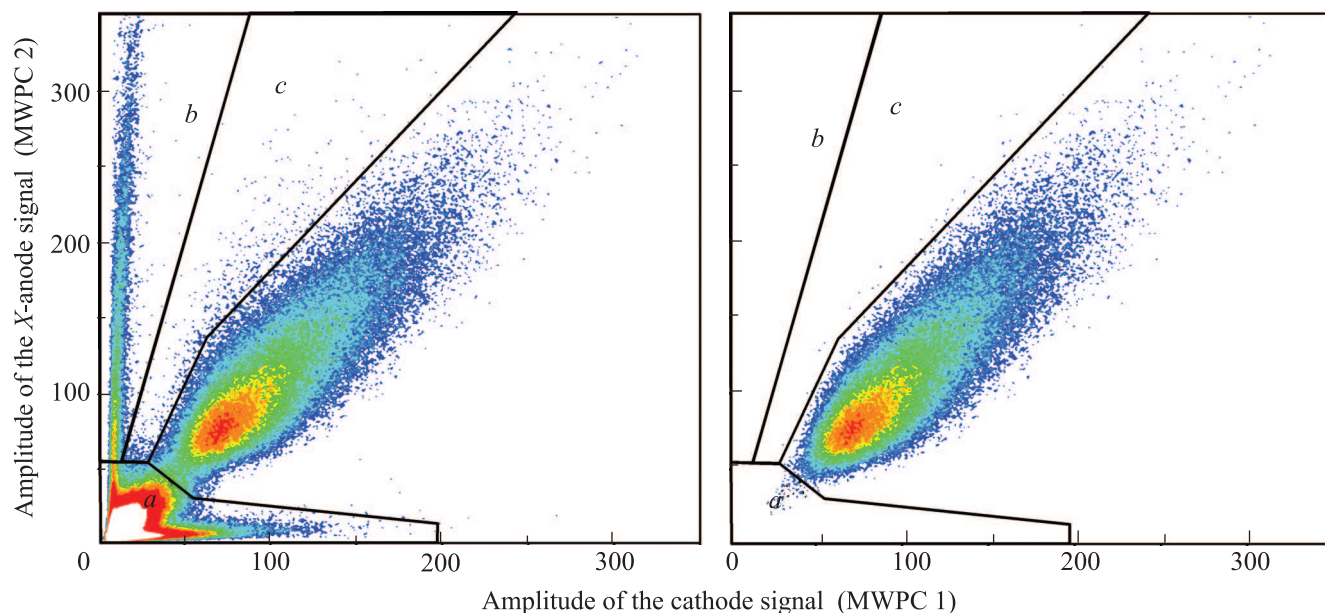


Рис. 6. (Цветной онлайн) Двумерное представление зависимости между амплитудами катодных сигналов с двух МППС в эксперименте с мишенью ^{209}Bi . Область не связанных с делением продуктов реакций, индуцированных нейтронами, обозначена как *a*. События деления, индуцированные в мишени, обозначены как: *b* – если осколки деления не достигли счетчика МППС 1 из-за ограниченной прозрачности счетчика МППС 2, *c* – если осколки деления не прошли через катод счетчика МППС 1. На правой части рисунка показаны только “полезные” события (пояснения приведены в тексте)

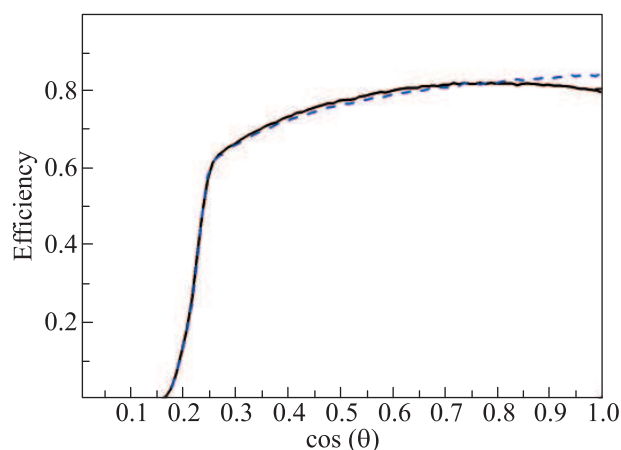


Рис. 7. (Цветной онлайн) Геометрическая эффективность установки для эксперимента с ^{252}Cf источником, полученная при помощи Монте-Карло моделирования: пунктирная линия – результат моделирования при идеальном пространственном разрешении, сплошная линия – результат моделирования, учитывающего реальное пространственное разрешение (~ 2 мм)

делать более точное описание угловых распределений осколков деления. Для того чтобы учесть вклад линейного переданного импульса в угловые распределения, величина анизотропии, измеренная

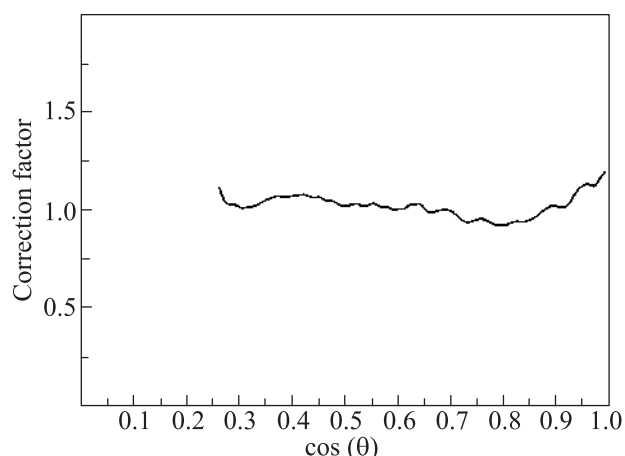


Рис. 8. Дополнительный поправочный множитель для эксперимента с ^{252}Cf источником, связанный с влиянием дифференциальной нелинейности при определении положения осколка деления

для двух ориентаций экспериментальной установки относительно направления нейтронного пучка (по пучку и против пучка), усреднялась.

Угловые распределения осколков деления в системе центра масс для ^{233}U представлены на рис. 9 для двух интервалов энергии нейтронов, 1.49 ± 0.16 МэВ и 15.7 ± 1.4 МэВ, в сравнении с

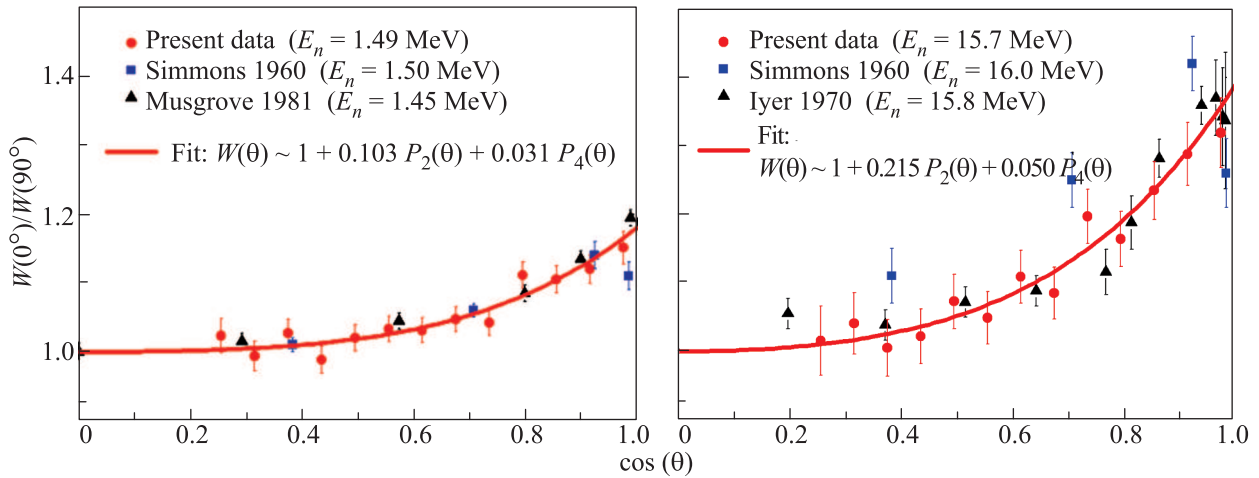


Рис. 9. (Цветной онлайн) Угловые распределения для ^{233}U . Приведены только статистические погрешности. Сплошная линия – результат интерполяции суммой четных полиномов Лежандра до 4-й степени включительно

экспериментальными данными других авторов [6, 11, 12]. Результаты фитирования данных суммой четных полиномов Лежандра по 4-ю степень включительно также показаны на рис. 9. Из приведенных примеров видно, что наши результаты хорошо согласуются с данными других авторов. Стоит отметить, что методики эксперимента, использованные упомянутыми авторами, отличаются как типом детекторов осколков, так и свойствами нейтронных источников. Это может служить убедительным доказательством точности и надежности использованной нами методики измерений и обработки данных, по крайней мере, в области энергий нейтронов до 20 МэВ.

В качестве примера данных, полученных для ^{209}Bi , на рис. 10 показаны угловые распределения осколков деления в системе центра масс для интервалов энергии нейтронов 70.2 ± 13.7 МэВ и 141.3 ± 42.6 МэВ. Там же приведены результаты фитирования этих распределений. Анизотропия $W(0^\circ)/W(90^\circ)$, полученная фитированием угловых распределений осколков деления ^{233}U и ^{209}Bi , измеренных в данной работе в диапазоне энергии нейтронов 1–200 МэВ, приведена на рис. 11.

Как было упомянуто выше, приведенные в базе экспериментальных данных EXFOR [17] данные по анизотропии осколков деления для ядра ^{233}U в области энергии нейтронов выше 1 МэВ немногочисленны: список ссылок насчитывает 9 работ. Помимо наших данных, на рис. 11 приведены результаты 6 работ, выполненных ранее. В 3-х из них приведены данные для области энергии нейтронов выше 10 МэВ и только в измерениях Симмонса и Хенкеля [6] был перекрыт диапазон 1–24 МэВ.

В области энергий ниже 7 МэВ наши результаты в пределах экспериментальных погрешностей согласуются с наиболее полными наборами данных Шпака [16] и Симмонса [6], находясь между ними. Аналогичным образом, в области энергий 7–24 МэВ наши данные в среднем на 4–7% выше данных Симмонса, тогда как расхождение с данными Масгрува [12] и Андросенко [15] не превышает 3% и находится в пределах экспериментальных погрешностей. Средняя величина погрешности наших данных равна 2–3% в области энергий 20–200 МэВ.

Что касается измерений анизотропии ^{209}Bi , то наши результаты можно резюмировать следующим образом:

1) впервые получен набор экспериментальных данных по энергетической зависимости анизотропии осколков деления ^{209}Bi в диапазоне энергии нейтронов 40–200 МэВ;

2) на достигнутом уровне точности можно констатировать, что при энергии $50 \div 60$ МэВ существует максимум величины анизотропии, равный 1.6 ± 0.1 , за которым следует плавный спад с ростом энергии нейтрона, который выходит на плато высотой около 1.2 ± 0.05 ;

3) значение анизотропии, измеренное Эймонтом и др. [8] в одной точке при энергии нейтрона ~ 75 МэВ и равное 1.5 ± 0.2 , согласуется с нашими данными.

В заключение можно констатировать, что в работе представлены новые экспериментальные данные по угловым распределениям осколков деления ^{233}U и ^{209}Bi , индуцированного нейтронами с энергиями 1–200 МэВ. Помимо важности этих данных для прило-

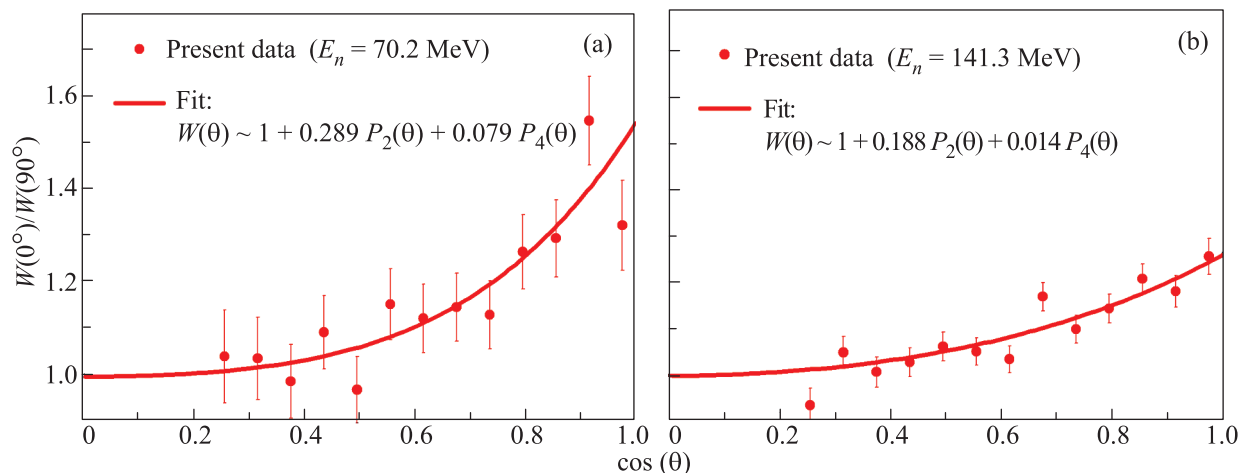


Рис. 10. (Цветной онлайн) Угловые распределения для ^{209}Bi . Приведены только статистические погрешности. Непрерывная линия – результат интерполяции суммой четных полиномов Лежандра до 4-й степени включительно

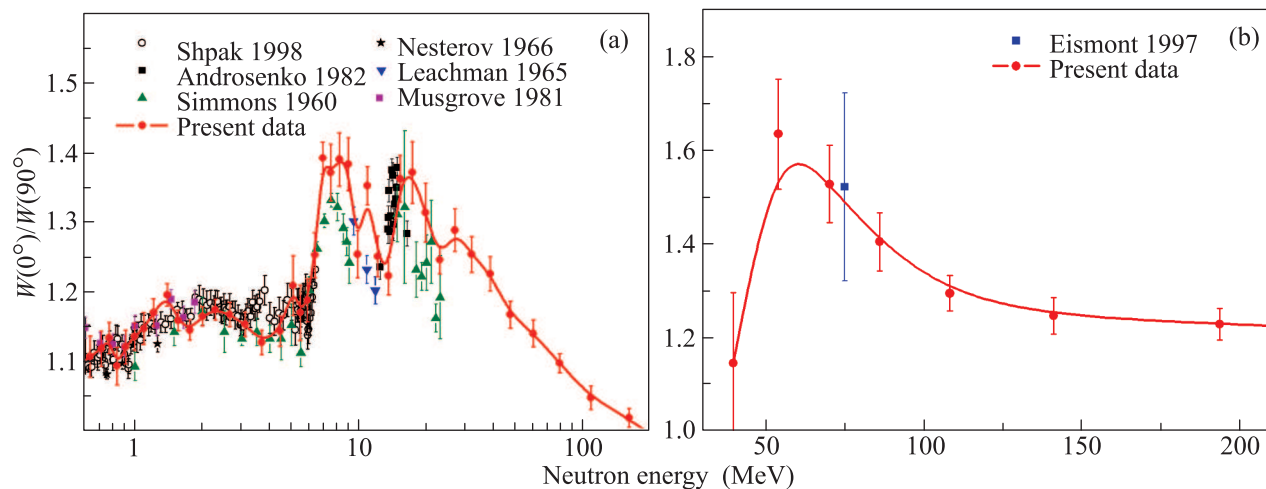


Рис. 11. (Цветной онлайн) Анизотропия осколков деления ^{233}U (a) и ^{209}Bi (b) в сравнении с экспериментальными данными других авторов ([6, 12–16] для ^{233}U и [8] для ^{209}Bi). Непрерывная линия проведена по экспериментальным данным ориентировочно

жений, они представляют большой интерес для понимания процесса каскадного снятия возбуждения в ядрах. Несомненно, анизотропия осколков деления ядер ^{233}U и ^{209}Bi , наблюдаемая при высоких энергиях нейтронов, образуется на существенно разных стадиях каскадного процесса, вследствие большого различия барьеров деления. Чем выше барьер деления, тем ниже вклад в величину анизотропии, который стоило ожидать исходя из многошансового характера деления, т.е. деления, которое происходит после множественной эмиссии частиц.

Значительный вклад высших шансов деления в величину анизотропии был обнаружен в работе Рыжова и др. [18] по изучению деления ^{232}Th и ^{238}U нейтронами с энергиями в диапазоне 20–100 МэВ. В этой же работе было установлено сильное влияние предравновесной эмиссии частиц на наблюдае-

мую анизотропию при высоких энергиях нейтронов и отмечены проблемы количественного учета этого процесса. Представленные на рис. 11 данные качественно подтверждают роль высокошансового деления: чем короче предшествующий делению каскад с эмиссией частиц, тем ниже потеря ориентации спинов делящихся ядер и, следовательно, тем выше величина угловой анизотропии осколков. Последовательный анализ данных по анизотропии позволит более определенно разделить вклады предравновесных процессов и, таким образом, открыть новые направления исследования динамики ядра при высоких энергиях возбуждения.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Ускорительного отдела ПИЯФ за их постоянную дружескую помощь и стабильную работу синхротрона во время проведения эксперимента.

1. N.K. Abrosimov, G.Z. Borukhovich, A.B. Laptev, V.V. Marchenkov, G.A. Petrov, O.A. Shcherbakov, Yu.V. Tuboltsev, and V.I. Yurchenko, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **242**, 121 (1985).
2. A.S. Vorobyev, A.M. Gagarski, O.A. Shcherbakov, L.A. Vaishnene, and A.L. Barabanov, JETP Lett. **102**(4), 203 (2015).
3. L.S. Leong, PhD Thesis, Université Paris Sud, CERN-Thesis-2013-254.
4. E. Leal-Cidoncha, I. Duran, C. Paradela et al. (Collaboration), EPJ Web of Conf. **111**, 10002 (2016).
5. V. Kleinrath, PhD Thesis, Technischen Universität Wien (2015).
6. J.E. Simmons and R.L. Henkel, Phys. Rev. **120**, 198 (1960).
7. B. Marcinkevicius, S. Simakov, and V. Pronyaev, IAEA Report, INDC(NDS)-0681, Vienna (2015).
8. V. Eismont, A. Kireev, I. Ryzhov, G. Tutin, K. Elmgren, H. Condè, J. Rahm, J. Blomgren, N. Olsson, and E. Ramström, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, May 19–24, 1997; Trieste, Italy*, Conference Proceedings **59**, 658 (1997).
9. G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurements*, 3-rd ed., J. Wiley, N.Y. (2000).
10. J.F. Ziegler, Nucl. Instr. Meth. B **219–220**, 1027 (2004); <http://www.srim.org>.
11. R.H. Iyer and M.L. Sagu, in *Proceedings of the Nuclear Physics and Solid State Physics Symposium, December 27–30, 1970; Madurai, India: Nuclear Physics* **2**, 57 (1970).
12. A.R. de L Musgrove, J.W. Boldeman, J.L. Cook, D.W. Lang, E.K. Rose, R.L. Walsh, J. Caruana, and J.N. Mathur, J. Phys. G: Nucl. Phys. **7**, 549 (1981).
13. R.B. Leachman and L. Blumberg, Phys. Rev. **137**, B814 (1965).
14. V.G. Nesterov, G.N. Smirenkin, and D.L. Shpak, *Yadernaya Fizika* **4**(5), 993 (1966).
15. Kh.D. Androsenko, G.G. Korolev, and D.L. Shpak, VANT, Ser.Yadernye Konstanty **46**(2), 9 (1982).
16. D.L. Shpak, *Physics of Atomic Nuclei* **61**(8), 1333 (1998).
17. N. Otuka, E. Dupont, V. Semkova et al. (Collaboration), *Nuclear Data Sheets* **120**, 272 (2014).
18. I.V. Ryzhov, M.S. Onegin, G.A. Tutin, J. Blomgren, N. Olsson, A.V. Prokofiev, and P.-U. Renberg, Nucl. Phys. A **760**, 19 (2005).