

УДК 53.082.77

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ КАМЕРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОДБАРЬЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2019 г. А. А. Алексеев¹, С. Г. Лебедев¹, *, В. Э. Янц¹

¹Институт ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

*E-mail: lebedev@inr.ru

Поступила в редакцию 04.04.2019 г.

После доработки 16.05.2019 г.

Принята к публикации 22.05.2019 г.

Описана электролюминесцентная камера деления, в основе работы которой — оптическое детектирование импульсов деления. Использование оптического тракта позволяет существенно уменьшить статистические погрешности измерений, снизить гамма-фон и повысить устойчивость к электрическим и механическим помехам. Электролюминесценция в сильных электрических полях со значительным, в 10^3 – 10^4 раз, увеличением интенсивности света позволяет регистрировать отдельные акты деления в режиме счета. Данные преимущества позволяют с высокой разрешающей способностью измерять энергетическую зависимость сечений подбарьерного деления трансурановых элементов на спектрометрах по времени замедления нейтронов в свинце.

Ключевые слова: электролюминесцентная камера деления, трансурановые элементы.

DOI: 10.1134/S1028096019110062

ВВЕДЕНИЕ

К детекторам нейтронов, применяющихся в системах контроля и аварийной защиты реактора, предъявляются высокие требования — они должны быть стойкими к воздействию высоких доз гамма- и нейтронного облучения. Основное требование — высокая избирательность по отношению к нейтронам, независимо от уровня γ -фона. Второе важное требование — высокая устойчивость к электрическим и механическим помехам.

В настоящее время в качестве детекторов нейтронов на реакторах используют ионизационные камеры деления [1–3]. Главным недостатком таких камер является генерация ложных сигналов вследствие воздействия вибраций и электрических помех, возникающих при работе электромеханических механизмов реактора. Так как регистрирующая аппаратура расположена в десятках метров от детектора, передача слабых электрических сигналов от камер деления на такие расстояния представляет серьезную проблему. В связи с этим использование камер деления ограничено.

Известны люминесцентные камеры деления [4], основанные на сцинтилляции благородных газов под действием осколков деления. Оптический сигнал от таких камер может быть передан на значительное расстояние по оптоволоконному каналу, за пределы биологической защиты реактора. Оптоволоконный канал обладает хорошей помехозащищенностью. Камера деления, запол-

ненная инертным газом, характеризуется высокой радиационной стойкостью и малой чувствительностью к γ -излучению. Однако детальный анализ работы такого датчика приводит к выводу, что можно регистрировать только некоторое усредненное свечение газового сцинтиллятора. Отдельные акты деления в камере не могут быть выделены на фоне непрерывного свечения световода под действием γ - и β -излучения (в основном черенковский свет). Такая ситуация возникает вследствие того, что только малая (10^{-3} – 10^{-4}) доля света от сцинтиллятора может быть захвачена световодом. И хотя исходное количество фотонов при сцинтилляции осколка деления ^{235}U достаточно велико ($n_{\phi} \approx 10^6$), до фотоприемника в отдельном акте деления доходит только 10^2 – 10^3 фотонов. Это серьезный недостаток датчика, так как регистрация усредненного свечения требует тщательной калибровки всего тракта передачи света и постоянного контроля величины коэффициента передачи (в частности, прозрачности световода, его люминесценции, деградации газовой смеси).

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ КАМЕРЫ ДЕЛЕНИЯ

В настоящей работе предлагается использовать эффект электролюминесценции в сильных электрических полях для значительного (в 10^3 раз) увеличения интенсивности света в акте деления в

датчике. Такое усиление света позволит скомпенсировать неизбежно плохое оптическое сопряжение камеры деления с оптоволоконном и регистрировать отдельные акты деления в режиме счета. Более того, усиление света дает возможность использовать в качестве фотоприемника света не фотоумножитель, а оптические фотодиоды, что на практике является значительным преимуществом.

Анализ работоспособности электролюминесцентного детектора проводится при замене электрической камеры деления оптической камерой на стотонном спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце СВЗ-100 [5] Института ядерных исследований РАН. Методы нейтронной спектрометрии по времени замедления в свинце в связи с их высокой светосилой и рядом других особенностей могут оказаться весьма полезными для спектрометрии ядер, удаленных от полосы β -стабильности, и решения многих современных задач. Впрыскивание короткого импульса быстрых нейтронов в большой блок замедлителя (например, куб с длиной ребра порядка 1–2 м) приводит к тому, что за счет неупругого рассеяния нейтроны быстро теряют свою энергию до энергии первого возбужденного состояния замедлителя (в свинце – до 0.5 МэВ за время ~ 0.3 мкс). Затем процесс замедления происходит только за счет упругих столкновений с ядрами замедлителя. Теряя при одном соударении энергию, в среднем равную величине $2/A$, где A – атомная масса ядра замедлителя, нейтроны сравнительно плавно меняют свою энергию со временем практически до энергии теплового равновесия с замедлителем, если объем замедлителя достаточно велик, а сечение поглощения нейтронов ядрами замедлителя мало. Поскольку сечения рассеяния в свинце практически постоянны в области значений энергии ниже 1 МэВ, т.е. длина пробега нейтрона до следующего акта рассеяния постоянна, в процессе замедления происходит некоторая “фокусировка” скоростей нейтронов вокруг среднего значения, поскольку быстрые нейтроны сталкиваются чаще с ядрами замедлителя, чем медленные.

Нейтронный спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце СВЗ-100, разработанный в Институте ядерных исследований РАН, предназначен для исследования взаимодействия нейтронов с ядрами: для изучения свойств ядер и нейтронов, для решения проблем переработки отработанного ядерного топлива, совершенствования ядерного энергетического цикла, создания экологически чистой ядерной энергетики. Рабочее тело спектрометра массой 100 т смонтировано из отфрезерованных блоков свинца чистотой 99.996% массой 1 и 3/4 т. Длительность протонного импульса 2 мкс. Энергия протонов 209 МэВ. Получены первые уникальные результаты по вза-

имодействию нейтронов с тяжелыми радиоактивными ядрами. Спектрометр СВЗ-100 благодаря высокой чистоте свинца имеет рекордное разрешение по сравнению с другими спектрометрами по времени замедления. Каналы на больших расстояниях от центра генерации нейтронов позволяют получить удовлетворительное разрешение до энергии нейтронов порядка 70 кэВ. Спадание нейтронного потока за время цикла наименьшее по сравнению с другими спектрометрами из-за его большой массы. СВЗ-100 является спектрометром третьего поколения, существенно превосходящим по светосиле спектрометры, использующие электронные пучки [6, 7]. Огромная светосила спектрометра в сочетании с линейным ускорителем протонов позволяет измерять образцы массой несколько микрограмм. Схема и внешний вид спектрометра СВЗ-100 представлены на рис. 1. Благодаря высокой светосиле СВЗ-100 был использован для исследования подбарьерного деления трансурановых элементов [8–10]. Результат измерения энергетической зависимости сечения деления ^{238}U представлен на рис. 2. Как можно видеть, результаты измерений не согласуются с имеющимися данными ENDF/B-VII [11, 12] как в области низких энергий, важной для подбарьерного деления, так и в области высоких энергий из-за больших статистических ошибок измерений.

При исследовании трансурановых элементов возникают большие статистические погрешности измерений из-за малого сечения деления, которое при использовании в камере деления сигнала от электронов первичной ионизации дает низкий счет распадов. Альтернативное использование электролюминесцентной камеры деления, в которой размножаются электроны первичной ионизации, позволяет существенно снизить статистические погрешности и измерить сечения в подбарьерной области с более высокой точностью.

ОПИСАНИЕ ПРИНЦИПА РАБОТЫ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ДЕТЕКТОРА

Исполнение электролюминесцентного детектора может быть самым разнообразным, в зависимости от характера решаемой задачи. В простейшем исполнении детектор представляет собой классический цилиндрический газоразрядный счетчик: катод, анод и оптическое окно для вывода света. Газовое заполнение – благородные газы с добавками N_2 . Электроны первичной ионизации, например, от осколка деления дрейфуют в электрическом поле к аноду (диаметром ~ 20 мкм) и, достигнув области с напряженностью поля $E \approx 10^5 - 10^6$ В/см, на длине свободного пробега в газовой среде достигают энергии, достаточной для

оптического возбуждения благородного газа или его ионизации.

Различают два режима работы электролюминесцентного детектора: с размножением электронов первичной ионизации и без размножения. В режиме без умножения электронов можно добиться лучшего энергетического разрешения, так как исключаются флуктуации числа электронов, которые велики в случае умножения. Удастся получить порядка 100 фотонов на один электрон ионизации. В случае электролюминесцентного детектора энергетическое разрешение неважно, и можно работать в режиме умножения первичной ионизации. Реально получить 10^3 – 10^4 фотонов на один электрон ионизации. Выбор одного из двух режимов задается величиной высокого напряжения на детекторе и, в определенной степени, диаметром анода. Данный вопрос относится к оптимизации работы детектора, и его здесь касаться не будем.

ОЦЕНКА ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ДЕТЕКТОРА

Характерное энерговыделение E_f от осколка деления в счетчике диаметром 5 мм, заполненном Хе, составляет 5×10^7 эВ. Число электронов первичной ионизации $N_e = E_f/E_e = 2.5 \times 10^6$, где E_e – энергия на один электрон, равная 20 эВ.

При полном коэффициенте оптического усиления $K_{\text{оу}} = 10^4$ получим число фотонов $N_\gamma = 10^4 \times 2.5 \times 10^6 = 2.5 \times 10^{10}$. На данном этапе сложно оценить коэффициент конверсии ультрафиолета в оптический диапазон (более 80%), и можно условно принять его равным 100%. При коэффициенте оптического сопряжения световода и электролюминесцентного детектора $\alpha = 10^{-4}$ получим в световоде и на фотоприемнике $N_\gamma = \alpha N_\gamma = 2.5 \times 10^6$ фотонов. Коэффициент конверсии фотонов в фотоэлектроны на фотоприемнике можно оценить, как $\beta = 0.8$, тогда $N_{\text{фэ}} = 2 \times 10^6$ фотоэлектронов. Длительность импульса фотонов $\tau = 10^{-8}$ с. Тогда амплитуда токового импульса длительностью $\tau = 10^{-8}$ с $i_a = 2 \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19}/10^{-8} \approx 3 \times 10^{-5}$ А = 30 мкА. При сопротивлении нагрузки в цепи фотоприемника $R_H = 1000$ Ом, ($C_{\text{пар}} \approx 10^{-11}$ Ф) $U_{\text{сигн}} = i_a R_H = 30 \times 10^{-3}$ В = 30 мВ.

Из вышеприведенных оценок следует, что величина сигнала достаточна для его уверенной регистрации в режиме счета (пока без учета фонового сигнала от черенковского излучения в световоде).

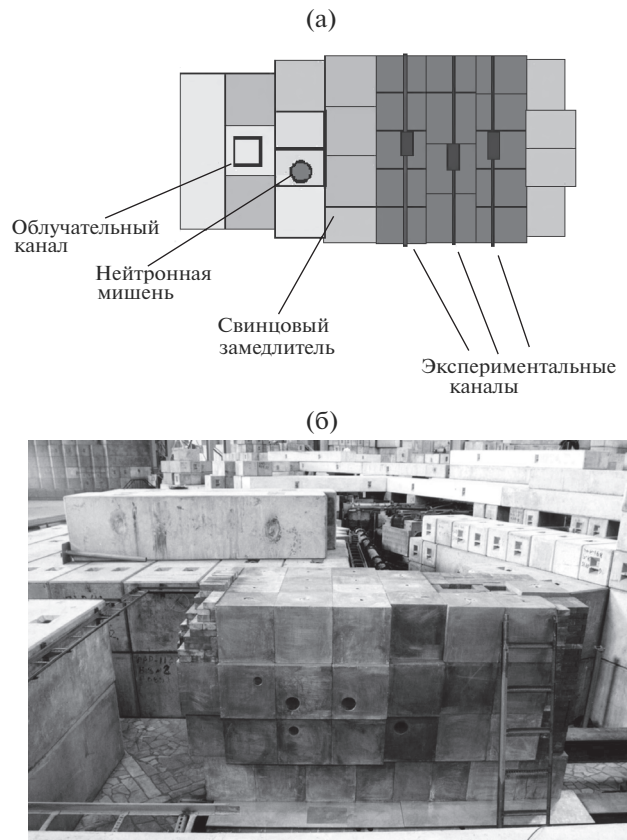


Рис. 1. Схема (а) и внешний вид (б) спектрометра по времени замедления нейтронов в свинце СВЗ-100 Института ядерных исследований РАН.

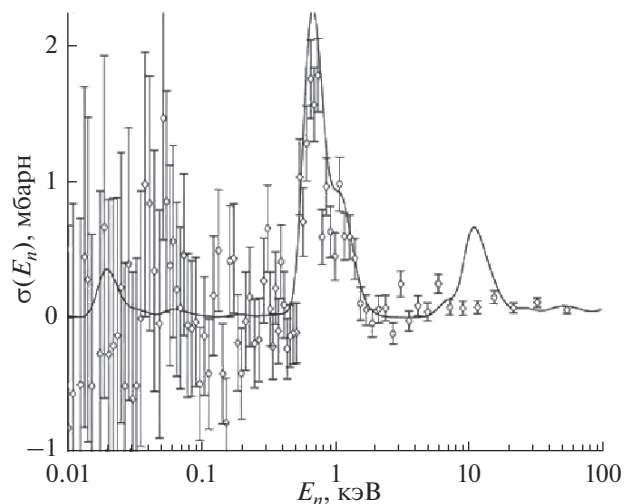


Рис. 2. Сечение деления $^{238}\text{U}(n, f)$: точки – данные [8]; сплошная кривая – данные ENDF/B-VII.

ОЦЕНКА ФОНОВОГО СИГНАЛА ОТ СВЕТОВОДА

В качестве исходной величины можно выбрать предельную величину мощности дозы $\Gamma = 10^2$ Гр/с =

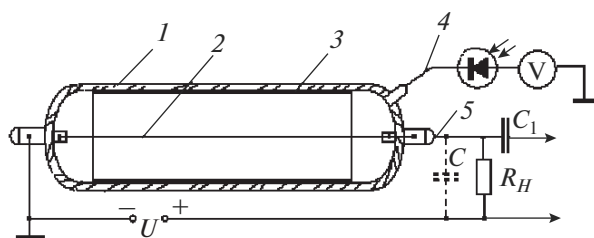


Рис. 3. Электролюминесцентная камера деления: 1 – кварцевый корпус; 2 – вольфрамовая нить анода; 3 – пирографитовый катод с нанесенным слоем радиатора; 4 – канал электролюминесцентной регистрации актов деления в составе оптического волокна, фото диода и вольтметр; 5 – канал электрической регистрации актов деления.

$= 10^2$ Дж/кГ·с. Масса световода при длине $L = 10$ м, диаметре 1 мм и объеме $V = 10$ см³ составит $m_{\text{свет}} = 0.025$ кг. Поглощенная световодом мощность дозы $P_{\text{св}} = \Gamma m_{\text{свет}} = 10^2 \times 0.025 = 2.5$ Дж/с $= 4 \times 10^{19}$ эВ/с.

Принимая за среднюю энергию комптоновских электронов и β -частиц величину $E_e = 2 \times 10^6$ эВ, получаем, что через тело световода каждую секунду проходит $n_e = P_{\text{св}}/2 \times 10^6 = 2 \times 10^{13}$ условных электронов (предполагается, что все они поглощены). Каждый такой условный электрон (при полном поглощении в кварце с показателем преломления $n = 1.5$) порождает $n_{\text{ч}} = 10^2$ черенковских фотонов.

Итого, в световоде при мощности дозы $\Gamma = 10^2$ Гр/с каждую секунду рождается $N_{\text{ч}} = n_{\text{ч}} n_e = 2 \times 10^{15}$ черенковских фотонов. Принимая во внимание, что из всех рожденных фотонов в световод будет захвачена часть из них (2×10^{-2}), получим, что до фотоприемника каждую секунду будет доходить $N_{\text{ч}} = 4 \times 10^{13}$ фотонов. При $\beta = 0.8$ ток фотоприемника, обусловленный фоном в световоде (от черенковского света), составит $I_{\text{фон}} = 0.8 \times 4 \times 10^{13} \times 1.6 \times 10^{-19}$ Кл/с $= 5 \times 10^{-6}$ А $= 5$ мкА. Фоновый ток (от световода) представляет собой постоянный ток, медленно изменяющийся (с постоянной десятки секунд) с дозой $\Gamma_{\gamma, \beta}$. Сравнивая ожидаемый уровень полезного сигнала (от осколков деления) $I_a = 30$ мкА и $I_{\text{фон}} = 5$ мкА, видим, что фон от световода не является проблемой. Более того, так как $I_{\text{ф}}$ – постоянный ток, от него можно практически полностью избавиться с помощью фильтра низких частот. Помехой является только флуктуация тока $I_{\text{ф}}$ в интервале времени $t \sim 10^{-8}$ с. Оценим флуктуацию $I_{\text{ф}}$ с $\tau = 10^{-8}$ с. Заряд $g_{\text{ф}} = I_{\text{ф}} \tau = 10^{-13}$ Кл. Это соответствует числу элементарных зарядов $n_{\text{эф}} = g_{\text{ф}}/e = 6 \times 10^5$. Флуктуация $\delta_e = \sqrt{n_{\text{эф}}} = 8 \times 10^2$ электронов. В то же время уровень сигнала составляет

$N_{\text{фэ}} = 2 \times 10^6$ фотоэлектронов. Сопоставляя δ_e с $N_{\text{фэ}}$, получаем отношение сигнал/шум $= 2.5 \times 10^3$. Статистическая погрешность измерений составит 0.04%. Таким образом, при скорости счета осколков деления $n_f = 2500$ с⁻¹ скорость фонового счета будет составлять $n_{\text{ф}} = 1$ с⁻¹, т.е. не представляет проблемы.

КОНСТРУКЦИЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ КАМЕРЫ ДЕЛЕНИЯ

Существует ряд неопределенностей значений важных параметров: коэффициента оптического сопряжения, максимумов спектра электролюминесценции, максимально достижимого коэффициента оптического усиления и других. Поэтому на данном этапе предполагается следующая конструкция опытного варианта детектора. За основу конструкции взят разработанный в ИЯИ кварцевый пропорциональный счетчик, который использовался в эксперименте SAGE [13] по регистрации потока солнечных нейтрино. Схема ионизационной камеры деления представлена на рис. 3.

Конструкция счетчика такова, что вполне можно рассчитывать на его высокую радиационную стойкость. Счетчик за исключением молибденовых гермовводов выполнен из кварца, анод – вольфрамовая проволока диаметром 20 мкм, катод – слой пироуглерода толщиной ~1 мкм. После заполнения его газовой смесью ($\text{Xe} + 5\% \text{N}_2$) он может быть герметично запаян.

Световод предполагается стыковать по центру счетчика, где существует естественное сужение кварцевой колбы. Свечение электролюминесценции исходит из области, прилегающей к аноду. Поэтому при таком креплении световода эта область хорошо просматривается апертурой световода. Разброс амплитуд неважен при достаточно низком пороге регистрации.

Радиатор, например ^{235}U в данной конструкции, может быть введен двумя способами: нанесен на анодную проволоку, введен в состав газовой смеси в виде UF_6 . Количество ^{235}U при потоке $\Phi_n = 10^{13}$ и скорости счета $n = 10^3$ составит $m = 6 \times 10^{-11}$ г, или 1.5×10^{11} ат. При нормальных условиях счетчик диаметром 5 мм и длиной 100 мм содержит ~ 10^{20} ат. Хе, поэтому введение радианта в виде газа UF_6 не должно испортить газовую сцинтилляционную смесь. Нанесение ^{235}U на катод в данной конструкции затруднительно в силу технологии изготовления счетчика (слой пироуглерода формируется при термическом разложении изобутана в закрытой конструкции, и поэтому нанесение слоя урана поверх катода также требует введения ^{235}U в счетчик в виде его термически

нестабильного соединения с последующим разложением). Однако если потребуется нанести ^{235}U на катод, то просматривается следующий вариант: в счетчик вводится UF_6 в необходимом количестве (в газовой фазе дозировать необходимое количество порядка нано и пикограмм проще всего) в смеси с ксеноном, затем осуществляется герметизация счетчика. Далее к счетчику прикладывается высокое напряжение, достаточное, чтобы перевести его в режим Гейгера (или при низком давлении в режим тлеющего разряда). Соединение UF_6 в газовом разряде будет разложено и осядет в основном на катоде. Конечно, такой подход требует обработки.

ОЦЕНКА КОЛИЧЕСТВА РАДИАНТА

С точки зрения исследования подбарьерного деления очень важна чувствительность камеры деления в низкоэнергетической области. Как видно на рис. 2, ошибка измерения сечения деления ^{238}U при энергии ниже 1 кэВ превышает 100% от измеряемой величины. Другими проблемами применения электрической камеры деления являются взаимное влияние электронов в разных каналах камеры, а также высокий γ -фон, возникающий при захвате нейтронов в свинце и примесях. Применение электролюминесцентной камеры деления позволит в значительной мере помочь решению перечисленных проблем. При заполнении камеры диаметром 5 мм и длиной 100 мм газообразным радиантом $^{238}\text{UF}_6$ с массой, эквивалентной использованной в измерениях [8], при атмосферном давлении количество атомов составит $N(^{238}\text{U}) = 4 \times 10^{18}$. Поток в экспериментальном канале № 3 СВЗ-100 по данным расчетов [14] при длительности импульса 1 мкс и частоте следования протонных импульсов 50 Гц составит $\sim 10^8 \text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для мониторинга нейтронных потоков в режиме онлайн можно использовать радиохимический газовый нейтронный детектор [15–17], надежно зарекомендовавший себя на установке РАДЭКС ИЯИ РАН [18]. Тогда при сечении деления 1 мбарн скорость счета составит $\sim 0.4 \text{ с}^{-1}$. Реально сечение ^{238}U в подбарьерной области (как это следует из данных ENDF (рис. 2)) может оказаться значительно ниже 1 мбарн, что еще уменьшит скорость счета, поэтому необходимо уменьшить огромные статистические ошибки, полученные при измерениях [8]. Уменьшить статистические ошибки измерений можно при увеличении общей массы газообразного радианта. Например, в эксперименте по измерению подбарьерного деления ^{232}Th [19, 20] на ренселлеровском 75-тонном нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце [21] масса радианта составила $\sim 200 \text{ мГ}$, что на два порядка величины превышает массу $1.6 \text{ мГ } ^{238}\text{U}$, использованную в

измерениях [8]. Также следует не испортить газовую сцинтилляционную смесь, т.е. количество атомов урана должно быть в ~ 100 раз меньше количества атомов Хе в объеме счетчика. Этого можно достигнуть увеличением объема счетчика в ~ 100 раз при увеличении его диаметра до 50 мм, что позволит достичь при сечении деления 1 мбарн скорости счета $\sim 40 \text{ с}^{-1}$.

РЕСУРС СЧЕТЧИКА

Как минимум, два фактора определяют ресурс счетчика – выгорание ^{235}U и ресурс анода. Рассмотрим их более подробно. Для вычисления выгорания ^{235}U за счет деления проведем оценку флуенса до выгорания. Зафиксируем долю выгоревшего радиатора $\varphi = 10\%$, тогда $\varphi = \Phi \sigma t = (5.8 \times 10^{-22}) \Phi t$. Получаем, что флуенс $\Phi t = 1.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$.

Ресурс анода – эрозия анодной проволоки в газовом разряде, которую оценить затруднительно. Но если взять за основу обычную величину для гейгеровских счетчиков $10^{12}–10^{13}$ срабатываний при заряде на одно срабатывание 10^{-6} Кл, то получим ресурс по заряду $g = 10^6$ Кл. В данном случае при заряде на одно срабатывание $g_f = 10^6 \times 10^4 = 10^{10} e = 10^{-9}$ Кл получим число срабатываний $n = 10^6 / 10^{-9} = 10^{15}$ импульсов. При скорости счета $n_f = 10^6 \text{ с}^{-1}$ время жизни счетчика $\tau_{\text{сч}} = 10^{15} / 10^6 = 10^9 \text{ с} \approx 30$ лет, что вполне приемлемо.

При газовом (UF_6) заполнении возникает ограничение на ресурс, связанное с разложением UF_6 в разряде, но так как уран из счетчика никуда не девается, а оседает на катоде и аноде, счетчик остается работоспособным, изменяется только амплитудное распределение сигналов. Преимуществом газового радиатора UF_6 является удобство дозирования необходимого количества урана в счетчике, так как измерять навеску массой в десятки пикограмм затруднительно, а вот в Хе количество UF_6 измерить очень просто. Вполне возможно, что UF_6 является тушителем сцинтилляции, но, если его концентрация меньше 10^{-6} , это ни на что не влияет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Замена электрической камеры деления на электролюминесцентную камеру деления даст возможность существенно снизить фон гамма-квантов, а также статистические ошибки измерений, что позволит с высоким разрешением провести исследования подбарьерного деления трансурановых элементов на спектрометрах по времени замедления в свинце.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины ИЯИ РАН” (уникальный идентификатор работ RFMEFI62117X0014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дмитриев А.Б., Малышев Е.К.* Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. М.: Атомиздат, 1975. 115 с.
2. *Старостов Б.И., Нефедов В.Н., Бойцов А.А.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1985. № 3. С. 16.
3. *Самылин Б.Ф., Труфанов А.М., Фурсов Б.И., Шорин В.С.* // Ядерная физика. 2008. Т. 71. № 8. С. 1379.
4. *Sinyanskii A.A., Melnikov S.P., Dovbysh L.E., Johnson G.L.* Nuclear-Optical Converters for Neutron Detection // Proc. 4th Am. Nucl. Soc. Int. Topical Meeting on Nuclear Plant Instrumentation, Controls and Human-Machine Interface Technologies. Columbus, Ohio, 2004. P. 208.
5. *Кравчук Л.В., Матвеев В.А., Серов В.Л., Фещенко А.В.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерная физика. 2008. № 49. С. 30.
6. *Yamanaka A., Kimura I., Kanazawa S. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 1993. V. 30. № 9. P. 863.
7. *Kobayashi K., Yamamoto S., Yamanaka A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1997. V. 385. № 1. P. 145.
8. *Алексеев А.А., Бергман А.А., Берлев А.И. и др.* // Ядерная физика. 2008. Т. 71. № 8. С. 1379.
9. *Алексеев А.А., Бергман А.А., Берлев А.И. и др.* // Атомная энергия. 2009. Т. 106. № 2. С. 72.
10. *Алексеев А.А., Бергман А.А., Берлев А.И. и др.* // Ядерная физика. 2014. Т. 77. № 5. С. 579.
11. *Vasiliev A., Kolbe E., Ferroukhi H. et al.* // Ann. Nucl. En. 2008. V. 35. № 12. P. 2432.
12. *Chadwick M.B., Oblozinsky P., Herman M. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2006. V. 107. P. 2931.
13. *Abdurashitov J.N., Gavrin V.N., Girin S.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. № 23. P. 4708.
14. *Латышева Л.Н., Бергман А.А., Соболевский Н.М., Илич Р.Д.* Монте-Карло моделирование параметров спектрометра по времени замедления в свинце СВЗ-100 ИЯИ РАН // Тез. докл. Сессии-конф. секции ядерной физики ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий”. МИФИ, 2012. С. 128.
15. *Lebedev S.G., Akulinichev S.V., Iljinov A.S., Yants V.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2006. V. 561. № 1. P. 90.
16. *Lebedev S.G., Yants V.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2019. V. 916. P. 83.
17. *Abdurashitov D.N., Koptelov E.A., Lebedev S.G., Yants V.E.* // Instrum. Exper. Tech. 2004. V. 47. № 3. P. 294.
18. *Koptelov E.A., Lebedev S.G., Sobolevsky N.M. et al.* // J. Nucl. Mater. 2002. V. 307. P. 1042.
19. *Nakagome Y., Block R.C., Slovacek R.E., Bean E.B.* // Phys. Rev. 1991. C. V. 43. P. 1824.
20. *Block R.C., Nakagome Y., Slovacek R.E., Bean E.B.* // Trans. Am. Nucl. Soc. 1978. V. 28. P. 105.
21. *Block R.C., Hockenbury R.W., Cramer D.S. et al.* U-238 (N, F) Measurements Below 50 keV. // Proc. Conf. “Nuclear Cross Sections and Technology”. Washington, 1975. V. 425. P. 93.

Electroluminescent Chamber for Study of Subbarrier Fission of Transuranium Elements

A. A. Alexeev, S. G. Lebedev, V. E. Yants

An electroluminescent fission chamber based on optical detection of fission pulses is described. The use of the optical path can significantly reduce statistical measurement errors, gamma background and increase the resistance to electrical and mechanical interference. Electroluminescence in strong electric fields with a significant, 10^3 – 10^4 times, increasing in light intensity makes it possible to record individual fission events in a counting mode. These advantages will allow high-resolution measurement of the energy dependence of the sub-barrier fission cross sections of transuranium elements on lead slowing down neutron spectrometers.

Keywords: electroluminescent fission chamber, transuranium elements.