

На правах рукописи

Зо Лин Хан

**СПЕКТРОМЕТРИЯ ТЯЖЁЛЫХ ЗАРЯЖЁННЫХ ЧАСТИЦ С
МИЛЛИСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕНЕМ ИНТЕГРИРОВАНИЯ
ЗАРЯДА**

01.04.01 – техника физического эксперимента;
физика приборов, автоматизация физических исследований.

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Автор:

Москва - 2007

Работа выполнена в Московском инженерно-физическом институте (государственном университете).

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
Големинов Н.Г.
МИФИ, г. Москва

Официальные оппоненты: доктор технических наук,
Улимов Виктор Николаевич
НИИП, г. Москва

доктор технических наук,
Попов Виктор Дмитриевич
МИФИ, г. Москва

Ведущая организация: Физико-Химический институт им.
Карпова (РАН)

Защита состоится « 15 » мая 2007 г. В 12 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д.212.130.07 в Московском инженерно-физическом институте по адресу:
115409, Москва, Каширское шоссе, д.31, телефон 323-84-98.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МИФИ.
Автореферат разослан « 13 » апреля 2007г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном экземпляре, заверенный печатью организации.

Учёный секретарь
диссертационного совета



Дмитренко В.В

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Радионуклид ^{252}Cf наряду с альфа распадом имеет высокую вероятность спонтанного деления, за счет чего является уникальным источником тяжёлых ионов, которые представляют собой осколки деления. Их энергетические характеристики позволяют использовать данный радионуклид в различных задачах моделирования действия тяжёлых ионов, заменяя, таким образом, дорогостоящие эксперименты на ускорителях тяжёлых заряженных частиц. Его роль в практике как источника тяжелых ионов будет возрастать ввиду расширения сфер применения. К ним можно отнести различные эксперименты по радиационной стойкости, применения этого препарата в медицине и другие, в которых осколки деления могут использоваться вместо ускорителей тяжелых ионов. В связи с широким распространением источников излучения на основе ^{252}Cf возникает радиоэкологическая задача создания простых методов и средств контроля этого изотопа методом регистрации осколков деления. Необходимо отметить, что возможность замены контроля осколков деления измерением спектра α частиц не решает задачи, т.к. существует много нуклидов, которые создают мешающие сигналы с близкими энергиями. Поэтому необходимо разработать систему раздельной регистрации осколков деления без α - частиц.

Наиболее информативными измерениями радиации являются спектрометрические, которые наряду с данными о поле излучения, представляют также и распределение частиц по энергиям. Этот метод незаменим и при исследовании источников радиации, испытывающих спонтанное деление. Обычно задача спектрометрии осколков деления решается на основе времяпролетной методики, которая весьма дорогая, а сложные в обслуживании устройства, не подходят для радиоэкологической практики. В тоже время наличие дешевых спектрометров тяжелых заряженных частиц на основе кремниевых поверхностно – барьерных детекторов позволило бы решить задачу более доступными методами.

Для этого была разработана специализированная система, в которой учтена специфика задачи. Её структура ничем не отличается от обычного спектрометра за исключением предусилителя. В отличие от обычно используемой микросекундной постоянной времени

интегрирования заряда при её увеличении возникает возможность расширенной калибровки спектрометрического тракта за счёт многократных наложений моноэнергетических альфа частиц. Этот приём выгодно использовать при регистрации осколков деления Cf-252. В этом случае калибровка спектрометра может быть осуществлена с помощью собственного альфа излучения источника. Ложные структуры на спектре осколков деления устраняются при математической обработке спектра.

Цель работы. Целью диссертационной работы являлось обоснование и развитие нового подхода к спектрометрическим измерениям, который может быть более эффективным по сравнению с имеющимся для регистрации осколков деления.

Научная новизна и практическая значимость работы. Научную новизну проделанной работы характеризуют следующие результаты:

1. Впервые для регистрации тяжёлых заряжённых частиц создан полупроводниковый детектор большой площади ДКПС-500сд и предусилитель (ПУ) с постоянным временем порядка 1 мс.
2. Впервые экспериментально показано, что при миллисекундной постоянной времени интегрирования заряда происходят многократные наложения моноэнергетических альфа частиц и, следовательно, хорошо заметны даже тройные совпадения (энергия, выделяющаяся в ППД 18,600 МэВ).
3. Обнаружено, что при регистрации осколков деления дефект амплитуды импульса в полупроводниковом детекторе не очень велик. Потеря зарядов за счёт реконбинации составляет 4 – 8 % . Точность калибровки составляет 10% .
4. Установлено, что калибровка спектрометра может быть осуществлена с помощью собственного альфа излучения источника.
5. Предложен метод **БФП** для задачи устранения случайных зигзагов и ложных пиков от совпадений альфа частиц на спектре осколков деления.

Практическая значимость работы заключается в том, что результаты исследования позволяют дать ряд обоснованных рекомендаций экспериментаторам и специалистам-разработчикам по способам создания метода регистрации осколков деления с миллисекундным

временем интегрирования заряда., а также представляют интерес для исследователей, работающих в области физики тяжёлых ионов.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Развитый метод спектрометрии с миллисекундным временем интегрирования заряда.
2. Расширение диапазона калибровки спектрометра по линиям кратных совпадений α - частиц.
3. Результаты измерений спектров осколков деления по разработанной методике.
4. Применение метода БФП для получения характеристик спектра осколков деления.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, приложения и списка литературы. Каждая из глав содержит краткое резюме ее содержания. Основные выводы диссертации приведены в заключении. Объем диссертации: (110) стр., (40) рис., (14) табл., (53) наименований цитируемой литературы.

Апробация работы. Основные положения работы докладывались и обсуждались на следующих научных конференциях: Научная сессия МИФИ-2005 (Москва, 2005 г.), МИФИ-2006 (Москва, 2006 г.) и МИФИ-2007 (Москва, 2007 г.).

Публикации. Основные результаты работы опубликованы в журнале: ЯИИТ (Ядерные измерительно-информационные технологии) и в материалах научной сессии МИФИ. Всего опубликовано 5 работ.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении показана актуальность решаемой проблемы, сформулированы цель, научная и практическая ценность работы.

1. Радиоэкологические проблемы использования трансурановых элементов

Развитие исследовательской и энергетической деятельности с применением атомной энергии создает потенциальную опасность

загрязнения окружающей среды при радиационных авариях. Особо опасными радионуклидами являются α -активные трансурановые элементы. Радиоактивные вещества, попадая в атмосферу, переносятся потоками воздуха в виде аэрозолей. За счет ингаляции аэрозольные частицы оседают, прежде всего, в легких и могут по прошествии 12-15 лет вызвать рак. Самые жесткие нормы установлены для Pu²³⁹ и Pu²⁴⁰. Так допустимая объемная активность плутония в воздухе равна $2,5 \cdot 10^{-3}$ Бк/м³ для населения и $3,2 \cdot 10^{-2}$ Бк/м³ для персонала. Для воды допустимые концентрации активности плутония так же являются самыми малыми-0,56Бк/кг.

Калифорний. Другой радионуклид кроме Pu, интересный и опасный за счёт своей большей активности – это калифорний. Калифорний является радиоактивным элементом, обнаруженным, бомбардируя кюрий атомного веса 242 альфа-частицами с энергией 35 МэВ. Cf имеет разные изотопы. Изотоп ²⁴⁹Cf возникает при бета распад ²⁴⁹Bk, в то время как более тяжелые изотопы производятся интенсивным нейтронным облучением. Существование изотопов ²⁴⁹Cf, ²⁵⁰Cf, ²⁵¹Cf, и ²⁵²Cf делает возможным выделить калифорний в значимых количествах так, чтобы могли быть исследованы его свойства. Калифорний ²⁵² - очень сильный источник нейтронов. Один микрограмм выпускает 170 миллионов нейтронов в минуту, которые представляют биологическую опасность. Поскольку калифорний - очень эффективный источник нейтронов, ожидается его широкое применение. Он уже используется в нейтронных датчиках влажности при регистрации воды и нефтеносных пластов. Он также используется как портативный нейтронный источник для определения металлов, типа золота или серебра активационным анализом. Кроме этого ²⁵²Cf наряду с альфа распадом имеет высокую вероятность спонтанного деления, за счет чего является уникальным источником тяжёлых ионов, которые представляют собой осколки деления.

Некоторые характеристики ²⁵²₉₈Cf

$$E_{пол} = 225,8 \text{ МэВ}$$

[полная энергия, выделяемая при делении.]

$$T_{1/2} = 2.63\text{г}$$

[Период полураспада Cf^{252}]

$$T_{1/2}^{\text{дел}} = 85,38\text{г}$$

[Период полураспада осколков деления]

$$E_k = 190 \text{ мэВ}$$

[кинетическая энергия осколков деления]

Тяжелый осколок 130-140 аем

Легкий осколок 20-100 аем

$$\bar{R}_{\text{л-осколок}} = 2,32\text{см}$$

[пробег лёгкого осколка во воздухе]

$$\bar{R}_{\text{Т-осколок}} = 1,9\text{см}$$

[пробег тяжёлого осколка во воздухе]

$$E_{\alpha} = 6,12\text{МэВ}(84\%), 6,08\text{МэВ}(16\%)$$

[энергия α - частиц]

$$\frac{A_{\text{ТО}}}{A_{\text{cf}}} * E_k = 108\text{МэВ}$$

[кинетическая энергия л.о.]

$$\frac{A_{\text{ТО}}}{A_{\text{cf}}} * E_k = 82\text{МэВ}$$

[кинетическая энергия т.о.]

2. Взаимодействие тяжёлых заряженных частиц с полупроводниковым детектором

Тяжелые заряженные частицы теряют свою энергию посредством кулоновского взаимодействия с электронами и ядрами вещества, которые поглощают их. Столкновение тяжелых заряженных частиц со свободными и связанными электронами приводит к ионизации или возбуждению атома. Взаимодействие с ядрами ведет только к рассеянию. Таким образом, энергия, потраченная частицей в электронных столкновениях, приводит к созданию пар ионов, тогда как энергия, потраченная частицей в ядерных столкновениях, не приводит к их возникновению.

Когда сечения ядерных взаимодействий незначительны, можно использовать понятие удельной ионизационной потери энергии частицы dE/dx и пробега R , для того чтобы описывать взаимодействие тяжелых заряженных частиц в полупроводниковых детекторах. Ядерные взаимодействия важны, особенно в случае тяжелых ионов и осколков деления.

2.1 Сбор заряда в полупроводниковых детекторах

Время сбора электронов – 150 нс

Время сбора дырок – 450 нс

2.2 Плазменные Эффекты

В спектрометрии тяжелых ионов нужно учитывать плазменные эффекты (эффект плазмы). В кремниевых детекторах тяжелые заряженные частицы производят плотное облако пар ионов, в которое электрическое поле, созданное приложенным напряжением, в начальный момент, не может проникнуть. Только, когда тогда облако было достаточно рассеяно биполярной диффузией, ионы начинают двигаться под влиянием электрического поля. Это явление имеет следующие эффекты:

1. Происходит задержка между созданием пар ионов (который можно считать мгновенным) и появлением сигнала в детекторе. Эта задержка создает дополнительный вклад в разброс времени возникновения сигнала от детектора.

2. Время появления сигнала от детектора задерживается (опаздывает) ; это также увеличивает величину колебания времени.
3. Из-за существования плотного облака ионов в первоначальном нулевом электрическом поле, заряженные ионы могут рекомбинировать, следовательно происходит уменьшение амплитуды импульсов.

Динамика зарядов в треке тяжёлой заряженной частицы описывается следующим уравнением переноса

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = D\nabla^2 n(r,t) + \mu E \frac{\partial n(r,t)}{\partial t} - \alpha n^2(r,t)$$

где $n(r,t)$ – плотность носителей заряда, D – коэффициент диффузии, μ – подвижность носителей заряда, E – компонента электрического поля перпендикулярная треку частицы, α – коэффициент рекомбинации.

Существует приближенное решение этого уравнения, которое называется «приближением Яффе» для собранной доли заряда:

$$Y = \frac{1}{1 + \left[\left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{N_0 Q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 b E \sin\theta} \right]}$$

где: Y - доля заряда, избежавшая рекомбинации,

N_0 - полное число пар электрон-дырка на одном сантиметре,

Q - заряд частицы,

ϵ - диэлектрическая проницаемость среды (Si),

ϵ_0 - диэлектрическая постоянная вакуума,

b - эффективный радиус трека,

E - напряжённость электрического поля,

θ - угол между полем и треком частицы.

Параметр b - подгоночный. Остальные параметры либо известны, либо могут быть рассчитаны.

3. Принципы синтеза спектрометра с миллисекундным временем сбора заряда

Детектор и предусилитель представляют единую конструкцию, и они размещены в детекторной камере. Предусилитель (рис 1) выполнен на полевом транзисторе с затвором в виде $p-n$ перехода (КП307Б) с динамической нагрузкой в цепи стока (транзистор $Q1$). Он обеспечивает высокое входное сопротивление, которое определяется сопротивлением обратно смещенного $p-n$ перехода и составляет несколько МОм. Также такой усилитель имеет коэффициент усиления порядка нескольких сотен, что сложно получить в каскаде с обычной резистивной нагрузкой.

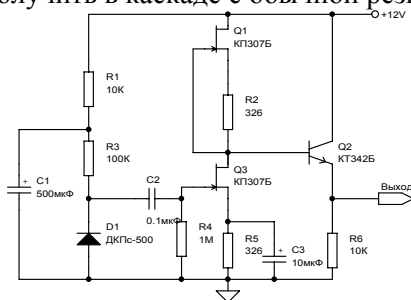


Рис 1. Детектор и предусилитель.

Коэффициент усиления по напряжению будет равен:

$$K_U = S \cdot \frac{R_{ГСТ} \cdot r_i}{R_{ГСТ} + r_i}, \quad (1)$$

где S – крутизна транзистора $Q3$, $R_{ГСТ}$ – сопротивление генератора тока на транзисторе $Q1$, которое является дифференциальным сопротивлением стока и обычное значение которого лежит в диапазоне 100кОм до 1МОм, $r_i = \frac{dU_c}{dI_c}$ дифференциальное сопротивление стока.

Крутизна полевого транзистора S зависит от тока стока и определяется формулой $S(I_c) = S(I_{Снач}) \cdot \left(\frac{I_c}{I_{Снач}}\right)^{\frac{1}{2}}$, где $S(I_{Снач})$ – крутизна при начальном токе стока ($U_{3И}=0$). Зная значение крутизны S при токе стока 1,5мА и дифференциального сопротивления r_i , можно определить

коэффициент усиления данного каскада по формуле (1). Он равен $K_U=56$. Реальный коэффициент усиления оказался немного больше, чем расчетный, $K_{U_{реал.}}=80$. Это можно объяснить неидеальной согласованностью параметров транзисторов $Q1$ и $Q3$, а также влиянием эмиттерного повторителя, который используется для согласования предусилителя со следующим каскадом.

Усилитель содержит два усилительных каскада (рис 2). Первый каскад выполнен на транзисторных сборках КР198НТ1А и КР198НТ5А, и представляет собой дифференциальный усилитель с динамической нагрузкой в виде токового зеркала на транзисторах $Q4$ и $Q5$.

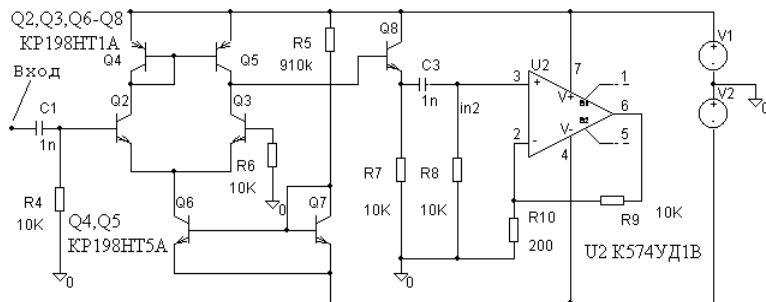


Рис 2. Усилитель.

Усиление данного каскада по напряжению можно определить по формуле $K_U = S \cdot (R_{ВЫХ} \parallel R_{НАГР}) \approx 200$, где S – крутизна, равная для биполярного транзистора $\frac{I_{\Sigma}}{\varphi_T}$, $R_{ВЫХ}$ – выходное сопротивление

дифференциального каскада, а $R_{НАГР}$ – сопротивление нагрузки. Для согласования высокого выходного сопротивления $R_{ВЫХ}$ с малым входным сопротивлением последующего каскада применен эмиттерный повторитель на транзисторе $Q8$. Использование малого тока 20мкА в данном каскаде позволило уменьшить уровень шума и получить нужную АЧХ усилителя без применения сложных фильтров. Выходной каскад выполнен на ОУ К574УД1А. ОУ включен как неинвертирующий усилитель с коэффициентом усиления 50. Общий коэффициент усиления для предусилителя и усилителя приблизительно равен 40000.

4. Расчёт спектра осколков деления калифорния в кремнии с учетом выхода осколков при делении

Радионуклид ^{252}Cf является уникальным источником тяжёлых ионов, которые представляют собой осколки деления. Его роль как источника тяжелых ионов будет возрастать ввиду расширения сфер применения. К ним можно отнести различные эксперименты по исследованию влияния событий с высокой плотностью энергии в кремниевых интегральных схемах. Осколки деления ^{252}Cf в таких исследованиях используются вместо ускорителей тяжелых ионов. На рисунке 3 представлены массовые распределения осколков деления для ^{252}Cf (выход осколков дан в процентах).

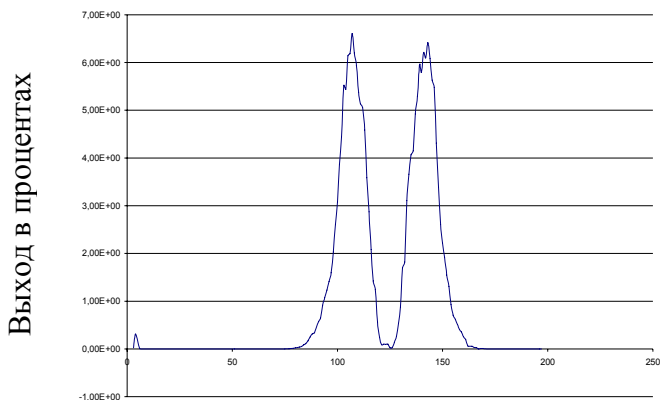


Рис. 3. Массовые распределения осколков деления спонтанного деления ^{252}Cf .

Видно, что доминирующая роль принадлежит ядрам в области атомных весов в диапазонах от 90 до 110 – лёгкий осколок и от 130 до 150 – тяжёлый осколок. Такие значения при эффективном заряде осколков около 20 дают высокие значения удельных потерь энергии и, соответственно малые пробеги в веществе.

Механизм потери энергии осколками деления - торможение в столкновениях с электронами внешних оболочек атомов среды. В приближении теории непрерывного замедления потери энергии на

элементе пути Δl составляют величину $(-\frac{dE}{dx}) \cdot \Delta l$, которая значительна

даже для $\Delta l = 1 \text{ мкм}$, и в состоянии исказить результаты спектрометрических измерений. Спектр – (распределение по энергиям потока частиц) может быть представлен следующей формулой, которая следует из теории непрерывного замедления и геометрического рассмотрения формирования спектра, при условии превышения радиусом детектора пробега частицы

$$\frac{d\phi}{dE} = \frac{q \cdot \Delta S_d}{2} \cdot \frac{dR(E)}{dE} \cdot \frac{h \cdot \Delta}{[R_0 - R(E)]^2}$$

где q - объёмная активность источника,

$R(E)$ - зависимость пробег-энергия,

h - глубина слоя вещества,

Δ - толщина источника,

ΔS_d – площадь детектора.

Таким образом, спектр осколков деления в первом приближении определяется соотношением пробег – энергия. В данной работе это соотношение было рассчитано с помощью формализма Стернхаймера с учётом перезарядки осколка деления и его упругих потерь энергии в кремнии.

Потери энергии осколками деления в кремнии.

Для расчетов был модифицирован формализм Стернхаймера, который позволил вычислять ионизационные потери энергии тяжелых ионов от протона до урана в диапазоне от 0,08 МэВ/н до 4-5 ГэВ/н. Расчеты по модифицированным формулам были проверены в экспериментах с помощью различных тяжелых ионов как на циклотронном комплексе ЛЯР ОИЯИ, так и на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ, при различных энергиях ионов. Результаты расчетов также сопоставлялись с известными из литературы значениями, полученными на циклотроне лаборатории им. Лоуренса (LBL-88). Поэтому с учетом всей совокупности данных можно уверенно использовать модифицированный формализм Стернхаймера при проведении расчетов. Формализм расчета потерь энергии, предложенный Стернхаймером основывается на формуле Бете-Блоха с

рядом параметров, учитывающих роль эффекта плотности, экранировки ядра атомными электронами.

Согласие, особенно для тяжелых ($z > 10$) ионов, стало хорошим, когда были учтены потери энергии в упругих соударениях. Для этого был использован подход Линдхарда к разделению упругой и ионизационной составляющих потерь энергии, которые имеют значение в области малых скоростей частицы.

Таблица 1. Пробеги и удельные потери энергии различных ионов, ускоренных на циклотронах ОИЯИ (IC-100, U-400) и LBL-88 (лаборатория им. Лоуренса).

Циклотрон	Ион	E	dE/dx/ρ	Пробег	Данные из
		МэВ	МэВ•см ² /г	мкм	[4-6]
IC-100	Ar	46.3	$1.9 \bullet 10^4$	12	12.1
IC-100	Ne	26.7	$1.1 \bullet 10^4$	11	13.1
IC-100	O	19.3	$8.0 \bullet 10^3$	13	14.5
IC-100	B	13.6	$3.8 \bullet 10^3$	14	13.6
U-400	Kr	210	$3.9 \bullet 10^4$	25	25
LBL-88	Ar	160	$1.4 \bullet 10^4$	42	-
LBL-88	Ne	58	$6.8 \bullet 10^3$	27	30.2
LBL-88	C	380	$5.1 \bullet 10^2$	1803	1810

Расчёты были проведены для осколков деления в модах распределения ^{140}Ba (т.о.) и ^{92}Mo (л.о.), затем расчётные данные были аппроксимированы полиномом четвёртого порядка как для легкого, так и для тяжёлого осколков. Эти соотношения соответственно имеют следующий вид

$$E(R) = A - 11.96R + 0.13R^2 + 0.007R^3 + 7.05 \cdot 10^{-4} R^4$$

$$E(R) = B - 11.39R + 0.29R^2 + 0.012R^3 + 1.22 \cdot 10^{-4} R^4$$

где $A+B=190$ МэВ для осколков деления ^{252}Cf . В зависимости от массы осколка эти константы изменяются в соответствии с кинематическими формулами. Для расчёта спектра осколков деления

наиболее важными являются немонохромность источника и широкий спектр масс самих осколков.

Была написана программа расчёта парциальных спектров осколков деления в пакете MATHCAD. Парциальные спектры – это результат расчёта с использованием лишь пары осколков деления лёгкого и тяжёлого, которые имеют фиксированные значения атомных масс. Входными данными служат:

1. массовое распределение осколков деления в виде таблицы EXEL;
2. кинетическая энергия осколков;
3. масса лёгкого осколка.

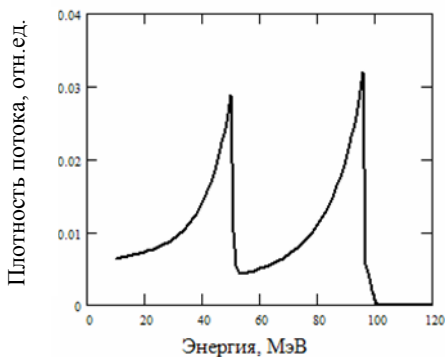


Рис.4 Парциальные спектры осколков деления с массами 95 и 155 за слоем кремния толщиной 2 мкм. с учётом вероятности их возникновения.

На рис 4. изображены парциальные спектры осколков деления, рассчитанные в соответствии с описанной выше методикой. Видно, что пики распределений для парциальных спектров имеют расстояние по энергетической шкале в 50 МэВ после прохождения слоя кремния в 2 мкм. Для того чтобы получить реальный спектр необходимо просуммировать все парциальные спектры, так как они независимы друг от друга и поэтому аддитивны.

В результате расчётов по этой программе получается суммарный энергетический спектр осколков деления для заданных исходных параметров. Для этого была выбрана следующая процедура. В пакете MATHCAD рассчитывают парциальные спектры, а данные расчёта представляются в виде столбца таблицы EXEL. Для получения

суммарного спектра необходимо просуммировать всю таблицу EXCEL по строкам, и в строке EQ получим распределение осколков деления по энергии, которое представлено на рис. 5.

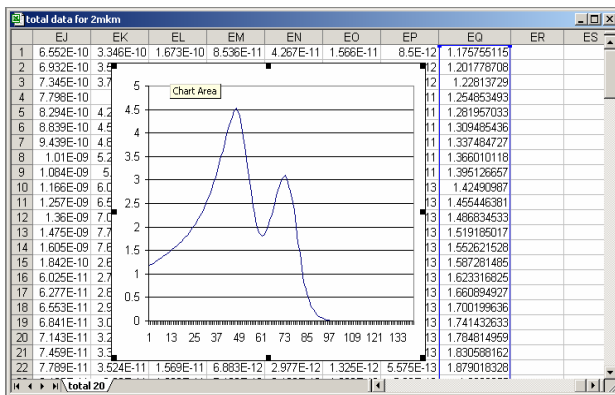


Рис. 5 Таблица EXCEL со спектрометрическими данными

Это процедура реализована в программе. На рис. 6 представлены спектры осколков деления, прошедших слою кремния толщиной 1, 2, 4 мкм. Эти спектры имеют особенности связанные с деградацией энергии осколков и изменением формы, которая становится всё более и более близкой к равномерному распределению осколков по энергиям.

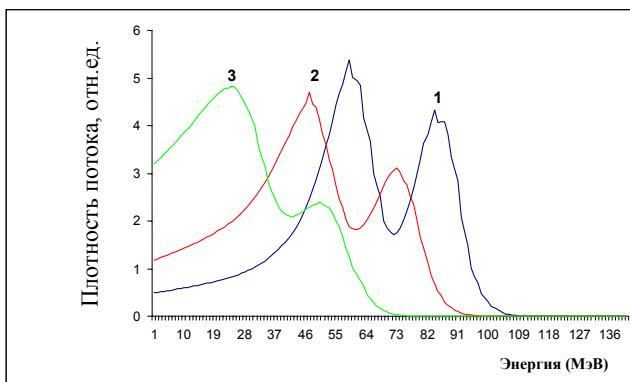


Рис. 6. Спектры осколков деления, прошедших слою кремния толщиной 1, 2, 4 мкм, соответственно 1,2,3.

Такая процедура расчёта спектров позволяет учесть особенности формирования осколков в процессе деления и даёт надёжные данные по распределению осколков деления по энергии.

5. Использование совпадений от импульсов альфа частиц для расширения диапазона калибровки спектрометра.

В связи с широким распространением источников излучения на основе ^{252}Cf возникает радиоэкологическая задача создания простых методов и средств контроля этого изотопа. Обычно задача спектрометрии осколков деления решается на основе время-пролетной методики, которая весьма дорогая, а сложные в обслуживании устройства, не подходят для радиоэкологической практики.

В тоже время наличие дешевых спектрометров тяжелых заряженных частиц на основе SiSBD позволило бы решить задачу более доступными методами. Этому мешают следующие факторы:

1. Калибровка спектрометра в диапазоне от единицы Мэв до сотни Мэв;
2. Учет дефекта амплитуды импульса и его влияние на калибровку каналов спектрометра;

Наиболее эффективным является решение радиоэкологической задачи без эвакуации объема камеры детектора, что увеличивает срок службы детектора из-за отсутствия эффекта сублимации золотого покрытия и упрощает структуру измерительной установки.

Наиболее простой способ решения задачи в калибровке такого спектрометра использование ускорителя заряженных частиц, но такой эксперимент не является равнозначным. Более того детектор спектрометра должен быть извлечен из рабочего положения внутри камеры спектрометра, поэтому он неприемлем. Реальных путей создания энерговыделения в сотни Мэв в объеме детектора простыми средствами не существует, поэтому в подобных исследованиях стоит ограничиться лишь областью в несколько десятков Мэв, что улучшит калибровку спектрометрического тракта по сравнению с использованием обычных источников α - излучения.

Для достижения этой цели можно использовать совпадения собственного α излучения ^{252}Cf с энергией 6,118 Мэв. Это позволит при тройных и четверных совпадениях, расширить шкалу до энергий 24

Мэв и частично решить проблему привязки шкалы энергии спектрометра и энерговыделения осколков деления. Нужно отметить, что в данной постановке задача решается без использования вакуума в детекторной камере и, поэтому распределение осколков деления будет сосредоточено в области энергий существенно меньше исходного, на $40 \div 50$ Мэв.

Если допустить проявления совпадений α частиц на спектре осколков деления, то исходная информация будет испорчена наличием пиков совпадения при регистрации α частиц. Это возможно, если время интегрирования заряда будет выбранно 1 мс. Поток α частиц от препарата, по сравнению с потоком осколков деления соотносится как 32 к 1 и следовательно дискриминация их импульсов в электронике также возможна до тройных совпадений. В этой области энергий сосредоточено значительная часть спектра осколков деления, которые в воздушной среде потеряли энергию порядка $70 \div 100$ Мэв. Необходимо отметить, что возможность замены контроля осколков деления измерением спектра α частиц не решает задачи, т.к. существует много нуклидов, которые создают мешающие сигналы от нуклидов с близкими энергиями.

Основной сложностью является калибровка шкалы спектрометра. В распоряжении исследователя имеются лишь обычные источники α - частиц. В данной системе был использован приём калибровки шкалы спектрометра по линиям двух, трёх и четырёхкратных совпадений при регистрации собственного α - излучения ^{252}Cf . Для этого был использован ППД большой площади ДКПС-500сд и предусилитель (ПУ) с постоянной времени порядка 1 мс. При таком выборе постоянной времени интегрирования заряда хорошо заметны тройные совпадения (энергия, выделяющаяся в ППД 18.354 МэВ) а регистрация 4^x кратных проявляется на спектре. Этим способом удаётся провести калибровку спектрометра в начале шкалы до 24 МэВ в едином цикле измерения. Нужно отметить, радиоэкологическая задача решается без использования вакуума в детекторной камере, поэтому распределение осколков деления будет сосредоточено в области энергий существенно меньше исходной, на $20 \div 50$ Мэв, даже при расстояниях источник – детектор порядка 1-4 мм.

На рисунке 7 представлены два спектра осколков деления, полученные на этой установке от двух разных источников. Они имели различную толщину подложки из нержавеющей стали, и

позиционирование источника по нижнему основанию диска привело к смещению спектров осколков деления. Измерения были проведены в воздушной среде при расстоянии в 4 мм между источником и детектором. Наличие загрязнений в виде масляных пятен приводит к изменениям структуры спектров на плавных участках. Пики тройных совпадений α - частиц в самом начале

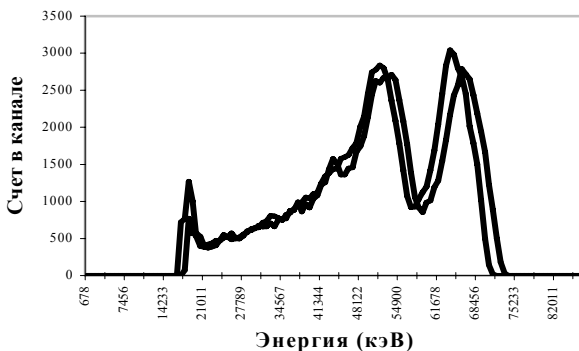


Рис 7. Спектры осколков деления двух источников Cf-252.

спектра не изменяют своего положения при замене источников. Это связано с незначительными потерями энергии α - частиц в воздухе по сравнению с потерями энергии тяжёлых осколков деления. С увеличением расстояния детектор-источник спектры сильно деформируются, превращаясь в практически прямоугольное распределение.

Если допустить появление совпадений α частиц на спектре осколков деления, то будут видны ложные пики. В этой области энергий сосредоточена часть спектра осколков деления, которые в воздушной среде потеряли энергию порядка $70 \div 100$ МэВ. Ещё одной особенностью измерений спектров осколков деления является малое число отсчётов в каналах амплитудного анализатора импульсов по сравнению со счётом в области регистрации даже двойных совпадений альфа частиц. Поэтому уровень дискриминации желательно выбирать близким к энергии 18 МэВ. Большая амплитуда случайных зигзагов

спектра осколков деления, наличие на спектре дополнительных особенностей в виде пиков совпадений ухудшает качество спектрометрических данных. Из этого положения можно найти выход с помощью быстрого преобразования Фурье, профильтровав "частотный спектр" фильтром нижних частот. Для хорошей передачи спектра альфа частиц (разрешение два процента по линии Pu-239) при обратном преобразовании необходимо как минимум 40 первых компонентов частотного спектра. Спектр осколков деления хорошо сглаживается и восстанавливается по первым 13 частотам. Этот факт можно использовать для улучшения вида спектра осколков деления и в значительной мере, устранения ложных пиков от совпадений альфа частиц. На рис. 8 представлен вид спектра осколков деления до и после обработки методом **БФП** с фильтрацией нижних частот.

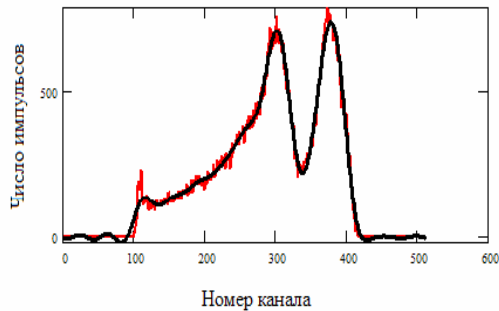


Рис. 8 Спектр осколков деления до (тонкая линия) и после фильтрации "частотного спектра" (толстая линия).

Этим способом устраняются случайные зигзаги на спектре осколков деления, а также пики тройных совпадений. Спектр незначительно искажается лишь в областях с нулевым заполнением каналов, сумма гармоник в этой области приводит к отрицательным значениям, которые легко устраняются процедурой восстановления исходных нулевых значений. Параметры Шмитта для спектра осколков деления на рис.8 представлены в таблице 2 для сравнения их со стандартными.

Таблица 2. Параметры спектра осколков деления

№ параметра	значение параметра	Стандартное значение
1	3.4	2.9
2	3.2	2.2
3	1.05	1.3
4	0.45	0.36
5	0.41	0.44
6	2.63	0.69
7	0.46	0.46
8	4.1	2.17

Отличие параметров от стандартных происходит за счёт разных условий измерения спектров. В нашем случае набор спектра осуществлялся в воздушной среде при нормальном атмосферном давлении, а не в вакууме. Первые три параметра характеризуют форму двухмодального спектра, и они близки к стандартным значениям, четвёртый и пятый – разрешение спектрометра. Эти параметры также близки, сильно различаются лишь шестой и восьмой параметры из-за наличия воздушной среды в камере спектрометра, что приводит к появлению осколков деления с энергиями 20-40 МэВ на входе в детектор.

Таким образом, сдвиг спектра по энергии за счёт воздушной среды существенно не нарушает его характеристик, если детектор и источник разделены промежутком порядка 4 мм. С увеличением расстояния спектр деформируется существенным образом, так что применять спектрометрические методы анализа становится невозможным.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ.

В результате выполнения работы были получены новые научные и практические данные:

1. Впервые разработан метод спектрометрии осколков деления ^{252}Cf с миллисекундным временем интегрирования заряда;
2. Показана возможность измерения спектров осколков деления в воздушной среде с помощью кремниевого поверхностно-барьерного детектора;
3. Впервые проведены измерения спектров осколков деления и надежно установлено, что этот метод применен для радиоэкологической практики;
4. Разработан метод расчёта спектров осколков деления за поглотителями различной толщины.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. **Н.Г. Големинов., Зо Лин Хан.,** *Спектрометрия тяжелых заряженных частиц с миллисекундным временем интегрирования.* – В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2005, т. 9/ Охрана окружающей среды и рациональное природопользование, с. 167-168.
2. **Н.Г. Големинов., Зо Лин Хан.,** *Расчёт спектра осколков деления калифорния в кремнии.* – В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2006, т. 9/ Охрана окружающей среды и рациональное природопользование, с. 112-113.
3. **Зо Лин Хан., Е Хтут Маунг.,** *Расчёт спектра осколков деления калифорния в кремнии с учетом выхода осколков при делении.* – В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2007, т. 9. Охрана окружающей среды и рациональное природопользование, с. 140-141.
4. **Н.Г. Големинов., Зо Лин Хан.,** *Спектрометрия осколков деления с миллисекундным временем интегрирования заряда* (Журнал - Ядерные измерительно-информационные технологии, №1(17) 2006 г).
5. **В.В. Болятко., Б.Д. Зельдич., Зо Лин Хан., Е.А. Крамер-Агеев., Н.Н. Могиленец.** *Снижение порога обнаружения ^{239}Pu в образцах окружающей среды применением рентгено-флуоресцентного метода.* – В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2005, т. 9/ Охрана окружающей среды и рациональное природопользование, с. 182-183.