

РАСЧЕТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ КАМЕРОЙ ДЕЛЕНИЯ С ИМПЛАНТИРОВАННЫМ СЛОЕМ ДЕЛЯЩЕГОСЯ МАТЕРИАЛА

Демьянов Сергей Александрович, Валежжанина Елена Ивановна, Картанов Сергей Александрович, Кораблёв Сергей Алексеевич, Плужян Карлен Гагикович

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

В настоящее время в ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» разрабатывается серия ионизационных камер деления, предназначенных для работы в нейтронных полях со спектром близким к спектру деления. Чувствительный слой ионизационных камер деления (ИКД) формируется имплантацией в материал катода ускоренных ионов делящегося материала.

Для определения эффективности регистрации нейтронов ИКД проведены расчеты количества осколков деления, выходящих в газовую среду из чувствительного слоя. Также проведена оценка оставляемой осколком деления энергии в газовом объеме камеры. Показана возможность уверенной регистрации осколков деления на фоне сопутствующего эффекта от альфа-частиц делящегося материала.

Ключевые слова: осколки деления, имплантация ионов, ионизационная камера деления.

CALCULATED DETERMINATION OF REGISTRATION EFFICIENCY OF FISSION CHAMBER WITH IMPLANTED LAYER OF FISSILE MATERIAL

Dem'yanov Sergej Aleksandrovich, Valekzhanina Elena Ivanovna, Kartanov Sergej Aleksandrovich, Korablev Sergej Alekseevich, Pluzyan Karlen Gagikovich

FSUE «RFNC-VNIIEF», Sarov Nizhny Novgorod region

Now in FSUE «RFNC-VNIIEF» there is being developed a batch of ionization fission chambers aimed at operation I intense neutron fields with a spectrum close to fission spectrum. A sensitive layer of ionization fission chamber (IFC) is formed by implantation of fission material accelerated ions to cathode material.

To determine neutron registration efficiency of IFC there was calculated the number of fission fragments escaping to gas medium from the sensitive layer. The energy left by fission fragment in gas volume of the chamber was also estimated. The possibility of sure registration of fission fragments against a background of a side effect of fissile material alpha-particles is demonstrated.

Keywords: fission fragments, ion implantation, ionization fission chamber.

Введение

В настоящее время в ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» разрабатывается серия малогабаритных (ИКД), предназначенных для работы в центральной полости критсборок. Для формирования чувствительного слоя применяется метод имплантации ускоренных ионов делящегося материала (ДМ) в материал катода (см. рис. 1). Для расширения диапазона спектральной чувствительности ИКД в рабочем слое используются следующие нуклиды: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{240}Pu . Внутренняя полость камеры заполнена аргоном при давлении 1 атмосфера.

Целью настоящей работы является расчетная оценка эффективности регистрации нейтронов ИКД. Для проведения такой оценки требуется ряд данных:

– профиль плотности ядер ДМ по глубине залегания при имплантации ионов по нормали к поверхности;

– вероятность выхода хотя бы одного из двух осколков деления (ОД) в газовый промежуток при облучении нейтронами со спектром, близким к спектру деления;

– энергетический спектр ОД, вышедших в газовую среду ИКД;

– энергия, оставляемая ОД в газовой среде ИКД.

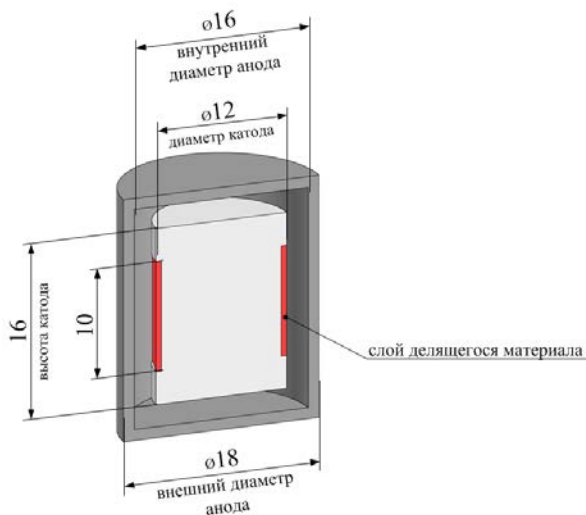


Рис. 1. Общий вид ИКД (размеры указаны в мм)

В первой части работы приведены результаты расчета профиля плотности ядер ДМ по глубине имплантации.

Во второй части работы представлен способ оценки вероятности выхода ОД в газовую среду из тонкого слоя делящегося материала: определены вероятность деления ядер при облучении ДМ нейтронами критсборки и условная вероятность выхода ОД.

В третьей части работы описывается вид распределения плотности вероятности выхода ОД в газовую среду

В четвертой части работы предложен способ оценки энергетического спектра вышедших в газовую среду ОД.

В пятой части работы на основе результатов, полученных в предыдущих разделах, предложен способ оценки энергии, оставляемой ОД в газовой среде.

Распределение ядер ДМ по глубине залегания в материале катода

В этом разделе проведено моделирование процесса имплантации ионов ДМ в материал катода. Для расчета толщины чувствительного слоя из ДМ, имплантированного в катод ИКД, использован программный пакет SRIM, предназначенный для моделирования переноса ионов в веществе методом Монте-Карло.

В качестве ускоренных ионов ДМ рассматривались ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu с энергией 40 кэВ. Материал катода – нержавеющая сталь с массовым содержанием элементов: Si – 0,8 %, Cu – 0,3 %, Mn – 2 %, Ni – 10 %, Ti – 0,7 %, P – 0,035 %, Cr – 18 %, Fe – 68,1 %. В расчетах плотность стали принималась $\rho = 7,9 \text{ г/см}^3$. Форма распределения ионов по глубине имплантации в материале представлена на рис. 2. Ось абсцисс соответствует глубине имплантации ядер ДМ, ось ординат – их распределению.

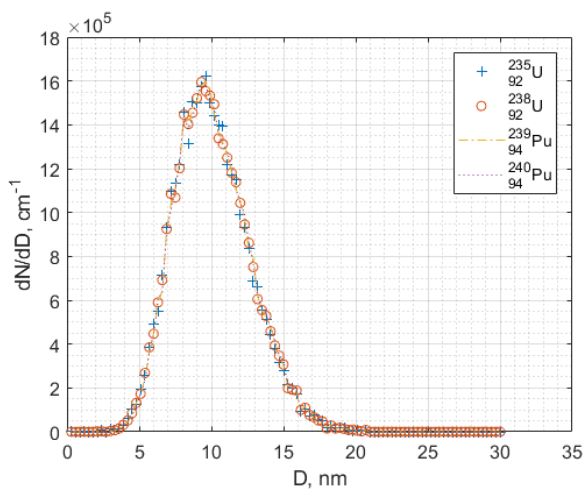


Рис. 2. Профиль плотности ядер ДМ по глубине имплантации

Из рис. 2 видно, что профиль плотности ядер ДМ по глубине имплантации слабо зависит от типа имплантируемых ионов. В дальнейших расчетах профиль плотности ядер по глубине имплантации D будет обозначаться $\varphi(D)$.

Вероятность деления ядер ДМ

Расчет вероятности деления в тонком слое $P_{fission}$ можно провести по формуле

$$P_{fission} = \frac{m_{\text{ДМ}}}{S M_{\text{ДМ}}} N_A \int_0^{E_{\text{max}}} \sigma_f(E) \frac{dN(E)}{dE} dE, \quad (1)$$

где $m_{\text{ДМ}}$ – общая масса наносимого на катод ДМ, г; S – облучаемая площадь, содержащая ДМ, см^2 ; $M_{\text{ДМ}}$ – молярная масса ДМ, г/моль; N_A – постоянная Авогадро, моль $^{-1}$; $\sigma_f(E)$ – микроскопическое сечение деления, см^2 ; $\frac{dN(E)}{dE}$ – нормированный на единицу спектр нейтронов, МэВ^{-1} .

Площадь поверхности, на которую будет нанесен слой ДМ, равна $S = 2\pi rH = 3,77 \text{ см}^2$ (рис. 1), а общая масса наносимого на катод ДМ $m_{\text{ДМ}}$ составляет 10 мкг.

Для расчетного определения спектра нейтронов $\frac{dN(E)}{dE}$ в предполагаемом месте размещения ИКД создана расчетная типовая модель, соответствующая одной из исследуемых в ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» критсборок (рис. 3). Расчеты проводились с использованием методики С-007 [2]. Энергетический спектр нейтронов в центральной полости критсборки представлен на рис. 4.

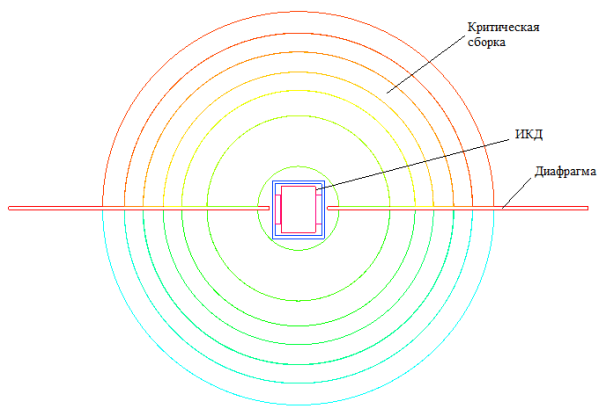


Рис. 3. Расчетная модель критической сборки с ИКД в центральной полости

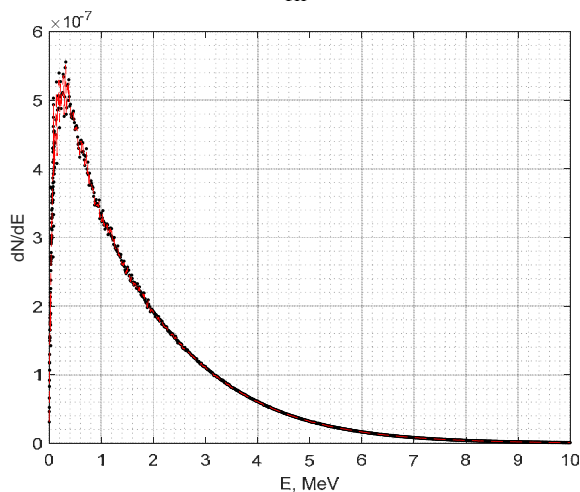


Рис. 4. Нормированный энергетический спектр нейтронов в центральной полости критической сборки. Результаты расчета $P_{fission}$ представлены в табл. 1.

Таблица 1

Результаты расчета $P_{fission}$

ДМ	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{240}Pu
$P_{fission}$	$8,40 \cdot 10^{-9}$	$1,66 \cdot 10^{-9}$	$1,17 \cdot 10^{-8}$	$7,90 \cdot 10^{-9}$

Относительная статистическая погрешность результатов расчета не превышает 0,5 % при доверительной вероятности 0,95.

Определение вероятности выхода ОД в газовый промежуток

На втором этапе расчета проведена расчетная оценка условной вероятности выхода хотя бы одного ОД в газовую полость ИКД при условии, что произошло деление.

ОД имеют массовые числа от 72 до 161. Наиболее вероятная масса тяжелого осколка примерно равна 139 а.е.м., легкого – около 95 а.е.м. [3]. Будем рассматривать в качестве легкого ОД ^{99}Mo , в качестве тяжелого – ^{140}Ba . В табл. 2 приведены экспери-

ментальные значения средних энергий ОД ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu [3].

Таблица 2

Средняя энергия ОД, МэВ

Продукты деления	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
Энергия легких осколков	$99,8 \pm 1,0$	95,3	$101,8 \pm 1,0$
Энергия тяжелых осколков	$68,4 \pm 0,7$	67,4	$73,2 \pm 0,7$

На основе данных о начальной кинетической энергии ОД (табл. 2), родившихся в материале катода ИКД, в программе SRIM определяется средняя длина пробега легких и тяжелых ОД в слое, состоящем из железа и ДМ (табл. 3).

Таблица 3

Средняя длина пробега в слое, состоящем из железа и ДМ, нм

Продукты деления	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
^{99}Mo	6380 ± 388	6210 ± 385	6450 ± 389
^{140}Ba	5390 ± 431	5340 ± 430	5600 ± 435

Заметим, что характерный размер катода – 6 мм, что на три порядка больше длин пробега ОД в материале, поэтому кривизной поверхности катода в дальнейших расчетах можно пренебречь.

Если произошло деление, условные вероятности выхода ^{99}Mo P_{yield}^{Mo} и ^{140}Ba P_{yield}^{Ba} (т. е. вероятность того, что один из ОД выйдет в газовую полость, при условии, что произошло деление) можно оценить, как отношение телесного угла, который образуется направлением импульса осколка в сторону поверхности катода с учетом его средней длины свободного пробега (т. е. телесный угол, в который должен попасть ОД для выхода в газовую среду ИКД), к полному телесному углу 4π . Телесный угол Ω при вершине прямого кругового конуса с углом раствора α равен $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\alpha/2))$. Если известны радиус основания R и высота H конуса, то

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{H}{\sqrt{R^2 + H^2}} \right).$$

С учетом вышесказанного условные вероятности выхода ^{99}Mo и ^{140}Ba можно определить следующим образом:

$$P_{yield}^{\text{Mo}} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{D_{\max}} 2\pi \left(1 - \frac{D}{L^{\text{Mo}}} \right) \phi(D) dD, \quad (2)$$

$$P_{yield}^{\text{Ba}} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{D_{\max}} 2\pi \left(1 - \frac{D}{L^{\text{Ba}}} \right) \phi(D) dD, \quad (3)$$

где L^{Mo} , L^{Ba} – средняя длина свободного пробега ^{99}Mo и ^{140}Ba в железе (табл. 3), нм; D – глубина, на которой произошло деление, нм; D_{\max} – максимальная глубина проникновения ядер ДМ в материал поверхности катода, нм; $\phi(D)$ – распределение плотности делений (ядер ДМ) по глубине катода, нм^{-1} .

При облучении ДМ нейтронами спектра, близкого к спектру деления, можно принять, что ОД разлетаются в противоположных направлениях. Поэтому для рассматриваемой геометрии ИКД события выхода легкого и тяжелого осколков в газовую полость ИКД можно считать несовместными. Тогда условная вероятность выхода хотя бы одного ОД P_{yield} равна сумме вероятностей выхода легкого и тяжелого осколков

$$P_{yield} = P_{yield}^{Mo} + P_{yield}^{Ba}. \quad (4)$$

В табл. 4 приведены вероятности выхода ОД в газовую полость ИКД.

Таблица 4

Условная вероятность выхода ОД в газовую полость ИКД

ДМ	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
P_{yield}^{Mo}	0,4992	0,4992	0,4992
P_{yield}^{Ba}	0,4991	0,4991	0,4991
P_{yield}	0,9983	0,9983	0,9983

Из табл. 4 видно, что условная вероятность выхода осколков деления близка к единице, поэтому итоговая вероятность выхода осколков деления P_{final} , равная произведению вероятностей $P_{fission}$ и P_{yield} , определяется в основном вероятностью деления в чувствительном слое $P_{fission}$.

Вид распределения вероятностей количества вышедших в газовую среду ОД

Чтобы найти среднее число ОД, вышедших в газовую среду, можно, например, умножить общее количество нейтронов на вероятность P_{final} . Однако встает вопрос о разбросе возможных значений этой случайной величины вокруг её среднего значения, т. е. возникает задача нахождения дисперсии. В этом разделе показано, что случайная величина, равная количеству вышедших в газовую среду осколков деления, имеет распределение Пуассона.

Заметим, что решаемая нами задача очень напоминает схему испытаний Бернулли. Напомним, что схема Бернулли – последовательность независимых в совокупности испытаний, в каждом из которых возможны лишь два исхода – «успех» и «неудача», при этом «успех» в одном испытании происходит с вероятностью $p \in (0,1)$, а «неудача» – с вероятностью $q = 1 - p$. В нашем случае «успех» – это выход ОД в газовую среду, вероятность «успеха» p определена в предыдущем разделе.

При этом задача имеет ряд особенностей:

- большое число испытаний ($\sim 10^{13}$);
- малая вероятность «успеха» ($\sim 10^{-9}$);

В таком случае хорошую аппроксимацию для вероятности того, что в n испытаниях произошло

ровно k успехов $\{P_n(k)\}$, дает пуассоновское распределение [4]:

$$P_n(k) \rightarrow \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}, \quad n \rightarrow \infty. \quad (5)$$

Таким образом, в нашем случае случайная величина X , равная количеству вышедших в газовую среду ОД, имеет распределение Пуассона с параметром $\lambda = np$: $X \sim Pois(\lambda)$.

Энергетический спектр вышедших в газовую среду ОД

В этом разделе предложен способ расчетного определения энергетического спектра вышедших в газовую среду ОД. Для этого сначала определен «спектр» ОД по расстоянию, которое прошел ОД до выхода в газовую среду, а затем через потери энергии определена связь этого расстояния и энергии ОД. Способ определения энергетического спектра ОД, вышедших в газовую среду, проиллюстрирован на примере ^{235}U (результаты расчетов для других нуклидов имеют аналогичные результаты с поправкой на начальные энергии ОД).

Предположим, что деление произошло на фиксированной глубине D (рис. 5)

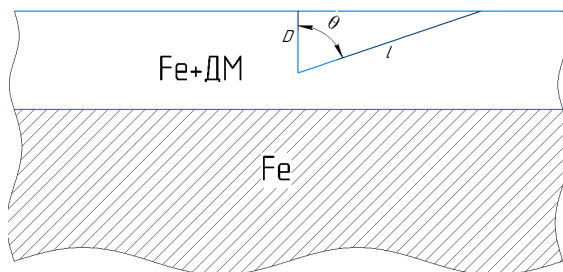


Рис. 5. Иллюстрация геометрии выхода ОД из чувствительного слоя

После деления ОД равновероятно разлетаются во всех направлениях, т. е.

$$\frac{dN_{OD}}{d\Omega} = \frac{N_{OD}}{4\pi} = \text{const}, \quad (6)$$

где N_{OD} – количество ОД.

В переменных θ и φ элемент телесного угла равен $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$, тогда, интегрируя по φ от 0 до 2π получим:

$$\frac{\partial N_{OD}}{\sin\theta \partial\theta} = \frac{N_{OD}}{2}. \quad (7)$$

Из рис. 5 видно, что длина, которую прошел ОД до выхода в газовую среду l , угол вылета ОД θ и глубина D , на которой произошло деление, связаны соотношением: $l = \frac{D}{\cos(\theta)}$. Тогда $\partial l = \frac{D \sin(\theta) \partial\theta}{(\cos(\theta))^2}$

и $\sin(\theta)\partial\theta = \frac{(\cos(\theta))^2 \partial l}{D} = \frac{\left(\frac{D}{l}\right)^2 \partial l}{D}$. С учетом этого

(9) можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\sin(\theta)\partial\theta} = D \left(\frac{l}{D}\right)^2 \frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\partial l} = \frac{N_{\text{ОД}}}{2}. \quad (8)$$

Таким образом, величина $\frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\partial l}$ равна

$$\frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\partial l} = \frac{D}{l^2} \frac{N_{\text{ОД}}}{2}. \quad (9)$$

При этом расстояние от поверхности до места рождения D фиксировано, поэтому $\frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\partial l}$ является функцией двух переменных: места рождения и расстояния, которое прошла частица – $\frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\partial l} = f(D, l)$ (рис. 6).

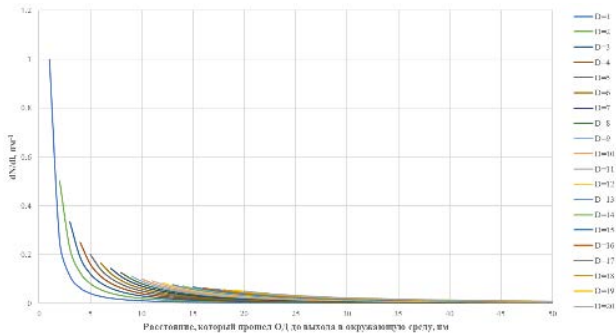


Рис. 6. «Спектр» ОД по расстоянию, которое прошла частица до выхода в газовую среду, при разных глубинах, на которых произошло деление

Определим «спектр», усреднив $\frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\partial l}$ по D для всех возможных длин пробега (рис. 7):

$$\int_0^{\min\{D_{\text{max}}, l\}} \text{const} \frac{D}{l^2} \phi(D) dD. \quad (10)$$

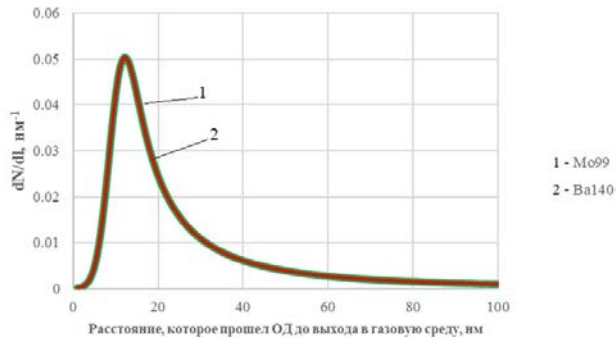


Рис. 7. Нормированный «спектр» ОД по расстоянию, которое прошла частица до выхода в газовую среду: 1 – ^{99}Mo , 2 – ^{140}Ba

На рис. 7 видно, что основная доля ОД, вышедших в газовую среду, проходит расстояние, много меньшее средней длины их пробега, т. е. доля частиц с «большими» пробегами мала, поэтому нелинейностью траекторий движения ОД при низких энергиях можно пренебречь – такие ОД практически не вносят вклад в спектр.

В результате расчетов в программе SRIM получены зависимости потери энергии $\frac{dE}{dx}(x)$ для ^{99}Mo с энергией 99,8 МэВ и ^{140}Ba с энергией 68,4 МэВ (рис. 8).

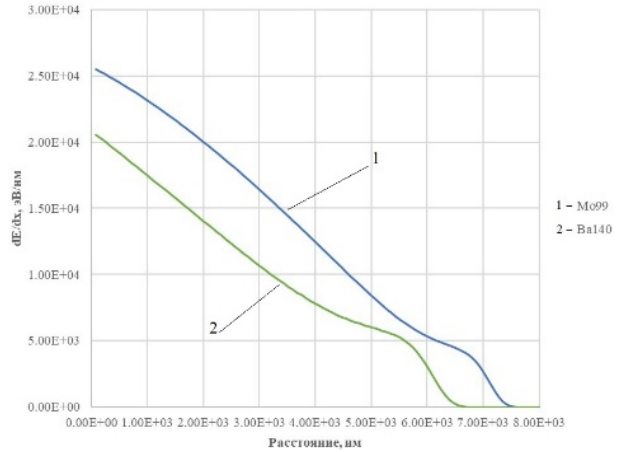


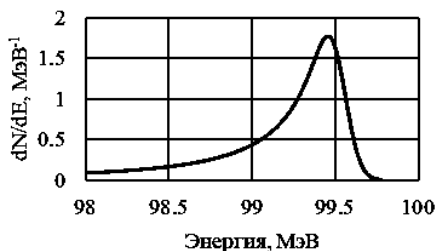
Рис. 8. Средние потери энергии ОД (SRIM): 1 – ^{99}Mo , 2 – ^{140}Ba

Зная потери энергии, можем найти связь энергии вышедшего ОД с расстоянием, которое он прошел до выхода в газовую среду $E = f(l)$:

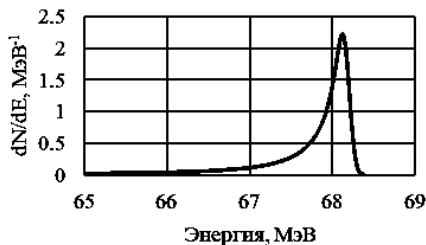
$$E(l) = E_0 - \int_0^l \left| \frac{dE}{dx}(x) \right| dx. \quad (11)$$

А если нам известна функция $E = f(l)$, то мы можем выразить $l = f(E)$ и подставить в найденный «спектр» $\frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\partial l} = f(l)$, тем самым рассчитать энергетический спектр вышедших ОД. Результаты представлены на рис. 9.

Таким образом, при прохождении по чувствительному слою ИКД осколки деления почти полностью сохраняют свою первоначальную энергию. В нашей модели при расчете потерь энергии ОД мы рассматривали только два осколка. Поскольку сброс энергии ОД весьма небольшой, можно считать, что остальные ОД будут вести себя аналогично. Поэтому итоговый энергетический спектр выходящих в газовую полость осколков будет представлять асимметричную «двугорбую» кривую. Асимметрия будет определяться отличием в значениях начальной энергии легких и тяжелых осколков и некоторой «затяжкой» в сторону меньших энергий.



а



б

Рис. 9. Нормированный энергетический спектр ОД, вышедших в газовый промежуток: а – ^{99}Mo ; б – ^{140}Ba

Спектр энергий, оставляемый ОД в газовом промежутке

В этом разделе предложен способ расчетного определения энергии, оставляемой ОД в газовом промежутке между катодом и анодом. Для этого аналогично рассуждениям, представленным в предыдущем разделе, определен «спектр» ОД по расстоянию, которое прошел ОД в газовом промежутке, а затем через потери энергии в газе определена связь этого расстояния и оставляемой энергии.

Рассмотрим рис. 10, аналогичный рис. 5, с дополнительным обозначением газового промежутка из аргона.

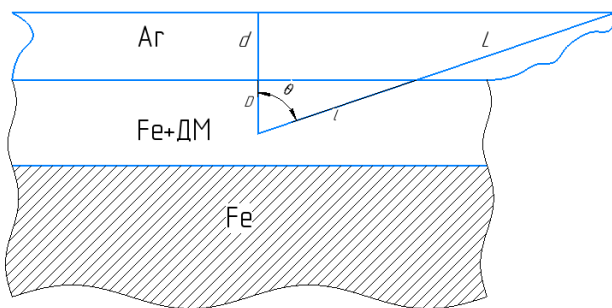


Рис. 10. Иллюстрация геометрии выхода ОД в газовую среду

Аналогично рассуждениям из предыдущего раздела можно получить «спектр» ОД по длине пробега в газовом промежутке:

$$\frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\partial L} = \text{const} \frac{(D+d)}{(l+L)^2} \approx \text{const} \frac{d}{L^2}, \quad (12)$$

где L – расстояние, которое прошел ОД в газовом промежутке, мм; d – размер газового зазора, мм.

В результате расчетов в программе SRIM получены зависимости потери энергии $\frac{dE}{dx}(x)$ в аргоне для ^{99}Mo с энергией 99,8 МэВ и ^{140}Ba с энергией 68,4 МэВ (рис. 11).

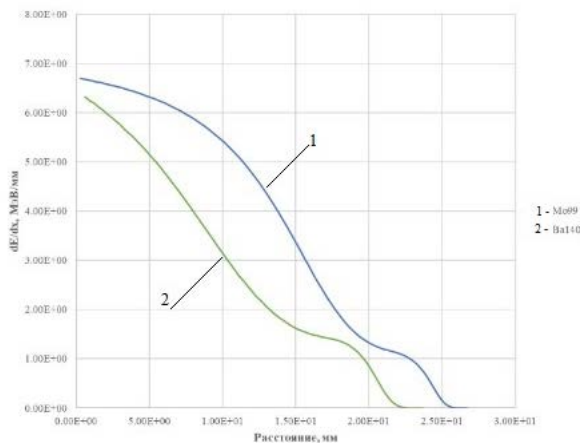


Рис. 11. Средние потери энергии ОД в аргоне (SRIM): 1 – ^{99}Mo , 2 – ^{140}Ba

Зная потери энергии $\frac{dE}{dx}(x)$, можем найти связь энергии, оставляемой ОД в газовом промежутке с расстоянием, которое он прошел в газовом промежутке $E = f(L)$:

$$E(L) = \int_0^L \left| \frac{dE}{dx}(x) \right| dx. \quad (13)$$

Выражая $L = f(E)$ и подставляя эту зависимость в найденный «спектр» $\frac{\partial N_{\text{ОД}}}{\partial L} = f(L)$, можем рассчитать спектр энергий, оставляемый ОД в газовом промежутке. Результаты представлены на рис. 12.

Заметим, что минимальная энергия, оставляемая ОД в газовом промежутке, однозначно связана с минимальным расстоянием d , проходимым ОД в газовом зазоре. Эта энергия для ^{99}Mo составляет примерно 12,5 МэВ, для ^{140}Ba – примерно 13,7 МэВ. При этом энергия альфа-частиц, испускаемых при радиоактивном распаде ядер ДМ, в нашей задаче не превышает 5,2 МэВ. Расчеты в SRIM показывают, что значение оставленной в газе энергии альфа-частиц не превосходит 2 МэВ. Таким образом, при регистрации сигнала от ИКД будет большое различие в амплитудах импульсов напряжения альфа-частиц и от ОД (разница составляет ≈ 10 МэВ). Такое отличие позволит установить нижний порог регистрации эффекта от ОД в аппаратном спектре надежно и отсеять мешающий фон от альфа-излучения ДМ.

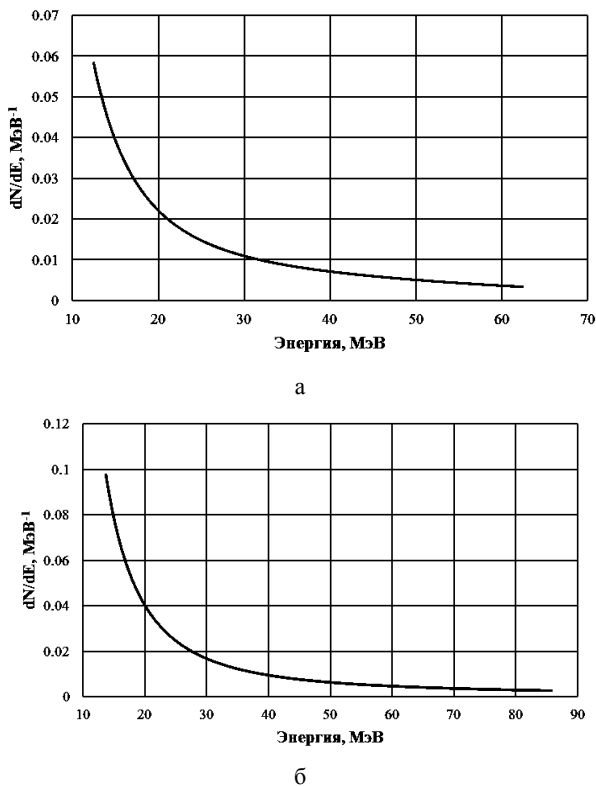


Рис. 12. Нормированный спектр энергий, оставляемый ОД в газовом промежутке: а – ^{99}Mo ; б – ^{140}Ba

Возможности применения ИКД в экспериментах на критсборках

Одной из важных характеристик регистрирующей аппаратуры в ядерно-физических экспериментах является «мертвое время», т. е., время, в течение которого регистрация частиц не производится. Камеры деления данного типа предполагается применять в счетном режиме с использованием многоканальных анализаторов импульсов (МКА), что позволит отсекаать вклады в аппаратный спектр фоновой альфа-активности ДМ и гамма-излучения установкой нижнего порога регистрации по амплитудам импульсов. Для такого измерительного тракта общее время формирования импульса напряжения на выходе ИКД, его обработка и регистрация в каналах МКА может составлять до нескольких десятков микросекунд [5]. Эту величину можно оценочно принять за величину «мертвого времени» ИКД. Поэтому для уменьшения поправки на «мертвое время» при регистрации желательно, чтобы временной промежуток между актами регистрации нейтронов был намного больше значения «мертвого времени».

При проведении экспериментов с критсборками в центральной полости сборки реализуется плотность потока нейтронов на уровне $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. С учетом результатов расчета, приведенных в табл. 1 и 4, можно оценить среднюю скорость счета ИКД $\sim 100 \text{ имп} \cdot \text{с}^{-1}$, т. е. $\sim 0,01 \text{ с}$ между актами регистрации. При сравнении этого временного интервала с оценен-

ным значением «мертвого времени» в несколько десятков микросекунд можно говорить о том, что поправка на просчеты будет весьма небольшой (до 1 %).

Заключение

Для разрабатываемой в «РФЯЦ-ВНИИЭФ» ИКД с имплантированным в катод слое ДМ проведена оценка эффективности регистрации нейтронов спектра, близкого к спектру деления. При проведении расчетных работ:

- определен профиль линейной плотности ядер ДМ по глубине материала катода при имплантации ионов по нормали к поверхности;
- оценена вероятность реакции деления на слое ДМ при облучении нейтронами спектра, близкого к спектру деления;
- оценена вероятность выхода ОД в газовую среду;
- распределение вышедших в газовую среду ОД описывается распределением Пуассона;
- оценен энергетический спектр ОД, вышедших в газовую среду;
- проведена оценка значений энергии, оставляемой ОД в газовом промежутке между катодом и анодом.

Показано, что:

- профиль плотности ядер ДМ по глубине залегания слабо зависит от типа имплантируемых ионов;
- эффективность регистрации нейтронов определяется, в основном, вероятностью деления ДМ в чувствительном слое;
- характерное время между сигналами при регистрации нейтронов в опытах с критсборками много меньше «мертвого времени» ИКД;
- аппаратный эффект от собственной альфа-активности ДМ может быть надежно отсечен установкой нижнего порога регистрации ОД.

Список литературы

1. Interactions of ions with matter. SRIM – The stopping and Range of Ions in Matter. [электронный ресурс]. – режим доступа: <http://www.SRIM.org>. – свободный доступ.
2. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма квантов, электронов и позитронов // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2011. № 1. С. 17–25.
3. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: АТОМИЗДАТ, 1967.
4. Ширяев А. Н. Вероятность. М.: МЦМНО, 2007.
5. Веретенников А. И., Горбачев В. М., Предин Б. А. Методы исследования импульсных излучений. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 152.