

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

В.Л. Ромоданов

**ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И УСТАНОВКИ
АКТИВНОГО КОНТРОЛЯ ДЕЛЯЩИХСЯ
МАТЕРИАЛОВ**

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2007

УДК 621.039.53(075)
ББК 31.46я7
Р70

Ромоданов В.Л. **Физические методы и установки активного контроля делящихся материалов:** Учебное пособие. М.: МИФИ, 2007. – 196 с.

В пособии рассмотрены основы физических методов активного контроля делящихся материалов. При этом обоснованы преимущества их использования по сравнению с пассивными методами и даны примеры практической реализации различных методов в конкретных установках по определению содержания делящихся материалов в готовых изделиях ядерной энергетики. Приводятся типы нейтронных и гамма-источников, которые используются в качестве внешних источников облучения с обоснованием их применения в модельных и реальных конструкциях установок учета и контроля делящихся материалов. Дано описание некоторых зарубежных установок и технологий, которые нашли свое практическое применение в проблеме контроля состава различных делящихся образцов и ТВС ядерных реакторов. Большое внимание уделено физическим методам и аппаратурному обеспечению технологий контроля, в которых используются импульсные нейтронные источники.

Пособие предназначено для студентов и аспирантов, специализирующихся в области учета и контроля ядерных материалов и подготовлено в рамках методического обеспечения магистерских образовательных программ направления 553126 «Техническая физика».

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент д-р физ.-мат. наук Ю.Е. Титаренко

ISBN 978-5-7262-0845-9 © Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2007

Редактор Н.В. Егорова
Компьютерная верстка Г.А. Бобровой

Подписано в печать 29.10.2007 Формат 60x84 1/16
Печ.л. 12,25 Уч.-изд.л. 12,25 Тираж 200 экз. Изд. № 4/55
Заказ № 0-643

*Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).
115409 Москва, Каширское шоссе, 31*

*Типография издательства «Тровант»
г. Троицк Московской области*

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. Основные ядерно-физические свойства ДМ и замедлителей нейтронов, используемые в активных методах контроля	17
1.1. Взаимодействие нейтронов с веществом	17
1.2. Процесс деления ядер ДМ	28
1.3. Взаимодействие гамма-излучения с веществом	36
Контрольные вопросы	45
Глава 2. Источники излучений, используемые для контроля ДМ....	47
2.1. Первичные источники внешнего облучения в установках активного контроля ДМ	47
2.2. Первичные источники нейтронов.....	48
2.3. Требования к зондирующим спектрам нейтронов.....	56
2.4. Конверторы спектров первичных источников нейтронов ...	57
2.5. Источники гамма-квантов	61
2.6. Требования к источникам внешнего излучения.....	64
Контрольные вопросы	64
Глава 3. Детекторное и аппаратное обеспечение установок контроля ДМ	66
3.1. Требования к детекторам и аппаратуре установок активного контроля ДМ	66
3.2. Газонаполненные счетчики излучений.....	73
3.3. Сцинтилляционные детекторы, их типы и характеристики.....	77
Контрольные вопросы	82
Глава 4. Физические методы и установки контроля ДМ	84
4.1. Контроль ДМ с помощью запаздывающих нейтронов.....	84
4.2. Контроль ДМ с помощью мгновенных нейтронов	103
4.3. Использование низкоэнергетических нейтронных источников.....	106
4.4. Метод счета совпадений частиц деления ядер ДМ.....	109
4.5. Метод «меченых» нейтронов для счета временных совпадений.....	127
4.6. Установки контроля, использующие метод пропускания зондирующего излучения через образцы ДМ	130
Контрольные вопросы	144
Глава 5. Установки контроля ДМ с импульсными нейтронными источниками.....	145

5.1. Источник с изменяющейся во времени энергией нейтронов.....	145
5.2. Жизненный цикл нейтронов в замедляющих средах после введения в них импульса быстрых нейтронов.....	148
5.3. Нейтронные генераторы DT и DD реакций получения нейтронов.....	158
5.4. Анализ содержания ДМ в ТВС ядерных реакторов с помощью тепловых нейтронов	160
5.5. Анализ отходов ядерного производства с помощью комбинированного метода тепловых и эпитепловых нейтронов.....	165
5.6. Установки контроля ДМ с использованием метода спектрометрии нейтронов по времени замедления в свинцовом замедлителе	171
5.7. Установка идентификации ядерных материалов	176
5.8. Математическое моделирование установок контроля ДМ...	180
5.9. Роль расчетных исследований при создании установок активного контроля ДМ.....	185
Контрольные вопросы	192
Список литературы	194

ВВЕДЕНИЕ

Задача определения содержания делящихся материалов (ДМ) в изделиях ядерной энергетики практически стоит на большинстве стадий их изготовления и обращения с ними. Это напрямую связано с безопасностью эксплуатации ядерно-энергетических установок, системой учета ядерных материалов и проблемой их нераспространения. В процессе производства ядерного топлива и его переработки такая задача решается в основном с помощью радиохимии, однако, после того, как изделие, содержащее ДМ переходит в стадию эксплуатации, процесс контроля его реального состава становится значительно более сложным, так как многие изделия имеют защитные покрытия и не подлежат разборке и разрушению. Примером могут служить тепловыделяющие элементы ядерных реакторов, имеющие оболочки и при этом конструктивно оформленные в отдельные тепловыделяющие сборки. Поэтому в этих случаях радиохимические методы контроля использовать нельзя, и как следствие этого, встает задача создания методов неразрушающего контроля нуклидного состава ядерных материалов в условиях, когда взять пробу ядерного материала для анализа не представляется возможным. Наиболее потенциально опасными ДМ являются такие, которые делятся под действием тепловых нейтронов, например, ^{235}U или ^{239}Pu , и поэтому существующие методы неразрушающего контроля в основном касаются определения их количества, как в изделиях ядерной энергетики, так и в отходах ядерного производства. Задача контроля нуклидного состава ядерного топлива возникает при организации системы учета и контроля ядерных материалов на предприятиях, а также при их транспортировке и передаче из одного пункта в другой.

В настоящее время наиболее распространенной является классификация неразрушающих методов контроля ядерных материалов, базирующаяся на способе получения ядерного излучения, используемого для анализа состава инспектируемого образца. Это может быть его собственное излучение, а также излучение ядерного материала, индуцированное внешним источником ионизирующего излучения. Первый метод анализа ядерных материалов называется пассивным, а второй – активным. Между этими двумя методами контроля существует принципиальная разница, которая и оп-

ределяет область их применения. При этом разнообразие видов индуцированного излучения, типов источников внешнего облучения и детекторного обеспечения определяет широкие возможности активных методов, а, следовательно, и выбор способов их применения в конкретных условиях. Ввиду того, что при пассивном методе анализа не требуется применения каких-либо внешних источников облучения, к защите установок не предъявляется особых требований, и поэтому она может быть достаточно простой или вообще отсутствовать. При этом используемая аппаратура ограничивается в основном стандартными типами гамма-спектрометров, схемами совпадений частиц деления ДМ, нейтронных счетчиков и калориметров и не требует для своего обслуживания большого количества квалифицированного обслуживающего персонала. Это является преимуществом такого метода контроля, и большинство существующих в практике устройств основано именно на этих принципах пассивного контроля. Однако собственное гамма-излучение ранее необлученных ядерных материалов имеет слабую проникающую способность, а иногда и сравнительно низкую для практических измерений интенсивность. Поэтому принципиальным недостатком пассивных методов контроля следует считать поглощение гамма-излучения в образце, что создает эффект его экранировки наружными слоями ДМ, и не позволяет анализировать сложные гетерогенные структуры тепловыделяющих элементов или «толстые» образцы, особенно если они обладают неоднородной структурой. Кроме этого, не все нуклиды ДМ обладают достаточно большим выходом нейтронов спонтанного распада, и поэтому не всегда могут быть проанализированы с хорошей статистической погрешностью с помощью счета совпадающих частиц деления ДМ без их облучения внешним источником излучения.

Этот недостаток в значительной степени устраняется при активном методе контроля, так как подбор внешнего источника облучения образцов, его интенсивности и вида вторичного индуцированного излучения увеличивает комбинаторные возможности анализа ядерного топлива. В качестве источников внешнего облучения возможно использование источников с различным спектром нейтронов и гамма-квантов, что дает возможность решить практически любую задачу контроля топлива. Использование высокоэнергетических источников излучения повышает возможность проникнове-

ния излучения внутрь образцов без его значительного поглощения, что при правильном подборе отклика ДМ практически снимает проблему самоэкранировки излучений в установке. При этом появляется возможность использовать источники нейтронов с модулированным по времени выходом, что в сочетании с различными замедлителями нейтронов реализует в одной установке различные энергии нейтронов. Контроль ДМ на нейтронах различных энергий значительно расширяет возможности установок активного контроля и повышает их практическую ценность. В качестве источников нейтронов можно применять ядерные реакторы, ускорители заряженных частиц, нейтронные генераторы, а также радиоизотопные источники. Для контроля ДМ возможно также использование высокоэнергетических гамма-квантов, получаемых в ускорителях, что также практически снимает проблему экранировки анализирующего излучения.

Для дальнейшего рассмотрения установок активного контроля можно ввести понятия первичного, зондирующего и вторичного излучений. Для получения первичного излучения используются различные ядерные реакции, в результате которых возникают нейтронное или фотонное излучения с характеристиками, необходимыми для контроля конкретных образцов ДМ. Таким образом, первичным является излучение, характеризующее непосредственно сам источник излучения, как нейтронный, так и фотонный. К числу основных характеристик первичного излучения относятся его спектр, выход или интенсивность. Однако не всегда спектральные характеристики первичного источника излучения соответствуют условиям решения задачи контроля. Зондирующим излучением называется излучение, которое возникает в результате взаимодействия первичного излучения с материалами установки или специального устройства, конвертирующего спектр первичного излучения в спектр, необходимый для контроля ДМ. Взаимодействие зондирующего излучения с атомами и ядрами инспектируемых нуклидов ДМ дает его отклик, который называется вторичным излучением. Выбор параметров вторичного излучения также имеет большое значение, так как оно тоже может экранироваться слоями ДМ, и кроме этого слабо отличаться по своим характеристикам от первичного или зондирующего излучений, что препятствует детектированию отклика на их фоне.

Наиболее общая принципиальная схема установки активного контроля ДМ приведена на рис. 1. В ней, как правило, присутствуют источник внешнего, то есть первичного излучения, инспектируемый образец и детектор вторичного излучения (отклика) ДМ. В случае необходимости в конструктивную схему установки вводится конвертер спектра первичного излучения, с помощью которого получают зондирующее излучение с требуемыми спектральными характеристиками. При этом основным условием функционирования установки является разделение первичного, зондирующего и вторичного излучений в детекторах отклика с необходимой для проводимых измерений погрешностью. Любая система активного контроля ДМ состоит из следующих основных частей:

1. Внешний (первичный) источник излучения, для которого могут быть предусмотрены условия коллимации излучения и конвертирования его энергетического спектра (экранировка выходящего излучения различными поглощающими излучения материалами, использование замедлителей нейтронов, временная модуляция выхода или интенсивности излучения) с целью решения задачи контроля оптимальным образом. Для некоторых установок активного контроля не требуется изменения спектральных характеристик источников первичного излучения, и тогда конвертеры спектра отсутствуют в них. Таким образом, в этих случаях первичное излучение является одновременно и зондирующим.

2. Измерительная камера, в которую помещается исследуемый образец ДМ. Для того чтобы получить равномерный отклик по объему ДМ иногда используется вращение образца вокруг своей оси с одновременным сканированием отклика по высоте образца.

3. Система детектирующих устройств, которая позволяет проводить раздельную от первичного и зондирующего регистрацию вторичного излучения (отклика). Функциональное назначение используемых детекторов и их типы могут различаться в различных установках в зависимости от конкретных целей контроля. Детекторы первичного или зондирующего излучений могут использоваться как мониторы, необходимые для нормировки откликов вторичных излучений на выход или интенсивность внешнего источника. В некоторых случаях они могут отсутствовать, например, когда применяются источники с практически постоянной интенсивностью из-

лучения или когда монитором является отношение показаний детекторов первичного и вторичного излучений.

4. Аналоговые или цифровые электронные схемы для обработки данных анализа результатов контроля ДМ.

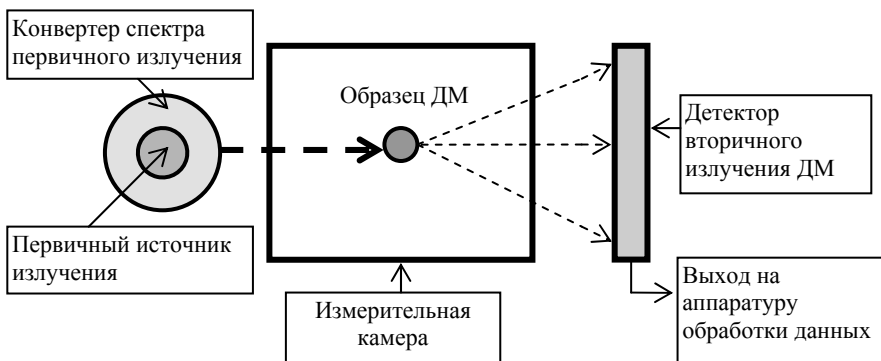


Рис. 1. Общий схематический вид установки активного контроля ДМ:

— — ➔ — первичное излучение, - - ➔ — вторичное излучение

Основной проблемой детектирования отклика ДМ в присутствии внешнего источника излучения является подбор таких детекторов вторичного излучения, при которых устраняется возможность детектирования ими как первичного, так и зондирующего излучений. Это связано с тем, что не всегда возможно совместить выполнение этого требования с конкретными условиями и задачами установки контроля. Например, можно найти принципиальное решение поставленной задачи контроля, однако, его реализация не может привести к созданию установок с требуемой эффективностью детектирования отклика и, как следствие этого, необходимой производительностью. Поэтому вопросы режекции (разделения) первичного, зондирующего и вторичного излучений являются ключевой проблемой при конструировании установок активного контроля ДМ. Рассмотрим наиболее часто используемые способы режекции излучений, присутствующих в установках активного контроля ДМ. К ним относятся следующие.

1. Использование различного вида излучений внешнего источника и отклика ДМ.

Так, например, если внешний источник генерирует нейтронное излучение, то в качестве отклика можно использовать гамма-излучение ДМ. При этом сравнительно просто можно выбрать такой детектор вторичного излучения, в котором гамма-излучение достаточно легко отделяется от нейтронного.

2. Дискриминация нейтронов первичного или зондирующего излучений от нейтронов отклика по энергии.

Примером использования этого метода режекции является детектирование быстрых нейтронов деления в случае облучения инспектируемого образца тепловыми нейтронами. Такой метод можно реализовать на практике с помощью использования газонаполненных счетчиков с различной энергетической чувствительностью, например, ^4He (для быстрых нейтронов) или ^3He (для тепловых нейтронов).

3. Экранирование деющихся образцов или детекторов различными поглощающими нейтроны или гамма-излучение материалами.

К числу таких материалов можно отнести кадмий, бор, литий, гадолиний (для тепловых нейтронов) или свинец (для гамма-квантов). В качестве примера можно привести облучение ДМ нейтронами, в спектре которых присутствуют тепловые и быстрые нейтроны. Отклик ДМ на тепловые нейтроны может быть получен как разность отсчетов в экспериментах с образцами, имеющими кадмиевое покрытие и в случае, когда оно отсутствует.

4. Использование событий временного совпадения нейтронов и гамма-квантов деления ДМ.

Если в качестве внешнего источника использовать какой-либо источник некоррелированных по времени частиц, то отклик вторичных нейтронов и гамма-квантов деления можно легко выделить с помощью специальных схем детектирования совпадений коррелированных по времени частиц деления ДМ.

5. Временная синхронизация частиц внешнего источника и отклика вторичного излучения.

В качестве примера можно указать методику разделения нейтронов калифорниевского источника, помещенного в ионизационную камеру, от нейтронов деления инспектируемого образца с помощью сопутствующих процессу деления калифорния стартовых им-

пульсов осколков деления и дальнейшего измерения временного распределения импульсов от нейтронов и гамма-квантов деления.

6. Создание специальных конфигураций установок активного контроля с импульсными нейтронными источниками, в которых нейтроны источника и деления исследуемых образцов имеют различную временную зависимость.

7. Выключение источника излучения или его удаление из установки по заранее заданному циклическому режиму с детектированием отклика ДМ во временном интервале, когда источник выключен или когда его нет в установке.

Такой радикальный метод избавления от нейтронов источника особенно часто применяется в случае использования запаздывающих нейтронов или гамма-излучения, возникающих в процессе деления. Временная дискриминация может эффективно использоваться в установках с импульсными нейтронными источниками, так как при этом легко можно разделить первичное излучение и отклик, используя их различные временные и энергетические характеристики.

Использование активных методов контроля ДМ, как правило, связано с разработкой и применением сложной электроники, а также с оптимизационными исследованиями конструкций установок, наилучшим образом реализующими цели контроля с учетом защитных композиций, необходимых для безопасной эксплуатации устройств. Однако, несмотря на сложность своих конфигураций, такие установки могут иметь принципиальные преимущества по сравнению с устройствами пассивного контроля. Основными преимуществами активного метода контроля при этом являются следующие:

1. Возможность выбора внешнего излучения и отклика различных типов, интенсивности и энергии, что определяет большую комбинаторную гибкость активных методов контроля. При использовании пассивного метода измерений можно использовать только то излучение, которое существует в анализируемом образце.

2. Изменение энергии и типа зондирующего излучения позволяет получать адресный отклик практически от любых нуклидов ДМ, используя при этом зависимость вероятности их деления при различных энергиях первичного или зондирующего излучений. Так, например, в одном контрольном эксперименте можно получить от-

клики от воспроизводящих и делящихся нуклидов с помощью нейтронов различных энергий.

3. Возможность контроля урановых и плутониевых образцов, имеющих как малые, так и большие размеры, с неоднородным пространственным распределением в инспектируемом объеме, а также имеющих высокое обогащение. Использование пассивных методов ограничивается в основном образцами с низкой плотностью, обладающих малыми размерами, а для получения нейтронных откликов спонтанного распада используются только плутониевые образцы.

4. Возможность модуляции выхода нейтронов внешнего источника по заданному временному закону и с коррекцией его спектральной характеристики, что значительно повышает эффективность измерений ядерных материалов, так как дает возможность создания конструкций установок, в которых можно разделить отклики групп нейтронов различного происхождения и энергии (например, нейтроны источника и нейтроны деления, нейтроны различных энергетических групп).

Тем не менее, несмотря на отмеченные преимущества, имеется много случаев, когда использование пассивных методов вследствие своей простоты или материального состава и геометрии конкретных образцов является предпочтительным. Так, например, использование внешних источников излучения при счете временного совпадения частиц нейтронного излучения ^{240}Pu может дать большую погрешность за счет случайных совпадений нейтронов исследуемого образца. Поэтому выбор и использование метода анализа ДМ следует проводить с учетом всех имеющихся конкретных обстоятельств измерений и ядерно-физических характеристик инспектируемого образца.

Имеется еще один тип установок активного контроля, который основан на пропускании первичного излучения через инспектируемый образец. При этом измерение ослабления пучка первичного излучения за счет присутствия ДМ в образце дает информацию о количестве инспектируемого нуклида в нем. Кроме этого, при прохождении излучения через образец может возникать вторичное излучение, которое также возможно использовать для анализа состава исследуемого образца.

При активном методе контроля можно использовать понятия информативного параметра и дискриминационной характеристики.

Под информативным параметром анализа понимается тот параметр вторичного излучения ядерного материала, по которому определяется наличие и количество инспектируемого нуклида. Это может быть число делений нуклида, число запаздывающих нейтронов или гамма-квантов, либо какой-нибудь функционал нейтронного или гамма-откликов ДМ. Примером такого функционала может служить отношение мгновенных нейтронов деления к числу запаздывающих нейтронов. Вообще говоря, это может быть любой набор величин, который в совокупности позволяет наилучшим образом получить информацию о предмете инспекции в конкретной установке. Каждый информативный параметр может также при этом относиться к отклику ДМ на какую-либо энергию внешнего источника облучения или участку его спектра. Информативный параметр не является абсолютным понятием, и в разных установках одна и та же величина может быть или не быть им. В каждом конкретном случае это определяется целями анализа ядерного материала и конструктивными особенностями установки.

Под дискриминационной характеристикой понимается зависимость информативного параметра от содержания анализируемого делящегося нуклида в инспектируемом образце. Она получается в калибровочных измерениях делящихся образцов, которые для данной установки и метода измерений являются эталонными, а также определяется в расчетных исследованиях с привлечением экспериментальных данных. В эталонных образцах содержание ДМ, как правило, известно с хорошей точностью, что позволяет определить дискриминационную характеристику с минимально возможным коридором ее погрешностей. Это нужно для того, чтобы, измерив информативный параметр для какого-либо неизвестного образца, можно было бы с помощью дискриминационной характеристики определить содержание ДМ в нем с наибольшей точностью. Следует отметить, что окончательный результат определения содержания ДМ в образце будет в основном зависеть как от статистической, так и от систематической погрешностей измерения информативного параметра образца. В «хорошей» установке активного контроля дискриминационная характеристика представляется прямой пропорциональной зависимостью между содержанием ДМ в образце и величиной информативного параметра. Однако в случаях использования зондирующего излучения, которое может экранироваться в

исследуемых образцах, дискриминационная характеристика может выполняжаться с увеличением содержания ДМ в образцах, что ухудшает точность измерений. Дискриминационная характеристика может отличаться от прямой также в случаях деления воспроизводящих нуклидов на быстрых нейтронах, возникающих от деления ДМ на тепловых нейтронах. Точность определения ДМ для какого-либо информативного параметра можно определить как минимальное количество ДМ, различаемое в установке. Если считать, что погрешностью дискриминационной характеристики можно пренебречь, а погрешность измерения информативного параметра мало меняется, то точность измерения содержания ДМ представляется как $\sigma = (\Delta n / \Delta I) \cdot \sigma_1$, где $\Delta n / \Delta I$ – отношение диапазонов изменений содержания ДМ и информативного параметра, σ_1 – погрешность измерения информативного параметра в определенном доверительном интервале.

Следовательно, качество установки контроля определяется видом дискриминационной характеристики, коридором ее погрешностей, крутизной и погрешностью определения информативных параметров. Чем выше крутизна дискриминационной характеристики и меньше погрешность информативного параметра, тем больше градаций количества анализируемого нуклида можно получить в эксперименте. Поэтому число градаций содержания ядерного материала, определяемого в установках неразрушающего анализа, определяет точность измерений, а также и возможность использования установки для определенных практических целей.

С помощью калибровочной процедуры можно определить как абсолютную, так и относительную зависимость между откликом и массой ядерного материала или отношением масс нуклидов в исследуемом образце. Для построения калибровочной зависимости экспериментальным путем необходимо учитывать эффективность детектора, наличие коллиматора между образцом и детектором, а также любых поглощающих излучение материалов, от которых зависит отклик ДМ. Конечно, наилучшими эталонными образцами являются образцы, полностью повторяющие геометрию и материальный состав неизвестных образцов. Однако, несмотря на то, что эталоны обычно имеют такой же физический размер, массу ядерного материала и химическую форму, как и образцы с неизвестным составом, совсем не обязательно, чтобы эталоны полностью соот-

ветствовали всем ядерно-физическим характеристикам измеряемых материалов. Такой путь создания эталонов часто является физически и экономически неоправданным. Иногда достаточным является создание эталонов со свойствами, которые являются представительными (репрезентативными) для измеряемых материалов только по тем характеристикам, которые играют существенную роль при проведении неразрушающего контроля в данной установке. Представление физических принципов используемых методов контроля позволяет изготавливать и применять минимальное количество дорогостоящих эталонных образцов. В некоторых случаях, например, при анализе отходов, где требования к точности определения количества ДМ не так велики, как для анализа ТВС ядерных реакторов, использование прецизионных эталонов не является обязательным. Поэтому наиболее общие требования, предъявляемые к эталонным образцам можно сформулировать следующим образом:

1. Эталоны должны иметь однородную структуру.
2. Форма и количество ядерных материалов в эталонах не должны меняться во времени.
3. Геометрическая форма и размер эталонов должны по возможности соответствовать и быть подобными геометрии и форме неизвестных образцов.
4. Погрешность содержания ДМ в эталонах должна соответствовать требованиям точности определения количества ДМ в инспектируемых образцах.
5. Число эталонных образцов надо сводить к минимально возможному количеству, а в иных случаях и до одного эталона.

Ввиду того, что в активных методах контроля достаточно просто выбрать источник проникающего внутрь инспектируемого ядерного материала излучения без его значительного ослабления (например, источник быстрых нейтронов), основными объектами контроля могут быть образцы, в которых невозможно использование пассивных методов измерения. К таким образцам относятся следующие:

1. Тепловыделяющие сборки ядерных реакторов, имеющие сложную гетерогенную структуру.
2. Образцы ядерных материалов с высоким обогащением и высокой плотностью.

3. Образцы ядерных материалов, имеющих большие геометрические размеры.

4. Отходы ядерного производства, находящиеся в различных закрытых емкостях (вплоть до 200 литров).

5. Образцы ядерных материалов, имеющих неоднородную структуру по своему поперечному сечению.

В общих случаях применение активных методов контроля может проводиться для целей учета и контроля ядерных материалов, проверки наличия ДМ в замкнутых объемах, не подлежащих вскрытию, проверки предшествующего анализа ДМ, а также для контроля качества ядерных материалов и соответствия их заявленным характеристикам.

В этой и последующих главах использованы материалы работ [1, 2].

Контрольные вопросы

1. Отличие пассивных и активных методов контроля ДМ, их достоинства и недостатки.

2. Понятия первичного, зондирующего и вторичного излучений.

3. Принципиальная схема установки активного контроля ДМ, назначение ее элементов.

4. Необходимость режекции излучений, присутствующих в установках активного контроля ДМ и возможные способы ее реализации.

5. Понятия информативного параметра и дискриминационной характеристики.

6. Понятие калибровочной процедуры и ее назначение.

7. Общие требования, предъявляемые к эталонным образцам.

8. Основные объекты активного контроля ядерных материалов.

9. Цели применения активных методов контроля ДМ.

10. Роль реакций (n,n') и $(n,2n)$ в установках активного контроля ДМ.

ГЛАВА 1

ОСНОВНЫЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДМ И ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ НЕЙТРОНОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В АКТИВНЫХ МЕТОДАХ КОНТРОЛЯ

1.1. Взаимодействие нейтронов с веществом

Одну и ту же задачу контроля состава какого-либо образца ДМ можно решить различными способами. Конкретный путь ее решения зависит от тех требований, которые предъявляются к необходимой точности получаемых результатов, времени единичного анализа образца, их общего числа, стоимости анализа, условий эксплуатации установки и т.д. Поэтому проектирование и создание установок активного контроля ДМ следует рассматривать как системную задачу, решение которой требует знания физических методов, а также процессов взаимодействия излучения с различными элементами и веществами, определяющими материальный состав установки. Основными видами первичных источников излучений в современных установках являются нейтроны и гамма-кванты.

В случае использования нейтронов необходимо правильно рассчитать параметры установки, опираясь на знание процессов взаимодействия нейтронов с материалами, составляющими конструкцию установки. В первую очередь эти процессы определяются зависимостью их сечений от энергии взаимодействующих нейтронов. Выбор физического метода, определяющего работу установки контроля, также в значительной мере зависит от энергетического хода сечений и их величины. Отклик ядерного материала на внешнее облучение зависит также от спектра, формирование которого определяется сечениями ядерных процессов в материалах, окружающих источник первичного излучения. Поэтому, кроме понимания физической сущности отклика вторичного излучения, необходимо также иметь ясное представление о ядерно-физических свойствах материалов замедлителей нейтронов и конструкционных материалов установки, которые также косвенным образом формируют отклик, а следовательно, и определяют возможность создания установки, удовлетворяющей исходным целям контроля. Необходимо четко понимать роль и вклад именно тех ядерных процессов, которые в конечном итоге позволят получить конструктивное решение уста-

новки с заданными параметрами. Для этого надо хорошо представлять структуру сечений ядерных процессов взаимодействия нейтронов с различными ядерными материалами, элементами и веществами, находящимися в установке. Общая структура сечений взаимодействия нейтронов с веществами представлена на рис. 2. В эту структуру входят все сечения процессов, проходящих как в ядерных материалах, так и в различных замедлителях нейтронов.

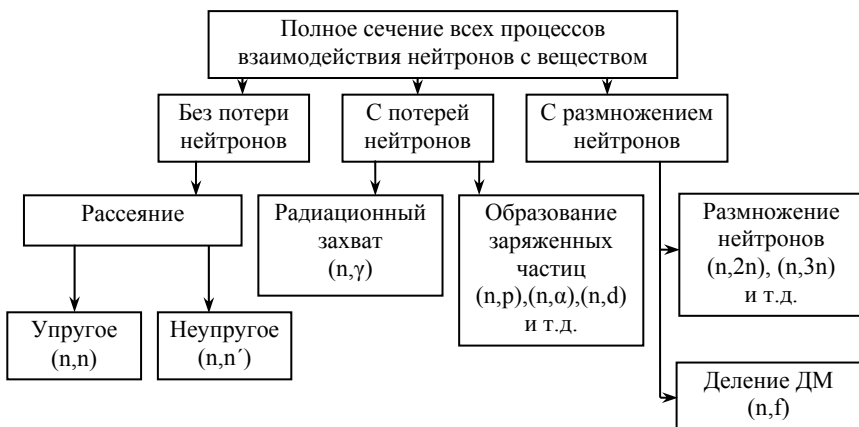


Рис. 2. Общая структура сечений ядерных процессов при взаимодействии нейтронов с веществом

Условно все процессы взаимодействия нейтрона с ядрами замедлителей нейтронов можно разделить на три большие группы. В первой группе, к которой относится рассеяние нейтронов, изменения числа взаимодействующих нейтронов не происходит, в то время как во второй и третьей группах их число может как уменьшаться, так и увеличиваться. В свою очередь процесс рассеяния подразделяется на упругое и неупругое рассеяние. В том и другом процессах происходит потеря энергии нейтронов при столкновении с ядрами замедлителя, однако доля потерянной энергии при этом различна для легких и тяжелых элементов и зависит от первоначальной энергии нейтронов источника. Практически все первичные источники нейтронов, которые используются в активном контроле,

имеют энергию, значительно превышающую тепловую, и поэтому замедление нейтронов является основным процессом, формирующим спектр зондирующего излучения. Кроме этого, в случае неупругого рассеяния возникают гамма-кванты, которые должны быть приняты во внимание при детектировании нейтронов отклика, а иногда могут быть использованы для идентификации акта рассеяния на каком-либо замедлителе.

Для легких ядер захват быстрых нейтронов и процесс неупругого рассеяния маловероятны при энергиях большинства используемых первичных источников нейтронов, и поэтому для них упругое рассеяние можно с достаточной степенью точности считать наиболее важным взаимодействием между нейтронами и ядрами. В водороде, например, сечение упругого рассеяния практически равно полному сечению в области энергий от 10 кэВ до 20 МэВ. При упругом рассеянии нейтронная энергия не преобразуется во внутреннюю энергию ядра, и вся начальная кинетическая энергия бомбардирующего нейтрона и рассеивающего ядра переходит в их кинетическую энергию после столкновения. Такой тип столкновения можно представить как столкновение двух упругих твердых шаров. Очевидно, что после столкновения энергия нейтрона зависит не только от его энергии перед столкновением, но также и от угла, на который он был рассеян и массы рассеивающего ядра. Упругое рассеяние нейтронов с ядрами различных замедлителей приводит к потере энергии нейтрона, варьирующейся от нуля до максимума. Энергию нейтронов после их рассеяния на какой-либо угол на ядре можно получить, рассматривая уравнения законов сохранения импульса и энергии. Возможная наибольшая потеря энергии нейтрона происходит, когда нейтрон рассеивается на ядре водорода назад относительно его первоначального направления, что соответствует углу рассеяния 180° . При замедлении нейтронов на ядрах водорода нейтрон может потерять всю энергию при одном столкновении, и поэтому время формирования теплового спектра в водородосодержащих замедлителях является самым малым. В случае лобового столкновения нейтрона с энергией E_0 с ядром массового числа A , энергия нейтрона после столкновения будет равна E_1 , то есть:

$$E_1 = E_0 [(A-1)/(A+1)]^2. \quad (1.1)$$

Это выражение показывает, что при столкновении нейтрона с ядром замедлителя доля теряемой энергии определяется массовым числом замедлителя и не зависит от энергии нейтрона. Чем выше массовое число, тем меньше потеря энергии на одно столкновение. Это означает, что процесс замедления в одном и том же интервале энергии в тяжелых замедлителях займет больше времени, чем в легких. Время замедления от энергии нейтронов источника до некоторой конкретной энергии, при которой происходит анализ инспектируемого ДМ, является важной характеристикой и ее необходимо знать при конструировании установок, базирующихся на нестационарных источниках нейтронов. Упругое рассеяние нейтронов на легких ядрах увеличивает эффективность замедления нейтронов, потому что чем ниже масса ядер, тем больше средняя потеря нейтронной энергии на одно столкновение.

В общем случае, потери энергии зависят также и от угла рассеяния, который зависит от массового числа замедлителя. Так, например, средний косинус угла рассеяния θ в лабораторной системе координат может быть выражен следующим образом:

$$\langle \cos\theta \rangle = 2/3A. \quad (1.2)$$

Это означает, что на легких ядрах рассеяние нейтронов идет преимущественно в направлении вперед, в то время как на тяжелых ядрах рассеяние можно считать практически изотропным. Поэтому средние потери энергии на одно столкновение могут быть получены с учетом их усреднения по угловому распределению рассеянных нейтронов. Обычно для этого используется логарифм средней потери энергии на одно столкновение – ξ . Можно показать, что для рассеяния в системе центра масс средние потери энергии равны:

$$\xi = \langle \ln(E_0/E_1) \rangle. \quad (1.3)$$

Таким образом, величина средней логарифмической потери энергии нейтронов при столкновении не зависит от их энергии. Для замедлителей с массовыми числами большими единицы это выражение можно приближенно представить следующим образом:

$$\xi = 2/(A+2/3). \quad (1.4)$$

Это выражение справедливо в пределах погрешности в несколько процентов, а для больших значений A это приближение справедливо для многих практических приложений. Используя полученные выражения достаточно просто определить число актов столкновения, которое требуется для уменьшения энергии нейтрона от E_0 до некоторого значения E_k . Легко видеть, что среднее число требующихся для этого столкновений равно $[\ln(E_0/E_k)]/\xi$. В свою очередь число столкновений определяет время, которое требуется в каком-либо замедлителе для установления в нем необходимого по условиям измерений спектра нейтронов для установок с импульсными нейтронными источниками. Параметры процесса замедления нейтронов для различных элементов в области энергий от 2 МэВ до тепловой области представлены в табл. 1 [3].

Таблица 1

Логарифмическая потеря энергии и число столкновений при замедлении нейтронов от 2 МэВ до 0,025 эВ

Замедлитель нейтронов	A	ξ	Число столкновений
Водород	1	1,000	18
Дейтерий	2	0,725	25
Гелий	4	0,425	43
Литий	7	0,268	67
Бериллий	9	0,209	86
Углерод	12	0,158	114
Кислород	16	0,120	150
Уран	238	0,00838	2172

Если энергия первичного источника нейтронов становится большой, то наиболее вероятным процессом на ядрах тяжелых элементов будет неупругое рассеяние. Этот процесс имеет пороговый характер в зависимости от энергии нейтронов. Если энергия нейтронов будет больше энергии возбужденного состояния ядра замедлителя, то в результате столкновения нейтрона с ядром оно переходит в возбужденное состояние. При этом энергия нейтрона после акта неупругого рассеяния приближенно равна разности между энергией бомбардирующего нейтрона и энергией возбужденного состояния ядра. Акт рассеяния происходит с возбуждением

первых низколежащих энергетических уровней рассеивателя с образованием составного ядра. После образования составного ядра испускается нейтрон с меньшей энергией, а избыточная энергия возбужденного ядра снимается с помощью излучения гамма-квантов.

Следовательно, энергия первого возбужденного уровня в тяжелых нуклидах является пороговой энергией для неупругого рассеяния. Относительное расположение энергетических уровней определяет вероятностные распределения количества и энергии испускаемых гамма-квантов. Там, где расстояния между уровнями широки, как в легких ядрах и устойчивых «магических» ядрах, порог процесса неупругого рассеяния высок. Это означает, что распад наиболее вероятен испусканием некоторого количества высокоэнергетических гамма-квантов. Когда расстояния между уровнями смыкаются ближе, как это наблюдается в более тяжелых нуклидах или при высоких энергиях возбуждения, спектр испускания гамма-излучения образует почти сплошной континуум.

Эффективность замедления неупругого рассеяния в тяжелых нуклидах увеличивается для нейтронов более высоких энергий. Например, нейтрон с энергией 14 МэВ потеряет в среднем приблизительно 12 МэВ при неупругом столкновении с нуклидами урана или свинца. После рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на железе и свинце спектр вторичных нейтронов имеет максимум в области энергии ~ 1 МэВ. Так как сечения неупругого рассеяния велики для средних и тяжелых элементов, такие элементы как Fe, Pb и W обычно располагают непосредственно рядом с источником быстрых нейтронов, и при этом их также можно использовать как экраны, поглощающие гамма-излучение.

Угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов до энергий бомбардирующего нейтрона ~ 10 МэВ изотропны в системе центра масс. Выше 10 МэВ распределение постепенно становится анизотропным с большим количеством рассеянных нейтронов вперед. Однако для большинства практических приложений можно считать, что неупругое рассеяние изотропно в системе центра масс, а для тяжелых ядер и в лабораторной системе координат.

Суммируя вышеизложенное можно сказать, что неупругое рассеяние приводит к большим нейтронным потерям энергии, чем уп-

ругое рассеяние. Это особенно важно для тяжелых ядер и ядер среднего веса. В результате больших потерь энергии, нейтронная энергия может быть быстро снижена до уровня, где становится более вероятным упругое рассеяние с легкими элементами, в частности, с водородом. Таким образом, реакции (n,n') с тяжелыми ядрами, смешанными с водородсодержащими веществами, могут значительно усилить процесс замедления нейтронов высоких энергий. Это приводит к уменьшению утечки нейтронов во время их замедления в каком-либо объеме замедлителя, и в конечном итоге к большему числу тепловых нейтронов, остающихся в нем. Поэтому в случае использования тепловых нейтронов для анализа состава ДМ в установку можно ввести тяжелый замедлитель, и неупругое рассеяние нейтронов на нем играет положительную роль. Эффективное снижение энергии нейтронов в тяжелых материалах за счет неупругого рассеяния может быть также использовано в конвертерах спектра первичных источников для получения спектра замедленных нейтронов зондирующего излучения.

Существуют различные процессы поглощения нейтронов при их взаимодействии с веществом. Эти процессы можно условно разделить на два больших класса, один из которых характеризуется потерей нейтронов и возникновением новых частиц, в то время как в другом число взаимодействующих нейтронов увеличивается. Реакции поглощения нейтронов с возникновением заряженных частиц, например, (n,α) , или (n,p) , как правило, имеют пороговый характер энергетического хода сечений, и имеют небольшие сечения по сравнению с сечениями рассеяния. Энергетический порог этих реакций находится в области энергий нейтронов порядка нескольких МэВ, и существенным условием их реализации является наличие кулоновского барьера. Для того чтобы образующийся протон мог вылететь из составного ядра, он должен иметь достаточно большую энергию. Однако в некоторых случаях энергия реакции оказывается настолько велика, а кулоновский барьер настолько мал, что реакция (n,α) может идти даже на тепловых нейтронах. Примером могут служить реакции взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$. Эти реакции имеют большие сечения и широко используются при детектировании нейтронов в газонаполненных и сцинтилляционных детекторах. С другой стороны, материалы, имеющие в своем составе эти элементы, могут использоваться

как фильтры тепловых нейтронов для формирования некоторых видов зондирующих спектров. При более высоких энергиях нейтронов в сечениях могут появиться резонансы, что видно на примере ${}^6\text{Li}$. Зависимость величины сечений этих реакций от энергии нейтронов представлена на рис. 3. Видно, что при энергии нейтронов 0,025 эВ величина сечений может превышать несколько тысяч барн. Тем не менее, в основном, реакции с образованием заряженных частиц не очень существенны при формировании спектра зондирующего нейтронного излучения, так как их сечения в высокоэнергетической области не очень велики, а потеря энергии нейтронов определяется в основном процессами их рассеяния. При этом не возникает характеристического излучения, которое можно было бы использовать в качестве информативного параметра, присущего конкретному веществу. Однако возникающее гамма-излучение определенной энергии, характерное для продуктов этих реакций, может использоваться для получения спектральных характеристик нейтронных полей.

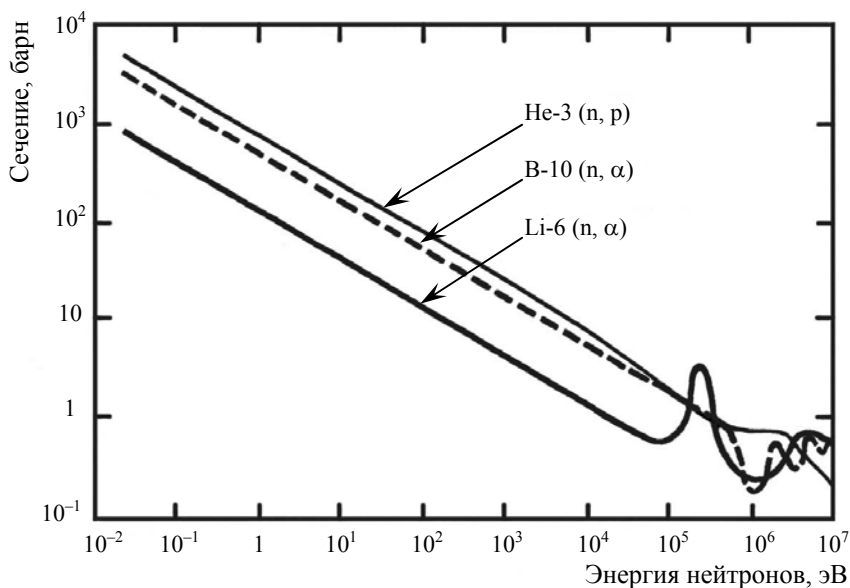


Рис. 3. Зависимость сечений реакций ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$, ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ и ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ от энергии падающих нейтронов [1]

Реакции радиационного захвата, при которых исчезновение нейтрона сопровождается испусканием гамма-кванта, не являются пороговыми реакциями. Они идут преимущественно в области низких энергий нейтронов и сечения многих из них следуют закону $1/v$, где v – скорость нейтрона. Их сечения малы при высоких энергиях, но достаточно велики при низких энергиях, например, в области тепловых нейтронов. Испускаемые мгновенные гамма-кванты имеют энергию, которая характеризует вещество поглотителя, и поэтому они могут служить информативным параметром вещества, поглотившего нейтрон. Однако эти же гамма-кванты могут играть также и отрицательную роль, так как они являются фоновым излучением при детектировании нейтронов с помощью сцинтилляционных систем. Так, например, радиационный захват нейтронов водородом во время замедления нейтронов до тепловых энергий создает большое количество гамма-квантов с энергией 2,23 МэВ. Эти гамма-кванты являются нежелательным фоном при измерениях с водородосодержащими сцинтилляторами, так как не во всех сцинтилляторах возможно отличить гамма-кванты от отклика взаимодействия сцинтиллятора с нейтронами. Кроме этого, для систем, работающих по принципу детектирования совпадений событий деления ДМ, это захватное излучение также может быть нежелательным фоном при счете совпадающих событий. Контроль ДМ при использовании метода счета совпадений частиц деления ДМ осложняется аннигиляционным излучением и присутствием нуклидов, которые распадаются каскадно, то есть, когда два или более гамма-кванта испускаются с различных возбужденных уровней.

Можно считать, что при тепловых энергиях нейтронов сечение радиационного захвата многих элементов изменяется по закону $1/v$, где v – скорость нейтрона. Поглощение нейтронов при низкой энергии также зависит от наличия резонанса в сечении захвата в этой энергетической области. Особую роль играет реакция радиационного захвата нейтронов в кадмии. Зависимость ее сечения от энергии падающих нейтронов представлена на рис. 4. Видно, что имеется резонанс в сечении этой реакции при энергии $\sim 0,46$ эВ, после которого поглощение нейтронов кадмием практически отсутствует [3]. Это дает возможность использовать эту реакцию при конструировании фильтров тепловых нейтронов в установках ак-

тивного контроля ДМ. При этом энергия нейтронов, равная 0,46 эВ? условно разделяет их на тепловые и эпитепловые.

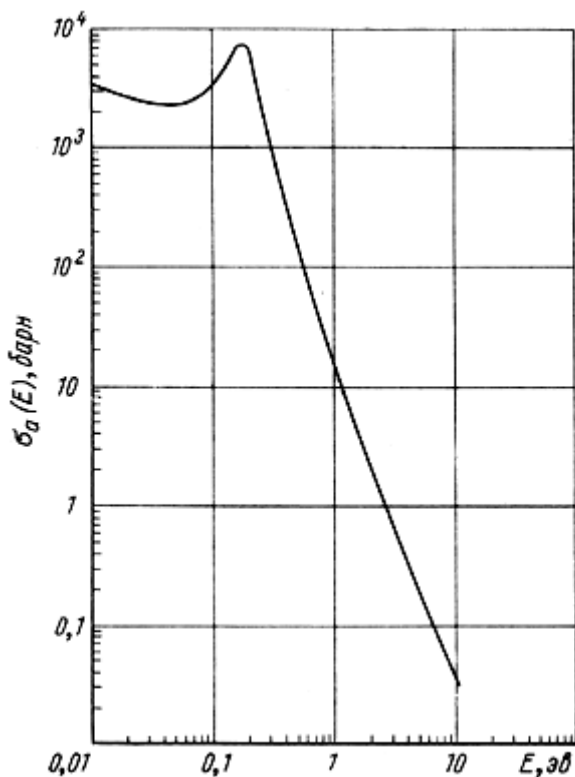


Рис. 4. Сечение поглощения кадмия в зависимости от энергии нейтронов [3]

Важную роль в установках активного контроля играют реакции $(n,2n)$, которые по существу являются реакциями размножения нейтронов. Обычно реакции с бóльшим количеством вылетающих нейтронов не рассматриваются в проблеме неразрушающего контроля, так как для этого необходимы нейтроны с очень высокими энергиями. Практически максимальная энергия нейтронов, используемая в установках контроля, соответствует DT реакции, в которой образуются нейтроны с энергией $\sim 14,2$ МэВ, что недостаточно для получения существенного вклада даже $(n,3n)$, реакции. Реакции

($n,2n$) характеризуются высоким энергетическим порогом, за исключением реакции, проходящей на бериллии, где порог реакции лежит в области ~ 2 МэВ. Более подробно роль реакций типа ($n,2n$) рассмотрена в пункте, связанном с конвертерами спектра первичных источников нейтронов.

В заключение можно сказать, что величина и энергетическая зависимость сечений – это важные факторы в проектировании установок активного контроля ДМ, потому что они определяют обоснование используемого физического метода контроля, а также возможность выделения нужного отклика ДМ при малой вероятности нежелательных фоновых взаимодействий. Рассмотрение процессов взаимодействия нейтронов с различными элементами и при различных энергиях нейтронов выявляет следующие их основные закономерности:

1. В ядрах легких элементов и материалов, например, имеющих в своем составе водородосодержащие замедлители или графит, основным процессом взаимодействия нейтронов при низких энергиях является упругое рассеяние. Для водорода процесс упругого рассеяния является практически единственным в этой области энергий нейтронов, и фактически определяет полное сечение взаимодействия нейтронов. Это используется при спектрометрии нейтронов в области энергий нейтронов до 20 МэВ. В случае использования бериллия при нейтронных энергиях выше ~ 2 МэВ может иметь место также процесс неупругого рассеяния и размножения нейтронов в ($n,2n$) реакции.

2. Для большинства ядер тяжелых нуклидов радиационный захват становится наиболее важной реакцией при нейтронных энергиях ниже 10 кэВ. Кроме этого, практически на всех материалах происходит процесс радиационного захвата с участием тепловых нейтронов. Однако при более высоких энергиях начинает превалировать неупругое рассеяние. В результате этого процесса происходит сброс энергии нейтронов, значительно превосходящий изменение энергии при упругих процессах замедления нейтронов. Это дает возможность использовать сочетание тяжелых и легких замедлителей для конструирования эффективных конвертеров спектров первичных источников нейтронов.

3. В энергетической области между $\sim(1-10)$ кэВ сечения часто проявляют резонансную структуру, состоящую из областей разре-

шенных и неразрешенных резонансов. Область разрешенных резонансов может служить для идентификации отдельных элементов или построения калибровочной шкалы в установках, использующих спектрометрию по времени замедления нейтронов в тяжелых замедлителях. Резонансы в сечении поглощения особенно сильны у средних и тяжелых ядер, а в легких ядрах резонансы относятся, в основном, к резонансам рассеяния.

4. Сечения поглощения многих элементов при нейтронах низкой энергии имеют энергетический ход сечения обратно пропорциональной скорости нейтронов, в то время как сечения рассеяния при этом мало зависят от энергии.

5. В области высоких энергий нейтронов в тяжелых замедлителях, таких как железо, свинец или вольфрам, важную роль играет размножение нейтронов в реакциях типа $(n,2n)$. При этом максимум в спектре возникающих нейтронов лежит в области энергий нейтронов $\sim(1-2)$ МэВ. В результате неупругого рассеяния на тяжелых ядрах спектр нейтронов также находится близко к этой энергетической области. Поэтому эти процессы играют положительную роль в установках активного контроля, так как кроме размножения нейтронов также ускоряется переход быстрых нейтронов в тепловую область их энергий. При этом уменьшается утечка нейтронов во время замедления нейтронов, а следовательно, увеличивается число тепловых нейтронов на один нейтрон источника в конвертерах спектров.

1.2. Процесс деления ядер ДМ

Процесс деления ядер ДМ является наиболее важным при рассмотрении любых физических методов и установках активных контроля. В результате этого процесса возникают нейтроны и гамма-кванты, число, энергия и временные характеристики, знание которых необходимо для определения количественных и качественных параметров инспектируемых нуклидов. После поглощения теплового нейтрона делящимися ядрами урана или плутония, возбужденные ядра расщепляются на два больших осколка и испускают в среднем два – три мгновенных нейтрона и $\sim(7-8)$ гамма-квантов со средней энергией равной ~ 1 МэВ [4]. По своим временным характеристикам процесс деления можно условно согласно работе [1] представить следующим образом (табл. 2).

Временные характеристики процесса деления ДМ

№№ стадий процесса деления	Стадия процесса деления	Время после прошедшей стадии, с
1	Начало процесса	0
2	Расщепление на два независимых фрагмента деления	10^{-15}
3	Вылет $\sim(2-3)$ мгновенных нейтронов на один акт деления	10^{-20}
4	Вылет $\sim(7-8)$ мгновенных гамма-квантов на один акт деления	10^{-17}
5	Вылет запаздывающих нейтронов и гамма-квантов (число нейтронов на один акт деления $\sim 10^{-2}$, число гамма-квантов на один акт деления ~ 7)	$\sim(0,1 - 100)$

Сравнивая представленные в табл. 2 времена различных стадий процесса деления с временами стартовых импульсов современной аппаратуры, лежащих в наносекундной области, можно считать, что имеется мгновенная часть процесса деления, во время которой в среднем вылетает $\sim(9-11)$ частиц на один акт деления и которая определяет информативные параметры наличия и количества ДМ и запаздывающее излучение, которое также характеризует ДМ. Детектирование запаздывающего излучения может быть легко реализовано путем синхронизации начала времени детектирования с мгновенной стадией процесса деления или со временем испускания нейтронов источника. Следует учесть также, что число запаздывающих гамма-квантов значительно превышает число возникающих запаздывающих нейтронов, в $\sim(500-700)$ раз, что и определяет большую эффективность установок, в которых они используются. Кроме этого, энергия запаздывающих гамма-квантов намного превышает энергию гамма-квантов собственного излучения ДМ, что значительно снижает эффект их самоэкранировки по сравнению с этим эффектом в установках пассивного контроля.

Характеристики продуктов деления также определяют те признаки, которые отличают ДМ от окружающих их матричных материалов в инспектируемом образце. Это могут быть гамма-кванты с определенной энергией и выходом в легких и тяжелых фрагментах деления. Деление может быть вызвано высокоэнергетическими нейтронами или нейтронами тепловой энергии. Делящиеся ядра с

нечетными атомными номерами, например, ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , делятся с помощью нейтронов тепловой энергии. Для других тяжелых ядер с четными атомными номерами энергия связи бомбардирующего нейтрона сама по себе недостаточна, чтобы обеспечить составное ядро необходимой для деления энергией, и поэтому нейтрон должен иметь кинетическую энергию выше некоторого порогового уровня (обычно между 0,5 МэВ и 1,5 МэВ). Пороговый уровень энергии деления всегда присутствует, когда ядро содержит четное число нуклонов (например, ^{232}Th и ^{238}U). Ядра нуклидов, которые имеют пороговую энергию деления, называются воспроизводящими. Этот термин относится к ядрам тех тяжелых элементов, которые в результате захвата нейтронов при дальнейшем радиоактивном распаде образуют делящиеся нуклиды. Так, например, ^{238}U может делиться нейтронами с энергией выше $\sim 0,8$ МэВ, а захват нейтронов его ядрами приводит в дальнейшем к образованию ^{239}Pu , который является делящимся нуклидом. Следовательно, ^{238}U можно считать воспроизводящим нуклидом. Другие представляющие интерес воспроизводящие нуклиды – это ^{232}Th , ^{238}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu . Сечения деления различных ДМ представлены на рис. 5. Следуя этой терминологии ^{208}Pb , несмотря на то, что он может делиться после столкновения с нейтроном с энергией выше 20 МэВ, не считается воспроизводящим, так как не образует делящихся нуклидов.

Из рассмотрения рис. 5 видно, что нуклиды с четным номером имеют пороговый характер зависимости сечения от энергии нейтронов, и следовательно, облучение смеси нуклидов с четными и нечетными номерами нейтронами с подпороговой энергией даст отклик только от нуклидов с нечетными номерами. В установках активного контроля может также использоваться различие в резонансной структуре сечений делений различных нуклидов. Примером может служить облучение смеси ^{239}Pu и ^{235}U нейтронами с энергией $\sim 0,3$ эв. В этом случае отклик вторичного излучения будет в основном принадлежать плутонию, так как этот нуклид имеет резонанс сечения деления в этой области энергий нейтронов. При увеличении энергии внешнего источника нейтронов число вторичных нейтронов линейно растёт. Так, например, при делении ДМ нейтронами с энергией 14,2 МэВ возникает $\sim 4,5$ нейтрона. Спектр нейтронов деления слабо зависит от энергии налетающих нейтронов и типа нуклида и имеет максимум в области 1 МэВ.

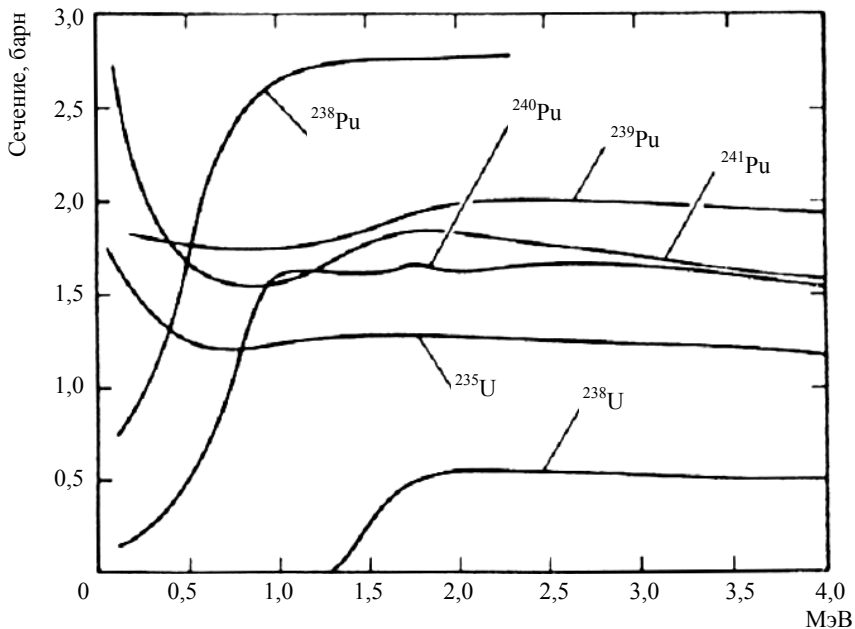


Рис. 5. Зависимость сечения деления различных нуклидов от энергии нейтронов [2]

Использование одновременности появления разного рода частиц после деления ядра дает возможность как в пассивном, так и в активном методах контроля использовать их временную корреляцию для анализа ядерных материалов с помощью различных схем совпадений. Однако при спонтанном и вынужденном делении различных нуклидов множественность нейтронов различна и представлена в табл. 3 [5]. Видно, что для всех нуклидов множественность нейтронов вынужденного деления больше, чем спонтанного. Так, например, можно считать, что при спонтанном делении ^{240}Pu испускается в среднем 2 нейтрона на акт деления, а при вынужденном делении ^{239}Pu их число равно 3. Поэтому отношение числа тройных и двойных совпадений является мерой размножения нейтронов и принципиально позволяет провести обнаружение четных изотопов. Графически различие во множественности нейтронов при вынужденном и спонтанном делении ^{239}Pu и ^{240}Pu представлена на рис. 6.

**Среднее число нейтронов, возникающих при спонтанном
и вынужденном делении различных нуклидов**

Нуклид	Спонтанное деление	Вынужденное деление
^{232}U	1,71	3,13
^{235}U	1,86	2,41
^{238}U	2,01	2,3
^{237}Np	2,05	2,70
^{238}Pu	2,21	2,9
^{239}Pu	2,16	2,88
^{240}Pu	2,16	2,8
^{242}Pu	2,15	2,81
^{241}Am	3,22	3,09
^{252}Cf	3,76	4,06

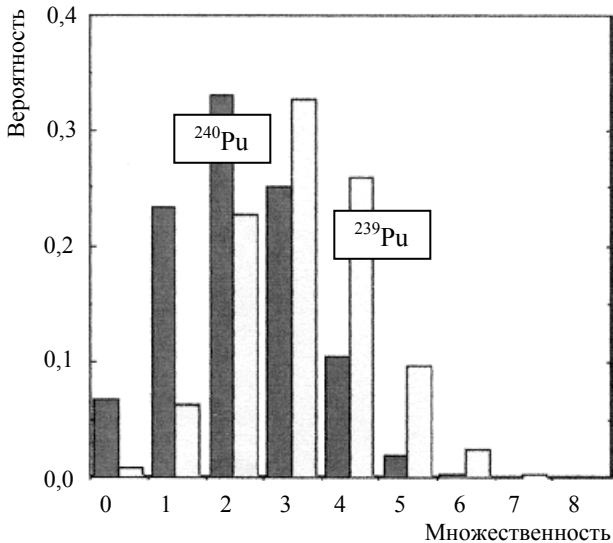


Рис. 6. Различие во множественности нейтронов при спонтанном и вынужденном делении ^{240}Pu и ^{239}Pu нейтронами с энергией 2 МэВ

Кроме этого, осколки деления испускают запаздывающее нейтронное и гамма-излучение. Испускаемые при β -распаде продуктов деления запаздывающие нейтроны можно условно разделить на шесть групп, которые имеют длительности периодов полураспада от долей до десятков секунд. В табл. 4 [6] даны характеристики групп запаздывающих нейтронов при делении различных нуклидов тепловыми нейтронами (нечетные нуклиды) и нейтронами реакторного спектра (четные нуклиды). В последнем столбце таблицы указана E_n – средняя энергия группы запаздывающих нейтронов для ^{235}U . Видно, что эта энергия лежит в пределах $\sim(0,3-0,6)$ МэВ. Если обозначить выход запаздывающих нейтронов на один акт деления для какой-либо группы β_i , то величина $\beta = \sum \beta_i$ будет характеризовать полный выход запаздывающих нейтронов на один акт деления. Результаты этого суммирования представлены в табл. 5.

Таблица 4

Групповой выход запаздывающих нейтронов на один акт деления

№№ групп	Период полураспада, сек	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{232}Th	^{238}U	E_n , МэВ для ^{235}U
1	54–56	0,0006	0,0005	0,0002	0,0017	0,0005	0,25
2	21–23	0,0020	0,0035	0,0018	0,0074	0,0056	0,56
3	5–6	0,0017	0,0031	0,0013	0,0077	0,0067	0,43
4	1,9–2,3	0,0018	0,0062	0,0020	0,0221	0,0160	0,62
5	0,5–0,6	0,0003	0,0018	0,0005	0,0085	0,0093	0,42
6	0,17–0,27	0,0002	0,0007	0,0003	0,0021	0,0031	–

Таблица 5

Полный выход запаздывающих нейтронов на один акт деления

^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{232}Th	^{238}U
0,0066	0,0158	0,0061	0,0495	0,0412

Из табл. 4 и 5 видно, что как групповые, так и полные выходы запаздывающих нейтронов имеют существенно различные величины и могут служить информативными параметрами в установках активного контроля. Отношение числа запаздывающих нейтронов

к мгновенным является постоянной величиной, однако запаздывающие нейтроны имеют разную вероятность вызвать деление ДМ, в образцах с разным обогащением. Так, например, в высокообогащенном металлическом уране деление вызывается с большей вероятностью, так как энергия запаздывающих нейтронов такого образца ниже, а сечение деления выше, чем у нейтронов спектра деления. Разделение мгновенных и запаздывающих нейтронов достаточно просто реализовать за счет различного времени появления этих нейтронов после акта деления. Особенно успешно для этих целей используются модулированные по времени источники быстрых нейтронов, например, импульсные. Тем не менее, следует признать в качестве недостатка использования запаздывающих нейтронов их низкий выход на один акт деления. Поэтому для создания эффективных установок контроля с помощью запаздывающих нейтронов нужны источники с высоким выходом, что требует дополнительной защиты от нейтронов источника первичного излучения.

Основная часть гамма-излучения (см. табл. 2) при делении испускается за время ($10^{-12} - 10^{-9}$) с и обычно называется мгновенным излучением. Тем не менее, часть гамма-излучения из-за наличия изомерных переходов испускается во временном интервале от 10^{-9} до 10^{-3} с. Эта часть гамма-квантов образует запаздывающее излучение. В более позднее время после деления запаздывающее гамма-излучение соответствует излучению осколков деления. Поскольку запаздывающих гамма-квантов от деления много больше, чем запаздывающих нейтронов, то установки на их основе более чувствительны, чем установки, использующие запаздывающие нейтроны. Интенсивность испускания запаздывающего гамма-излучения снижается более медленно, чем у запаздывающих нейтронов, ослабляя таким образом требования к аппаратуре включения и выключения источника излучения. Основные группы запаздывающего гамма-излучения для ^{235}U приведены в табл. 6 [7]. Они представлены в пяти группах с энергетическим порогом 300 Кэв и могут быть выражены следующим образом:

$$N(\gamma) = A_i e^{-\lambda_i t}, \quad (1.5)$$

где $N(\gamma)$ представляет среднее число гамма-квантов в секунду следующее за событием деления, A_i – константа группового выхода,

связанная следующим соотношением с долей группы предшественника $A_i = \lambda_i \cdot B_i$.

Таблица 6

Групповые постоянные выхода гамма-квантов

Группа	A, число гамма-квантов в секунду на деление	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$
1	0,038	0,4
2	0,06	0,04
3	0,015	0,008
4	0,0015	0,0008
5	0,002	0,00005

При каждом делении ДМ наряду с нейтронами испускаются также мгновенные гамма-кванты. Для деления ^{235}U тепловыми нейтронами множественность гамма-квантов представлена на рис. 7. Видно, что испускаемое число гамма-квантов достигает 20 и значительно больше числа нейтронов, испускаемых в акте деления.

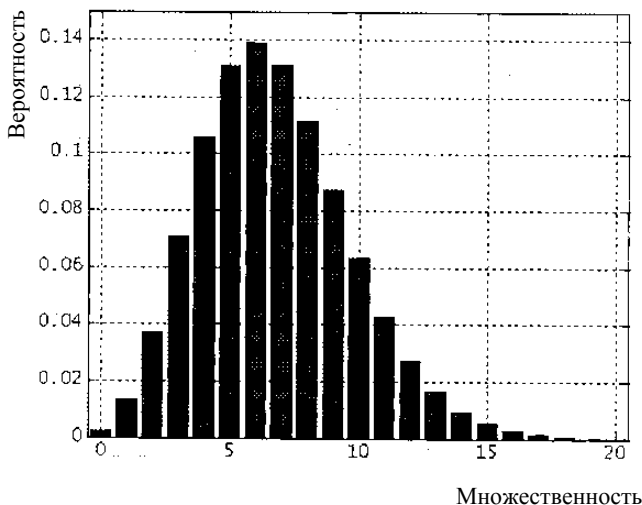


Рис. 7. Множественность гамма-квантов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами

Кроме фотонов, при делении образуется также рентгеновское излучение, связанное с перестройкой электронных оболочек осколков.

Энергетическое распределение рентгеновского К-излучения при делении ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами показано на рис. 8 [4].

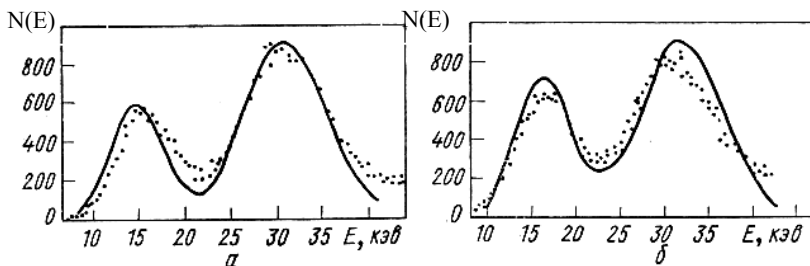


Рис. 8. Спектры рентгеновского К-излучения при делении ^{235}U (а) и ^{239}Pu (б) тепловыми нейтронами

1.3. Взаимодействие гамма-излучения с веществом

Взаимодействие гамма-излучения с веществом можно условно разделить на первичные и вторичные процессы. Первичные процессы заключаются в поглощении и рассеивании гамма-излучения на электронах атома, а вторичные, которые являются следствием первичных процессов, можно рассматривать как источник дополнительного образования гамма-излучения. Существует три основных типа первичного взаимодействия гамма-квантов с веществом в области энергий гамма-квантов от ~ 20 кэВ до ~ 10 МэВ [8]:

- 1) фотоэффект;
- 2) комптоновское рассеяние;
- 3) образование пар.

В более высоких энергетических областях взаимодействия гамма-квантов с веществом рассматриваются реакции типа (γ, n) и (γ, f) . К числу вторичных процессов можно отнести такие, в которых образуется аннигиляционное, тормозное и флуоресцентное гамма-излучение. В установках контроля ДМ, основанных на использовании гамма-излучения, рассматриваются все перечисленные процессы взаимодействия гамма-квантов с различными материалами, в том числе и с делящимися. Однако в различных типах установок эти процессы играют разную роль, которая зависит от физического

метода контроля ДМ и от энергии гамма-квантов, являющихся источником зондирующего излучения и откликом ДМ.

Фотоэффект – это основной вид взаимодействия при низких энергиях гамма-квантов. При этом гамма-квант передает свою энергию связанному в атоме электрону, который выбивается из атома. Выбитый фотоэлектрон обладает кинетической энергией, равной энергии поглощенного гамма-кванта, уменьшенной на величину энергии связи электрона на этой оболочке. После выбивания связанного электрона освободившийся уровень заполняется другим электроном с испусканием характеристического излучения. Типичные энергии связи К-электронов находятся в пределах от 10 до 140 кэВ, в то время как энергия ионизации L-оболочки атома равна 30 кэВ. При энергии налетающих гамма-квантов больше энергии связи К-оболочки основную роль в фотоэффекте играют электроны этой оболочки. Однако в случае энергии меньшей энергии связи К-оболочки, электроны выбиваются только с L-оболочки или с более высоких оболочек. Поэтому сечение процесса фотоэффекта испытывает скачки при энергиях, равных энергиям связи электронов в атомах.

Сечение фотоэффекта быстро убывает с ростом энергии гамма-квантов, и поэтому его роль особенно велика при низких энергиях и при взаимодействии с тяжелыми веществами. Сечение фотоэффекта при энергии гамма-квантов 50 кэВ для различных материалов находится в пределах от 10^{-3} до 50 барн. Приблизительно фотоэлектрический коэффициент поглощения $\mu_{\text{ф}}$ см²/атом, может быть представлен следующим образом:

$$\mu_{\text{ф}} \sim \text{const} \cdot Z^n / (h\nu)^2, \quad (1.6)$$

где Z – атомный номер вещества, $h\nu$ – произведение постоянной Планка на частоту гамма-кванта. При этом показатель степени « n » при Z изменяется от 4 до 4,6 в области энергий гамма-квантов от 0,1 до 3 МэВ [2]. Из этого выражения видно, что процесс фотоэффекта более эффективно происходит на ядрах тяжелых элементов.

В случае комптоновского процесса взаимодействия гамма-кванта с веществом, его поглощения не происходит. В этом процессе гамма-квант упруго рассеивается на электроне атома, переда-

ет ему часть энергии и меняет направление своего дальнейшего движения. Схематическое изображение процесса комптоновского рассеяния представлено на рис. 9.

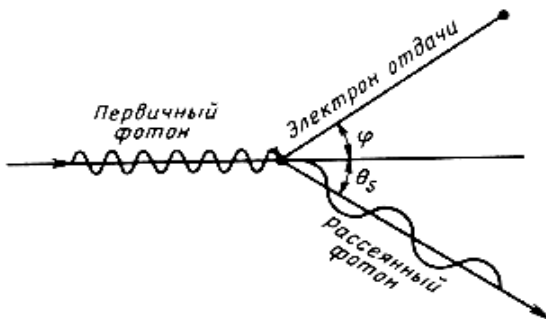


Рис. 9. Схематическое изображение процесса комптоновского рассеяния

Так как скорость электрона невелика по сравнению со скоростью гамма-кванта, то его можно считать до взаимодействия свободным и покоящимся. Опираясь на уравнения сохранения энергии и импульса для процесса упругого рассеяния, можно получить выражение для потери энергии электрона. Тогда конечную энергию гамма-кванта после его рассеяния под углом θ можно представить следующим образом:

$$E_1 = E_0/[1 + E_0(1 - \cos\theta)/mc^2], \quad (1.7)$$

где E_0 и E_1 – энергии гамма-кванта до и после рассеяния; $mc^2 = 0,511$ МэВ. На рис. 10 эта зависимость представлена графически для разных углов θ . Видно, что наибольшие потери энергии гамма-квантов происходят при их рассеянии назад, а при рассеянии вперед потери энергии не происходит. Энергия гамма-квантов при их рассеянии назад не может превышать 0,255 МэВ при больших первоначальных энергиях гамма-квантов.

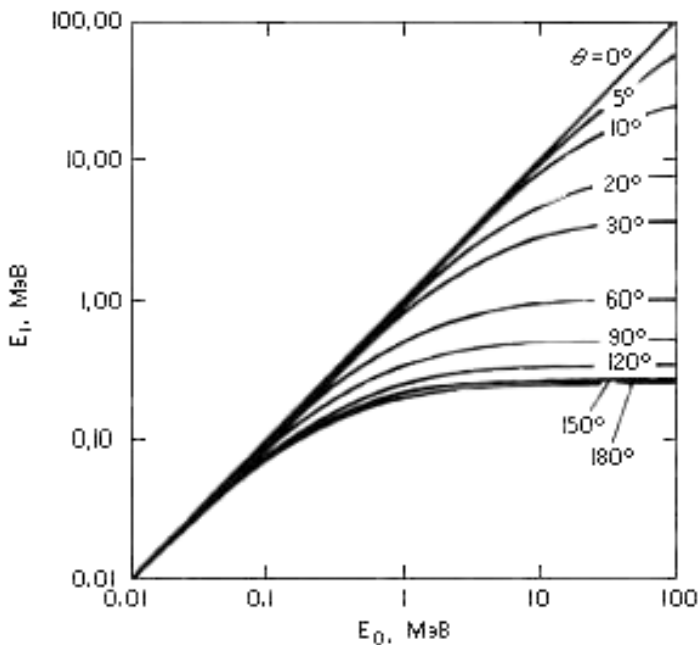


Рис. 10. Зависимость энергии рассеянного гамма-кванта от его начальной энергии при различных углах рассеяния [2]

Теоретическое рассмотрение комптоновского рассеяния может быть сделано с помощью формулы Клейна-Нишины. Эта формула дает выражение для относительной вероятности рассеяния под разными углами гамма-квантов на свободных электронах в зависимости от энергии гамма-кванта. Графическое представление дифференциального сечения этого процесса дано на рис. 11. Видно, что с увеличением энергии гамма-квантов средний угол рассеяния уменьшается. Для гамма-квантов высокой энергии в основном наблюдается рассеяние в направлении вперед.

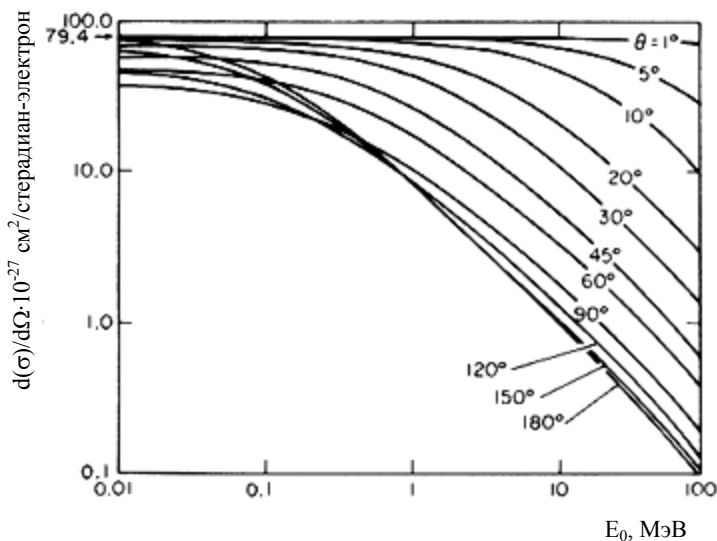


Рис. 11. Дифференциальное сечение рассеяния (представление Клейна–Нишины) в зависимости от энергии гамма-квантов для различных углов рассеяния [2]

Демонстрация комптоновского рассеяния на алюминиевой сфере при использовании источника ^{60}Co источника гамма-квантов представлена на рис. 12. Видно, что спектр рассеянных гамма-квантов состоит из двух пиков: высокоэнергетического, обязанного своим происхождением однократно рассеянными гамма-квантами источника, и низкоэнергетического, который образуется от гамма-квантов, многократно рассеянных в образце. Из рис. 11 очевидно, что высокоэнергетические гамма-кванты как абсолютно, так и относительно теряют большую часть своей энергии. Самая большая потеря энергии наблюдается при первом столкновении, а в дальнейшем при низкой энергии гамма-квантов потери энергии невелики. Поэтому последующее рассеяние низкоэнергетических гамма-квантов дает более широкий пик многократно рассеянных гамма-квантов. При дальнейшем снижении энергии процесс фотоэлектрического поглощения становится преобладающим, и гамма-кванты исчезают из образца, частично из-за утечки, за его пределы.

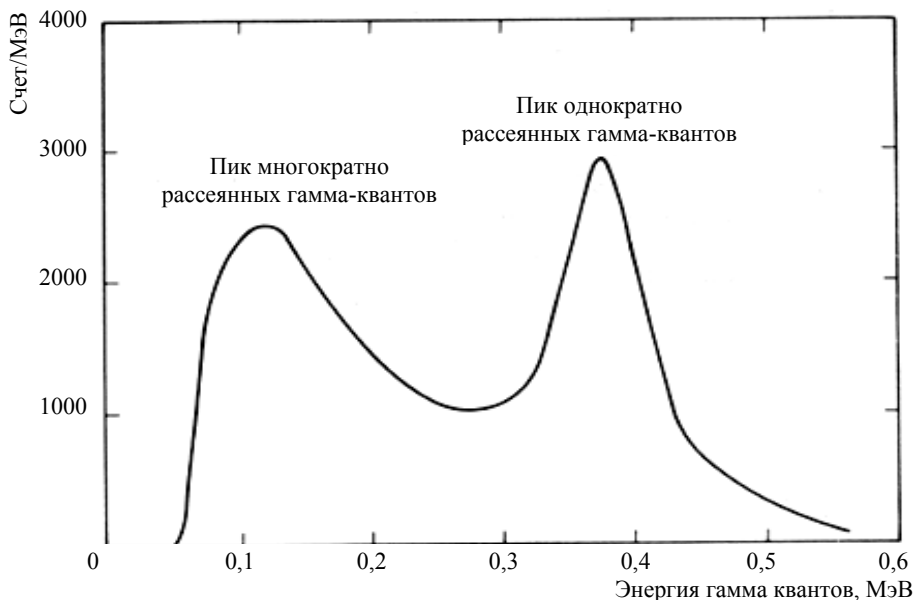


Рис. 12. Спектр гамма-квантов ^{60}Co , рассеянных в алюминиевой сфере [2]

В поле ядра или атомного электрона падающий гамма-квант может передать всю свою энергию образовавшейся электронно-позитронной паре. Процесс образование пар происходит при высоких энергиях гамма-квантов и соответствует пороговой энергии равной 1,022 МэВ. Кинетическая энергия пары в поле ядра равна энергии взаимодействующего гамма-кванта уменьшенной на энергию, равной массе покоя образовавшейся пары, то есть на $2m_e c^2 = 1,022$ МэВ, где m_e – масса электрона. Образовавшиеся в паре электрон и позитрон замедляются в материале, и после этого позитрон имеет возможность снова соединиться с электроном, образуя аннигиляционное гамма-излучение с энергией 0,511 МэВ. Вероятность образования пар определяется квадратом атомного номера и является существенной для элементов с большим Z . Ниже приводится соотношение массовых коэффициентов поглощения для элементов с разными Z и A [2].

$$\mu_{п1} / \mu_{п2} = (Z_1^2 / A_1) / (Z_2^2 / A_2). \quad (1.8)$$

Таким образом, образование пар наиболее важно учитывать для тяжелых элементов и высокоэнергетических источников гамма-квантов.

Все рассмотренные процессы взаимодействия гамма-квантов с веществом приводят к ослаблению гамма-квантов при их прохождении через различные вещества, включая делящиеся. Величина ослабления гамма-квантов и возникающее при этом вторичное гамма-излучение могут служить информативными параметрами содержания ДМ в различных образцах, например, в растворах, содержащих уран или плутоний. Выражение для ослабления параллельного пучка гамма-квантов, проходящих через какой-либо материал, можно представить следующим образом:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d}, \quad (1.9)$$

где I – интенсивность ослабленного пучка после прохождения материала с толщиной d , I_0 – интенсивность падающего на образец пучка гамма-квантов, а μ – коэффициент ослабления для всех процессов взаимодействия гамма-квантов с веществом, зависящий от ядерно-физических характеристик материала и энергии гамма-квантов. В общем случае, считая, что при прохождении пучка гамма-квантов имеется три основных процесса, которые влияют на его ослабление, а именно, фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и процесс образования пар, можно представить следующее выражение для суммарного коэффициента ослабления:

$$\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{п}}, \quad (1.10)$$

где $\mu_{\text{ф}}$ – коэффициент ослабления для фотоэффекта, $\mu_{\text{к}}$ – коэффициент ослабления для комптоновского рассеяния гамма-квантов, а $\mu_{\text{п}}$ – коэффициент ослабления для процесса образования пар. Следовательно, в общем случае для исследования ослабления пучка при прохождении какого-либо материала необходимо суммировать коэффициенты ослабления всех процессов, которые могут давать разный вклад в величину μ . Однако, зная общие закономерности поведения парциальных коэффициентов ослабления для различных процессов в зависимости от энергии гамма-квантов, можно утверждать, что результирующий коэффициент μ должен иметь спа-

дающую характеристику с широким минимумом в области высоких энергий. Такой вид характеристики ослабления объясняется возрастанием μ_n в области больших энергий гамма-квантов. В качестве примера на рис. 13 приводится зависимость μ энергии гамма-квантов для свинца.

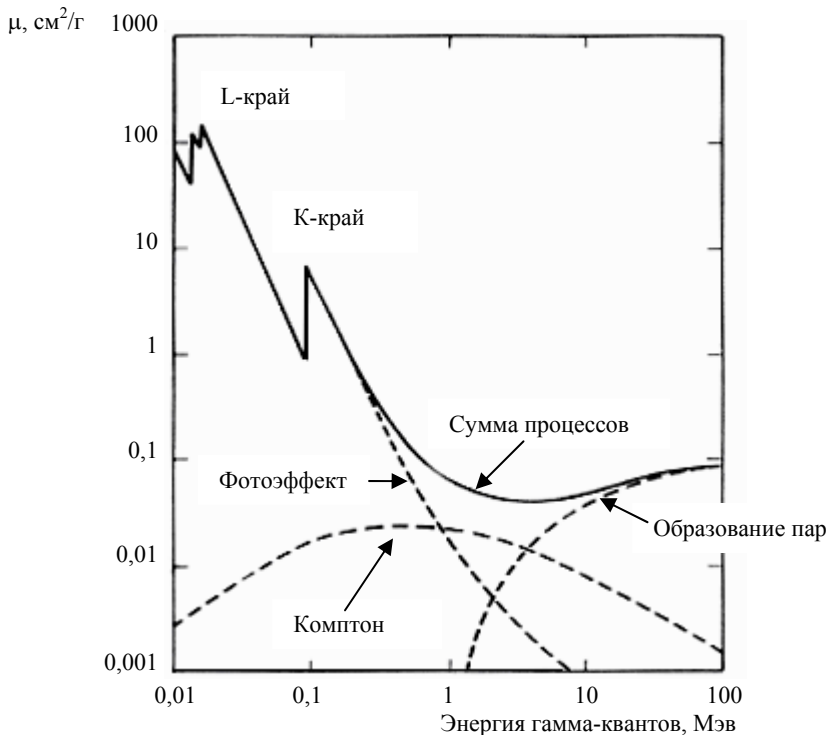


Рис. 13. Зависимость коэффициента ослабления гамма-квантов от энергии для свинца [1]

Кроме рассмотренных процессов взаимодействия гамма-квантов с веществами существует еще процесс образования фотонейтронов. В отличие от других процессов, этот процесс происходит не на атомном, а на ядерном уровне. Он заключается в выбивании нейтрона из ядра, в случае высокой энергии гамма-квантов и имеет пороговый характер. Для большинства материалов этот порог лежит в

области энергий гамма-квантов 6–8 МэВ. Можно считать исключением реакции (γ, n), проходящие на дейтерии и бериллии и имеющие пороги 2,23 и 1,67 МэВ соответственно. В установках активного контроля эти реакции можно использовать для получения источников нейтронов. Сечения фотоядерных реакций малы и поэтому они не могут внести существенный вклад в ослабление гамма-квантов в веществе.

Возможно также использование деления ядерных материалов при их облучении гамма-квантами. Зависимость сечения деления (γ, f) реакции различных нуклидов от энергии гамма-квантов представлена на рис. 14 [4]. Из него видно, что для получения наиболее выгодного информативного параметра следует использовать высокоэнергетические гамма-кванты. Высокоэнергетическое гамма-излучение (от 5 до 10 МэВ) формирует основу целого класса активных систем контроля. Это излучение может вызвать деление всех делящихся и воспроизводящих ядер, причем все сечения для процесса фотоделения имеют пороговый характер. Большинство различий между разными нуклидами проявляется в узкой энергетической зоне. Сечения реакции образования нейтронов при этом малы, и поэтому требуются источники гамма-квантов с высокой интенсивностью. Моноэнергетические гамма-кванты в области 5–10 МэВ можно получить от протонных взаимодействий со фтором, которые дают три энергии гамма-квантов: 6,13, 6,9 и 7,1 МэВ [2]. Высокоэнергетические гамма-кванты можно получить также и в реакциях радиационного захвата тепловых нейтронов на отдельных элементах. Однако это требует наличия источника нейтронов с потоком тепловых нейтронов на уровне 10^{12} н/см²/с, что предполагает уникальность таких установок. Следовательно, получение гамма-квантов с указанной энергией требует использования дорогостоящей ускорительной техники или ядерного реактора, поэтому не всегда этот способ может быть рекомендован для реализации промышленных установок. В каждом конкретном случае решение об использовании источника внешнего излучения принимается исходя не только из физических, но также и из экономических соображений.

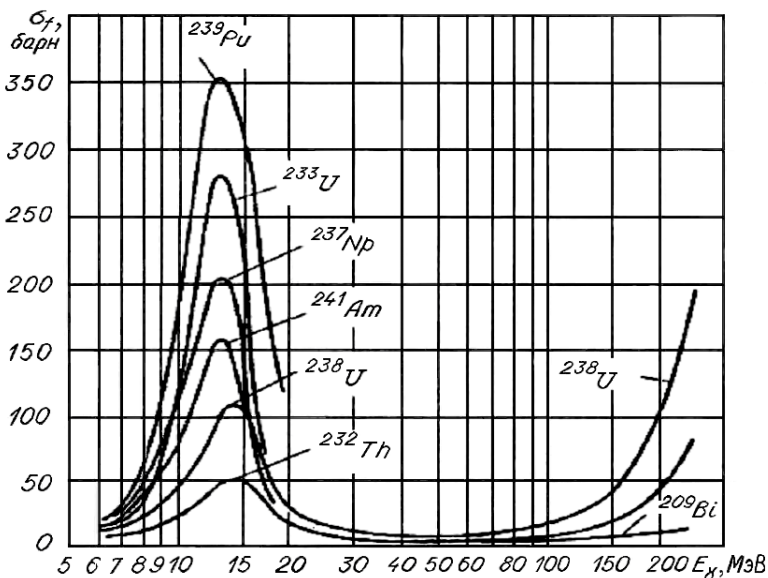


Рис. 14. Зависимость сечения фотоделения различных нуклидов от энергии гамма-квантов

Контрольные вопросы

1. Структура сечений ядерных процессов взаимодействия нейтронов с различными ядерными материалами, элементами и веществами.
2. Особенности замедления нейтронов на легких и тяжелых ядрах.
3. Процессы поглощения нейтронов при их взаимодействии с веществом.
4. Зависимость сечений реакций $^3\text{He}(n,p)\text{T}$, $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ и $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ от энергии нейтронов.
5. Сечение поглощения кадмия в зависимости от энергии нейтронов.
6. Основные закономерности процессов взаимодействия нейтронов с различными элементами при различных энергиях нейтронов.
7. Процесс деления ядер и его временные характеристики.

8. Зависимость сечения деления различных нуклидов от энергии нейтронов.

9. Среднее число нейтронов, возникающих при спонтанном и вынужденном делении различных нуклидов.

10. Запаздывающие нейтроны и гамма-кванты, их характеристики, групповые и полные выходы на один акт деления.

11. Спектры рентгеновского излучения при делении ^{235}U и ^{239}Pu .

12. Процессы взаимодействия гамма-излучения с веществом и их зависимость от энергии гамма-квантов.

13. Роль реакций (n,n') и $(n,2n)$ в установках активного контроля ДМ.

ГЛАВА 2 ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ДМ

2.1. Первичные источники внешнего облучения в установках активного контроля ДМ

В настоящее время наиболее распространенными источниками первичных излучений, которые используются при проведении контроля ядерных материалов, являются источники нейтронов и гамма-квантов (в том числе и рентгеновские). Источники других частиц практически не нашли своего применения в контроле ДМ вследствие низкой проникающей способности в инспектируемые образцы и, как следствие этого, значительного эффекта экранировки. Имеется большой выбор различных внешних источников излучений, использование которых для какой-либо установки определяется конкретными условиями и целями контроля ДМ (точностью измерений, их экспрессностью и т.д.). К наиболее распространенным типам источников относятся следующие:

- 1) радионуклидные источники;
- 2) источники нейтронов спонтанного деления трансурановых элементов;
- 3) источники излучений, основанные на применении ускорительной техники;
- 4) ядерный реактор.

По виду излучения их можно разделить на следующие основные типы:

- 1) нейтронные;
- 2) фотонные.

По виду режима работы все указанные источники разделяются на два класса:

- источники с непрерывным по времени излучением;
- источники излучения с выходом, модулированным по определенному временному закону.

Кроме этого, источники нейтронов могут испускать коррелированные по времени частицы (например, нейтроны и гамма-кванты деления) или некоррелированные, что очень важно знать при ис-

пользовании внешних источников излучения в установках, работающих по принципу счета совпадающих событий деления ДМ.

Все приведенные типы источников можно рассматривать как первичные, однако некоторые из них используются также и как зондирующие. Это связано с энергетическим спектром их излучения и возможностью применения источника в какой-либо установке без изменения его спектральных характеристик.

2.2. Первичные источники нейтронов

В первичных радионуклидных источниках нейтронов широко используются (α, n) и (γ, n) реакции. Для получения нейтронов достаточно смешать α -излучатель с веществом, на ядрах которого и происходит реакция образования нейтронов. Вероятность возникновения (α, n) реакции определяется кулоновским барьером ядра, который для легких материалов находится в области 10 МэВ, а также энергией связи α -частиц в ядре. Для тяжелых материалов высота кулоновского барьера увеличивается до 20 МэВ и поэтому его преодоление возможно лишь для ускоренных α -частиц. Большинство естественных α -излучателей – это тяжелые радиоактивные элементы, испускающие α -частицы в области энергий $\sim(4-6)$ МэВ. Поэтому наиболее легкий путь создания радионуклидных источников (α, n) реакции состоит в смешении тяжелых радиоактивных элементов с легкими ядрами. Чаще всего употребляемыми ядрами-мишенями α -частиц являются литий, бериллий, бор и фтор. Для экзотермических реакций, благодаря туннельному эффекту, реакция протекает при любых энергиях α -частиц. Такие источники являются конструктивно простыми и имеют малые габариты при выходе нейтронов на уровне 10^5-10^7 н/с. Однако для эндотермических реакций необходима достаточная кинетическая энергия для того, чтобы эти реакции могли быть реализованы, и поэтому такие реакции имеют энергетический порог. Примером могут служить реакции взаимодействия α -частиц с кислородом или железом. В итоге энергия нейтронов, возникающих в (α, n) реакциях, зависит не только от энергии α -частиц, но также и от энергии реакции, угла вылета нейтронов и присутствия в источнике различных видов α -излучателей. Кроме этого, степень однородности ядер мишени, в которых обра-

зуются нейтроны также может играть роль при формировании спектра нейтронов за счет различного пробега α -частиц в одном и том же материале с различной плотностью и структурой.

Периоды полураспада выхода нейтронов наиболее часто употребляемых источников находятся в пределах от нескольких тысячелетий до нескольких дней. При этом, чем короче период полураспада, тем выше нейтронный выход для одного и того же ядра мишени. Как правило, спектры (α, n) источников нейтронов имеют сложную непрерывную структуру, с максимумами при различных энергиях и простирающиеся до ~ 10 МэВ. Реакция ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ в сочетании с тяжелыми радиоактивными элементами широко используется при создании источников нейтронов. В качестве тяжелых радиоактивных элементов используются радий, плутоний, полоний и америций. Радио-бериллиевый источник имеет высокий выход нейтронов и длительный период полураспада своего выхода. Однако в качестве фонового излучения в нем присутствуют сильные и к тому высокоэнергетические гамма-линии. Полониево-бериллиевые источники практически не имеют гамма-фона, но их период полураспада не очень велик. Ставший доступным в настоящее время плутониево-бериллиевый источник имеет период полураспада 24.360 лет и также не имеет сильного гамма-излучения, кроме линии 4,43 МэВ. Однако большие количества плутония могут создать угрозу для безопасности при его эксплуатации. Спектры этих источников имеют максимум энергии в области ~ 4 МэВ и поэтому их использование для анализа ДМ с подпороговой энергией нейтронов требует введения дополнительного замедлителя. В этом смысле выгодно отличается литиево-америциевый источник, который имеет среднюю энергию нейтронного спектра в области 300 кэВ, что позволяет использовать его в устройствах активного контроля ДМ без лишних замедляющих нейтроны элементов. Небольшая доля надпороговых нейтронов этого источника достаточно просто отделяется от нейтронов деления ДМ с помощью детектирования актов коррелированных событий. Однако небольшой выход нейтронов ${}^{241}\text{AmLi}$, находящийся на уровне 10^5 н/с, следует считать их недостатком. Кроме возникающего фонового гамма-излучения в некоторых источниках, таких как ${}^{238}\text{Pu}$, ${}^{240}\text{Pu}$ и ${}^{242}\text{Pu}$, существуют также

фоновое нейтронное и гамма-излучения, возникающие при их делении нейтронами (α, n) реакции. Эта часть излучения имеет временную корреляцию вылетающих частиц, что создает затруднения в использовании этих источников в установках счета совпадений событий деления ДМ. Наиболее употребительные источники (α, n) реакции и их основные характеристики представлены в табл. 7 [1]. Средняя энергия α -частиц в этих источниках находится в области 5 МэВ.

Таблица 7

Характеристики некоторых изотопных источников на основе реакции (α, n)

Источник	Период полураспада, лет	Средняя энергия альфа-частиц, МэВ	Средняя энергия нейтронов, МэВ	Максимальная энергия нейтронов, МэВ	Доза гамма-излучения на расстоянии 1 м от 10^6 н/с, мБэр/ч	Кюри на грамм	Выход 10^6 н/с·Ки
$^{210}\text{PoBe}$	0,38	5,3	4,2	10,9	0,01	4490	2–3
$^{226}\text{RaBe}$	1600	4,8	4,3	10,4	60	1	0–17
$^{238}\text{PuBe}$	87,74	5,49	4,5	11,0	0,006	17	2–4
$^{238}\text{PuLi}$	87,74	5,49	0,7	1,5	~1	17	0,07
$^{238}\text{PuF}_4$	87,74	5,49	1,3	3,2	~1	17	0,4
$^{238}\text{PuO}_2$	87,74	5,49	2,0	5,8	~1	17	0,003
$^{239}\text{PuBe}$	24120	5,15	4,5	10,7	6	0,06	1–2
$^{238}\text{PuF}_4$	24120	5,15	1,4	2,8	~1	0,06	0,2
$^{241}\text{AmBe}$	433,6	5,48	5,0	11,0	6	3,5	2–3
$^{241}\text{AmLi}$	433,6	5,48	0,3	1,5	2,5	3,5	0,06
^{241}AmB	433,6	5,48	2,8	5,0	—	3,5	—
^{241}AmF	433,6	5,48	1,3	2,5	—	3,5	—

Используемая в фотонейтронных источниках реакция (γ, n) всегда эндотермична, так как по физической сути основана на вырывании связанного в ядре нейтрона. Для того чтобы ее реализовать, для большинства ядер требуется энергия гамма-квантов не менее 8 МэВ. Однако практически все продукты ядерных реакций имеют энергию гамма-квантов, не превышающую ~3 МэВ. Поэтому для большинства фотонейтронных источников, которым достаточно иметь энергию гамма-квантов 2,23 МэВ и 1,67 МэВ соответственно, используется дейтерий и бериллий. Конструктивно такие ис-

точники представляют собой материал, испускающий гамма-кванты, и окруженный оболочкой из бериллия или тяжелой воды. Гамма-спектры радиоактивных нуклидов состоят из отдельных гамма-линий, и фотоэффект реализуется практически только от наиболее высокоэнергетичной линии. Поэтому гамма-кванты теряют мало энергии, и спектр получаемых нейтронов близок к моноэнергетическому. Для большинства источников размытие энергии его спектра нейтронов происходит вследствие потери энергии нейтронов и гамма-квантов в материале оболочки. Тем не менее, большим преимуществом фотонейтронных источников следует считать то, что они позволяют получать нейтроны подпороговой энергии. По этой причине их можно рассматривать не только как первичные, но и как зондирующие. Наиболее часто используются такие источники гамма-излучения, как ^{124}Sb , ^{88}Y и ^{226}Ra . Если создать конструкцию источника, в которой источник гамма-квантов и мишень можно разъединять, то источник может быть выключаемым и к тому же компактным. Примером может служить сурьмяно-бериллиевый источник, в котором практически можно реализовать импульсный режим облучения образцов ДМ с длительностью импульсов в миллисекундном и секундном диапазонах. В этом случае достаточно просто создать установку, в которой можно использовать запаздывающие нейтроны в качестве вторичного излучения отклика ДМ. При оболочке из бериллия толщиной всего 2 см, окружающей ^{124}Sb с активностью 1 кюри можно получить источник зондирующего облучения с выходом до 10^7 н/с. Недостатками фотонейтронных источников следует считать высокую гамма-активность и в некоторых случаях малый период полураспада своего выхода. В качестве примера можно привести сурьмяно-бериллиевый источник, у которого период полураспада активности ^{124}Sb составляет 61 день. Это означает, что для привязки отдельных серий измерений, проводящихся с временными перерывами, сравнимыми с периодом полураспада выхода нейтронов источника, требуется введение отдельного монитора. Для облучения сурьмы и иттрия можно использовать ядерный реактор или высокоинтенсивный ускоритель заряженных частиц. Характеристики некоторых фотонейтронных источников с подпороговой энергией нейтронов приведены в табл. 8 [9].

Характеристики фотонейтронных источников нейтронов

Эмиттер γ -квантов	Период полу- распада	Основная энергия γ -квантов, кэВ	Мишень	Энергия нейтронов, кэВ	Стандартный выход* нейтронов
^{124}Sb	61 день	1692	Be	24	19
^{88}Y	104 дня	1853	Be	166	15
^{226}Ra	1620 лет	Комплекс линий, 2420	Be D ₂ O	Спектр (средняя энергия 300 кэВ) 120	4 0,1
^{144}Ce	285 дней	2180	Be	400	0,1
^{228}Ra	6,7 года	2600	D ₂ O	200	9,5

* – число нейтронов в секунду на 1 кюри γ -активности источника на расстоянии 1 м от мишени массой 1 грамм

Среди источников нейтронов спонтанного деления трансурано-вых элементов наиболее распространенным в активном контроле является калифорниевый источник, который имеет самый большой выход нейтронов. Этот источник компактен и испускает коррелированные во времени нейтроны и гамма-кванты деления. Это обстоятельство является иногда мешающим при проведении измерений числа совпадающих по времени частиц деления образцов ДМ, и поэтому в некоторых случаях применение калифорниевого источника требует усложнения конструкции установки и введения коллимирующих излучение каналов. Все важнейшие характеристики калифорниевого источника приведены в табл. 9 [1]. Малый вес источника, его механическая прочность и температурная стабильность позволяют использовать его в установках контроля, основанных на механическом передвижении источника и реализации псевдоимпульсного режима облучения образцов ДМ. Следует отметить, что интенсивность спонтанного деления при этом составляет величину порядка 3% от интенсивности α -распада калифорния.

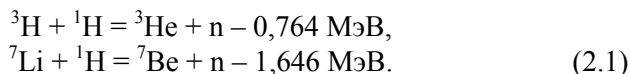
Важнейшие характеристики калифорниевого источника нейтронов

Свойство	Значение
Полный период полураспада	2,646 года
Период полураспада для альфа-распада	2,731 года
Период полураспада для спонтанного деления	85,5 года
Выход нейтронов	$2,34 \times 10^{12}$ нейтр./с·г
Выход гамма-квантов	$1,3 \times 10^{13}$ γ/с·г
Выход альфа-частиц	$1,9 \times 10^{13}$ α/с·г
Средняя энергия нейтронов	2,14 МэВ
Средняя энергия гамма-квантов	1 Мэв
Средняя энергия альфа-частиц	6,11 МэВ
Нейтронная активность	$4,4 \times 10^9$ нейтр./с·Ки
Мощность дозы нейтронного излучения	2300 бэр/ч·г на расстоянии 1 м
Мощность дозы гамма-излучения	140 бэр/ч·г на расстоянии 1 м
Конверсия	558 Ки/г
Удельная тепловая мощность	38,5 Вт/г
Средняя множественность нейтронов спонтанного деления	3,757
Средняя множественность гамма-квантов спонтанного деления	8

Анализируя значения средней энергии нейтронных спектров, можно сделать вывод, что наиболее благоприятными с точки зрения получения подпороговой энергии нейтронов являются источники $^{241}\text{AmLi}$ и все фотонейтронные источники, из которых наибольшее распространение получил источник на основе ^{124}Sb .

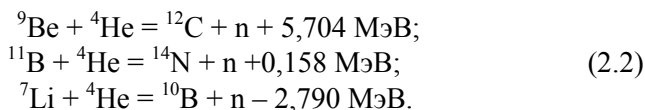
Источники нейтронов, основанные на применении ускорительной техники, характерны тем, что во многих случаях позволяют получать моноэнергетические нейтроны, хотя в основном это нейтроны с энергией выше порога деления ^{238}U . Однако подпороговые нейтроны можно получать на ускорителях, пользуясь зависимостью энергии излучаемых нейтронов от энергии ускоренных частиц и угловой энергетической зависимостью вылетающих нейтронов. К числу источников нейтронов, получаемых на ускорителях, относятся реакции (p,n), (α,n), (d,n) и (γ,n). Наиболее распростра-

ненными являются следующие (p,n) реакции получения моноэнергетических нейтронов [10]:



Эти реакции имеют сравнительно низкие пороги и характерны тем, что под разными углами дают моноэнергетические нейтроны различных энергий, что позволяет иметь значительные преимущества перед другими нейтронными источниками. Для получения нейтронов в таких источниках используются ускорители Ван де Граафа. Использование таких ускорителей дает возможность плавно изменять энергию получаемых нейтронов, что делает этот источник идеальным инструментом для проведения детальных исследований различных методов активного контроля ДМ и калибровки энергетических шкал различных установок. Зависимость энергии вылетающих нейтронов от угла вылета и энергии протонов табулирована и может быть определена с помощью номограмм. Однако сложность эксплуатации ускорителя Ван де Граафа и его высокая стоимость не позволяют рассматривать его как основу для создания тиражируемых промышленных установок активного контроля ДМ.

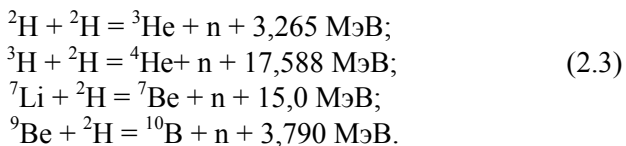
Кроме изотопных источников нейтронов, α -частицы можно использовать также в ускорителях с получением нейтронов по следующим реакциям:



Первые две реакции являются экзотермическими и могут быть реализованы при малых энергиях налетающих частиц. Однако последняя реакция – эндотермическая, и для ее протекания требуется начальная кинетическая энергия α -частицы. Среди этих реакций реакция на бериллии дает самые высокие энергии нейтронов, которые зависят от угла их испускания относительно направления бом-

бардирующей частицы. При энергии α -частицы ~ 4 МэВ вперед испускаются нейтроны с энергией 13,1 МэВ, а в обратном направлении – 7,7 МэВ.

К числу наиболее распространенных (d,n) реакций активного контроля можно отнести следующие [11]:



Первые две реакции, представляющие собой взаимодействие пучка ускоренных дейтронов с дейтериевой и тритиевой мишенями, можно кратко обозначать как DD и DT реакции получения нейтронов. Так, DD реакция дает возможность получения нейтронов с энергией $\sim 2,5$ МэВ, а реакция DT – нейтронов с энергией $\sim 14,2$ МэВ. Они наиболее часто употребляются в контроле ДМ, так как на их основе можно практически создать сравнительно простые и компактные источники нейтронов с высоким выходом, работающие в различных режимах модуляции нейтронного выхода.

Важное значение имеют источники нейтронов, в которых возможно определение временного момента вылета нейтронов, что позволяет использовать их в многочисленных установках, работающих по принципу счета совпадений актов деления и коррелированных по времени событий, связанных с определением различных характеристик делящихся образцов или обнаружения веществ с известными энергетическими параметрами излучения (API-метод). Так, ${}^{252}\text{Cf}$, помещенный в ионизационную камеру, позволяет определить момент вылета нейтронов деления по одновременно с возникающим с ним импульсом от осколков деления, а момент вылета и направление полета нейтронов DT реакции можно определить по направлению и времени детектирования сопутствующим вылету нейтронов α -частицам.

2.3. Требования к зондирующим спектрам нейтронов

Для решения задач активного контроля ДМ требуются источники нейтронов различного спектра. Выбор источников определяется конкретными целями контроля и чаще всего требует формирования спектра нейтронов, который не совпадает со спектром первичного излучателя. Чаще всего это формирование спектра более низкой энергии, например, ниже порога деления ^{238}U . Следовательно, в таких случаях ставится задача целенаправленного преобразования спектра первичного нейтронного излучателя с помощью различных замедлителей нейтронов или их комбинаций. В самых общих случаях облучение ДМ происходит либо внутри камеры, либо с помощью спектра утечки из замедляющего нейтроны устройства. Поэтому обязательным представляется понимание физических процессов, приводящих к созданию установок контроля с заданными целями анализа ДМ. Если источник первичного нейтронного излучателя и ДМ расположены внутри камеры, то в ее центре образуется максимальное количество нейтронов любых энергий, а это не всегда удовлетворяет условиям контроля ДМ. Поэтому часто контроль ДМ поводится с помощью спектров утечки нейтронов из замедлителя, окружающего первичный излучатель. Анализ наиболее распространенных задач контроля показывает, что имеется несколько видов спектров нейтронов, которые чаще всего востребованы в установках контроля. В значительной степени эти виды определяются пороговой структурой сечений ДМ, типами инспектируемых нуклидов и их сечениями. При этом чаще всего ставится задача получения такого спектра нейтронов, при котором будет максимальным отношение числа делений нечетных нуклидов или изотопов к четным. Во многих случаях такую задачу следует считать системной, так как ищется компромисс между максимальным числом делений нечетных нуклидов, соответствующих низкой энергии нейтронов, эффектом экранировки зондирующего излучения, всегда сопутствующего низкоэнергетической области, временем инспекции единицы образца ДМ и многими другими параметрами анализа. Поэтому в зависимости от задачи контроля и физических и геометрических параметров инспектируемого образца требуются различные спектры зондирующего нейтронного излучения, основные типы которых даны в табл. 10 [2].

Спектр зондирующего нейтронного излучения и области его применения

№№	Спектр зондирующего нейтронного излучения	Область применения
1	Спектр тепловых нейтронов с максимально возможным потоком нейтронов на малой площади	Контроль низкообогащенных ТВС ядерных реакторов или образцов ДМ малого размера
2	Спектр утечки с энергетической зависимостью $\sim 1/E$ на большой площади, в котором обеспечивается оптимальная дискриминация воспроизводящих и делящихся нуклидов	Контроль образцов большого размера, например, сканирование тепловыделяющих элементов ядерных реакторов
3	Спектр нейтронов с минимальной долей тепловых нейтронов и максимальной энергией подпороговых нейтронов	Контроль высокообогащенных, гетерогенных или неоднородных образцов ДМ, например, ТВС ядерных реакторов
4	Спектр резонансных нейтронов	Контроль различных нуклидов в ТВС ядерных реакторов или образцах ДМ, например, контроль содержания ^{239}Pu с помощью нейтронов энергии 0,3 эВ
5	Спектр нейтронов высокой энергии	Контроль воспроизводящих и делящихся нуклидов с малой степенью экранировки зондирующего излучения

Перечисленные в табл. 10 спектры нейтронов зондирующих излучений не являются исчерпывающими все потребности установок активного контроля, и поэтому в каждом случае может потребоваться спектр, особенности которого и способ его получения в максимальной степени отвечают целям установки контроля ДМ. Поэтому задача выбора комбинации источника первичного нейтронного излучателя и композиции замедляющего нейтроны устройства является, как правило, расчетной задачей определения различных типов конвертеров спектров нейтронов для какой-либо установки контроля ДМ.

2.4. Конверторы спектров первичных источников нейтронов

Во многих случаях первичный источник нейтронов не требует изменения спектра получаемых с его помощью нейтронов, и поэтому нет необходимости применения конвертеров их спектра. К

числу таких источников относятся нейтроны, получаемые с помощью ускорителей или некоторых радионуклидных источников, например, сурьмяно-бериллиевый или америций-литиевый. Спектр нейтронов таких источников удовлетворяет третьему пункту табл. 7, и поэтому их можно непосредственно использовать в установках контроля в качестве зондирующих. Однако большинство источников нейтронов имеют слишком высокую энергию и для своего использования в качестве зондирующих требуют снижения ее значения и изменения спектра. Тем не менее, имеются достаточно простые физические методы и основанные на их применении экономически выгодные устройства, которые позволяют получать практически все необходимые характеристики зондирующих спектров нейтронов. К таким устройствам относятся конвертеры спектра высокоэнергетических нейтронов, в которых в полной мере используются замедляющие и размножающие свойства различных легких и тяжелых материалов. К числу первичных источников, для которых разработаны в настоящее время различные типы конвертеров, относятся некоторые радиоизотопные источники, например, ^{252}Cf , а также источники высокоэнергетических нейтронов 2,5 МэВ и 14,2 МэВ, получаемые с помощью DD и DT реакций на нейтронных генераторах.

Наиболее простым способом изменения спектра нейтронов высокоэнергетического источника является окружение его каким-либо замедлителем нейтронов. В случае использования легкого, например, водородосодержащего замедлителя можно таким образом получить внутри камеры большой поток тепловых нейтронов при малой доле нейтронов высокой энергии. Тем не менее, вдали от первичного источника нейтронов происходит резкое снижение потока тепловых нейтронов вследствие большого сечения их поглощения на водороде. Если же использовать тяжелый замедлитель нейтронов, например, свинец или вольфрам, то неупругое рассеяние нейтронов приводит к более равномерным пространственным распределениям потоков нейтронов, но с малым содержанием тепловой энергии в их спектрах. Таким образом, получение зондирующего спектра нейтронов с нужными характеристиками не все-

гда можно получить с помощью какого-либо одного замедлителя нейтронов. Поэтому концепция составного конвертера нейтронов, состоящего из различных замедлителей нейтронов, является определяющей при использовании высокоэнергетических источников нейтронов. При этом в зависимости от энергии первичного нейтронного излучателя и конечной цели получения зондирующего спектра нейтронов геометрический и материальный состав конвертера значительно различаются. Это объясняется различием физических процессов, с помощью которых оптимизируется конечный спектр нейтронов конвертера. Так, например, в число элементов, которые используются в конвертерах спектра DT реакции получения нейтронов, включаются водородосодержащие материалы, графит, бериллий, вольфрам и свинец. В зависимости от конкретной цели установки в конвертерах могут быть использованы и другие вещества. При этом положение и размер каждого замедлителя в конвертере определяется физическими процессами взаимодействия нейтронов в различных его слоях. При использовании высокоэнергетических нейтронных источников, например, DT реакции получения нейтронов, становится возможным использовать преимущества пороговых реакций типа (n,n') и $(n,2n)$ на тяжелых элементах. Спектры нейтронов этих реакций имеют максимумы в области энергий нейтронов ~ 1 МэВ, и к тому же с увеличением числа нейтронов в случае последней реакции, в которой по существу происходит размножение нейтронов. Следовательно, при этом существенно снижается вероятность утечки нейтронов в процессе их замедления, и тем самым фактически увеличивается число нейтронов зондирующего спектра на один нейтрон первичного источника. Для получения тепловых нейтронов дальнейшее снижение энергии нейтронов происходит в процессе упругого замедления на легком замедлителе, входящего в состав композитного конвертера нейтронов. Поэтому в конвертерах спектра нейтронов с энергией 14,2 МэВ обычно ближе всего к источнику располагают тяжелые материалы, на которых эффективно используются реакции размножения нейтронов и неупругого рассеяния нейтронов. Если же в качестве первого слоя конвертера использовать легкие материалы, то они эф-

эффективно снизят энергию нейтронов в результате упругого рассеяния, и дальнейшее размножение нейтронов и их неупругое рассеяние на тяжелых элементах будет невозможно вследствие порогового характера сечений этих реакций. Поэтому проведенные к настоящему времени исследования дали возможность предложить разнообразные типы конвертеров спектров нейтронов, расчетные данные которых представлены в табл. 8. Конфигурации конвертеров нейтронов имеют толщины от 5 до 20 см и могут до 80% снизить долю нейтронов источника с энергией 14,2 МэВ до энергии ниже порога деления ^{238}U . Для нескольких конвертеров, перечисленных в этой таблице, общая утечка нейтронов больше 100% от выхода нейтронов первичного излучателя. Очевидно, что полученное увеличение числа нейтронов объясняется присутствием таких размножителей нейтронов, как вольфрам или свинец.

В некоторых конвертерах вместо свинца использован вольфрам. Он имеет ядерную плотность, в два раза превышающую плотность свинца, и поэтому конвертеры с его использованием имеют всегда меньшие размеры, несмотря на то, что сечения рассеяния этих материалов практически одинаковы. Эффективным является использование бериллия в конвертерах спектра первичных источников нейтронов с более низкой энергией, чем у ДТ источников. Это объясняется тем, что эффективный порог размножения нейтронов в реакции $(n,2n)$ для бериллия значительно ниже, чем у свинца или вольфрама, и, следовательно, он будет выполнять функцию размножения для нейтронов с более низкой энергией. Применение кадмиевых экранов в конвертерах обусловлено получением источников нейтронов со спектром, имеющим подпороговую энергию, но без присутствия тепловых нейтронов. Естественно, что для других источников нейтронов, например, калифорниевых, геометрические и материальные композиции конвертеров будут совершенно другие, нежели приведенные в табл. 11 [2].

Спектральные характеристики конвертеров спектра нейтронов DT реакции

Конфигурация замедлителя		Общая утечка, %	Средняя энергия, МэВ	Доля нейтронов, %		Отношение делений**	
№	Толщина, см*			с $\bar{E}_n = 0,1$ МэВ	с $\bar{E}_n = {}^{238}\text{U}$ порог	$\frac{{}^{235}\text{U}}{{}^{238}\text{U}}$	$\frac{{}^{237}\text{Np}}{{}^{238}\text{U}}$
1	CH ₂ -10	90	—	10	17	—	—
2	Ch ₂ -10(Cd)	85	—	—	11	3,2	2,4
3	Pb-7,5(Cd)	145	1,76	—	39	3,1	3,7
4	Pb-10(Cd)	154	1,76	—	45	3,5	3,7
5	W-7,5(Cd)	135	0,47	—	78	6,5	3,3
6	W-10	139	—	15,2	87	—	—
7	W-10***	86	—	16,2	88	—	—
8	W/C-7,5(Cd)	122	0,19	—	79	13,3	2,8
9	W/C/CH ₂ 7,5/2,5(Cd)	73	0,056	—	69	50,1	2,6
10	W/C/CH ₂ 7,5/2,5	109	0,002	—	80	788	—
11	W/Be/CH ₂ 8/2,5/2,5	115	—	62	80	—	—
12	W/Be/CH ₂ 5/5/2,5***	78	—	69	81	—	—
13	Pb/C/CH ₂ 7,5/7,5/2,5(Cd)	110	1,14	—	55	20,0	3,14
14	Pb/C/CH ₂ 7,5/7,5/2,5	140	0,47	—	66	312	—
15	Pb/C/CH ₂ 12/10/2,5	142	—	62	83	—	—

* – замедлители покрыты кадмием толщиной 0,76 мм;

** – отношение числа делений для равных весов изотопов;

*** – использован источник нейтронов деления.

2.5. Источники гамма-квантов

Для получения высокоинтенсивных потоков гамма-квантов, которые используются в качестве зондирующего излучения, чаще всего применяется электронный линейный ускоритель. Интенсивное тормозное гамма-излучение можно получить при соударении пучка быстрых электронов с ядрами тяжелых элементов, например, свинцом, вольфрамом, ураном, которые используются в качестве мишени. Гамма-кванты образуются, когда ускоренные электроны замедляются в кулоновском поле ядер мишени. На тяжелых мишенях, например, урановых, возможно получение нейтронов в реакции (γ, n),

выход которых в зависимости от энергии электронов представлен на рис. 15 [3]. Для получения интенсивных пучков электронов используются ускорители на энергию электронов $\sim(5-10)$ МэВ. С ростом энергии электронов резко возрастает интенсивность тормозного гамма-излучения, имеющего непрерывный спектр, а, следовательно, это приводит к росту выхода нейтронов. Максимум энергии в распределении получаемых гамма-квантов соответствует энергии ускорения электронов. При этом наибольшая часть тормозного излучения выделяется в направлении движения электронов, а угловая расходимость пучка гамма-квантов становится более узкой с ростом энергии электронов. Использование электронных ускорителей имеет два основных недостатка: нестабильность энергии электронов и малый рабочий цикл, то есть произведение длительности импульса, умноженного на частоту их следования (эта величина находится на уровне долей процента). Поэтому для получения тормозного излучения гамма-квантов может использоваться также микротрон, в котором электроны ускоряются по круговым орбитам в однородном постоянном магнитном поле с помощью электрического поля в микроволновом резонаторе. Возникает семейство кругов электронных орбит, которые имеют общую точку в зазоре резонатора. По сравнению с линейными электронными ускорителями микротроны имеют хорошую разрешающую способность по энергии электронов и более высокую стабильность электронного тока.

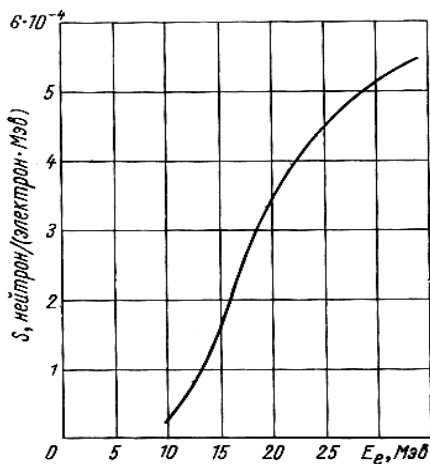


Рис. 15. Выход нейтронов из «толстой» урановой мишени в зависимости от энергии ускоренных электронов

Для установок активного контроля, в которых необходимо рассматривать прохождение гамма-квантов через исследуемый объем с неизвестным составом ДМ с целью определения ослабления прошедшего пучка, требуются источники с энергией ниже килоэлектронвольтовой области энергии нейтронов. Обычно для этих целей используются радиоизотопные источники и рентгеновские генераторы. Список наиболее употребительных радиоизотопных источников гамма-квантов дан в табл. 12 [2]. Их основным недостатком следует считать малый период полураспада, что ограничивает срок их службы и необходимость в радиационной защите при перерывах во время работы или их транспортировке. Рентгеновские генераторы лишены этих недостатков и дают более интенсивное излучение, чем радиоизотопные источники. Однако для их использования необходимо обеспечить высокую стабильность работы рентгеновской трубки, так как она определяет точность анализа. Современные генераторы рентгеновского излучения позволяют иметь стабильность работы на уровне (0,1–0,3)%.

Таблица 12

Источники гамма-квантов для измерения ослабления их излучения при его пропускании через образцы ДМ

Нуклид	Период полураспада	Гамма-линия, МэВ и ее выход, %
²⁴¹ Am	432 года	0,06 (36)
⁵⁷ Co	270 дней	0,014 (8)
		0,122 (85)
		0,136 (11)
¹⁵³ Gd	242 дня	0,070 (8)
		0,097 (100)
		0,103 (71)
⁷⁵ Se	120 дней	0,136 (96) 0,401 (20)
¹⁶⁹ Yb	32 дня	0,177 (58) 0,198 (100)
²⁰³ Hg	47 дней	0,07 (13)
		0,28 (81)
¹³³ Ba	10 лет	0,081 (34)
		0,356 (69)
²² Na	2,6 года	0,511 (181) 1,28 (100)
¹³⁷ Cs	30 лет	0,030 (7)
		0,662 (86)
⁵⁴ Mn	314 дней	0,84 (100)
⁶⁰ Co	5,26 года	1,17 (100)
		1,33 (100)
⁸⁸ Y	106,5 дней	0,90 (91,5)
		1,84 (99,5)

2.6. Требования к источникам внешнего излучения

Приведенные типы существующих источников являются лишь основными, и не исчерпывают всего их многообразия. Однако перечисленные примеры определяют их наиболее значительную часть и дают представление об их важнейших характеристиках. При подборе источника для решения задачи контроля ДМ необходимо учитывать совокупность всех свойств источника. К числу основных учитываемых характеристик источников можно отнести следующие:

- 1) активность радионуклида;
- 2) период полураспада активности радионуклида;
- 3) спектр испускаемого излучения, его угловое распределение и временная корреляция испускаемых частиц;
- 4) выход, то есть число частиц, испускаемых источником в единицу времени;
- 5) возможность работы в различных временных режимах;
- 6) возможные характеристики временных режимов работы;
- 7) весовые и геометрические характеристики;
- 8) безопасность эксплуатации и транспортировки;
- 9) срок службы;
- 10) стоимость источника и его эксплуатации.

Системный подход при проектировании установок активного контроля ДМ является основополагающим принципом при их создании. Иногда установка может удовлетворять всем требованиям по параметрам контроля ДМ, например, как исследовательская, но в то же время ее нельзя рекомендовать для промышленного использования из-за применения в ней каких-либо дорогостоящих узлов или слишком большого времени анализа ДМ. Это утверждение особенно важно помнить при подборе внешнего источника излучения, так как он составляет одну из важнейших частей любой установки активного контроля ДМ.

Контрольные вопросы

1. Наиболее распространенные источники излучений, которые используются при контроле ДМ.
2. Характеристики изотопных источников на основе (α, n) реакции.
3. Характеристики фотонейтронных источников.

4. Важнейшие характеристики калифорниевого источника нейтронов.

5. Источники нейтронов, основанные на применении ускорительной техники.

6. Виды спектров зондирующего нейтронного излучения и области их применения.

7. Конверторы спектров первичных источников нейтронов, их назначение и характеристики.

8. Источники гамма-квантов и их важнейшие характеристики.

9. Источники гамма-квантов для измерения ослабления излучения при его пропускании через образец с делящимся материалом.

10. Требования к источникам внешнего излучения в установках активного контроля ДМ.

ГЛАВА 3 ДЕТЕКТОРНОЕ И АППАРАТУРНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ УСТАНОВОК КОНТРОЛЯ ДМ

3.1. Требования к детекторам и аппаратуре установок активного контроля ДМ

Ввиду того, что в любой установке активного контроля регистрация отклика всегда происходит в присутствии излучения внешнего источника, выбор детекторов нейтронного и гамма-излучений обязательно должен учитывать это обстоятельство. В любом случае отклик вторичного излучения не должен иметь вклад излучения первичного или зондирующего источника, или он должен учитываться с приемлемой по условиям работы установки погрешностью. Поэтому обеспечение этого условия реализуется использованием сочетания подходящих типов детекторов и схемой конструктивного решения установки. Условно детекторы излучений можно разделить на два больших класса:

1. Детекторы, в которых информация передается немедленно на систему ее сбора. Такие детекторы работают в режиме реального времени. К ним относятся газонаполненные камеры, счетчики, сцинтиллы и т.д.

2. Детекторы, в которых после облучения возникают продукты ядерных реакций (активность, треки и т.д.), которые можно использовать для измерения характеристик ДМ. Примером таких накопительных детекторов могут служить активационные, трековые, термолюминесцентные и т. д.

Так как в установках активного контроля обычно требуется малое время анализа и оперативность, то предпочтительным является использование первого типа детекторов. Будучи поставленные в установку, детекторы обеспечивают вероятность регистрации излучения, которую можно определить с помощью следующих параметров [12]:

1. Эффективность детектора – отношение числа зарегистрированных сигналов к числу частиц, попавших в детектор.

2. Чувствительность детектора – отношение числа зарегистрированных сигналов в единицу времени к плотности потока частиц в том месте, где расположен детектор.

3. Светосила – отношение числа зарегистрированных сигналов к числу частиц, испущенных источником.

Следует принять во внимание следующие основные характеристики детекторов и условия, в которых они находятся в установке.

1. *Вид падающего на детектор и установку внешнего излучения.* В установках контроля с внешними источниками, как правило, преобладает излучение, определяемое используемыми источниками нейтронов или гамма-квантов. Поэтому детектор отклика ДМ может находиться в поле излучения внешнего источника, и при этом есть вероятность регистрации внешнего излучения. В этом случае внешнее излучение можно рассматривать как фоновое, и поэтому необходимо принять все возможные меры к его исключению. Вследствие этого, основная задача выбора детектора отклика ДМ состоит в том, чтобы любыми физическим или аппаратурными методами обеспечить режекцию внешнего излучения до пределов, допустимых условиями контроля ДМ.

2. *Эффективность регистрации отклика.* Эта характеристика детекторов отклика может быть связана со скоростью получения результатов анализа в промышленной установке, то есть фактически определяет ее производительность. Если выбор детекторов отклика проводится только исходя из их соответствия используемому физическому методу контроля ДМ, то может возникнуть противоречие между принципиальной возможностью контроля ДМ в выбранной концепции установки контроля и реальной производительностью установки. Так, например, детектирование быстрых нейтронов отклика с помощью гелиевых счетчиков типа ^4He , эффективность которых находится на уровне 1%, может привести к неоправданно большим временам контроля инспектируемых образцов, что может противоречить условиям эксплуатации установки. В этом случае наибольшая сложность создания установки с заданными условиями эксплуатации заключается в выборе высокоэффективного детектора отклика ДМ с низкой эффективностью регистрации фонового излучения внешнего источника.

3. *Мертвое время и его тип (продлевающееся, непродлевающееся)*. Выбор любых детекторов в установках с внешними источниками излучения должен обязательно происходить с учетом их мертвого времени. Для получения наибольшей эффективности и быстрогодействия установок активного контроля ДМ в них часто могут использоваться источники с высокой интенсивностью излучения. При этом детектирование отклика проводится в условиях высокой, а иногда к тому же переменной загрузки электронных трактов. Примером этого могут служить установки с импульсными нейтронными источниками, в которых в начальный момент времени после импульса нейтронного пучка загрузка может быть на уровне (10^5 – 10^7) импульсов в секунду. В этих случаях выбор детекторов отклика в первую очередь должен определяться возможностью его работы в полях излучения с такой загрузкой. Поэтому может быть, что использование таких эффективных газонаполненных счетчиков нейтронов как ^3He , при всей их привлекательности, часто не может дать удовлетворительных результатов. Следовательно, необходимо использовать более быстродействующие детекторы, например, сцинтилляционные, которые способны работать в полях излучений с высокими загрузочными характеристиками электронных трактов.

4. *Способность раздельного детектирования нейтронов или фотонов в смешанных полях излучений*. Очень многие широко используемые детекторы излучений в разной мере чувствительны как к нейтронам, так и к фотонам. При этом детекторы отклика ДМ работают в смешанных полях нейтронов и фотонов, поэтому способность детектора регистрировать нужный вид излучения с приемлемой по условиям контроля фоновой составляющей определяет возможность его использования в установке. Например, если установка контроля основана на регистрации тепловых нейтронов, а в установке используется водородосодержащий замедлитель, то следует выбирать детекторы отклика мало чувствительные к гамма-излучению, так как возникающие в установке гамма-кванты радиационного захвата тепловых нейтронов на водороде могут создать нежелательный фон. В приведенном примере, если загрузка измерительного тракта не слишком велика, можно рекомендовать применение ^3He счетчиков, которые имеют малую чувствительность

детектирования гамма-квантов. Использование высокоэффективных сцинтилляционных детекторов в таких случаях может быть более предпочтительным, но одновременно с этим необходимо решать сложную аппаратную задачу разделения откликов от нейтронов и гамма-квантов.

5. *Неопределенность момента попадания частицы в детектор.* Если детектируемые частицы попадают в детектор, имеющий определенный амплитудный уровень регистрации сигнала, то даже в случае одинаковых сигналов статистический разброс их амплитуд приведет к тому, что они будут иметь отсчеты в разное время – t_1 или t_2 . Демонстрация этого примера приведена на рис. 16. Поэтому в установках, работающих с временной синхронизацией различных сигналов, разность $t_2 - t_1$ должна быть много меньше времени, определяющего временной интервал, который является основным параметром установки. Примером этого может служить временной интервал счета совпадающих событий деления (разрешающее время установки) или время запуска и остановки временного анализатора для счета импульсов нейтронного потока с большой константой временного спада.

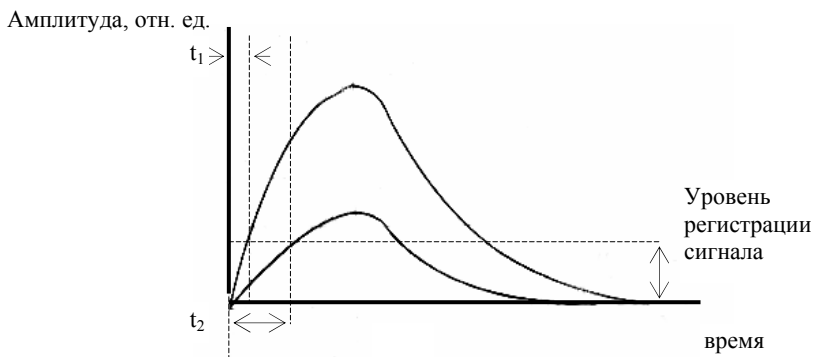


Рис. 16. Влияние амплитуды импульса на время запуска его счета [12]

6. *Амплитудный спектр импульсов детектора при его облучении* (например, гелиевого или борного счетчиков при облучении тепловыми нейтронами). Амплитудный спектр электрических сиг-

налов в различных детекторах необходимо знать для возможности дискриминации фоновых сигналов, в тех случаях, когда они имеют существенное различие. При этом иногда отделить полезные сигналы от фоновых можно путем их амплитудной дискриминации.

7. *Предполагаемая скорость счета.* Эту характеристику необходимо знать для правильного подбора мертвого времени детектора и учета возможных просчетов детектора при высоких нагрузках электронного тракта.

8. *Энергетическое разрешение.* Так же, как и в установках пассивного контроля, главной задачей детектора с хорошим энергетическим разрешением является разделение двух близко лежащих энергий нейтронов или фотонов. Во многих случаях необходимо разделение отклика ДМ от фоновых импульсов путем их регистрации детектором, имеющим чувствительность к определенной энергии частиц. Это касается как нейтронного, так и фотонного излучений. Поэтому для использования этой возможности получения отклика ДМ необходимо знать энергетическое разрешение используемых детекторов и спектральный состав анализируемого излучения. Так, например, при детектировании гамма-излучения с единственным пиком или широко расположенными пиками гамма-линий можно использовать высокоэффективный сцинтилляционный детектор типа NaJ(Tl), в то время как для измерения близко расположенных пиков гамма-линий требуется использовать детектор со значительно более высоким энергетическим разрешением, например, германиевого. Энергетическое разрешение определяется возможностью детектора различить как отдельные пики измеряемого энергетического распределения, что особенно важно при исследовании тонкой структуры спектров. При полной ширине пика на половине его высоты ΔE_n энергетическое разрешение для энергии E_n определяется как $\Delta E_n/E_n$.

9. *Счетная характеристика.* Счетной характеристикой называется зависимость счета детектора от приложенного к нему напряжения. Примером могут служить такие детекторы, как газонаполненные счетчики или сцинтилляционные детекторы. Знание счетной характеристики детекторов требуется для выбора оптимального напряжения на детекторе с целью проведения измерений с минимальными погрешностями, возникающими при колебаниях на-

пряжения на детекторе, а также для выбора вида режима работы детектора.

10. *Стоимость.* В промышленных установках, которые выпускаются массовым тиражом, стоимость всех ее составляющих, в том числе и детекторов, является одним из определяющих факторов. Это, как правило, компромисс между необходимыми параметрами установки и экономической возможностью ее производства. Однако в исследовательских устройствах роль стоимости отдельных ее узлов не столь велика, так как главным является подтверждение нового физического метода контроля или получение его уникальных результатов.

Аппаратурный ряд, используемый в установках активного контроля ДМ, является стандартным набором любой детектирующей излучения установки с особенностями, присущими конкретной установке контроля. Это предусилители, усилители, дискриминаторы, счетные устройства, временные и амплитудные анализаторы. Параметры этих электронных блоков зависят от применяемых детекторов, задачи контроля и условий ее выполнения. Некоторой спецификой отличаются схемы совпадений, которые широко используются в установках активного контроля ДМ. Примером такой установки может служить установка активного контроля типа АWCC с $^{242}\text{AmLi}$ источником нейтронов, которая работает с использованием схемы сдвигового регистра. Схемы сдвиговых регистров используются в целях уменьшения мертвого времени установки. Кроме этого используются усилители с малой постоянной времени, а также буферные выравнивающие устройства. Такие меры позволяют работать со скоростями счета до нескольких сотен килогерц. В случае использования импульсных нейтронных источников применяются временные анализаторы, которые служат для записи временной последовательности импульсов в установках с изменяющейся плотностью потока нейтронов. Это приборы, с помощью которых время после импульса быстрых нейтронов разбивается на нужное количество временных интервалов, именуемых каналами, и далее производится запись количества нейтронных импульсов, попавшее в какой-либо временной канал. Схематично метод измерения временного распределения нейтронов представлен на рис. 17.

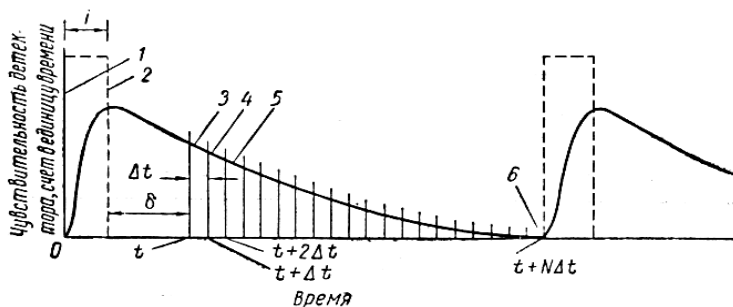


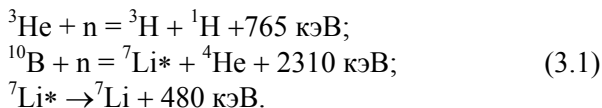
Рис. 17. Схематическое изображение записи временного распределения импульсов с шириной канала Δt

Значительного уменьшения мертвого времени можно достичь с помощью использования цифровой технологии обработки сцинтилляционных сигналов. При этом с помощью цифровых плат производится запись амплитудно-временного распределения всех сигналов отклика ДМ в память компьютера. Созданная при таком подходе база оцифрованных импульсов позволяет применить математическую обработку полученных временных и амплитудных последовательностей импульсов (возможно состоящих из отдельных независимых электронных трактов) и в одном эксперименте получить информацию обо всех возможных функционалах нейтронного и фотонного излучений отклика ДМ. С помощью программной обработки возможно разделить нейтроны и гамма-кванты, отклики которых были получены с помощью жидких сцинтилляторов, а также исследовать совпадения событий любой кратности и в различных энергетических группах. Возможно также создание специальных процессоров, которые обрабатывают цифровую информацию в режиме реального времени. Примером может служить разработанная в Ок-Ридже установка счета совпадений актов деления и коррелированных по времени событий, которая представляет собой пять независимых каналов с частотой дискретизации импульсов 1 ГГц каждый [13] (минимальное время оцифровки импульса 1 нс). При этом в каждом канале имеется специальный процессор, который и обрабатывает всю информацию по заранее созданным алгоритмам в реальном масштабе времени.

3.2. Газонаполненные счетчики излучений

Одними из самых распространенных детекторов нейтронов являются газонаполненные камеры с внутренним электродом, на который подается напряжение. Обычно это металлический цилиндр из нержавеющей стали или алюминия, внутри которого имеется тонкая проволока. В зависимости от приложенного к электродам напряжения, такой детектор, как это можно видеть на рис. 18, может работать в различных режимах газового усиления. В области рекомбинации ионов и ионизационной камеры счетчик работает без газового усиления, и амплитуда электрического сигнала, снимаемого со счетчика практически не зависит от приложенного к нему напряжения. При увеличении прикладываемого к счетчику напряжения амплитуда сигнала становится пропорциональной величине первичной ионизации, и такой режим работы счетчиков можно использовать для спектрометрических целей. В дальнейшем при увеличении напряженности электрического поля в счетчике наступает режим ограниченной пропорциональности, амплитуда снимаемого электрического сигнала не зависит от первичной ионизации. Это область счетчиков Гейгера-Мюллера и счетчиков короткого разряда.

Для регистрации тепловых нейтронов в качестве наполняющих детектор газов используются BF_3 или ^3He . Регистрация тепловых нейтронов реализуется с помощью следующих ядерных реакций [1]:



В первой реакции используются протоны отдачи, а во второй альфа частицы, которые и создают необходимые для регистрации электрические импульсы. Сечения этих ядерных реакций представлены на рис. 3, они достаточно велики и дают возможность создания детекторов с высокой эффективностью. Следует отметить, что вероятность регистрации этими детекторами гамма-квантов невелика, что особенно привлекательно в установках активного контроля, так как позволяет создавать установки, в которых регистрация нейтронов может происходить на фоне гамма-квантов.

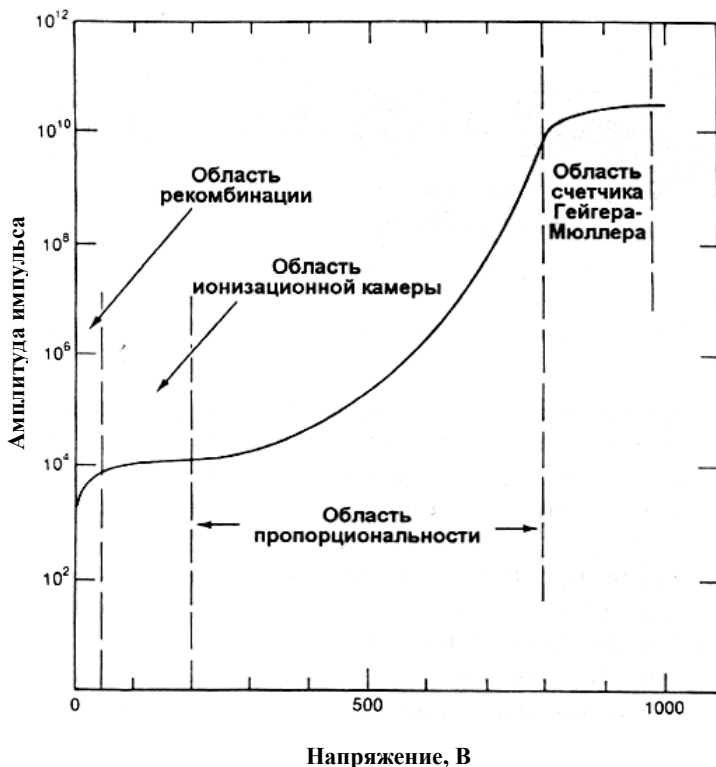


Рис. 18. Различные режимы работы газонаполненных счетчиков в зависимости от напряжения на нем

Для регистрации быстрых нейтронов можно также использовать газонаполненные детекторы с наполнением ^4He или CH_4 . Работа этих детекторов основана на ионизации газа в счетчике и отдаче легких ядер. На рис. 19 можно видеть, что максимум эффективности счетчика с ^4He приходится на область энергий нейтронов $\sim(1-1,5)$ МэВ. При этом эффективность регистрации нейтронов этих энергий находится на уровне чуть более полутора процентов. Еще одна возможность детектирования быстрых нейтронов заключается в том, что для повышения их эффективности используются борные или гелиевые счетчики тепловых нейтронов, окруженные слоем водородосодержащего замедлителя нейтронов. При этом быстрые нейтроны сначала замедляются в замедлителе, а затем как тепловые детектируются в счетчиках тепловых нейтронов, например, ^3He . Ве-

роятность взаимодействия нейтронов и гамма-квантов для различных детекторов представлена в табл. 13. Видно, что наилучшим образом режекция гамма-квантов происходит в гелиевом счетчике тепловых нейтронов.

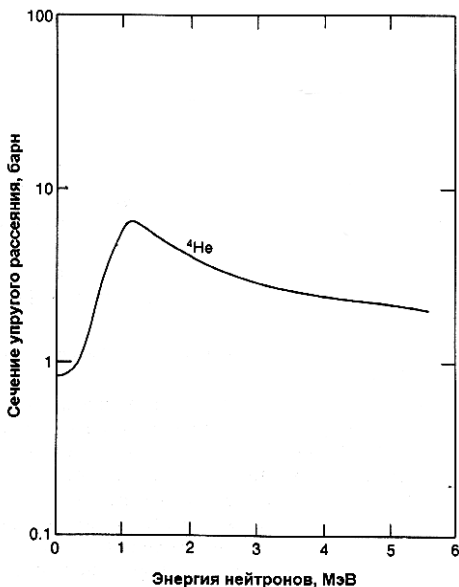


Рис. 19. Зависимость сечения упругого рассеяния ^4He от энергии нейтронов

Таблица 13

**Вероятность взаимодействия нейтронов и гамма-квантов
для газонаполненных счетчиков [1]**

Газ наполнения счетчика	Давление, атм	Диаметр, см	Эффективность, %		Чувствительность, р/ч** Гамма-кванты
			Тепловые нейтроны	Быстрые нейтроны 1 МэВ	
$^3\text{He} + \text{Ar}$	4	2,5	77	*	1
$^3\text{He} + \text{CO}_2$	4	2,5	77	*	10
BF_3	0,66	5,0	29	*	10
BF_3	1,18	5,0	46	*	10
^4He	18	5,0	*	1	1
CH_4	7	5,0		1	1

* – графы, в которых не требуется заполнение данными;

** – приблизительный верхний предел дозы гамма-излучения, при котором еще возможно получать сигналы с выхода детектора.

Время собирания заряда в стандартном пропорциональном счетчике равно ~ 200 мкс, но путем использования дифференцирующих цепочек можно получать более короткие импульсы и при этом сохранить достаточно высокую скорость счета. Тем не менее, газонаполненные детекторы не относятся к числу быстродействующих и используются при нагрузках меньше 10^5 н/с.

Широкое распространение получили системы газонаполненных борных или гелиевых счетчиков, интегрированных в водородосодержащую среду. Таким образом, возможно создание счетчиков быстрых нейтронов большой площади и обладающих более высокой эффективностью по сравнению со счетчиками ^4He . Быстрые нейтроны попадают в полиэтиленовый замедлитель, замедляются там до тепловых энергий, а затем детектируются борными или гелиевыми счетчиками тепловых нейтронов. На рис. 20 представлен общий вид счетной панели, размеры которой, обозначенные стрелками, сильно влияют на эффективность детектирования быстрых нейтронов. Расчетные исследования указанных геометрических размеров позволяют достаточно точно предсказать эффективность панелей при слоях полиэтилена, расположенных как спереди, так и сзади системы счетчиков. Ввиду того, что основой системы являются борные или гелиевые детекторы быстрого действия таких панелей не очень велико и находится на уровне 10^5 н/с.

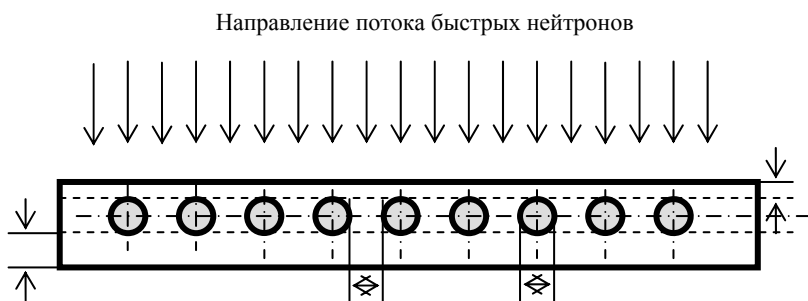


Рис. 20. Панель газонаполненных счетчиков в полиэтиленовом замедлителе, размеры которой подлежат оптимизации

Следует отметить, что в целях безопасности эксплуатации установок счетчики с наполнением BF_3 , как правило, не имеют высокого давления, так как этот газ является токсичным.

3.3. Сцинтилляционные детекторы, их типы и характеристики

Для увеличения быстродействия и эффективности регистрации быстрых нейтронов используются жидкие и твердые сцинтилляторы, в которых электрический сигнал возникает от протонов отдачи в водородосодержащих сцинтилляторах и электронов при взаимодействии вещества сцинтилляторов с гамма-квантами. Наиболее употребительные сцинтилляторы имеют время нарастания электрических сигналов на уровне нескольких наносекунд. Введение в сцинтилляторы добавок бора или лития расширяет область их применения за счет повышения эффективности регистрации в тепловой области энергии нейтронов при сохранении высокого быстродействия.

В настоящее время создано большое количество самых разнообразных типов пластических (твердых) и жидких сцинтилляторов, обладающих способностью регистрации нейтронов и гамма-квантов в различных участках энергетического спектра, что позволяет широко использовать их в установках активного контроля ДМ. Недостатком сцинтилляционных устройств следует считать их высокую чувствительность к регистрации гамма-квантов в случае проведения нейтронных измерений. Однако в некоторых жидких и твердых органических сцинтилляторах форма электрических сигналов от протонов, электронов и альфа-частиц имеет некоторое различие, что позволило создать схемы разделения их откликов. В этих сцинтилляторах наблюдается зависимость времени высвечивания от плотности ионизации вдоль трека частиц различного типа. Поэтому форма протонов отдачи от рассеянных нейтронов и комптоновских электронов при рассеянии гамма-квантов имеет некоторое различие. В общем случае форму сцинтилляционного импульса можно представить в виде суперпозиции быстрой и медленной компонент, причем различие в форме импульсов наблюдается для медленной компоненты. В качестве примера на рис. 21 пред-

ставлены нормированные на амплитуду сцинтилляционные импульсы различных частиц.

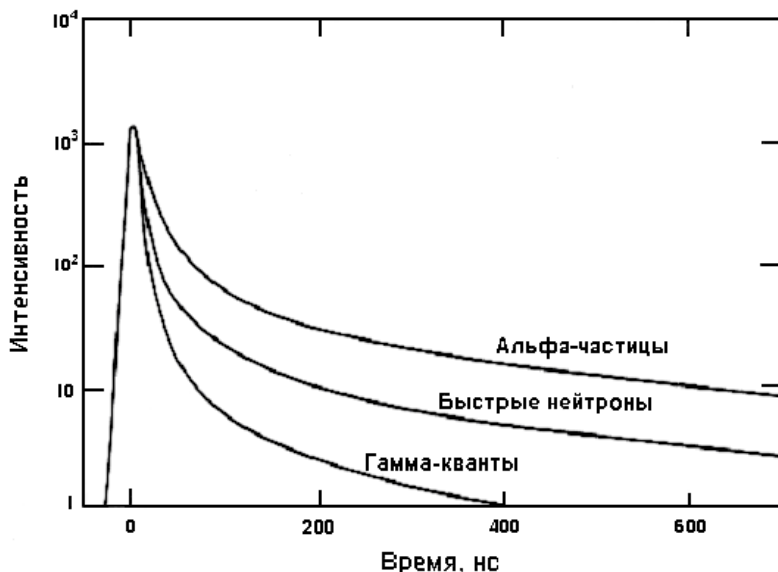


Рис. 21. Различие в форме нормированных на амплитуду сцинтилляционных импульсов различных частиц

Видно, что тяжелые заряженные частицы имеют большую долю медленной компоненты по сравнению с легкими частицами. Для разных сцинтилляторов различие в форме импульсов также различно, поэтому качество разделения нейтронов и гамма-квантов сильно зависит от типа сцинтиллятора. В пластических сцинтилляторах такого различия нет, и поэтому регистрация нейтронов всегда сопровождается регистрацией гамма-квантов, которые невозможно отделить от нейтронов, что ограничивает их использование в счетном режиме. Важнейшими преимуществами использования сцинтилляционных систем в установках активного контроля ДМ является их высокая эффективность и короткая длительность импульсов, лежащая в наносекундном диапазоне. Последнее обстоятельство позволяет использовать счетные тракты со сцинтиллято-

рами при высоких нагрузках, что особенно важно в установках с импульсными нейтронными источниками. Кроме этого, сцинтилляторы могут быть использованы для получения информации о спектрах нейтронов и гамма-квантов или в некоторых случаях для получения спектральных характеристик излучений. Это связано с тем, что имеется однозначное соответствие между энергией ядер отдачи и первоначальной энергией быстрых нейтронов в актах упругого рассеяния, которое можно представить следующим выражением [12]:

$$E_p = \alpha \cdot E_n \cdot \cos^2 \varphi, \quad (3.2)$$

где $\alpha \approx 4A/(1+A)^2$, A – массовое число замедлителя нейтронов, а φ – угол между направлением движения нейтрона и ядра отдачи, E_p – энергия ядра отдачи, в частности протона, а E_n – энергия быстрого нейтрона. Для водородосодержащих сцинтилляторов $A \approx 1$ и

$$E_p = E_n \cdot \cos^2 \varphi. \quad (3.3)$$

Из этого выражения видно, что максимальная энергия протонов отдачи соответствует максимальной энергии нейтронов. Измеряя амплитудное распределение протонов отдачи, можно восстановить спектр нейтронов и получить из него спектральные характеристики **нейтронного поля**. Используя различие в форме импульсов различных частиц, например, протонов отдачи (нейтронов) и электронов (гамма-квантов), можно получить их распределения по параметру разделения в виде отдельных колоколообразных кривых, вид которых представлен на рис. 22. При этом качество разделения различных частиц для сцинтиллятора конкретного типа, формы и размеров можно получить с помощью соотношения:

$$K = W/(W_n + W_\gamma). \quad (3.4)$$

Характеристики некоторых типов сцинтилляторов представлены в табл.14. Эффективность сцинтилляторов находится на уровне десятков процентов при детектировании как нейтронов, так и гамма-квантов. Например, сцинтиллятор размером 5 см детектирует быстрые нейтроны с энергией 1 МэВ с эффективностью $\sim(70-80)\%$, а гамма-кванты с эффективностью $\sim 26\%$.

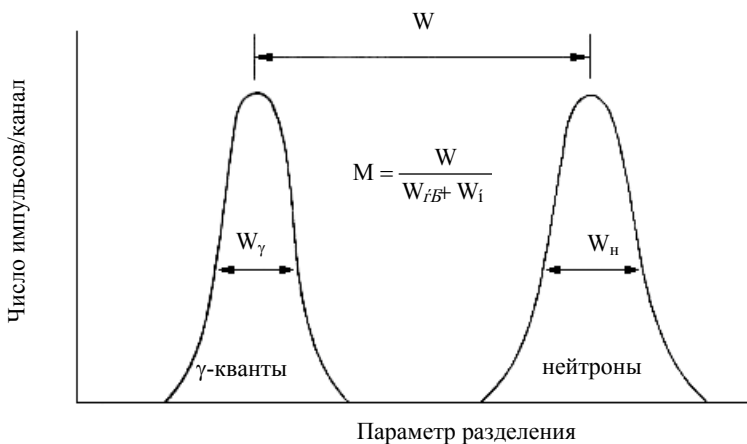


Рис. 22. Разделение частиц различного вида по форме их сцинтилляционных импульсов

Другой принцип детектирования быстрых нейтронов реализован в панелях большого размера – PUMA, выпускаемых фирмой Nucleonics, США. Эти панели состоят из двух слоев гибкого полимерного водородосодержащего замедлителя, внутри которого располагается сцинтиллирующее стекловолокно с внедренным в него ${}^6\text{Li}$ и церием. Быстрые нейтроны замедляются в слоях замедлителей, а затем взаимодействуют с ядрами лития. В результате ядерных реакций возникают α -частицы и тритон. В дальнейшем тритоны возбуждают ядра церия, которые флуоресцируют. Световые вспышки с длиной волны 470 нм попадают в фотоумножители, которые расположены на торцах панели. При этом замедлитель нейтронов играет роль также и светопровода. Схематическое изображение панели PUMA дано на рис. 23. По своей эффективности панель PUMA размером 1500 см^2 эквивалентна панели с 40 гелиевыми счетчиками с размерами $1,25 \times 10\text{ см}$ с давлением 20 атм. Быстродействие панели находится на уровне 6 нс, эффективность детектирования $\sim 25\%$, а дискриминация нейтронов и гамма-квантов находится в отношении 8500/1 [14].

Таблица 14

Некоторые параметры сцинтилляторов различных типов

Тип сцинтиллятора	Марка и световыход по отношению к антрацену, %		Время высвечивания, нс	Возможность n-γ разделения по форме импульсов	Назначение			
					Тепловые нейтроны	Быстрые нейтроны	Альфа-частицы	Гамма-кванты
Пластические	BC-400	65	2,4			•	•	•
	BC-404	68	1,8			•	•	•
	BC-436	52	2,2			•		
	Pilot U	67	1,36			•	•	•
Жидкие	NE-213	78	3,2	•		•		•
	BC-501	78	3,2	•		•		•
	BC-505	80	2,5			•	•	•
	BC-517S	66	2,0			•		
	BC-537	61	2,8	•		•		
Жидкие, с введением поглотителя	BC-523 (бор)	65	3,7	•	•	•		•
	BC-551 (свинец)	40	2,2					• E _γ < 200 КэВ
	BC-521 (гадолиний)	60	4,0		•	•		
Детекторы с добавлением сульфида цинка	BC-702 (⁶ Li/ZnS/Ag)	~200	110		•			
	BC-720 (H/ZnS/Ag)		110			•		
Стекла с добавлением лития	GS1 (естественный изотопный состав)	28	~60		•	•		
	GS2 (95% ⁶ Li)	28	~60		•			
	GS3 (99,99% ⁷ Li)	28	~60			•		

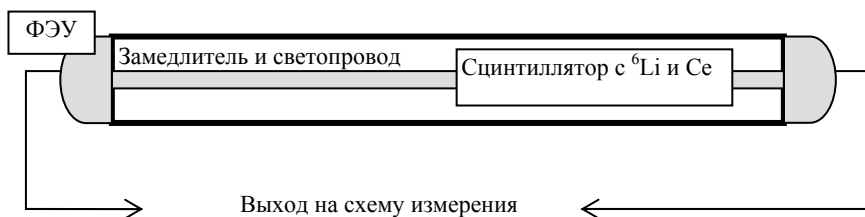


Рис. 23. Схематическое изображение панели PUMA для детектирования нейтронов

В табл. 14 представлена лишь незначительная часть различных типов сцинтилляторов, которая позволяет судить о больших возможностях детектирующих систем с их использованием. Наряду с высоким быстродействием и эффективностью имеется возможность детектирования излучений в смешанных пучках. Так, например, можно детектировать тепловые и быстрые нейтроны на фоне значительного фона фотонов. В некоторых сцинтилляторах водород заменен на дейтерий, что практически исключает возникновение гамма-квантов с энергией 2,23 МэВ, которые соответствуют радиационному захвату тепловых нейтронов на атомах водорода.

Контрольные вопросы

1. Классификация детекторов излучений по способу получения информации.
2. Основные характеристики детекторов излучений.
3. Особенности регистрации откликов ДМ в установках активного контроля.
4. Аппаратурный ряд, используемый в установках активного контроля ДМ.
5. Газонаполненные счетчики излучений и режимы их работы.
6. Ядерные реакции детектирования тепловых и быстрых нейтронов.
7. Эффективность детектирования нейтронов различных энергий в детекторах.
8. Принцип устройства детекторов больших площадей для быстрых нейтронов.

9. Сцинтилляционные детекторы, их типы и характеристики.

10. Разделение частиц различного вида по форме их сцинтилляционных импульсов.

11. Принципы и основы спектрометрии быстрых нейтронов с помощью сцинтилляционных детекторов.

ГЛАВА 4

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И УСТАНОВКИ КОНТРОЛЯ ДМ

4.1. Контроль ДМ с помощью запаздывающих нейтронов

Запаздывающие нейтроны являются основой многих активных методов неразрушающего контроля ДМ потому, что отклик запаздывающих нейтронов вследствие своих временных характеристик сравнительно просто разделяется с откликом мгновенных первичных нейтронов источника. Для этого можно использовать практически любой импульсный источник нейтронов или механически удалять источник из зоны облучения инспектируемых образцов, потому, что спады различных групп запаздывающих нейтронов находятся в секундном диапазоне времени, и механическая система может в этом временном диапазоне реализовать псевдоимпульсный режим работы устройства, удаляющего источник из установки. Ввиду того, что запаздывающие нейтроны различных нуклидов имеют различные выходы и к тому же отличающиеся в разных временных группах, это позволяет получить представительный набор информативных параметров, необходимых для контроля ДМ. Кривая спада числа запаздывающих нейтронов для каждого нуклида и каждой временной группы ведет себя по-разному. Зависимость выхода запаздывающих нейтронов от времени для различных времен облучения делящихся нуклидов представлена на рис. 24 [2].

Можно видеть, что чем меньше время облучения, тем быстрее спад запаздывающих нейтронов. Это объясняется тем, что при малых временах облучения относительное время облучения нуклида больше всего у группы с коротким периодом полураспада. Поэтому спад запаздывающих нейтронов также принадлежит группе с самым малым периодом полураспада. Если для двух разных нуклидов А и В провести измерения коэффициента К, то можно получить информативные параметры содержания различных нуклидов в образце:

$$K = [N_A(t, T) / N_A(0, T)] / [N_B(t, T) / N_B(0, T)], \quad (4.1)$$

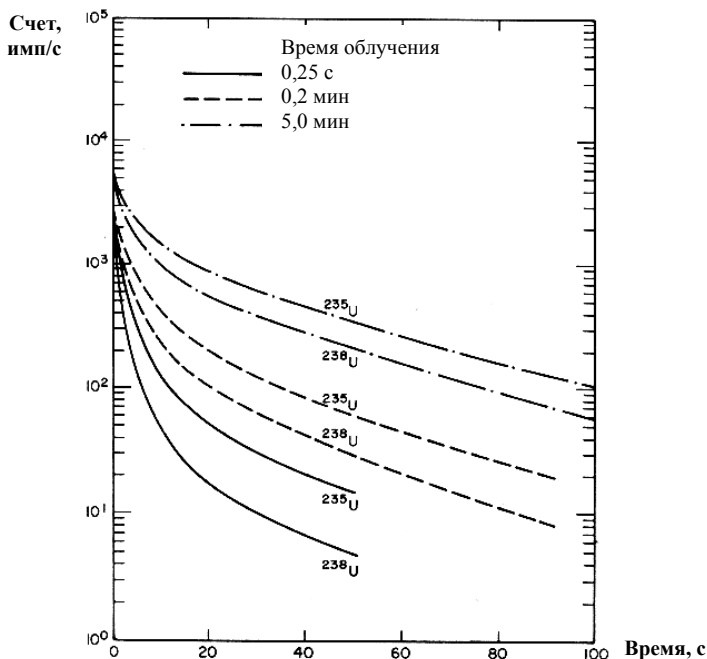


Рис. 24. Зависимость нормированного выхода запаздывающих нейтронов от времени для различных делящихся нуклидов

где $N_A(t,T)/N_A(0,T)$ и $[N_B(t,T)/N_B(0,T)]$ – отношения выходов запаздывающих нейтронов нуклидов во время t , прошедшее после облучения с длительностью T . В виде примера на рис. 25 и 26 [2] показаны значения этих коэффициентов в качестве информативных параметров для отношений $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ и $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$. Очевидно, что если формы кривых распада групп запаздывающих нейтронов отличаются друг от друга, то и информативный параметр должен значительно отличаться от единицы. Чем больше «К» отличается от единицы, тем лучше различаются выбранные для контроля нуклиды. Анализ графического представления данных показывает, что метод коэффициента формы можно эффективно использовать для различия ^{238}U от ^{235}U , но он практически плохо работает для пары ^{239}Pu и ^{235}U (малые времена T , находящиеся в интервале 10^{-3} – 10^{-1} с, следует исключить, так как их нельзя реализовать на практике). В неко-

торых измерениях следует учитывать фактор, который может давать фоновую составляющую при счете запаздывающих нейтронов. Это могут быть нейтроны, образующиеся в (γ, n) реакциях на бериллии и дейтерии, а также в реакции $^{17}\text{O}(n, p)^{17}\text{N}$. Эта реакция имеет пороговый характер и происходит при энергии нейтронов выше 8,4 МэВ. Нуклид ^{17}N при β -распаде превращается в ^{17}O , который испускает нейтроны за время 10^{-7} с энергией 1,22 и 0,43 МэВ, что близко к энергии запаздывающих нейтронов [9]. Ввиду этого, анализ состава топлива ТВС, содержащих UO_2 , может иметь систематическую погрешность при использовании источника нейтронов с энергией 14,2 МэВ.

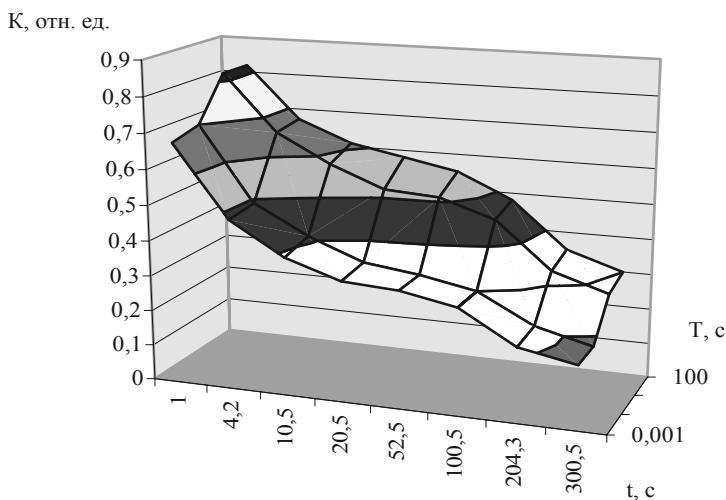


Рис. 25. Зависимость коэффициента формы $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ от времени, прошедшего после начала анализа кривой запаздывающих нейтронов – t , за время анализа, равное T

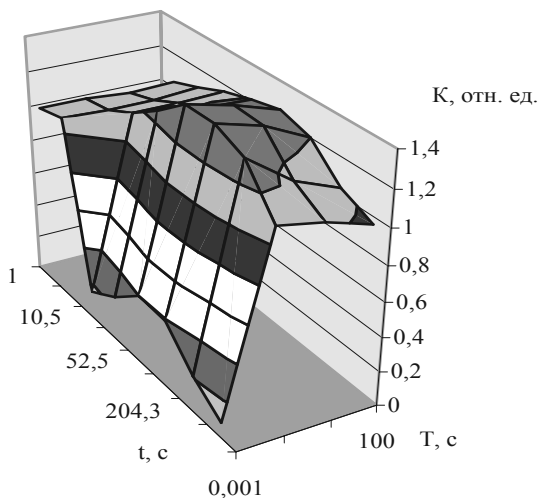
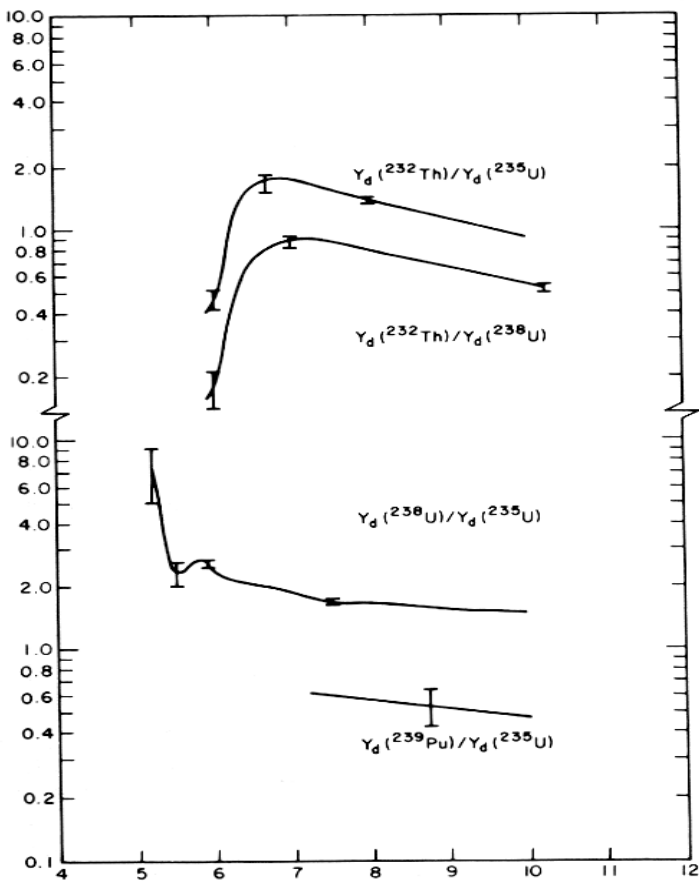


Рис. 26. Зависимость коэффициента формы $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ от времени, прошедшего после начала анализа – t , за время анализа, равное T

Приведенные на рис. 27 информативные параметры ДМ в виде отношений выходов запаздывающих нейтронов для различных нуклидов и отношений выходов мгновенных нейтронов к запаздывающим показывают, что наиболее информативным является вариант «б», так как в нем наблюдается наиболее сильное различие кривых, и к тому же их параметры измеряются на одной и той же аппаратуре. Последнее обстоятельство снижает погрешности информативных параметров, так как систематические погрешности, связанные с измерениями, одинаково проявляются как для мгновенных, так и для запаздывающих нейтронов.

Отношение
выходов,
отн. ед.



Энергия электронов, МэВ

Рис. 27а. Информативные параметры с участием запаздывающих нейтронов различных нуклидов в зависимости от энергии ускоренных электронов: отношения выходов запаздывающих нейтронов [2]

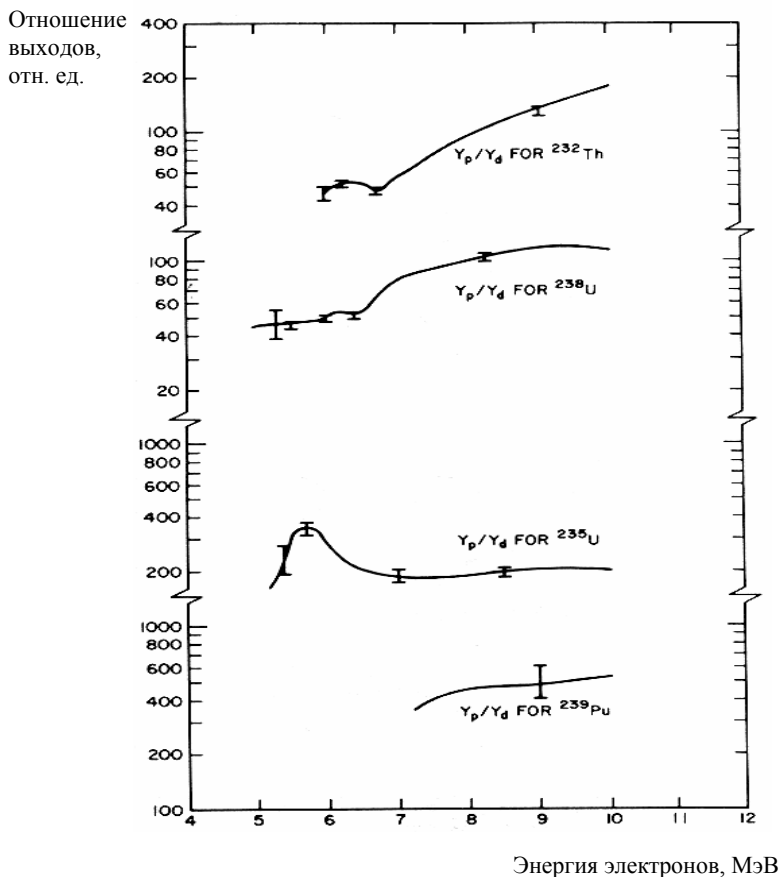


Рис. 276. Информативные параметры с участием запаздывающих нейтронов различных нуклидов в зависимости от энергии ускоренных электронов: отношения выходов мгновенных и запаздывающих нейтронов [2]

Спектры запаздывающих нейтронов сильно структурированы, но, тем не менее, в них нет каких-либо особенностей, которые можно было бы использовать при построении информативных параметров. Средняя энергия спектров не очень сильно отличается для различных нуклидов и лежит в области энергий $\sim(0,4-0,6)$ МэВ. Ввиду того, что мгновенные спектры нейтронов деления имеют нейтроны таких же энергий, их нельзя отличить по спектральному признаку от запаздывающих нейтронов.

В качестве демонстрационного примера рассматривается простая установка, физический принцип действия которой показывает возможность использования запаздывающих нейтронов в неразрушающем контроле ДМ. Схема установки приведена на рис. 28. Установка состоит из водородосодержащего замедлителя нейтронов, урановых образцов и детектора запаздывающих нейтронов. Для того чтобы можно было отделить нейтроны источника и мгновенные нейтроны деления от запаздывающих нейтронов, используется импульсный нейтронный генератор нейтронов DT реакции, в котором длительность нейтронного импульса равна ~ 1 мкс при частоте повторения импульсов ~ 20 герц. Для более эффективного использования нейтронов источника между плексигласовым замедлителем нейтронов и импульсным источником DT нейтронов размещен свинцовый размножитель нейтронов. По существу он является простым конвертером спектра нейтронов источника. Безусловно, все размеры этой установки не оптимизированы, так как установка служит лишь для демонстрации физического принципа использования запаздывающих нейтронов в качестве информативного параметра определения содержания ^{235}U в образцах урана с различным изотопным содержанием. Ввиду того, что контроль ДМ происходит на тепловых нейтронах, используемый принцип можно применять к образцам с малым содержанием ДМ.

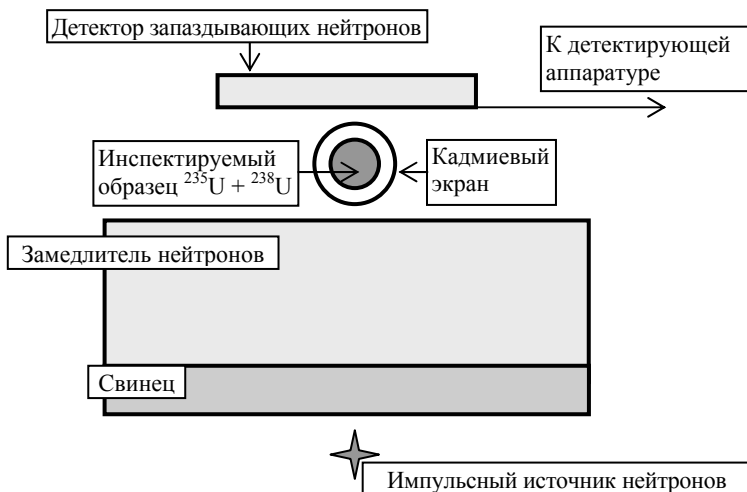


Рис. 28. Схематическое изображение демонстрационной установки по определению содержания ^{235}U в образцах с помощью запаздывающих нейтронов

Замедление быстрых нейтронов источника после их импульса происходит в замедлителе за несколько микросекунд, и в дальнейшем плотность потока тепловых нейтронов уменьшается, следуя экспоненциальному временному закону, определяемому константой спада тепловых нейтронов замедлителя установки. Поэтому во время эксперимента урановые образцы, состоящие из смеси ^{235}U и ^{238}U , будут облучаться нейтронами источника, замедляющимися нейтронами, а также тепловыми нейтронами. Это значит, что облучение и деление урана в образце будут иметь две временные стадии, которые отличаются спектрами нейтронов. На первой стадии облучение проводится быстрыми и замедляющимися нейтронами, а на второй стадии – только тепловыми. Так как сечение деления ^{238}U имеет пороговый характер и этот нуклид не может делиться тепловыми нейтронами, то отклик от деления этого нуклида будет только на первой стадии облучения. Наоборот, сечение деления ^{235}U в области нейтронов низких энергий велико, поэтому практически деление этого нуклида в основном будет происходить только спустя некоторое время после вспышки источника нейтронов. Поэтому на первой стадии число запаздывающих нейтронов, родившихся в образце, будет определяться общим количеством ^{235}U и ^{238}U , а на второй стадии – только количеством ^{235}U . Кроме этого, в установке существует монитор нейтронов источника DT реакции, необходимый для того, чтобы в дальнейшем все измеренные отклики числа запаздывающих нейтронов в различных экспериментах можно было нормировать на число нейтронов источника (на рисунке монитор не показан). Так как утечка тепловых нейтронов из водородосодержащего замедлителя происходит за несколько сотен микросекунд, а отклик запаздывающих нейтронов длится десятки секунд, то спустя некоторое время между нейтронными импульсами будет находиться отклик только от запаздывающих нейтронов. При частоте следования нейтронных импульсов 20 герц величина отклика запаздывающих нейтронов не может снизиться намного до начала следующего нейтронного импульса, поэтому временное поведение отклика запаздывающих нейтронов можно считать практически не меняющимся в промежутке между импульсами нейтронного источника.

Информативным параметром определения содержания ^{235}U в образцах может служить число запаздывающих нейтронов деления этого изотопа тепловыми нейтронами. Для определения доли отклика на тепловых нейтронах надо провести две серии экспериментов. В первой серии экспериментов облучаются все инспектируемые образцы, покрытые кадмиевым экраном. Это означает, что тепловые нейтроны не могут облучать урановые образцы и деление в них, а следовательно, и образование запаздывающих нейтронов, может происходить только нейтронами с энергией выше $\sim 0,46$ эВ, что соответствует резонансу в сечении поглощения кадмия. В общем случае можно записать следующее выражение для числа запаздывающих нейтронов, которое будет регистрироваться детектором этих нейтронов:

$$N_{\text{зап}} = \varepsilon_{\text{зап}} \Phi_{\text{быстр}} (\sigma_f^{238} \beta_{238} \gamma_{238} + \sigma_f^{235} \beta_{235} \gamma_{235}). \quad (4.2)$$

В этом выражении $\varepsilon_{\text{зап}}$ – эффективность регистрации запаздывающих нейтронов; $\Phi_{\text{быстр}}$ – нормированный на показания монитора поток быстрых нейтронов, облучающий образец; σ_f^{238} , β_{238} , γ_{238} , σ_f^{235} , β_{235} , γ_{235} – сечения деления, выходы запаздывающих нейтронов на один акт деления, относящиеся к области быстрых нейтронов и количества ядер воспроизводящих и делящихся нуклидов в единице объема уранового образца. В случае, когда число ядер ^{235}U мало по сравнению с числом ядер ^{238}U , а константы для разных изотопов урана не очень сильно отличаются в области энергии быстрых нейтронов, приближенно можно считать, что выражение (4.2) может быть записано в следующем виде:

$$N_{\text{зап}} \cong \varepsilon_{\text{зап}} \Phi_{\text{быстр}} \sigma_f^{238} \beta_{238} \gamma_{238}. \quad (4.3)$$

Во второй серии экспериментов проводятся аналогичные эксперименты для случая, когда кадмиевый экран отсутствует. При этом число запаздывающих нейтронов будет определяться также и делением ^{235}U тепловыми нейтронами, замедлившимися в замедлителе после импульса быстрых нейтронов. Тогда число запаздывающих нейтронов можно представить в следующем виде:

$$N_{\text{зап}} \cong \varepsilon_{\text{зап}} \Phi_{\text{быстр}} \sigma_f^{238} \beta_{238} \gamma_{238} + \varepsilon_{\text{зап}} \Phi_{\text{тепл}} \sigma_f^{235} \beta_{235} \gamma_{235}. \quad (4.4)$$

В этом выражении приближение состоит в пренебрежении количеством запаздывающих нейтронов, возникающих вследствие деления ^{235}U быстрыми нейтронами. Тогда разность в числе запаздывающих нейтронов в двух сериях экспериментов можно отнести только за счет деления ^{235}U тепловыми нейтронами и представить в следующем виде:

$$\Delta N_{\text{зап}} \cong \varepsilon_{\text{зап}} \Phi_{\text{тепл}} \sigma_f^{235} \beta_{235} \gamma_{235}. \quad (4.5)$$

Получив экспериментально величину $\Delta N_{\text{зап}}$ (которая характеризуется различным содержанием ^{235}U в образцах и является информативным параметром), можно соотнести ее с дискриминационной калибровочной кривой и определить содержание ^{235}U в инспектируемом образце. Схематически принцип работы установки можно видеть на рис. 29.

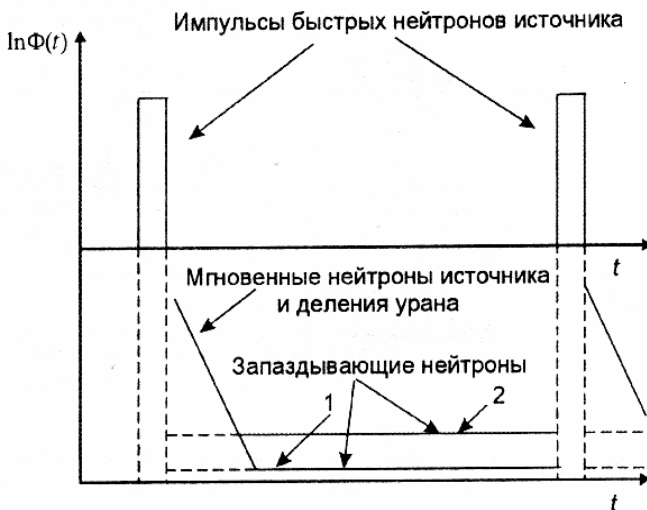


Рис. 29. Временные зависимости нейтронных потоков при облучении урановых образцов: 1 — образец в кадмиевом экране; 2 — образец без кадмиевого экрана

Естественно, что если в инспектируемом образце имеется ^{235}U и ^{239}Pu , то информативный параметр будет соответствовать суммарному содержанию этих нуклидов и для их разделения должна использоваться другая установка. Если установка позволяет определять порознь отклики от мгновенных – N_p и запаздывающих нейтронов – N_d , то их величины можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} N_p &= \varepsilon_p \Phi (N_5 \sigma_{f5} \bar{v}_5 + N_9 \sigma_{f9} \bar{v}_9); \\ N_d &= \varepsilon_d \Phi (N_5 \sigma_{f5} \beta_5 + N_9 \sigma_{f9} \beta_9), \end{aligned} \quad (4.6)$$

где ε_p и ε_d – эффективности детектирования мгновенных и запаздывающих нейтронов; Φ – поток тепловых нейтронов; N_5 , N_9 – число ядер урана и плутония в единице объема, которые необходимо определить в эксперименте; σ , \bar{v} и β – сечения деления урана и плутония на тепловых нейтронов, число вторичных нейтронов, возникающих в этих нуклидах на один акт деления и выходы запаздывающих нейтронов инспектируемых нуклидов. Тогда при известных ядерно-физических параметрах исследуемых нуклидов и измеренной в отдельных экспериментах эффективности детектирования быстрых и запаздывающих нейтронов, возможно получить содержание урана и плутония в образцах ДМ.

Импульсные нейтронные источники с энергией 14,2 МэВ использовались в установках, работавших в Лос-Аламосе и Ганноверском университете с использованием запаздывающих нейтронов. Первая установка применялась для анализа бочек с отходами емкостью от 1 до 55 галлонов. Спектр нейтронов DT реакции конвертировался в зондирующий с помощью свинцового или свинцово-графитового устройства. При этом энергия нейтронов источника снижалась до 3 МэВ или 0,5 МэВ. Детектирование запаздывающих нейтронов проводилось с помощью пластинчатой панели гелиевых счетчиков с водородосодержащим замедлителем нейтронов. Во второй установке проводился контроль шаровых твэлов, содержащих ^{235}U и ^{232}Th , а также контроль высокообогащенных твэлов высокотемпературных ядерных реакторов. Облучение образцов ДМ проводилось в графитовой камере размером 15x15x15 см, окруженной свинцовым кубом.

В Лос-Аламосе для целей контроля ДМ действовал ускоритель Ван де Графа на энергию 3,75 МэВ. Использовались нейтроны ${}^7\text{Li}(p,n)$ реакции с энергией от 400 до 600 кэВ. Запаздывающие нейтроны измерялись в цикле облучения нейтронными импульсами длительностью 35 мс, задержкой после облучения 25 мс и счетом 40 мс. Для счета запаздывающих нейтронов также использовалась панель с гелиевыми счетчиками. Типичные концентрации ДМ, которые измерялись в этой установке, лежали в пределах от 1 до 10 г. Использовался также вариант установки с термализованными нейтронами, в которой минимальное количество обнаруженного урана находилось на уровне 1 мг. Однако установки такого типа являются дорогостоящими, требуют для своего обслуживания хорошо обученного персонала и поэтому не могут быть рекомендованы для широкого распространения.

Ввиду того, что длительности нейтронных импульсов в рассмотренных установках достаточно велики, подобные установки можно также реализовать с помощью простых механических систем, периодически удаляющих радиоизотопный источник нейтронов от образца ДМ или, наоборот, исследуемый ДМ от источника. Пример установки, в которой таблетки ДМ циклически удаляются от источника облучения, приведен на рис. 30 [2].

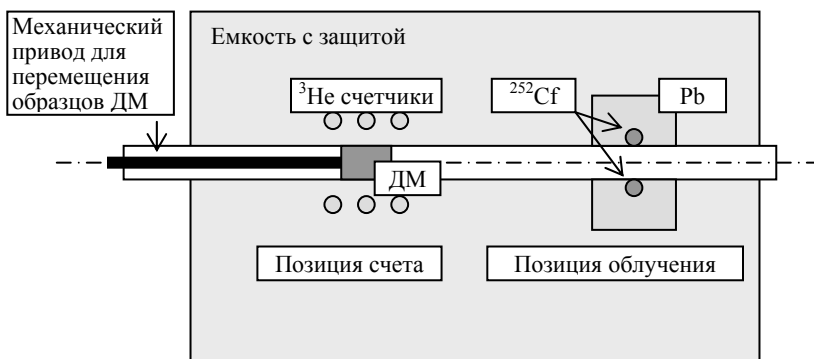


Рис. 30. Схема установки контроля таблеток с механическим приводом перемещения образцов ДМ

В установке использовался калифорниевый источник нейтронов. Для такого источника эффект экранировки зондирующего излучения мал, а поправки на матричные материалы также не очень велики. Время облучения и счета запаздывающих нейтронов составляло по 100 с. Несмотря на то, что перенос образцов ДМ составлял всего несколько секунд, интенсивность запаздывающих нейтронов снижалась в 4 раза. Поэтому установки с механическим приводом требуют более высоких выходов первичных источников нейтронов. Установка была использована для анализа таблеток, состоящих из $^{233}\text{UO}_2\text{--ThO}_2$ топлива. Для того чтобы оценить вклад тория в общий счет запаздывающих нейтронов, проводились измерения с таблетками, в которых находился только торий. В результате экспериментов было получено хорошее согласие с результатами разрушающего способа определения состава таблеток.

Запаздывающие нейтроны используются в промышленной установке контроля ДМ в отходах ядерного производства, в выгоревших ТВС, а также в различных образцах плутония и МОХ топлива с помощью калифорниевого источника нейтронов, который движется на специальном приводе и циклически облучает нейтронами исследуемый объект. В этой установке, известной как «калифорниевый шаффлер», возможен контроль ДМ в бочках емкостью до 200 литров. Использование циклически передвигающегося источника облучения фактически имитирует импульсный нейтронный источник с длительностью импульсов в секундном диапазоне. Установка мало чувствительна к матричным элементам, которые могут присутствовать в емкостях с отходами, и может использоваться в заводских условиях.

Схематически установка представлена на рис. 31 и состоит из следующих основных частей [16]:

- 1) защита, в которой находится калифорниевый источник нейтронов во время его хранения и перерывов в облучении инспектируемого объекта;
- 2) камера, в стенках которой замедляются нейтроны источника и деления ДМ;
- 3) группа гелиевых счетчиков, необходимых для детектирования запаздывающих нейтронов деления, когда источник находится в защите;

- 4) механический привод калифорниевского источника, циклически помещающий источник в позицию облучения ДМ;
- 5) аппаратура детектирования нейтронов и управления установкой;
- 6) группа мониторинговых счетчиков для нормировки измерений на зондирующее излучение.

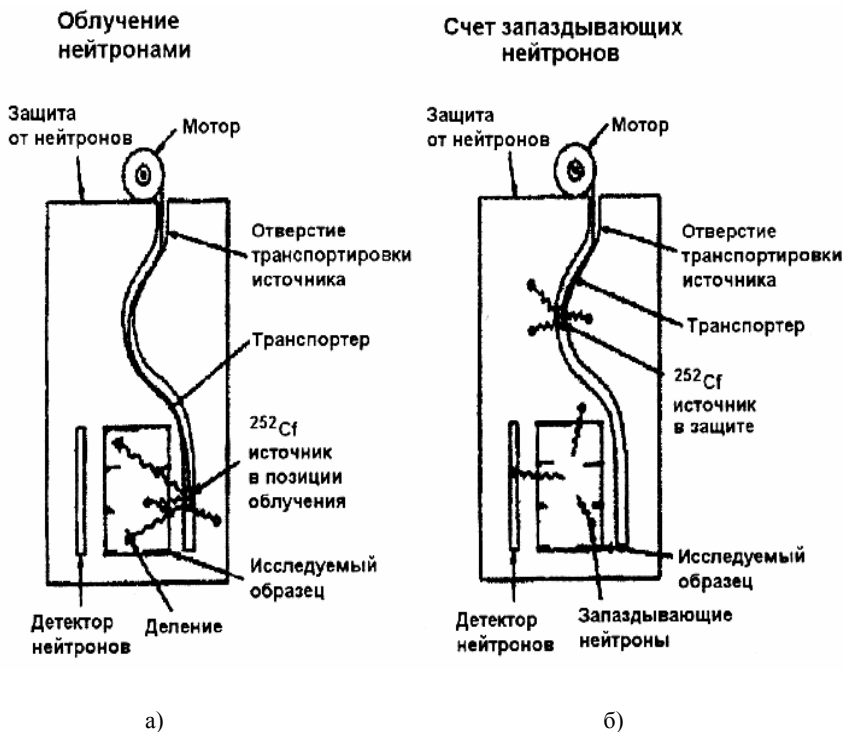


Рис. 31. Схематическое изображение шаффлера. В позиции «а» происходит облучение объекта нейтронами ^{252}Cf , в позиции «б» происходит счет запаздывающих нейтронов ДМ

Принцип работы установки состоит в следующем. Когда источник ^{252}Cf в течение нескольких секунд находится в установке, он облучает инспектируемый объект, а затем источник убирается в защитное устройство и гелиевые счетчики определяют скорость счета запаздывающих нейтронов, которая пропорциональна количеству ДМ в емкости или ТВС. Затем цикл повторяется много раз

для того, чтобы можно было получить приемлемую статистическую точность определения количества ДМ. Для получения более однородного облучения ДМ облучаемая емкость или ТВС вращаются в установке. Установка может работать как в пассивном, так и в активном режимах, в зависимости от анализируемого нуклида. Пассивный контроль основан на счете совпадений нейтронов деления, например, для инспектирования образцов, содержащих плутоний. Существует модификации этой установки, которые обеспечивают неразрушающий анализ разнообразных форм ДМ в большом диапазоне их концентраций. Облучение ДМ может вестись различными спектрами замедлившихся нейтронов с помощью введения в установку кадмиевого экрана. В случае отсутствия кадмиевого экрана между замедлителем нейтронов и инспектируемым объектом ДМ облучается спектром с большой долей тепловых нейтронов. Если при облучении в установке присутствует кадмиевый экран, то в спектре имеются только эпитепловые нейтроны. Использование различных спектров облучения ДМ связано с различным эффектом экранировки нейтронов в ДМ в зависимости от их размеров и обогащения образцов. Для модификации установки, анализирующей 200-литровые бочки с отходами, получены следующие основные характеристики установки:

1. Выход нейтронов калифорниевского источника – $8 \cdot 10^8$ н/с.
2. Вес радиационной защиты источника нейтронов – 2 т.
3. Уровень радиации около установки – 1 мР/ч на расстоянии 1 м.
4. Время одного цикла облучения – 11 с (счет – 7 с, перемещение источника 4 с).
5. Количество гелиевых детекторов – 64.
6. Эффективность детектирования – 17,5%.
7. Вес радиационной защиты установки – 4 т.
8. Скорость вращения анализируемой емкости – 3 об/мин.
9. Время измерения одного содержания делящегося материала – 1000 с.
10. Чувствительность детектирования ^{235}U :
300 мг (активный метод);

30 мг (активный метод с использованием тепловых нейтронов).

11. Чувствительность детектирования ^{240}Pu – 4 мг (пассивный метод)

12. Точность – 15% для емкостей с отходами.

Существенным ограничением использования различных методов и установок контроля ДМ является влияние матричных материалов на отклик вторичных нейтронов и неоднородное расположение ДМ в инспектируемом объеме. Причем, как правило, количественный, а иногда и качественный состав матричных материалов, бывает неизвестен. Под матричными материалами понимаются любые материалы, кроме делящихся, которые встречаются в инспектируемом объеме. По своему типу их можно разделить на два класса:

1. Материалы, обладающие хорошими замедляющими свойствами, например водородосодержащие вещества, такие как вода. Их присутствие в инспектируемом объеме изменяет количество мгновенных быстрых нейтронов деления, а неоднородность расположения в контролируемом объеме приводит к изменению профиля их пространственного распределения.

2. Материалы, обладающие свойством поглощения нейтронов. Обычно это материалы с большим сечением поглощения тепловых нейтронов или такие материалы, как железо, но находящиеся в объеме в таких количествах, которые искажают профиль распределения нейтронов за счет их поглощения.

Искажение отклика ДМ может происходить за счет поглощения нейтронов, генерирования тепловых нейтронов в матричных материалах и неоднородного расположения ДМ в объеме, подлежащем инспекции. Если замедляющие материалы увеличивают поток тепловых нейтронов в объеме, то поглощающие материалы, наоборот, уменьшают его. Поэтому возможна такая ситуация, когда оба эти эффекта даже могут компенсировать друг друга. Вследствие этого, в шаффлере имеются детекторы, которые служат для определения степени присутствия количества водорода в инспектируемом объеме. Эти детекторы представляют собой низ-

коэффициентные нейтронные детекторы, состоящие из гелиевого счетчика, покрытого кадмиевым экраном. Такой детектор будет, в основном, регистрировать события, связанные с нейтронами источника, и в меньшей степени зависеть от присутствия водородной матрицы. Другие детекторы, в которых нет кадмиевого покрытия, будут реагировать на тепловые нейтроны, в которых матричные элементы играют большую роль. Отношение потоков нейтронов, зарегистрированных этими детекторами, дает информацию о степени присутствия матричных материалов в объеме и тем самым позволяет вводить поправки в отклике ДМ на их присутствие. Иногда плотность материала в контейнере устанавливается с помощью измерений пропускания нейтронов калифорнийского источника через его объем. Если обнаруживается, что плотность материала выше, чем та, которая предусматривалась использованием эталона в дискриминационной калибровочной характеристике, то используемые эталоны нельзя применять к данному конкретному измерению.

Процедура измерений на шаффлере включает в себя следующие основные позиции:

1. Установка и наладка конфигурации прибора для конкретных измерений, а также настройка электронной аппаратуры, проверка стабильности ее работы.

2. Определение последовательности измерений, куда входит калибровка, проверка чувствительности, измерение фона, измерение полного счета и совпадающих событий, введение всех необходимых поправок на отклик вторичных нейтронов.

3. Сравнение полученных результатов измерений с калибровочными значениями и определение содержания ДМ в инспектируемом образце.

Одним из важнейших вопросов при измерениях с шаффлером является выбор эталонных образцов ДМ. Особенно это важно, когда измерения проводятся с 200-литровыми бочками, где все проблемы матричных материалов и неоднородного расположения ДМ проявляются наиболее сильно. Иногда можно сделать эталон, в точности соответствующий условиям измерений реальных объек-

тов с ДМ. Можно, например, тщательно исследовать физический и химический состав ряда исследуемых объектов и использовать некоторые из них в качестве эталонных образцов. Однако задача может быть существенно упрощена, так как не всегда состав эталона должен полностью соответствовать измеряемым образцам. Так, например, можно пренебречь рассеиванием нейтронов на железе, когда в объеме нет водородосодержащих материалов. Однако железо в смеси с замедлителем нейтронов оказывает существенное влияние на отклик вторичных нейтронов, так как нейтроны низкой энергии могут поглощаться в этом материале. Поэтому в реальности эталоны для измерений отходов в бочках непохожи на реальные, но всегда являются адекватными по отношению к отклику вторичных нейтронов. Они являются некоторой аппроксимацией реальной среды в бочках. Для исследования влияния самоэкранировки нейтронов при неоднородном расположении ДМ изготавливаются специальные капсулы, содержащие ДМ, а затем производится моделирование числа и расположения этих капсул в эталонных образцах для получения и калибровки отклика ДМ на неоднородность структуры реальной системы. Поэтому после проведенных измерений с эталонами вводится процедура поправок на измерения с реальными структурами ДМ в среде с матричными материалами. При этом в эталонных образцах можно поводить замену одних материалов на другие. Так, например, раствор урана в азотной кислоте можно без большого ущерба заменить раствором гексона, а возникающие при этом некоторые различия в составе учесть расчетным способом. В случае если эталоны вообще отсутствуют, можно использовать эталоны, сделанные для других шаффлеров, но при этом следует учесть возможные систематически погрешности в измерениях при таком переносе эталонов. Возможные эталонные образцы для различных инспектируемых объектов в шаффлере даны в табл. 15 [5].

Эталоны, используемые для работы с шаффлером

Тип измеряемого ДМ	Эталон
Слитки урана с алюминием	Физически выбранные и химически проанализированные слитки
Металлический скрап	Металл-скрап того же типа, для которого проведен химический анализ
Таблетки UF ₆	Подобные таблетки, для которых проведен химический анализ
Стаканы с оксидом урана	Почти такие же стаканы, для которых проведен химический анализ образцов
Жидкие отходы производства при переработке отработанного топлива	Лабораторные разработки: подобные растворы, которые химически не так вредны для здоровья и не содержат продуктов деления; моделирование различий с реальными растворами при известных потоках нейтронов с помощью расчетов методом Монте-Карло
Отработанные топливные сборки	Имитация топливныхборок с использованием гомогенной смеси материалов, имитирующих ДМ и матрицы (оксид циркония)
Бочки размером 200 литров с отходами (известны категории матрицы)	Бочки на 200л, изготовленные с почти такими же матрицами и с известными количествами некоторых ДМ
Бочки размером 200 литров с отходами (плохо известны категории матрицы)	Бочки на 200 л с материалами, имитирующими отходы, и покрывающие весь диапазон по свойствам матриц. Свойства «шаффлера» используются для составления характеристик отходов и внесения поправок в результаты измерений
Различные образцы ДМ с большим разнообразием по составу и матрицам	Так как непрактично иметь эталоны, которые очень похожи на разнообразные объекты, то используется небольшое число стандартных типов (возможно только один). Моделирование расчетным методом Монте-Карло может быть использовано для оценки внесения поправок в данные для имеющихся калибровочных эталонов

4.2. Контроль ДМ с помощью мгновенных нейтронов

Контроль ДМ с помощью запаздывающих нейтронов дает хорошие результаты в разделении нейтронов источника с нейтронами первичного и зондирующего излучений, так как их временные характеристики различаются очень сильно. Однако существенный недостаток применения запаздывающих нейтронов заключается в том, что их количество очень мало на один акт деления. Поэтому требуется использование высокоинтенсивных источников первичного излучения или длительное время регистрации отклика. К тому же необходимо использование защитных устройств с большими габаритными размерами и имеющими высокую стоимость. Следовательно, использование мгновенных нейтронов деления может привести к созданию более эффективных установок контроля ДМ. Конечно, наиболее сложной проблемой при этом является разделение нейтронов первичного и вторичного излучений, так как в них, как правило, присутствуют высокоэнергетические нейтроны сходных спектров. Тем не менее, существуют такие источники нейтронов, для которых эта проблема решается достаточно простым способом. К их числу относятся следующие случаи:

1. Применение фотонейтронных источников типа Sb-Be или $^{242}\text{AmLi}$ (α, n) источника, в которых энергия испускаемого нейтронного излучения находится ниже порога деления ^{238}U .

2. Использование процесса замедления нейтронов, который для стационарных и импульсных источников нейтронов дает возможность получения пространственной или временной области спектра замедленных и тепловых нейтронов, которые можно использовать в качестве зондирующего излучения.

3. Использование индуцированного фотоделения ДМ, когда отсутствуют нейтроны источника, а имеется лишь некоторый нейтронный фон, например, от (γ, n) реакций.

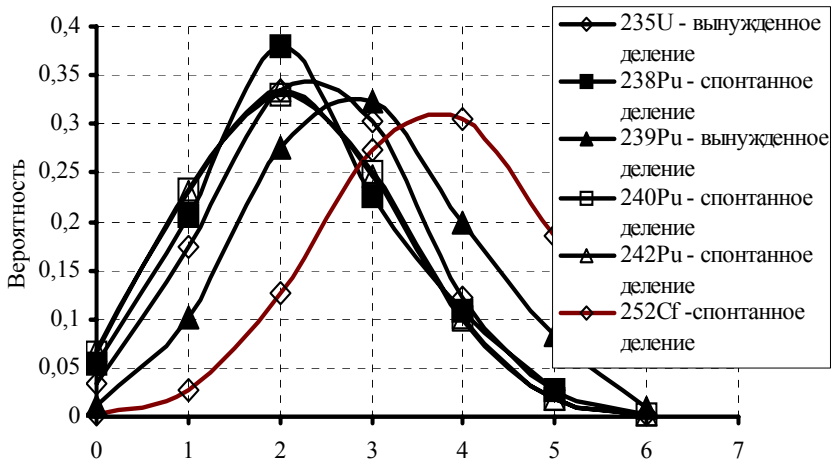
Во всех рассмотренных случаях первичное излучение используется как зондирующее, а спектральная чувствительность отклика не коррелирует с энергией и типом первичного излучения. Это позволяет создавать установки контроля простые по конструкции и очевидные по своему методическому обеспечению.

Приведенные случаи не исчерпывают все возможности использования мгновенных нейтронов в установках активного контроля

ДМ. В большом количестве установок используется свойство одновременности появления нейтронов и гамма-квантов в актах деления ДМ в различных образцах. Использование некоррелированных по времени источников первичного излучения дает возможность отличать акты деления от одиночных событий в установках, использующих принцип регистрации временного совпадения нейтронов и гамма-квантов деления ДМ. В различных актах деления может одновременно испускаться различное количество мгновенных нейтронов. Их число заключается в пределах от 0 до ~ 6 . Однако среднее число нейтронов деления для каждого нуклида является его характеристикой и зависит от того, было ли оно спонтанным или вынужденным, то есть под влиянием внешнего источника излучения. При вынужденном делении число нейтронов, появляющихся в акте деления, выше, чем при спонтанном делении. Эта разница видна в результатах данных в табл. 3. На рис. 32 приведены графики зависимости числа нейтронов, появляющихся в одном акте деления для различных нуклидов при вынужденном и спонтанном делении. При вынужденном делении спектр нейтронов первичного источника соответствует тепловым нейтронам. Имеется зависимость среднего числа нейтронов, появляющихся в одном акте деления, от энергии внешнего источника нейтронов. Эта линейная зависимость выражается формулой:

$$v_{\text{мгн}}(E_n) = v_{\text{тепл}} + KE_n, \quad (4.7)$$

где $v_{\text{мгн}}(E_n)$ – число мгновенных нейтронов при энергии нейтронов E_n ; $v_{\text{тепл}}$ – число мгновенных нейтронов при делении нуклида тепловыми нейтронами, а K – коэффициент, зависящий от вида нуклида. Спектры деления различных нуклидов мало отличаются между собой и не могут служить информативными параметрами. Их общий вид и доли нейтронов в зависимости от энергии нейтронов в спектре показаны на рис. 33 и в табл. 16.



Множественность нейтронов

Рис. 32. Зависимость вероятности появления числа нейтронов на один акт деления при вынужденном и спонтанном делении различных нуклидов [1]

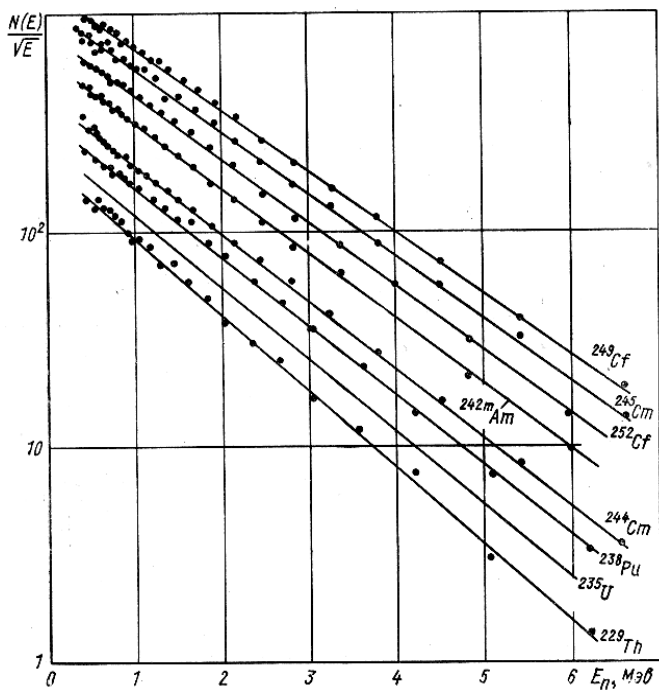


Рис. 33. Спектры деления ядер различных ДМ [4]

Нормированные спектры нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами*

Е – энергия нейтронов в спектре, МэВ	Число нейтронов в спектре, N(E)	Е – энергия нейтронов в спектре, МэВ	Число нейтронов в спектре, N(E)	Е – энергия нейтронов в спектре, МэВ	Число нейтронов в спектре, N(E)
0,05	0,272	1,0	0,633	4,0	0,137
0,1	0,372	1,2	0,602	5,0	0,071
0,2	0,491	1,6	0,522	6,0	0,035
0,4	0,607	2,0	0,436	7,0	0,017
0,6	0,648	2,5	0,337	8,0	0,008
0,8	0,651	3,0	0,255	10,0	0,002

* при нормировке $\int N(E)dE = 1$.

4.3. Использование низкоэнергетических нейтронных источников

Самая простая установка, использующая подпороговый сурьмяно-бериллиевый источник нейтронов, показана на рис. 34 [2]. Она полностью соответствует классической схеме установок активного контроля ДМ, приведенной на рис. 1 [1]. Так как энергия нейтронов источника равна ~ 24 кэВ, то в такой установке нет необходимости использовать конвертер спектра нейтронов. Результаты, полученные на этой установке, показывают, что эффект самоэкранировки начинается с массы урана, равной 50 граммам. В установке для детектирования мгновенных нейтронов деления применяется сцинтилляционный детектор, в котором возможно разделение нейтронов и фотонов по форме их импульсов. Для того чтобы уменьшить количество гамма-квантов, которые также хорошо детектируются сцинтиллятором, в установке используется свинец. Свинец имеет малое сечение взаимодействия с нейтронами деления, но зато сильно ослабляет поток гамма-квантов, которые в этой установке являются фоновым излучением.

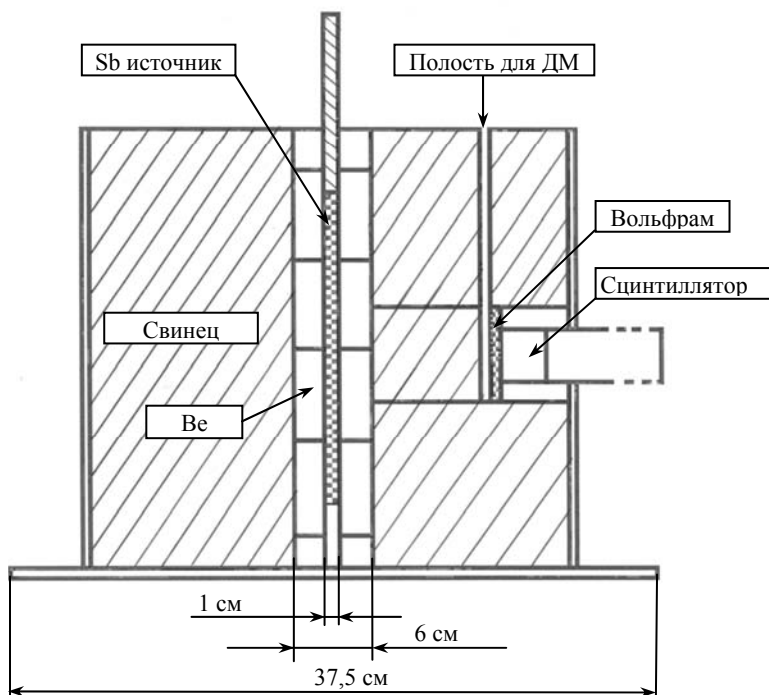


Рис. 34. Установка для контроля ДМ с Sb-Be источником нейтронов и жидким сцинтилятором для детектирования отклика мгновенных нейтронов деления

В последующих модификациях установок этой схемы применялись никелевые кольца вокруг источника нейтронов, которые использовались как отражатели нейтронов источника. При толщине никелевого кольца 2,2 см число нейтронов зондирующего источника фактически удваивается. Вместо никелевого кольца возможно использование железного отражателя нейтронов. В этом случае толщина кольца увеличивается до 7 см. Дальнейшее увеличение толщины отражателя практически не дает увеличения числа нейтронов зондирующего источника. Железный отражатель нейтронов менее эффективен по сравнению с никелевым отражателем, но, тем не менее, дает увеличение числа нейтронов на 50%. Дальнейшая модернизация установок такого типа состояла в использовании источника, в котором можно было отделить сурьму от бериллия, и

тем самым реализовать псевдоимпульсный режим облучения образцов ДМ. Это дает возможность расширить диапазон физических методов контроля и использовать в этой установке также и запаздывающие нейтроны. Кроме сцинтилляционных систем в установках с Sb-Be источниками нейтронов в качестве детекторов отклика можно использовать также счетчики быстрых нейтронов на основе ^4He .

Другая возможность использования Sb-Be источников нейтронов состоит в использовании разницы в поглощении нейтронов источника и нейтронов деления ДМ при их прохождении замедлителя нейтронов, в котором преимущественно поглощаются нейтроны низкой энергии. Примером этого может служить вода с растворенным в ней бором. Нейтроны деления имеют энергию нейтронов значительно более высокую, чем нейтроны источника, и поэтому они проникают в замедлителе на большее расстояние. Была создана установка, в которой детектор нейтронов отделялся от образца ДМ 12 см борированной воды. При прохождении слоя замедлителя такой толщины, нейтроны источника, как имеющие более мягкий спектр нейтронов по сравнению с мгновенными нейтронами деления, не давали существенного вклада в детектируемый отклик [9].

Для того чтобы снизить эффект самоэкранировки в образцах ДМ, в некоторых установках используются более высокоэнергетичные источники нейтронов. При этом схема установки принципиально не изменяется, а для снижения средней энергии спектра зондирующего источника до подпороговой энергии применяются тщательно разработанные конвертеры спектров нейтронов. Так, например, разработка конвертеров спектра калифорниевого источника позволила создать источник зондирующих нейтронов со средней энергией выше энергии Sb-Be источника, но при этом ниже энергии порога деления ^{238}U . В Лос-Аламосе на этой основе была создана установка сканирования топливных стержней легководных реакторов, в том числе кипящих реакторов. Сканировались стержни, имеющие обогащение 2,34% ^{235}U . В качестве замедлителя нейтронов калифорниевого источника использовался конвертер спектра с включением тяжелой воды. Твэлы анализировались в шести позициях установки с помощью ^4He счетчиков быстрых нейтронов.

Подобная система с калифорниевым источником была предложена для определения выгорания топлива легководных реакторов. В ней использовалось замедление быстрых нейтронов источника с помощью водяного замедлителя бассейна выдержки отработанных ТВС. При этом для детектирования нейтронов использовалась камера деления, которая хотя и имеет низкую эффективность регистрации нейтронов, но зато практически не чувствительна к гамма-квантам. Точность измерений составляла $\sim 5\%$ от количества ДМ, оставшегося после эксплуатации в реакторе.

4.4. Метод счета совпадений частиц деления ядер ДМ

Если рассмотреть счет импульсов в двух детекторах $X(t)$ и $Y(t)$ (в двух независимых каналах) в зависимости от времени, то в некоторых случаях можно обнаружить, что имеется связь между возникновением импульсов в них. Такие события считаются коррелированными или совпадающими с некоторым временным сдвигом. Доля импульсов, которые при этом совпадают, характеризует степень корреляции между этими счетными каналами. При этом определяющим фактором является временной сдвиг, при котором появление импульса в одном канале вызывает появление другого. Если совпадение является несвязанным, то оно называется случайным в отличие от реального, при котором имеется причина появления импульса в счетном канале, связанная с появлением импульса в другом канале. В случае стационарного процесса, количество совпадений не зависит от абсолютного времени. Можно представить, что количество ожидаемых импульсов в единицу времени во время t определяется некоторым средним числом, то есть $X_{cp.}=F[X(t)]$. В таком случае корреляция между X и Y выражается величиной $R_{xy}(\tau)=F[X(t_1) \cdot Y(t_2)]$ при $\tau = t_2 - t_1$ и характеризует процент совпадений между X и Y . В ядерно-физических установках такая связь может осуществляться через различные ядерные реакции, например, деления или радиационного захвата. Следует отметить, что пары несвязанных отсчетов появляются с одинаковой вероятностью для любых значений τ . Процент реальных совпадающих событий определяется ковариацией:

$$C_{xy}(\tau)=R_{xy}(\tau) - X_{cp.} \cdot Y_{cp.}, \quad (4.8)$$

где X_{cp} , Y_{cp} определяет долю случайных совпадений. Поэтому можно утверждать, что анализ счета совпадений и анализ корреляций – это одно и то же [13]. Похожее по структуре выражение может быть получено и для тройных совпадений.

Событие обнаружения – это событие, которое является единственным во времени и в пространстве. Оно фиксируется каким-либо детектором в какой-либо точке системы или в системе детекторов. Это событие является последующим за появлением в исследуемой системе частицы из внешнего источника. Поэтому возможно изучение совпадений между обнаружением импульсов в различных детекторах или между событиями испускания частиц источника и обнаруженными импульсами событий обнаружения. Автокорреляционными называются функции распределения коррелированных событий в одном канале, в то время как взаимно корреляционными называются функции распределения коррелированных событий в разных каналах, Поэтому R_{11} , R_{22} и т. д. обозначают как автокорреляционные, а R_{12} , R_{23} как взаимно корреляционные функции. При этом могут исследоваться события совпадений сразу в нескольких независимых каналах, а также с добавлением событий испускания частиц источника. В этих случаях можно говорить об исследовании тройных, четверных и совпадениях более высокой кратности. Поэтому такие источники нейтронов, как ^{252}Cf и TD реакция, в которых одновременно с испусканием нейтронов испускаются детектируемые осколки деления или альфа-частица, образующие стартовые электрические импульсы, особенно важны при исследованиях совпадающих событий в ядерно-физических установках.

Ввиду того, что в одном акте деления ДМ в среднем появляется 2–3 нейтрона и 7–8 гамма-квантов, одновременность их появления можно использовать для определения наличия и количества ДМ в образцах с помощью применения схем совпадений. По существу это детекторы множественности нейтронов, гамма-квантов, а иногда и тех и других вместе. При этом можно измерять распределения событий совпадений различного числа частиц, которые характеризуют спонтанное или вынужденное деление. Для реализации схем совпадений выбирается промежуток времени, в котором любые импульсы следует считать как одновременные события. Это

время называется разрешающим. В зависимости от этого используются схемы совпадений, которые можно разбить на два класса:

1. Быстрые схемы совпадений.
2. Медленные схемы совпадений.

При использовании быстрых схем совпадений разрешающее время находится в области $\sim(10-100)$ нс. При этом не используются замедлители нейтронов источника, так как они существенно увеличивают время между совпадающими событиями нейтронов деления. При использовании быстрых схем совпадений характерные времена в установке определяются временем нарастания и спада электрических сигналов в детекторах и геометрическими размерами установки с детекторами совпадений. Геометрия установки определяет время ее пролета нейтронами различной энергии и гамма-квантами. Для быстрых схем совпадений характерно использование сцинтилляционных систем, например, с пластическими сцинтилляторами типа Pilot U, или Pilot F, имеющими время высвечивания, равное нескольким наносекундам. При этом следует учесть, что гамма-кванты имеют скорость, равную скорости света, а скорость нейтронов зависит от их энергии. Правильный учет скоростей коррелирующих во времени частиц имеет значение для корректного выбора геометрии установки.

Принципиальная схема установки с двумя сцинтилляторами с быстрой схемой совпадений изображена на рис. 35. Расстояние между сцинтилляционными детекторами выбирается исходя из вида совпадающих по времени детектирования частиц и диапазона их энергетического спектра. Кроме этого, следует принять во внимание время взаимодействия частицы со сцинтиллятором, время затухания сцинтилляционной вспышки, а также время нарастания сигналов в ФЭУ. Поэтому размеры и геометрия установки должны выбираться, учитывая не только число частиц, которые совпадают в каком-либо временном интервале, но также возможность их рассеяния в установке, перелет из одной части установки в другую и т.д. Фактически конструкция установки счета совпадений при использовании быстрых схем определяется выходом нейтронов источника, временной последовательностью и параметрами сцинтилляционных вспышек после акта деления ДМ для тех частиц в установке, которые принимаются во внимание при учете совпадающих

событий. Для активных установок, в которых используются схемы совпадений, большое значение имеет выход первичного источника нейтронов. Слишком большой выход нейтронов дает много случайных совпадений и поэтому обычно он не превышает величину $10^4 - 10^5$ н/с.

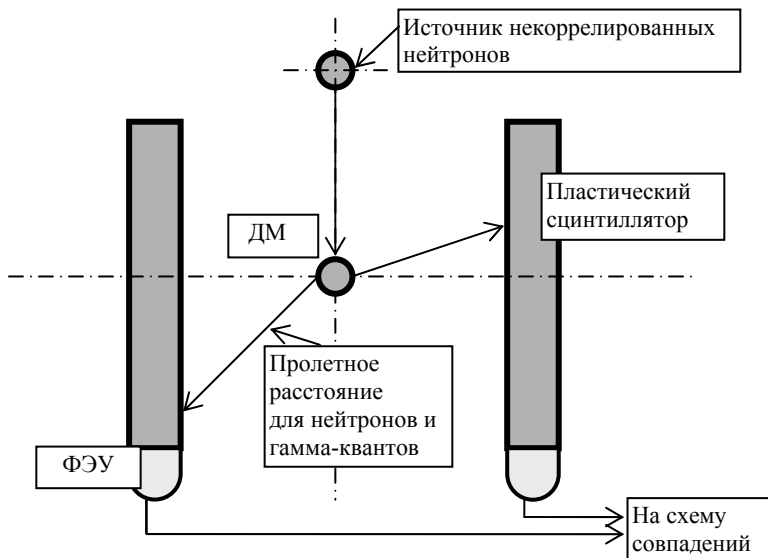


Рис. 35. Принципиальная схема установки с быстрой схемой совпадений

Наиболее распространенные схемы быстрых совпадений реализованы с помощью пластических быстродействующих сцинтилляторов. В установке находятся, как правило, от двух до четырех сцинтилляторов, которые детектируют двойные или тройные совпадения событий деления ДМ. Детектирование совпадений высокой кратности (например, тройных) повышает отношение эффекта к фону, но вместе с тем снижает общую интенсивность их регистрации. Быстрые схемы совпадений основаны на использовании блоков «быстрой» электроники, которые работают в наносекундном диапазоне длительностей времени и временных интервалов совпадающих событий. Эффективность детектирования совпадений является одной из важнейших характеристик установок, рабо-

тающих по этому принципу. Она складывается из эффективностей всех детекторов, которые имеются в установке. Даже небольшое изменение эффективности системы, состоящей из четырех отдельных детекторов, может значительно изменить общую эффективность всей установки. Так, например, эффективность обнаружения из четырех отдельных детекторов пропорциональна четвертой степени эффективности отдельного детектора. В настоящее время достаточно подробно изучено поведение эффективности системы из различного числа детекторов и с различной степенью кратности совпадений [2]. На рис. 36 приводятся расчетные результаты зависимости эффективности системы из четырех детекторов от эффективности одного детектора при различных значениях множественности частиц.

Анализ данных, приведенных на рис. 36 показывает, что эффективность отдельного детектора и множественность частиц играет большую роль при окончательном расчете эффективности всей установки. Следовательно, любые меры, которые приводят к снижению множественности, сильно снижают общую эффективность установки, поэтому введение любых экранов, которые уменьшают долю низкоэнергетических гамма-квантов или нейтронов, следует проводить с предварительным тщательным обоснованием в необходимости решения поставленных задач контроля ДМ. При детектировании совпадений с высокой кратностью выгодно расщепить количество используемых детекторов на отдельные детекторы. Однако расщепление детектора на число, превышающее кратность измеряемых совпадений, не дает значительного увеличения эффективности, но снижает надежность системы и неоправданно увеличивает ее стоимость. Поэтому расщепление или добавление числа детекторов в системе совпадений оправдано при измерении больших множественностей. Для того чтобы снизить детектирование случайных совпадений, желательно иметь наименьшее разрешающее время установки. Особенно это касается совпадений высокой кратности. Однако рассмотрение всех неопределенностей детектирования частиц в быстрых сцинтилляторах показывает, что реальные времена процессов образования, прохождения и высвечивания сцинтилляционных импульсов в ФЭУ не дает получить разрешающее время менее $\sim 10\text{--}30$ нс. Для того, чтобы получить систему совпадений с наибольшей эффективностью детектирования совпа-

дений и наименьшим фоном, следует использовать как можно большую множественность частиц деления ДМ и высокую кратность совпадений. Однако использование низкоэнергетических нейтронов и гамма-квантов деления приводит к увеличению эффекта самоэкранировки зондирующего излучения. Поэтому выбор параметров установки, как правило, это задача поиска оптимального решения конкретной задачи контроля ДМ.

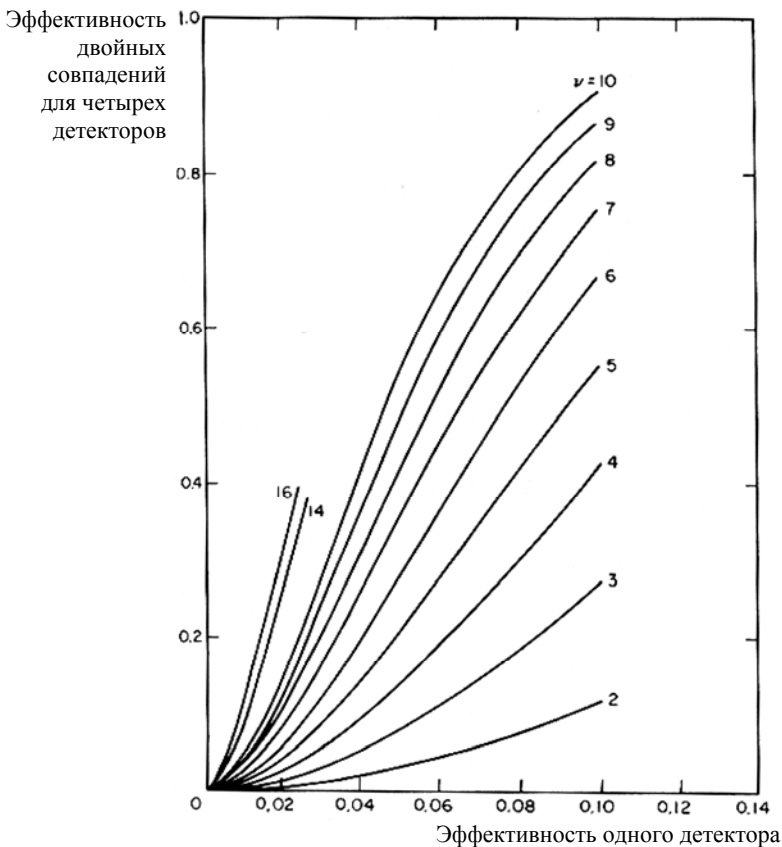


Рис. 36. Зависимость эффективности детектирования двойных совпадений в системе из четырех детекторов от эффективности одного детектора и множественности частиц ν

Одной из важнейших методических задач, которая решается при измерениях со схемами совпадений, является разделение случайных и реальных (истинных) событий совпадений. Под реальными событиями совпадений понимаются те совпадения, которые обязаны своим происхождением делениям в делящихся или воспроизводящих нуклидах. Наряду с этими совпадениями существуют такие, которые являются фоновыми и обязаны своему появлению совпадениям нейтронов или гамма-квантов зондирующего излучения внешнего источника, (α, n) реакциям в матричных материалах и любым другим совпадениям, которые не относятся к событиям деления. Для разделения реальных и случайных совпадений, можно, использовать различные методы. Наиболее распространенными являются метод временных интервалов и метод Росси- α [17]. В этих методах используется отличие во временных законах распределения событий от реальных и случайных совпадений. При использовании метода интервалов принимается во внимание то обстоятельство, что возникновение второго случайного импульса является величиной, независимой от времени. Следовательно, появление импульсов, коррелированных во времени и принадлежащих совпадениям реальных событий деления ДМ, будет искажать это постоянство. Метод Росси- α имеет много модификаций, общей чертой которых является принятие первого отсчета детектора в качестве стартового, который задает дальнейшие условия анализа. Это может быть появление следующего импульса, совпадение импульсов и т.д. Таким образом, распределение Росси- α – это распределение во времени событий, которые следуют после первого стартового импульса. Графически распределение Росси- α представляется суммой случайных совпадений, временные интервалы между которыми не меняются во времени, и реальных совпадений событий деления ДМ, которые представляют экспоненциальную зависимость временных интервалов от времени после стартового импульса. Результат такого представления математически можно описать следующим выражением:

$$S(t) = A + Re^{-t/\tau}, \quad (4.8)$$

где $S(t)$ – амплитуда распределения в момент времени t ; A – скорость счета случайных совпадений; R – скорость счета реальных совпадений событий делений ДМ; τ – параметр, относящийся к временным и геометрическим характеристикам детектора совпадений [1].

Кроме рассмотренных быстрых схем совпадений используются также медленные схемы счета совпадающих событий деления. В основном эти схемы используются в пассивном контроле образцов таких нуклидов, как ^{240}Pu , у которого имеется большой выход нейтронов спонтанного деления. Однако имеется установка активного контроля урановых образцов AWCC (Active Well Coincidence Counter), в которой также используется медленная схема совпадений. Ее применение оправдано тем, что урановые образцы имеют малый выход нейтронов спонтанного деления, и поэтому для повышения ее эффективности используется AmLi некоррелированный источник нейтронов вынужденного деления. Медленные схемы совпадений используют замедлившиеся нейтроны деления, и для получения высокой эффективности установки в ней применяются группы газонаполненных счетчиков типа BF_3 или ^3He . Так как замедлившиеся нейтроны имеют более длительные интервалы между импульсами, то разрешающее время таких установок лежит в области (10–100) мкс. Схематическое изображение установки AWCC [18] представлено на рис. 37. В качестве основной схемы совпадений используется схема сдвигового регистра, которая позволяет работать со значительно большими нагрузками электронного тракта по сравнению с обычными схемами совпадений. Калибровка установки проводится с помощью эталонов. После проведения измерений полученные информативные параметры сравниваются с эталонными калибровочными кривыми, вводятся поправки на наличие фона, мертвого времени и т.д. после чего можно получить массу ^{235}U в исследуемых образцах. Установка может работать в двух режимах. В первом режиме используются тепловые нейтроны, получаемые после замедления нейтронов источника в полиэтиленовом замедлителе. Этот режим обладает наибольшей чувствительностью, однако, эффект самоэкранировки в этих измерениях играет большую роль, и поэтому его можно использовать в основном для анализа низкообогащенных образцов и образцов ма-

лых размеров. В другом режиме внутренняя полость, в которой производится облучение образцов, окружается кадмиевым экраном, препятствующим облучению образца тепловыми нейтронами. В этом режиме чувствительность установки значительно меньше, но ввиду того, что облучение образцов ДМ происходит нейтронами со средней энергией ~ 300 кэВ, эффект самоэкранировки зондирующего излучения очень мал или отсутствует вообще.

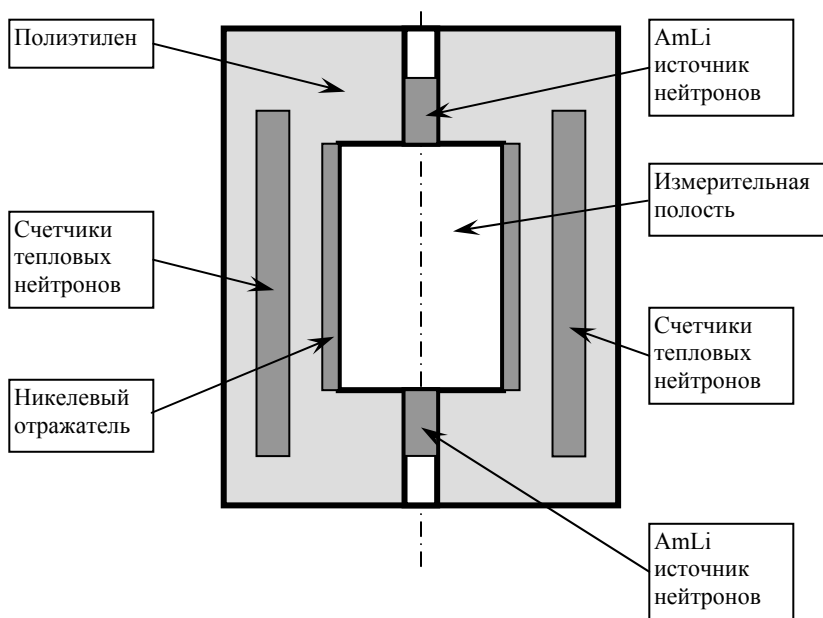


Рис. 37. Схематическое изображение установки AWCC для счета временных совпадений частиц деления ДМ

В этом режиме можно проводить измерения с образцами высокообогащения и большой массы. Краткое изложение целей, для которых используется AWCC, дано в табл. 16.

**Методы контроля для различных образцов при использовании
установки АWCC**

Тип образца	Метод контроля	
	Пассивный	Активный
Малые массы нечетных нуклидов		Облучение без кадмиевого экрана
Большие и высокообогащенные массы ДМ		Облучение с кадмиевым экраном
Четные нуклиды плутония	Используется спонтанный распад	
МОХ топливо	Используются пассивный и активный методы для разделения компонентов топлива	

Установка имеет небольшие размеры, стабильна в работе и мало подвержена влиянию гамма-фона, который может находиться в рабочем помещении. Наиболее оптимальные измерения на этой установке связаны с измерением урановых образцов больших размеров и имеющих достаточно высокое обогащение. Стандартное время измерения на установке равно 1000 с. Эффективность установки в «быстром» режиме равна 28%. Измерения в «тепловом» режиме проводится для масс ^{235}U не более 100 г, а в «быстром» режиме для масс от 100 г до 20 кг. Порог чувствительности для малых масс составляет 1 г ^{235}U в «тепловом» режиме при стандартном времени измерения.

В качестве примера на рис. 38 даются результаты измерения таблеток 2% обогащенного металлического ^{235}U в зависимости от его массы в режиме использования тепловых нейтронов. Можно видеть, что результаты измерений представляются параболической зависимостью, что свидетельствует о наличии некоторого эффекта самоэкранировки тепловых нейтронов в образцах (измерения проведены сотрудником МИФИ В.Г. Николаевым).

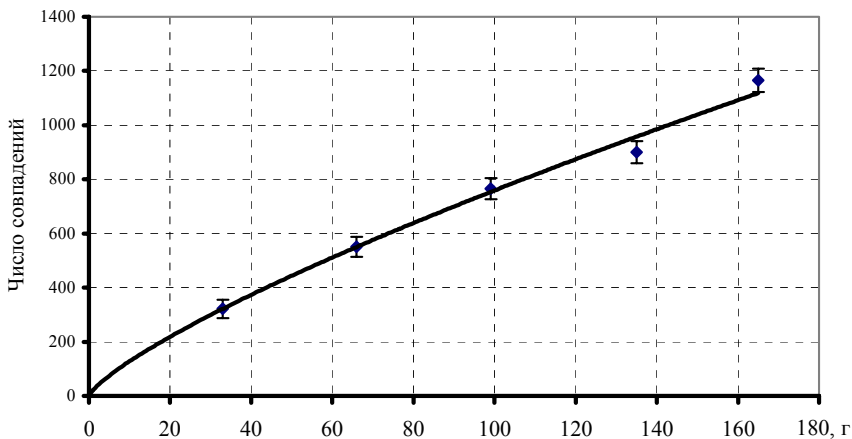


Рис. 38. Зависимость числа двойных совпадений от массы ^{235}U в установке AWCC

Однако чаще всего в установках активного контроля ДМ используются быстрые схемы совпадений. К таким установкам относится Random Driver [19], в которой применяется быстрая схема совпадений. В ней используется AmLi источник некоррелированных нейтронов, который необходим для получения вынужденного деления в урановых образцах различного обогащения. В установке используются два пластических сцинтиллятора типа Pilot F, с размерами $5 \times 25 \times 50 \text{ см}^3$, расположенными на расстоянии (30–50) см друг от друга, между которыми располагаются исследуемые образцы. Нейтроны источника не замедляются до тепловых энергий для того, чтобы проникновение зондирующих нейтронов в меньшей степени подвергалось самоэкранировке. Более того, для снижения возможности деления образцов ДМ на нейтронах низких энергий внутренняя поверхность камеры покрывалась борным поглотителем. Для исключения гамма-квантов источника детекторы нейтронов защищались слоем свинца толщиной 5 см. Разрешающее время установки определялось выходом нейтронов источника и расстоянием между двумя оппозитно расположенными сцинтилляторами. Среднее время между импульсами нейтронов источника должно быть много больше, чем разрешающее время, для того, чтобы фон совпадений от нейтронов источника можно было считать малым.

Проведенные расчеты установки показали, что совпадения гамма-квантов в установке происходят за время $\sim(2-3)$ нс, в то время как для нейтронов это время равно $\sim(20-40)$ нс. Распределение времени совпадений для гамма-квантов и нейтронов представлено на рис. 39. Соотношение различного вида совпадений и процентное соотношение совпадений различного вида частиц деления приведено в табл. 17 и дано в работе [20].

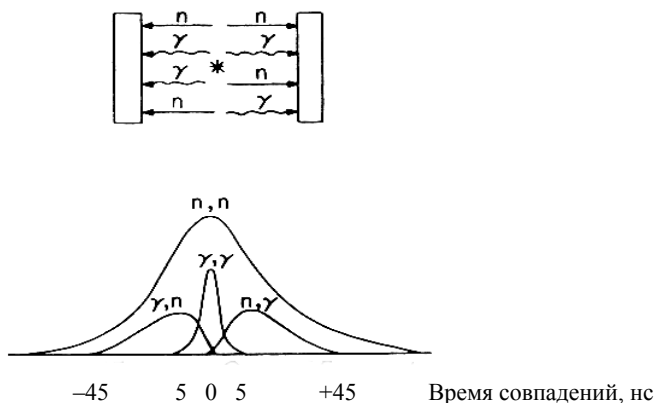


Рис. 39. Вид взаимодействия нейтронов и гамма-квантов между двумя сцинтилляторами и временное распределение их совпадений

Таблица 17

Процентное соотношение совпадений различного вида частиц деления [20]

Интервал совпадений, нс	Вид совпадений		
	n – n	n – γ	γ – γ
0 – 5	54	21	25
5 – 45	72	28	0
0 – 45	65	25	10

Расчеты показывают, что для типичного смешанного излучения с энергетическим порогом для нейтронов 650 кэВ и для гамма-квантов с энергией 220 кэВ отклик состоит из 78% (n, n) совпадений и 22% (n, γ) совпадений. Ввиду того, что в большинстве образ-

цов ДМ экранировка гамма-квантов больше, чем у нейтронов, в Random Driver используется интервал совпадений (5–45) нс. В этом интервале, как следует из табл. 17, будут происходить в основном только нейтронные совпадения и совпадения нейтронов и гамма-квантов. Следовательно, эффект самоэкранировки зондирующего излучения будет минимальным. Несмотря на то, что при этом число совпадений существенно уменьшается, качество анализа состава образцов с высоким обогащением будет выше, чем при других интервалах измерения совпадений ввиду отсутствия совпадений на гамма-квантах, имеющих не очень высокую энергию.

В некоторых установках использовался изотопный источник с более высокой энергией нейтронов с целью уменьшения эффекта самоэкранировки излучения в исследуемом образце. Так, например, в одной из ранних лос-аламосских установок, к которым принадлежит ISAS (Isotopic Source Assay System), был применен источник ^{252}Cf . Это источник коррелированного излучения, поэтому для того, чтобы избавиться от фона коррелированных нейтронов, источник помещался в специальный защитный контейнер. В установке использовались системы конвертеров спектра для получения оптимального спектра зондирующих нейтронов. Для детектирования событий совпадений использовались быстрые пластиковые сцинтилляторы. Детектирующие устройства располагались на разных сторонах анализируемого образца. В установке можно было располагать контейнеры с различным содержанием ДМ диаметром 20 см и высотой 125 см. Система использовала отклик от нейтронов и гамма-квантов при разрешающем времени (20–60) нс и детектировала тройные совпадения на четырех детекторах. В активном режиме в установке исследовалось содержание ^{235}U и ^{239}Pu , а пассивный режим использовался для анализа ^{240}Pu . Схема установки представлена на рис. 40.

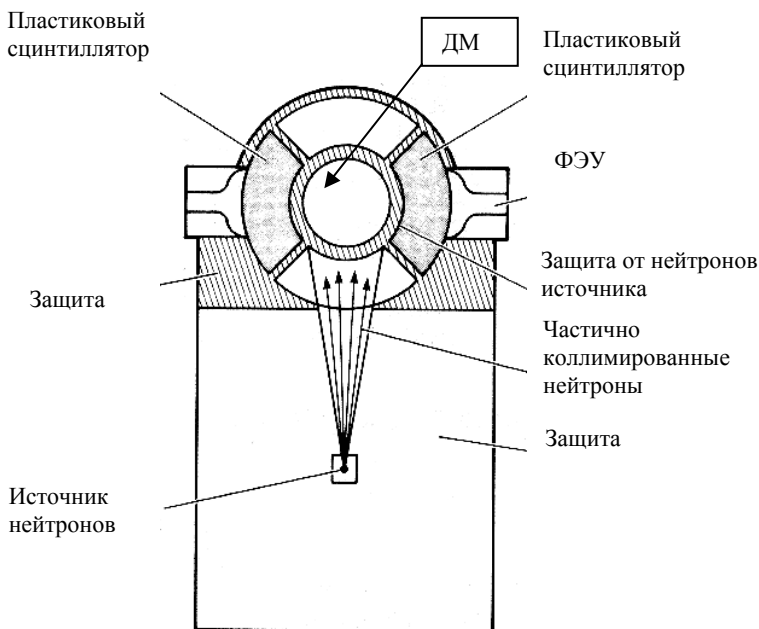


Рис. 40. Установка ISAS для анализа состава образцов ДМ по методу совпадений нейтронов и гамма-квантов деления [2]

Для изменения спектра нейтронов зондирующего излучения в установке используется фильтр из бора. Измерения, которые проводятся с фильтром и без него, дают возможность получить отклик от различных изотопов урана, используя свойства сечений этих изотопов. Эффект снижения самоэкранировки достигается использованием борных фильтров для нейтронов и свинцового для гамма-квантов. Следует, однако, отметить, что во всех установках, где используется этот прием, введение фильтров снижает чувствительность детектирования отклика. Снижение эффекта экранировки приводит к большей линейности дискриминационной характеристики, что было получено в этой установке в представительной серии экспериментов. Для количества урана в образцах до 50 г была получена точность анализа $\sim(1-2)\%$. Однако в случае больших объемов инспектируемых образцов и неоднородного распределения ДМ по его объему точность значительно ухудшается и составляет

~(2–10)%. В дальнейших модификациях этой установки использовался AmLi источник нейтронов и длинные пластиковые сцинтилляторы.

Проблема уменьшения мертвого времени в установках совпадения событий деления может быть решена с использованием цифровой технологии детектирования отклика быстрых сцинтилляционных систем. В сцинтилляторах с малым временем высвечивания вся амплитудно-временная последовательность импульсов, инициированных нейтронами и гамма-квантами, может быть записана с помощью цифровых плат в память компьютера. При этом могут быть использованы цифровые платы с частотой дискретизации (100–1000) МГц, что означает запись сцинтилляционных импульсов с временным шагом (10–1) нс. При такой форме детектирования отклика фактически не существует понятия мертвого времени, так как последующая программная обработка всей последовательности сигналов дает возможность математическим образом получить время прибытия любого отдельного сцинтилляционного импульса, даже с учетом их возможных наложений.

Рассмотрим установку контроля, в которой используется цифровая технология детектирования отклика ДМ при работе импульсного источника нейтронов DD реакции. Установка состоит из четырех отдельных блоков пластиковых сцинтилляторов, каждый из которых имеет свой тракт детектирования отклика ДМ с помощью ФЭУ и цифровой платы. Схематически конструкция установки представлена на рис. 41.

Установка работает следующим образом. Импульсы нейтронного генератора с длительностью 1 мкс облучают образцы из ДМ, помещенные внутри установки, а также все замедлители нейтронов, имеющиеся в ней. К их числу относятся плексиглас и пластиковые сцинтилляторы, образующие полость, внутри которой находится ДМ. Спустя несколько микросекунд в установке происходит замедление нейтронов источника до тепловых энергий, уменьшение потока которых соответствует их константе спада, определяемой геометрическими и материальными характеристиками установки. Возникшие тепловые нейтроны делят ядра ДМ нуклидов, имеющих подпороговый характер сечения деления. К ним относятся ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu . Отклик деления ДМ, состоящий из нейтронов и гамма-квантов, детектируется с помощью пластиковых сцинтилляторов, каждый из которых имеет свою цифровую систему записи

амплитудно-временной последовательности отклика. Схематически она представлена на рис. 42.

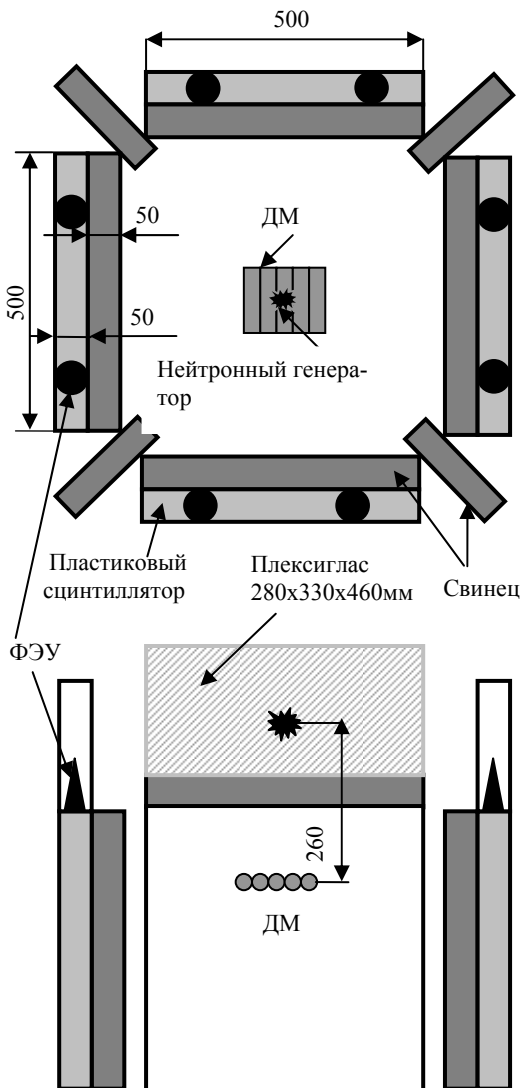


Рис. 41. Геометрический и материальный состав установки со схемой быстрых совпадений с импульсным источником DD нейтронов и цифровой технологией детектирования отклика нейтронов и гамма-квантов

Амплитуда,
отн. ед.

Номера
трактов

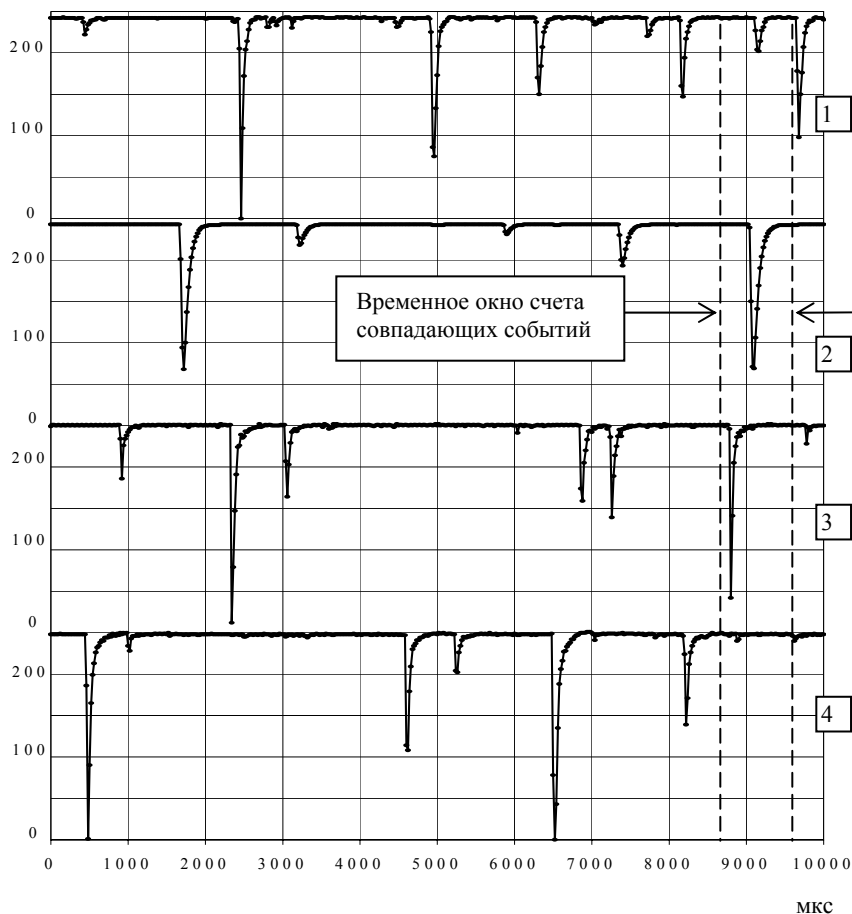


Рис. 42. Амплитудно-временная последовательность импульсов событий делений ДМ в различных счетных трактах после импульса нейтронов источника

Для уменьшения числа совпадений на гамма-квантах внутри установки имеются экраны из свинца. Они препятствуют возникновению совпадений, связанных с рассеянием гамма-квантов из одного блока в другой. Рассеянные гамма-кванты перелетают из одного блока в другой за столь короткое время, что образуются совпадения, не имеющие отношения к событиям деления. При анализе

совпадающих событий в различных электронных трактах, имеющих выход с различных сцинтилляторов, можно с помощью выбранного временного окна получить информацию о совпадениях любой кратности в любое время после импульса нейтронов источника. Для демонстрации работоспособности этой установки на рис. 43 показано распределение совпадающих событий детектирования нейтронов и гамма-квантов делений ДМ, а также фоновых импульсов при обработке амплитудно-временной последовательности с помощью метода Росси- α , соответствующих выражению (4.1).

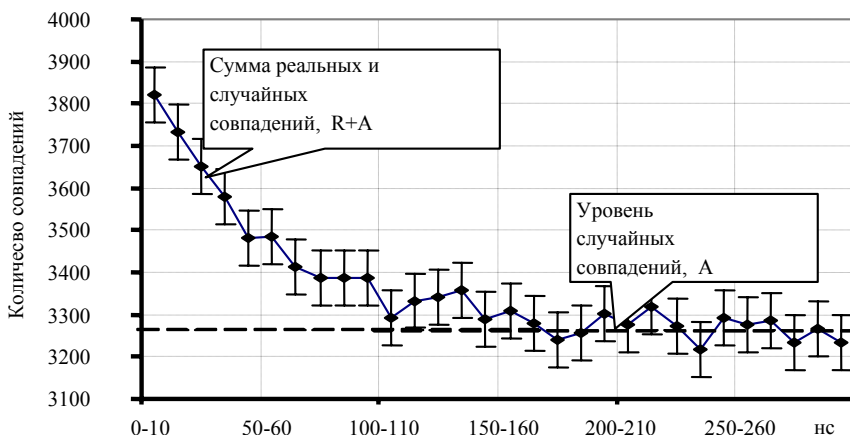


Рис. 43. Зависимость числа реальных и случайных совпадений в различных временных интервалах для 165 г ^{235}U

Для получения зависимости числа совпадений от массы ^{235}U была получена дискриминационная характеристика, которая является некоторым аналогом калибровочной кривой. Образцы представляли собой урановые цилиндры диаметром 31 мм с обогащением 2%. Можно видеть, что дискриминационная характеристика представляет собой кривую, близкую к параболической, что свидетельствует о возможной экранировке тепловых нейтронов в исследуемых образцах. Дискриминационная характеристика этой установки представлена на рис. 44.

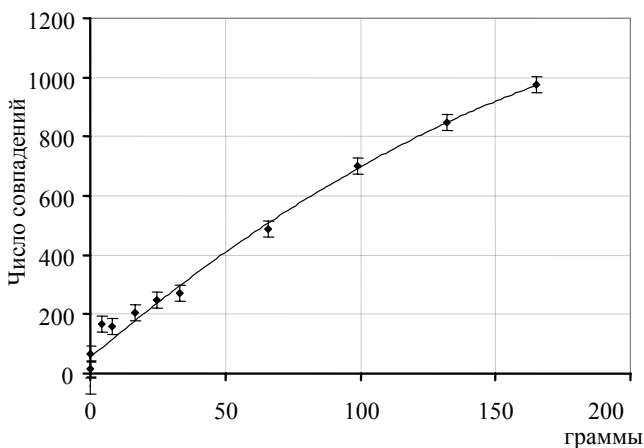


Рис. 44. Дискриминационная характеристика быстрой схемы совпадений в установке с импульсным источником DD нейтронов и образцами из ^{235}U

Можно видеть, что зависимости числа совпадений от массы ^{235}U , приведенные на рис. 38 и 44, являются подобными. Это объясняется тем, что обе установки работают в режиме тепловых нейтронов, а измеряемые массы ^{235}U не слишком различаются между собой.

В том случае, когда необходимо определять количество делящегося материала, например ^{240}Pu , обладающего большим выходом нейтронов спонтанного распада и находящегося в контейнерах, установка может использоваться в пассивном режиме работы.

4.5. Метод «меченых» нейтронов для счета временных совпадений

Дальнейшим развитием метода счета совпадений частиц деления ДМ является метод «меченых» нейтронов, в котором используются стартовые сигналы частиц, рождающихся в источнике одновременно с нейтронами. Такие сопутствующие моменту вылета нейтронов частицы рождаются, например, в калифорниевом источнике нейтронов и в бинарной реакции DT. Стартовые электрические импульсы при этом обязаны своим происхождением осколкам спонтанного деления калифорния или α -частицам с энергией

3,5 МэВ, возникающих одновременно с появлением нейтрона с энергией 14,1 МэВ. Ввиду того, что при потенциале ускорения дейтонного пучка (100–150) кэВ нейтроны и α -частицы вылетают практически изотропно, можно считать, что направления их полета противоположны. При этом детектирование α -частиц с помощью многопиксельного счетчика позволяет определить не только момент, но и направление полета нейтронов. Зная момент вылета нейтрона и координату пикселя α -детектора, можно определить пространственную область взаимодействия нейтрона с исследуемой средой. Поэтому одним из самых главных преимуществ рассматриваемого метода следует считать подавление фона от остальной области среды до 200–300 раз. Таким образом, можно метить нейтроны, что и послужило обоснованием считать их «мечеными». В зарубежной литературе этот метод получил название API (Associated Particle Images). Взаимодействие «меченых» нейтронов со средой происходит на расстоянии от источника, которое определяется скоростью нейтронов источника. Так, скорость нейтронов с энергией 14,1 МэВ равна 5,2 см/нс. Возникающие при взаимодействии нейтронов со средой частицы (нейтроны, фотоны и т.д.) попадают в детектор также через некоторое время. Если это фотоны, то их скорость равна 30 см/нс (скорость света). Выбрав времена совпадений импульсов от этих взаимодействий, можно получить трехмерное томографическое изображение исследуемого объекта и даже определить химический состав каждого элемента его объема. Если в качестве частицы взаимодействия нейтрона со средой рассматривается γ -квант неупругого рассеяния нейтронов, то ищется временное совпадение α -частицы и γ -кванта определенной энергии, которая является характерным признаком исследуемого объекта. При этом принимается во внимание расстояние от источника нейтронов до точки взаимодействия со средой и от точки взаимодействия до детектора γ -квантов. Возникает два пика временных совпадений, положение которых определяется расстояниями между источником нейтронов и исследуемым объектом и детектором γ -квантов. Если объектом служит ДМ, то в качестве частицы взаимодействия нейтронов источника и ДМ можно рассматривать нейтроны деления, которые движутся со средней скоростью 1,5 см/нс. Общее рассмотрение API-метода представлено на рис. 45.

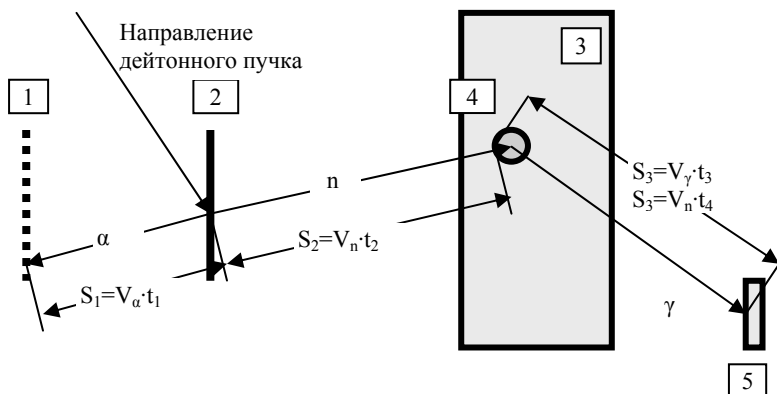


Рис. 45. Схематическое изображение экспериментальной установки API-метода: 1 – многопиксельный α -детектор; 2 – тритиевая мишень; 3 – исследуемый образец; 4 – исследуемая область образца; 5 – детектор нейтронов и фотонов

Нейтроны источника DT реакции, испущенные из тритиевой мишени, взаимодействуют с некоторой областью образца, свойства которой известны, в результате чего испускаются гамма-кванты неупругого рассеяния с известной энергией. Эти гамма-кванты попадают в детектор 5. Те нейтроны источника, которые рассеиваются на выбранной области образца, тоже могут попасть в детектор 5. Зная все скорости и времена распространения участвующих в эксперименте частиц, можно получить все необходимые характеристики совпадающих событий в зависимости от времени между ними. Таким образом, измерение времени между актами детектирования α -частиц γ -квантами дает возможность определить расстояние, пройденное нейтроном до его неупругого рассеяния на ядрах исследуемой области и тем самым определить ее наличие и пространственное положение. Такой метод дает возможность построить трехмерные изображения интересующих экспериментатора объектов [21].

4.6. Установки контроля, использующие метод пропускания зондирующего излучения через образцы ДМ

Наряду с методами, использующими отклики ДМ на внешнее излучение, возможно использование метода, основу которого составляет сравнение интенсивности зондирующего излучения до и после его прохождения через инспектируемый объект. Фактически, это хорошо известный в физике ядерных реакторов метод пропускания, который используется для определения ядерно-физических свойств различных материалов. Метод заключается в прохождении выбранного зондирующего излучения через исследуемый образец и измерении ослабления прошедшего излучения в зависимости от количества ядер исследуемого образца и сечения их взаимодействия с излучением. Выбывание части излучения после прохождения образца определенной толщины определяется тем процессом, который имеет наибольшее сечение, например, поглощением излучения. Схематически суть такого эксперимента изображена на рис. 46.

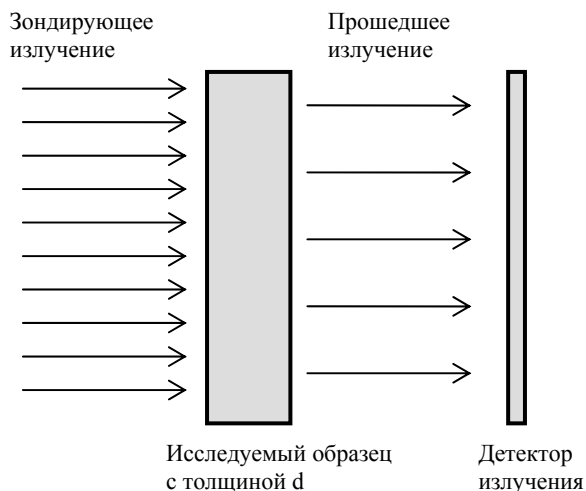


Рис. 46. Схема эксперимента по определению ядерно-физических свойств материалов методом пропускания

В представленном эксперименте излучение может быть как нейтронным, так и фотонным. В случае идеальных условий эксперимента входящий поток излучения является параллельным пучком и его ослабление может быть представлено следующим образом:

$$I = I_0 \cdot e^{-kd}, \quad (4.2)$$

где I и I_0 – интенсивности входящего и выходящего пучка излучения, а k – коэффициент его ослабления. Вообще говоря, для нейтронного пучка k представляет собой полное макроскопическое сечение всех процессов, происходящих в образце при прохождении в нем нейтронов. Если рассматривается прохождение гамма-квантов через образец, то ослабление их пучка будет определяться этим же выражением, но коэффициент k в этом случае представляет собой коэффициент ослабления пучка $\mu = \mu_f + \mu_k + \mu_n$, и по своей сути аналогичен макроскопическому сечению, которое имеет место в этой формуле для нейтронных процессов.

Основная идея использования метода пропускания в установках активного контроля заключается в том, что, подбирая вид и энергию зондирующего излучения, можно получить его ослабление в образце ДМ за счет присутствия в нем выбранного для контроля нуклида и тем самым определить его содержание в образце. Конечно, при этом практически невозможно выдержать полностью коллимированность пучка зондирующего излучения, но обычно в установках принимаются меры для уменьшения расходимости направленного потока излучения. Метод пропускания можно применять, используя нейтронные пучки и пучки гамма-квантов для контроля отдельных образцов ДМ, состоящих из различных изотопов, а также для определения отходов ядерного производства в отдельных емкостях с содержанием различных матричных элементов. Иногда метод пропускания используется как вспомогательный для введения поправок на отклик собственного гамма-излучения ДМ, находящегося в емкостях, которые не подлежат вскрытию и для которых возможна потеря информации в отклике за счет эффекта самоэкранировки гамма-излучения.

Можно продемонстрировать принцип построения установки контроля содержания ^{235}U в образцах с ^{238}U с помощью пропуска-

ния тепловых нейтронов через урановые образцы с различным содержанием ^{235}U . Известно, что полное сечение взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами ^{235}U много больше, чем сечение их взаимодействия с ^{238}U . Это объясняется тем, что в тепловой области энергий нейтронов ^{235}U имеет сечение деления и поглощения ~ 700 барн, в то время как для ^{238}U эта величина находится на уровне 11,5 барн. Следовательно, если тепловые нейтроны будут проходить через образцы, имеющие смесь этих изотопов, то выбывание тепловых нейтронов из пучка будет в основном обязано присутствию ^{235}U . Можно записать выражение для ослабления пучка тепловых нейтронов, прошедших через образцы в следующем виде:

$$I = I_0 \cdot e^{-\Sigma_{\text{tot}} \cdot d}, \quad (4.9)$$

где Σ_{tot} – полное сечение всех процессов, приводящих к выбыванию тепловых нейтронов из первоначального пучка зондирующего излучения. Считая, что используется металлический уран, можно представить полное сечение как сумму полных сечений для двух его изотопов с учетом их долей в единице объема образца, то есть $\Sigma_{\text{tot}} = (\Sigma_{\text{tot}})_{235} + (\Sigma_{\text{tot}})_{238}$. Можно приближенно полагать, что все изменение Σ_{tot} , если анализируются образцы с низким содержанием ^{235}U , принадлежит изменению его содержания в образце. Конечно, этот пример является только демонстрационным, так как для создания реальной установки надо тщательно проанализировать все условия, связанные с конкретной геометрией образцов, их обогащением и требуемой точностью получаемых результатов. Скорее всего, измерение пропускания излучения через образец следует использовать в качестве поправки на измеренное число делений ДМ в образце. Так, например, если установка позволяет измерение числа нейтронов деления – $N_{\text{дел}}$ и числа прошедших через образец нейтронов – $N_{\text{проп.}}$, то в качестве информативного параметра можно использовать отношение $N_{\text{дел}}/N_{\text{проп.}}$. При увеличении содержания ^{235}U в образцах тепловые нейтроны подвержены самоэкранировке и рассмотренное отношение будет ближе к линейной зависимости от количества ^{235}U и к тому же не будет зависеть от изменения выхода нейтронов источника в случае, если эти величины получены в одном эксперименте.

Ниже представлено описание демонстрационной установки, в которой используется метод пропускания тепловых нейтронов через образцы металлического урана с низким обогащением. Образцы имеют диаметр 31 мм, а максимальное обогащение составляет 2% ^{235}U . Для создания внешнего источника тепловых нейтронов в установке используется импульсный источник нейтронов DD или DT реакций в сочетании с водородосодержащим замедлителем нейтронов. Длительность нейтронных импульсов составляет 1 мкс при частоте их повторения до 100 Гц. В качестве замедлителя нейтронов используется плексиглас, ядерно-физические константы которого в области тепловых энергий практически совпадают с константами воды. Схема установки представлена на рис. 47.

После импульса быстрых нейтронов источника в течение нескольких микросекунд все нейтроны в замедлителе установки станут тепловыми и будут облучать инспектируемый образец, следуя константе спада тепловых нейтронов, определяемой размерами и ядерно-физическими свойствами замедлителя. Проходя через образец, тепловые нейтроны будут частично ослабляться ^{235}U и затем детектироваться счетчиком тепловых нейтронов. При этом быстрые нейтроны деления этим счетчиком детектироваться не будут. Тогда отношение счета счетчика нейтронов пропускания к счету монитора нейтронов источника (на рисунке не показан) даст информативный параметр содержания ^{235}U .

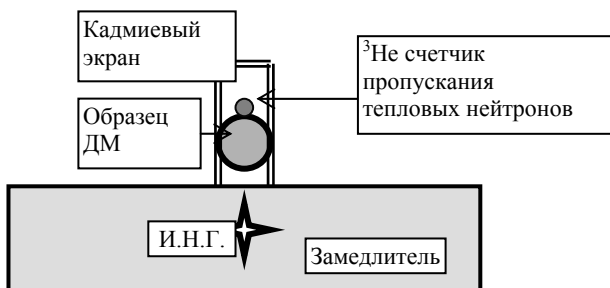


Рис. 47. Принципиальная схема установки контроля ДМ методом пропускания тепловых нейтронов через урановые образцы

Более детальные результаты анализа облученных и необлученных образцов ДМ дает метод, основанный на пропускании резонансных нейтронов через образцы и определении величины пропускания для разных энергий нейтронов. При этом необходимо знать нуклидный состав инспектируемых образцов и энергию нейтронов, падающих на образец. Для проведения таких экспериментов можно использовать нейтронно-спектрометрический анализ образцов на спектрометре по времени пролета. На такой установке можно провести анализ состава урановых, плутониевых и смешанных ДМ. Анализ выхода прошедшего пучка нейтронов определенной резонансной энергии позволяет судить о наличии в образце того или иного нуклида, а также сделать заключение о его количестве в образце [22]. Для этого можно использовать как форму профиля прошедших нейтронов, так и значение площади под резонансной кривой. Типичные результаты такого анализа можно видеть на рис. 48.

Получаемые с помощью представленного метода пропускания резонансных нейтронов результаты дают детальную картину содержания различных нуклидов в измеряемых образцах, однако ввиду сложности экспериментального комплекса его нельзя рекомендовать для массовых измерений.

Ослабление гамма-квантов при их прохождении через вещества называется абсорбцией. Гамма-абсорбционный метод анализа различных элементов был реализован в промышленных масштабах в установках, которые нашли широкое применение при анализе растворов, имеющих в своем составе уран или плутоний. Имеются многочисленные модификации этих установок, которые предназначены для конкретных целей анализа и конкретных образцов ДМ. Ввиду того, что взаимодействие гамма-квантов происходит на уровне электронов, а не ядер, отклик прошедшего излучения чувствителен к элементу, а не к его изотопам. Поэтому результатом измерений является плотность элементов, а не изотопный состав анализируемого вещества. Следовательно, при измерениях с ДМ предполагается знание изотопного состава образцов или их растворов. Тем не менее, на некоторых производствах это не является препятствием для использования гамма-абсорбционного метода, например, при добыче природного урана или при работе с мате-

риалами с хорошо известным составом, например, в заводских условиях. Следовательно, если ставится задача контроля ^{235}U в каких-либо растворах, предполагается, что обогащение ДМ известно с приемлемой точностью.

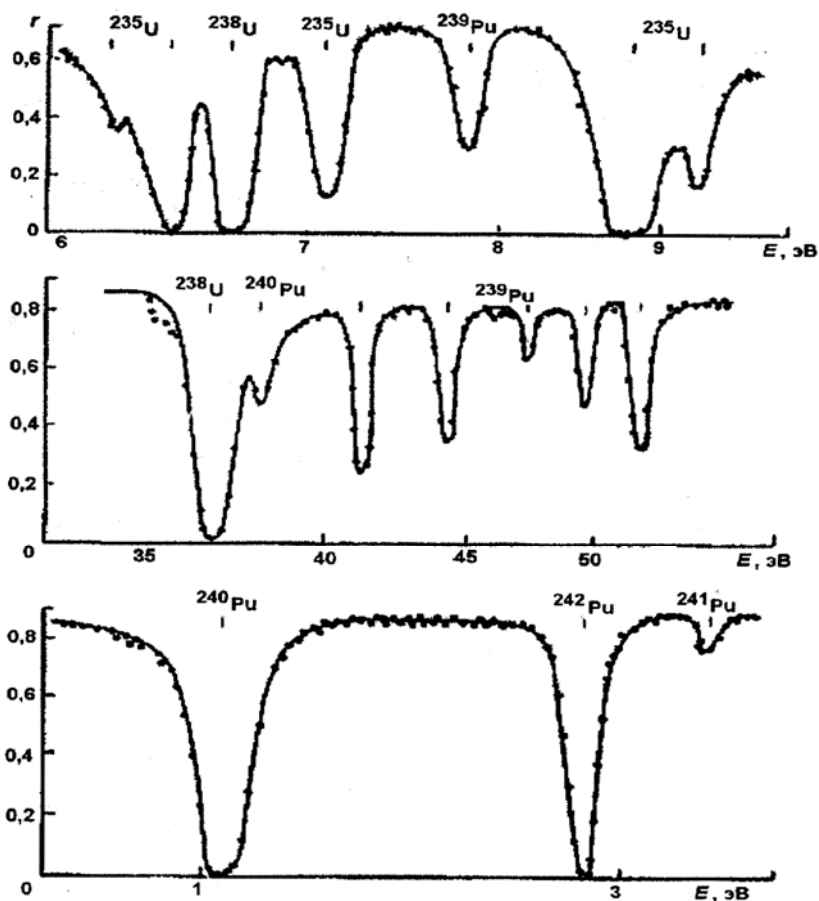


Рис. 48. Пропускание резонансных нейтронов через различные образцы ДМ

Физическая основа метода состоит в следующем. При прохождении гамма-квантов через слои материала происходит их погло-

щение, а также ионизация атомов окружающей среды. При этом откликом на зондирующее излучение следует считать его ослабление и возникновение характеристического рентгеновского излучения. Характеристическое излучение возникает при возвращении атома в основное стабильное состояние и называется рентгеновской флюоресценцией. Ввиду того, что ДМ и матричные материалы имеют разную плотность, можно воспользоваться большой разницей в коэффициенте ослабления излучения при одном и том же значении энергии зондирующих гамма-квантов. Если использовать гамма-излучение в области энергий $\sim(50-500)$ кэВ, то эта разница будет проявляться наиболее сильно при энергиях, соответствующих К и L краям (см. рис. 13.). Так как фотоэффект при одной и той же энергии гамма-квантов проявляется наиболее сильно в веществах с большим Z , то это свойство может служить также и для определения состава исследуемого вещества, так как матрица имеет всегда более низкое Z по сравнению с образцами ДМ.

Плотномеры основаны на измерении пропускания гамма-излучения через исследуемые пробы ДМ в матричных материалах. Под коэффициентом пропускания понимается отношение интенсивности прошедшего излучения к ее первоначальному значению. Измерив этот коэффициент, можно найти все необходимые величины, входящие в выражение (4.2). Физические основы метода пропускания гамма-квантов даны на рис. 49. Фактически нет принципиальных отличий от подобных измерений, которые проводятся для нейтронного зондирующего излучения.

В случае хорошо известных составов матрицы и ДМ, их ядерно-физических свойств, геометрии образца и достаточно точного измерения коэффициента пропускания, можно получить концентрацию (плотность) анализируемого нуклида. Если проанализировать выражение (4.3), то очевидно, что при малых и больших величинах пропускания его измерение становится затруднительным, и, следовательно, можно ожидать минимума в зависимости погрешности измерения пропускания от его величины. Графически эта зависимость представлена на рис. 50.

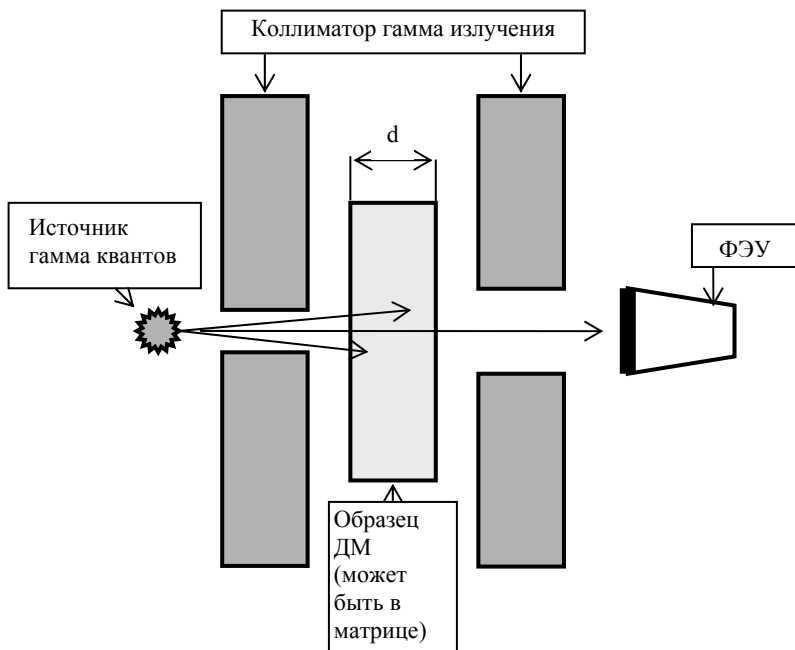


Рис. 49. Физические основы гамма-абсорбционного метода

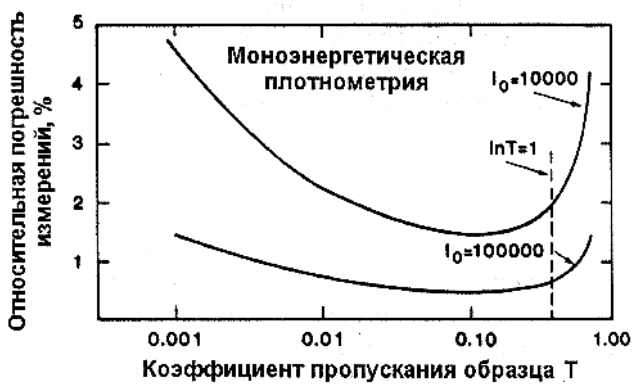


Рис. 50. Зависимость погрешности измерения плотности ДМ от коэффициента пропускания [1]

Из представленной зависимости хорошо видно, что имеется значение коэффициента пропускания, которое дает минимальное значение погрешности измеряемой плотности. Показанный результат определяется статистической точностью измерений и не включает в себя возможные систематические погрешности измерений. В случае, когда измеряемый образец представляет собой смесь двух нуклидов, необходимо использовать два независимых источника гамма-излучения. При этом надо учитывать, что ослабление гамма-квантов для разных компонентов ДМ должно иметь как можно большее различие для разных источников пропускаемых гамма-квантов.

Из всех процессов взаимодействия гамма-квантов с веществом в области энергий, характерных для гамма-абсорбционного метода, наиболее значимым является фотоэффект. Для энергий гамма-квантов в области К-края поглощения элемента с номером Z часть коэффициента ослабления, связанного с фотоэффектом, пропорциональна $Z^5/E^{3,5}$. Это означает, что большие изменения в коэффициенте ослабления будут присущи элементам с высокими Z , а для материалов матрицы, для которых, как правило, Z невелико, изменения в ослаблении гамма-квантов практически наблюдаться не будут. Таким образом, достигается высокая чувствительность и избирательность в гамма-абсорбционном методе к образцам ДМ. При энергиях гамма-квантов, превышающих К-край поглощения, начинает играть роль комптоновское рассеяние, поэтому верхняя граница применимости гамма-абсорбционного метода не превышает $\sim(500-650)$ кэВ. Разницу в коэффициентах поглощения для тяжелых и легких элементов можно видеть на рис. 51. При этом переход через энергию L или К-края поглощения дает резкое изменение в поглощении для тяжелых элементов и практически ничего не меняет для легких.

Несмотря на то, что влияние присутствия матричных элементов незначительно при измерениях с ДМ, тем не менее, при малых количествах ДМ, соответствующих порогу обнаружения, влияние матрицы может иметь место. Для улучшения чувствительности метода в этих случаях может применяться экстраполяция измеренных коэффициентов пропускания к энергии К-края поглощения. Следует отметить, что измерения по L-краю поглощения являются более

чувствительными, чем измерения по К-краю. Однако измерения с L-краем проводятся с более низкой энергией излучения, и поэтому в этих измерениях более значителен эффект его экранировки. Это приводит к тому, что использование метода измерений по К-краю позволяет применять более толстые образцы ДМ. При этом можно анализировать пробы с более высокими Z матричных материалов, а выбор источников облучения более разнообразен.

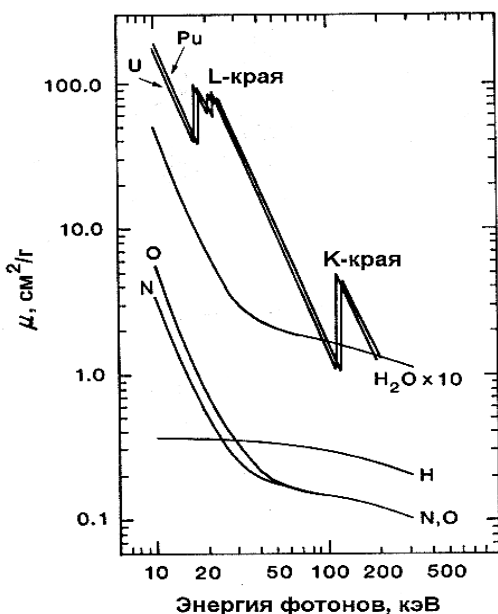


Рис. 51. Зависимость массового коэффициента ослабления для легких и тяжелых элементов [1]

В качестве источников излучения в гамма-абсорбционных установках чаще всего используются рентгеновские генераторы, которые дают сплошной спектр тормозного излучения. При изменении напряжения можно подбирать спектр излучения, который необходим для анализа тех или иных исследуемых материалов. В случае использования методики измерений по К-краю поглощения можно

использовать источники гамма-излучения с энергиями, близкими к его значению. К ним относятся ^{75}Se (121,1 кэВ) и ^{57}Co (122,1 кэВ). Типичные времена измерений в гамма-абсорбционных установках находятся в пределах от 250 до 2000 с.

Большая серия установок денситометров по К- и L-краям поглощения была создана в Лос-Аламосе. Ниже приводится описание гибридного денситометра, в котором используются две дополняющие друг друга методики анализа ДМ: поглотительной, по К-краю поглощения и рентгеновской флюоресценции.

Гибридный денситометр [23] с двумя методиками неразрушающего анализа специальных ядерных материалов в растворах является уникальным прибором. Он используется для анализа растворов продуктов урана и плутония, приходящих с предприятий их переработки, а также может использоваться в аналитических лабораториях для анализа смешанных растворов специальных ядерных материалов без их химического разделения. В приборе используется пропускание сильно коллимированного фотонного пучка сквозь образец при допустимых уровнях продуктов деления до 1 Ки/л. При этом методика нечувствительна к матричным вариациям. Кроме этого, в установке может измеряться флуоресцентное рентгеновское излучение от того же образца, что используется для определения соотношений различных ДМ в образцах. Методика может применяться для определения концентрации тория, урана, нептуния, плутония и америция и использоваться для измерений со смешанными растворами, присутствующими в цикле ядерного топлива без разделения делящихся элементов: торий–уран, уран–плутоний и нептуний–плутоний–америций. Примеры спектров, зарегистрированных детектором по К-краю в этой системе, показаны на рис. 52. На нем в логарифмическом масштабе изображены спектры эталона, в котором отсутствует ДМ и от уранового раствора с концентрацией 197 г/л. Пропускание гамма-квантов уменьшается на К-крае поглощения урана (115,6 кэВ), а степень его уменьшения зависит от концентрации урана. Спектр пропускания образца – это спектр раствора урана, нормированный на эталонный спектр при одном и том же времени измерения. В табл. 18 приводятся энергии К-края для различных ДМ, которые используются в измерениях.

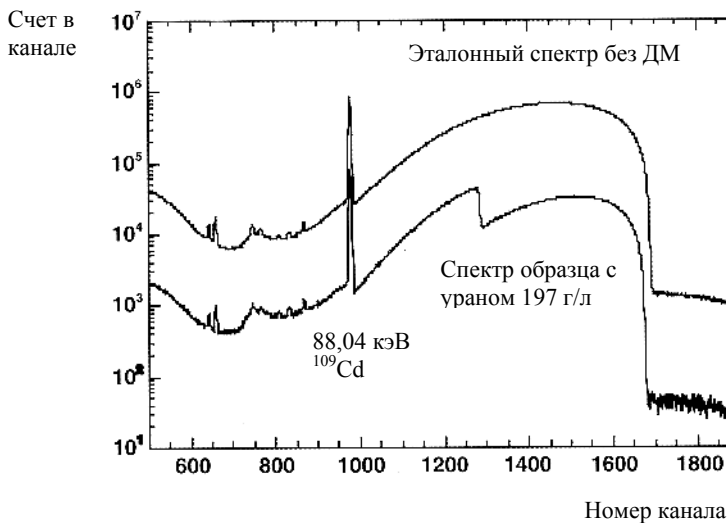


Рис. 52. Спектры пропускания для эталонного образца без ДМ и образца, содержащего раствор урана с концентрацией 197 г/л

Таблица 18

Энергии К-края поглощения различных ДМ

Элемент	Энергия К-края поглощения, кэВ
Торий	109,651
Уран	115,606
Нептуний	118,676
Плутоний	121,818
Америций	125,027

На рис. 53 представлена операция процедуры экстраполяции при измерениях одноэлементного раствора. Ширина области экстраполяции составляет 6 кэВ. На этом рисунке E_K – энергия К-края поглощения специального ядерного материала, а E_+ и E_- начинаются выше и ниже этой энергии на 1,65 кэВ и 12,35 кэВ соответственно.

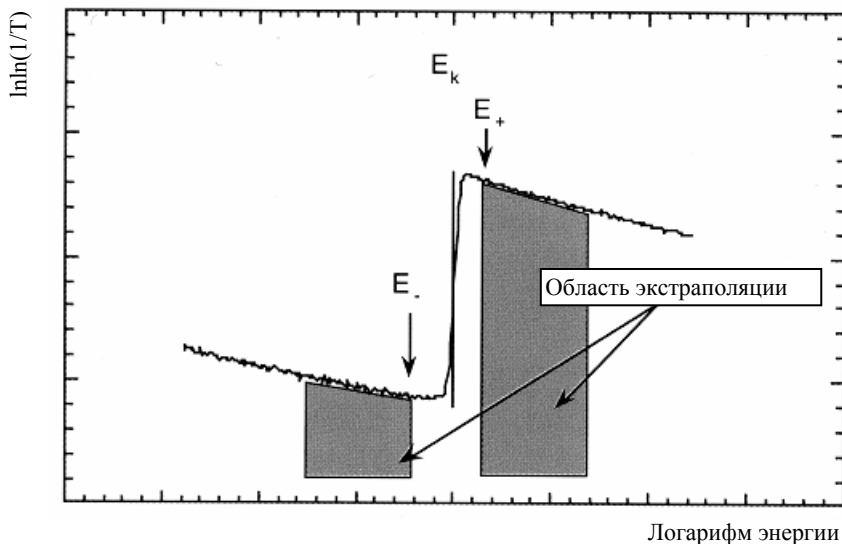


Рис. 53. Процедура экстраполяции результатов измерений по К-краю поглощения

Для получения значений экстраполированных результатов концентрации $\rho_{\text{ДМ}}$ ДМ используется следующее выражение:

$$\rho_{\text{ДМ}} = (1/\Delta\mu \cdot d) \cdot \ln(T_{\text{H}}/T_{\text{B}}), \quad (4.10)$$

где $\Delta\mu$ – разница в массовых коэффициентах поглощения энергий пропускания выше и ниже энергии К-края поглощения; d – толщина образца; T_{H} и T_{B} – коэффициенты пропускания излучений с энергиями выше и ниже энергии К-края поглощения. Для каждого вида ДМ подбираются свои параметры экстраполяционной процедуры. Эта процедура может также использоваться для уран-плутониевых и торий-урановых концентраций в различных образцах, в случае если их отношение не превышает 8/1.

Измерения с помощью рентгеновской флуоресценции применяются в случае многокомпонентных растворов ДМ. На рис. 54 показан типичный спектр раствора, содержащего уран и плутоний. Широкий «всплеск» счета в средней части спектра вызван неупругим рассеянием первичного рентгеновского излучения, наибольший вклад которого возникает от рассеяния элементов с малым атом-

ным номером, находящимся в образце. Весовое соотношение урана и плутония может быть определено по площадям измеренных пиков флуоресцирующего рентгеновского излучения $U_{k\alpha 1}$ и $Pu_{k\alpha 1}$ с помощью следующего выражения:

$$U/Pu = (A_U/A_{Pu}) \cdot (S_{U_{k\alpha 1}}/S_{Pu_{k\alpha 1}}) \cdot (R_{\text{эфф. Pu}_{k\alpha 1}}/R_{\text{эфф. U}_{k\alpha 1}}) \cdot (1/R_{U/Pu}), \quad (4.11)$$

где A_U/A_{Pu} – отношение атомных весов урана и плутония; $S_{U_{k\alpha 1}}/S_{Pu_{k\alpha 1}}$ – отношения площадей пиков этих нуклидов; $R_{\text{эфф. Pu}_{k\alpha 1}}/R_{\text{эфф. U}_{k\alpha 1}}$ – калибровочные факторы; $R_{U/Pu}$ – кривая относительной эффективности детектирования урана и плутония.

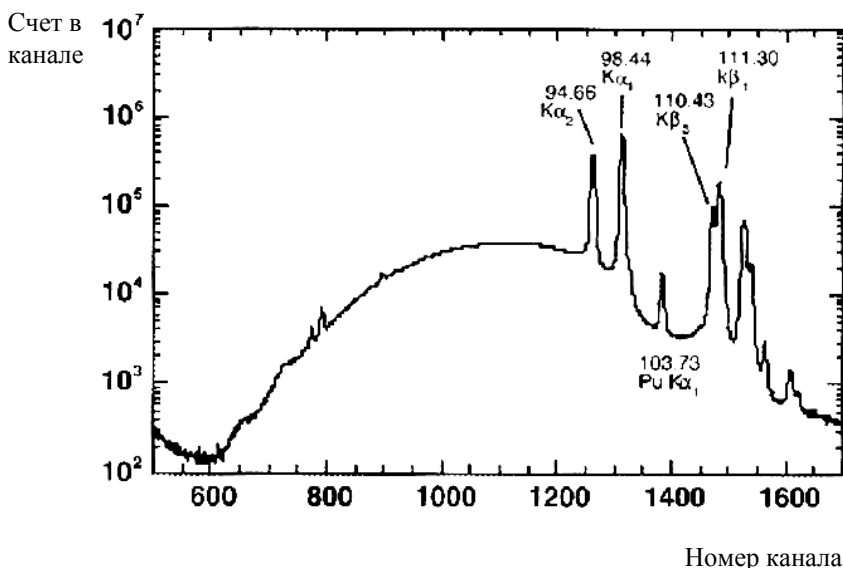


Рис. 54 Спектры флуоресценции смешанного уран-плутониевого образца

Характеристики гибридного денситометра зависят от типа пробы раствора. Типичные точности анализа при времени анализа 1000 с составляют (0,2–0,7)%. Калибровка гибридного денситометра должна быть тщательно спланирована. Во-первых, гибридная система должна быть откалибрована стандартами растворов с хорошими характеристиками. Поскольку точность гибридной систе-

мы составляет $\sim 0,2\%$, стандарты должны быть известны с точностью до $0,05\%$. Во-вторых, концентрация эталонного раствора, как известно, возрастает со временем, и поэтому стандарты должны использоваться вскоре после приготовления или храниться так, чтобы их концентрация не изменялась. Плутониевые растворы должны быть свежеприготовленными для каждой калибровки. Так как методы измерения являются относительными, калибровка стандартов в достаточной мере устойчива. Несколько гибридных систем на производстве не изменились в калибровке в течение 5 лет.

Контрольные вопросы

1. Особенности использования запаздывающих нейтронов в контроле ДМ.
2. Информативные параметры определения различных нуклидов при использовании запаздывающих нейтронов.
3. Временные зависимости запаздывающих нейтронов при делении различных нуклидов нейтронами и гамма-квантами.
4. Преимущества использования импульсных источников излучения при контроле ДМ с помощью запаздывающих нейтронов.
5. Различные типы установок определения состава ДМ с использованием запаздывающих нейтронов.
6. Принцип работы шаффлера, его устройство и характеристики.
7. Эталоны, используемые для работы с шаффлером.
8. Преимущества и недостатки контроля ДМ с помощью мгновенных нейтронов.
9. Преимущества использования низкоэнергетических нейтронных источников в контроле ДМ и простейшие устройства с их применением.
10. Устройство и принцип работы установок, работающих по определению счета совпадений нейтронов и гамма-квантов деления.
11. Распределение Росси-альфа и его использование в установках по счету совпадений событий деления.
12. Схематическое устройство установки АWCC и ее основные параметры.
13. Физические основы гамма-абсорбционного метода.
14. Гибридный денситометр, принцип работы и устройство.

ГЛАВА 5 УСТАНОВКИ КОНТРОЛЯ ДМ С ИМПУЛЬСНЫМИ НЕЙТРОННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

5.1. Источник с изменяющейся во времени энергией нейтронов

Проблема выбора источника нейтронов для установок активного контроля, имеющих промышленное значение, является сложной, так как связана с удовлетворением ряда противоречивых требований. К числу основных из них относятся следующие.

1. Наличие различных групп нейтронов, испускаемых источником, и в частности, группы с подпороговой энергией нейтронов деления ^{238}U .
2. Выход нейтронов на уровне 10^6 – 10^9 н/с.
3. Возможность работы в различных режимах временной модуляции выхода нейтронов.
4. Низкая стоимость и простое конструктивное решение.
5. Возможность выключения источника при его транспортировке и перерывах в работе установки контроля.
6. Простота и экономичность эксплуатации.
7. Отсутствие радиоактивных отходов при окончании срока эксплуатации.

Если проанализировать возможности существующих источников нейтронов, то становится очевидным, что источника, удовлетворяющего всем поставленным требованиям, практически нет. Поэтому в каждом конкретном случае приходится использовать такой источник, который максимально удовлетворял хотя бы части этих требований. Рассмотрим сравнительные возможности использования в проблеме активного контроля стационарных и модулированных по времени источников нейтронов. Наиболее подходящими стационарными источниками для получения подпороговой энергии нейтронов следует признать $^{241}\text{AmLi}$ и фотонейтронные источники. Однако $^{241}\text{AmLi}$ источник не обладает высоким выходом нейтронов, а наиболее подходящий фотонейтронный сурьмяно-бериллиевый источник имеет малое время периода полураспада активности эмиттеров гамма-квантов. Тем не менее, на основе этих источников, как и многих других, например калифорниевом, построены и действуют установки активного контроля. Для получения необходимого спектра нейтронов при использовании стацио-

нарного источника с высокой энергией нейтронов нужен замедлитель нейтронов. Тогда на некотором расстоянии от источника можно получить нейтроны более низкой энергии. Однако даже в этом случае в спектре подпороговых нейтронов все равно может присутствовать фон нейтронов более высокой энергии, что иногда бывает неприемлемым по условиям контроля ДМ. Поэтому для изменения спектра нейтронов высокой энергии используют сложные комбинированные устройства конвертеров спектра.

Альтернативой стационарному источнику в получении нейтронов различных энергий может служить источник с модулированным по времени (например, импульсным) выходом в комбинации с каким-либо замедлителем нейтронов. В этом случае спектр нейтронов в каждой точке замедлителя в различное время после импульса быстрых нейтронов будет отличаться по своей средней энергии, и может быть использован для анализа ядерных материалов. Комбинируя спектр нейтронов источника и тип замедлителя, можно получить источник нейтронов с переменной во времени средней энергией нейтронов, начиная с области десятков кэВ и до тепловой области. Для этого достаточно выбрать соответствующий задаче контроля замедлитель нейтронов и измерять отклики ДМ в разное время после импульса нейтронов источника. Получаемый в этом случае источник тепловых нейтронов выгодно отличается от стационарного случая, так как в нем принципиально не может присутствовать фон быстрых нейтронов. Можно использовать две основные схемы построения установок контроля с импульсными нейтронными источниками, которые приведены на рис. 55. Эти схемы не имеют принципиального различия, однако существенно различаются по условиям облучения ДМ. Схема «а» отличается своей простотой, но в схеме «б» достигается большее время облучения образца ДМ тепловыми нейтронами за счет времени их перелета в полости. В разных замедлителях нейтронов время достижения нейтронами тепловой области различно. Временная эволюция спектра нейтронов в разных замедлителях также очень сильно отличается в зависимости от его атомного номера. Так, например, для водородосодержащих замедлителей трудно говорить о достижении какой-либо дискретной энергии замедлившихся нейтронов в определенное время, так как тепловые нейтроны практически сразу же появляются в замедлителе после импульса быстрых нейтронов источника. В тяжелых замедлителях изменение средней энергии нейтро-

нов после импульса источника происходит значительно медленнее, поэтому возможно облучение ДМ нейтронами различного спектра. Если рассмотреть разные замедлители нейтронов, то при использовании DT реакции импульсного нейтронного источника время достижения энергии 4,9 эВ (резонанс в сечении поглощения золота) будет иметь значения, приведенные в табл. 16.

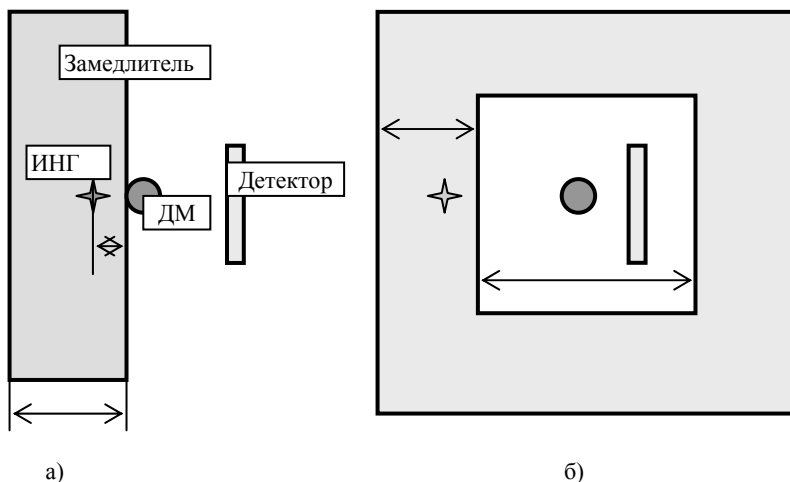


Рис. 55. Общие схемы использования импульсного нейтронного источника в установках контроля для получения отклика ДМ на нейтроны различной энергии: ИНГ – импульсный нейтронный генератор; размеры, обозначенные стрелками оптимизируются с целью получения максимального выхода потока нейтронов нужного спектра и временной зависимости нейтронного потока

Таблица 19

Время достижения энергии нейтронов, равной 4,9 эВ, для различных замедлителей при использовании импульсного источника нейтронов DT реакции

Замедлитель нейтронов	Время достижения энергии 4,9 эВ, мкс
Вода	~ 2 (условно)
Графит	~ 11
Железо	~ 21
Свинец	~ 190

Существенным является оптимизация всех геометрических размеров установок контроля, а особенно тех, которые отмечены стрелками на рис. 55. Кроме этого, материальный состав блоков замедлителей также играет определяющую роль. Например, для водородосодержащего замедлителя для получения максимального выхода зондирующего потока тепловых нейтронов расстояние между мишенью нейтронного генератора и поверхностью замедлителя должно быть равно ~ 10 см, а общая толщина замедлителя $\sim (15-17)$ см. Ввиду того, что существует сильное взаимное влияние одной части установки на другую в разное время после импульса источника нейтронов (т.е. на разных энергиях нейтронов), создание оптимизированных целевых установок контроля ДМ с импульсными источниками является сложной расчетной и экспериментальной задачей. Кроме этого, аппаратура, которая используется в установках с импульсными нейтронными источниками, имеет свою специфику, так как она должна работать с высокими и переменными нагрузками электронных трактов. Однако современный уровень аппаратурного обеспечения и расчета установок с помощью программ, основанных на методе Монте-Карло, позволяет создавать устройства с высокими потребительскими качествами, часто превышающими возможности установок со стационарными источниками излучений.

5.2. Жизненный цикл нейтронов в замедляющих средах после введения в них импульса быстрых нейтронов

Часто для получения зондирующего излучения с нужным спектром нейтронов требуется изменение энергии первичного источника нейтронов в соответствии с целями анализа ДМ в конкретной установке. Этой цели можно достичь разными способами. Один из способов – это помещение источника в замедляющую среду, а инспектируемого образца на некотором расстоянии от него. Тогда за счет смягчения спектра нейтронов при их прохождении некоторого расстояния в среде можно получить нейтроны с низкой энергией, вплоть до тепловой. Однако в спектре нейтронов, полученных таким образом, могут присутствовать нейтроны и с энергией выше порога деления ^{238}U , что не всегда удовлетворяет условиям анализа

ДМ. Например, при анализе низкообогащенного топлива даже малая доля нейтронов выше порога деления ^{238}U может дать некоторый вклад в общее число делений. Помещение образца на более далекое расстояние от первичного источника нейтронов, безусловно, уменьшит долю быстрых нейтронов, но поток тепловых нейтронов при этом может настолько снизиться, что анализ исследуемого образца потребует недопустимого увеличения времени.

Другим способом достижения той же цели является использование импульсного источника нейтронов. При этом в среду в течение короткого времени вводятся быстрые нейтроны, и необходимый зондирующий спектр нейтронов может быть получен спустя некоторое время после импульса нейтронов источника. В ряде случаев второй способ может быть предпочтительным по следующим причинам:

установки контроля ДМ имеют меньшие размеры, так как для достижения нужного спектра нейтронов требуется всего лишь подождать некоторое время после импульса нейтронов источника, что не требует дополнительного материала;

в спектре тепловых нейтронов не может присутствовать фон быстрых нейтронов, который способен делить воспроизводящие нуклиды.

В различных замедлителях нейтронов и при различных энергиях первичного импульсного источника нейтронов пространственная и энергетическая трансформация спектра нейтронов будет отличаться во времени. Поэтому для создания эффективных устройств активного контроля ДМ с импульсными нейтронными источниками необходимо представление временных параметров физических процессов замедления нейтронов и знание их конкретных величин для наиболее используемых замедлителей.

Пусть имеется импульсный источник нейтронов с длительностью импульса быстрых нейтронов много меньшей длительности процессов замедления и термализации нейтронов в замедлителе. Тогда можно условно выделить три области временной эволюции энергетического спектра нейтронов после импульса быстрых нейтронов источника. Это области замедления нейтронов, их термализации и существования асимптотического спектра, который опре-

деляется как спектр Максвелла с температурой, равной температуре замедлителя. Временные пределы этих областей для каждого замедлителя нейтронов определяются его ядерно-физическими свойствами. Графически рассмотрение этих областей представлено на рис. 56. Окончание процесса замедления можно условно считать лежащим в области нескольких эВ, а далее спектр нейтронов приближенно определяется как максвелловский, но с более высокой температурой, которая со временем асимптотически приближается к температуре спектра Максвелла, определяемой средней скоростью движения молекул среды. По своим временным характеристикам процесс замедления нейтронов в таких замедлителях, как вода, бериллий и графит, занимает меньше времени, чем процесс термализации нейтронов. Исходя из общих закономерностей процесса замедления, можно утверждать, что чем меньше атомный номер замедлителя, тем быстрее будет происходить снижение средней скорости спектра замедляющихся нейтронов.

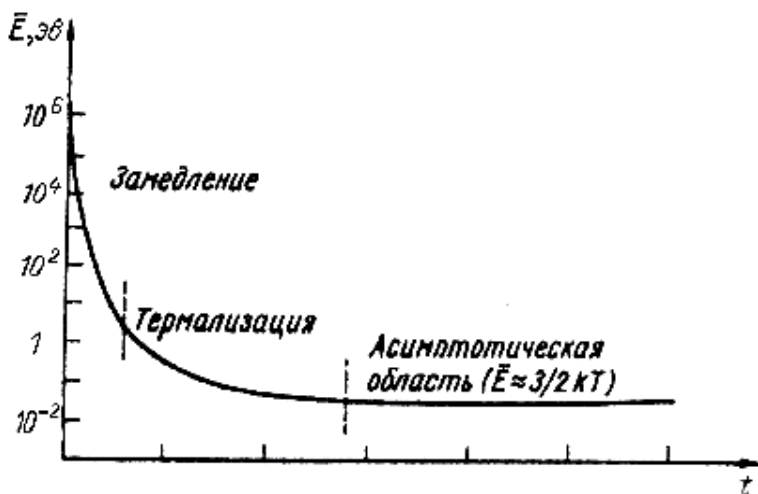


Рис. 56. Жизненный цикл нейтронов в замедляющей среде [3]

Можно детально просмотреть общие закономерности временной эволюции спектров нейтронов в различных стадиях жизненного

цикла нейтронов в замедляющих средах на примере графитового замедлителя. Выбор этого замедлителя в качестве примера объясняется тем, что в нем можно достаточно отчетливо проследить наличие и эволюцию спектров нейтронов в эпитепловой энергетической области, которую можно использовать для анализа ДМ с меньшим коэффициентом экранировки по сравнению с тепловой областью. На рис. 57 [25] представлены результаты измерения нестационарных спектров нейтронов в графитовом замедлителе в различное время после импульса быстрых нейтронов DT реакции. Можно видеть, что до ~ 360 мкс после импульса нейтронов источника спектры нейтронов непрерывно меняются во времени, причем происходит уменьшение средней скорости спектров нейтронов. Однако ввиду того, что скорость нейтронов в это время значительно выше тепловой энергии нейтронов, использование нейтронов в это время в качестве зондирующего излучения даст меньший эффект экранировки нейтронов в инспектируемом образце. При этом во всех представленных спектрах нет нейтронов с высокой энергией, а это дает возможность проводить контроль ДМ на подпороговой энергии нейтронов с полным отсутствием фона быстрых нейтронов. Далее, спектр нейтронов, не меняясь во времени, уменьшается по числу нейтронов в нем, и его температура определяется температурой графитового замедлителя. Изменение скорости нейтронов во времени при этом представлено на рис. 58.

Ввиду того, что в замедлителе наступает время, когда в среде присутствует максвелловский спектр тепловых нейтронов, дальнейшее уменьшение плотности потока тепловых нейтронов происходит со скоростью, которая определяется диффузионными параметрами конкретного замедлителя. Для различных замедлителей скорость утечки тепловых нейтронов, которые можно использовать в качестве зондирующего излучения, сильно различается.

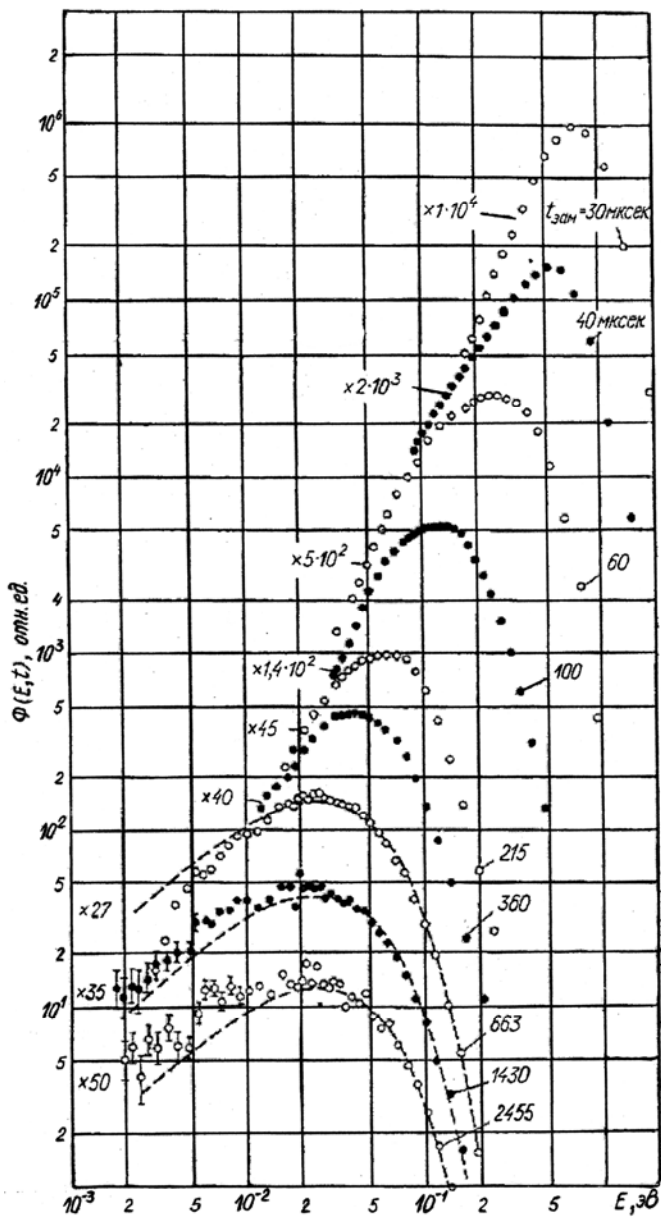


Рис. 57. Эволюция спектров нейтронов во времени в графитовом замедлителе с размерами $60 \times 60 \times 45 \text{ см}^3$

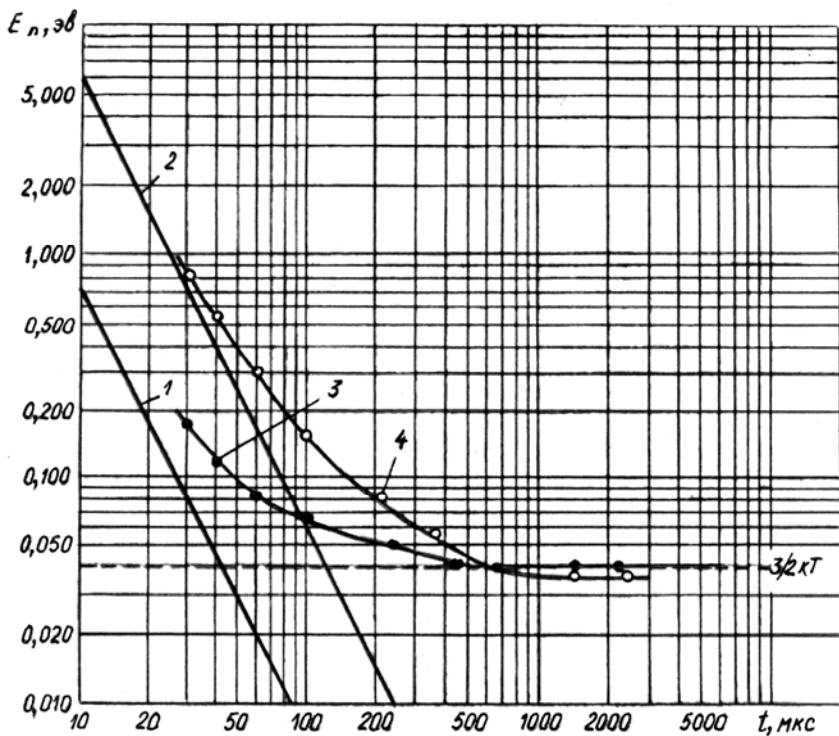


Рис. 58. Зависимость энергии нейтронов от времени замедления в различных замедлителях: 1 – расчет для бериллиевого замедлителя; 2 – расчет для графитового замедлителя; 3 – эксперимент для бериллиевого замедлителя; 4 – эксперимент для графитового замедлителя

Решение этой задачи можно получить, рассматривая нестационарное уравнение Больцмана для замедлителя с известными ядерно-физическими данными и внешним источником нейтронов. Однако такая задача является очень сложной для аналитического расчета, но можно получить нужную информацию, значительно упростив задачу. Для того чтобы получить временной закон изменения плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе, рассмотрим поведение тепловых нейтронов после импульса нейтронов источника, когда стадии замедления нейтронов и их термализации уже прошли. Для этого достаточно решить нестационарное одногруп-

повое диффузионное уравнение, что приближенно соответствует условиям измерения отклика ДМ в установке контроля с использованием тепловых нейтронов. Решение этого уравнения дает возможность получить скорость убывания потока тепловых нейтронов в замедлителе, не решая при этом спектральной задачи. Если диффузионное уравнение представить в виде:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(r, t)}{\partial t} = D \Delta \Phi(r, t) - \Sigma_a \Phi(r, t), \quad (5.1)$$

где Σ_a – сечение поглощения тепловых нейтронов в замедлителе; D – коэффициент диффузии; v – скорость нейтронов, то выражение для временной зависимости потока тепловых нейтронов можно представить в следующем виде:

$$\Phi(t) = \sum A_n e^{-\alpha_n t}, \quad (5.2)$$

где

$$\alpha_n = \Sigma_a v + Dv \cdot B_n^2. \quad (5.3)$$

В этих выражениях α_n – показатели экспонент, характеризующие скорость уменьшения нейтронного потока в замедлителе, а величины B_n^2 определяются его геометрией. Так, например, для шара $B_n^2 = (\pi n/R)^2$, где $n = 1, 2, 3$ – натуральные числа; а R – экстраполированный радиус шара. Ввиду того, что все $B_{n+1}^2 > B_n^2$, то и соответствующие им величины $\alpha_{n+1} > \alpha_n$. Это означает, что спустя некоторое время из всего набора α_n останется наименьшее, соответствующее наименьшему значению B^2 , представляющему геометрический параметр используемой формы замедлителя. Для наиболее простых геометрических форм значение геометрического параметра хорошо известно и может быть вычислено без труда для блоков замедлителя прямоугольной, цилиндрической или сферической форм. Таким образом, значение величины $\alpha = \Sigma_a v + Dv \cdot B^2$ может быть легко получено, если известны диффузионные параметры используемого в установке замедлителя. По общепринятой термино-

логии величина α называется константой спада тепловых нейтронов или логарифмическим декрементом затухания. Поэтому, спустя некоторое время после импульса быстрых нейтронов источника поток тепловых нейтронов будет зависеть от времени следующим образом:

$$\Phi(t) = Ae^{-\alpha t}. \quad (5.4)$$

Величина α может быть получена также из эксперимента, так как зависимость логарифма потока тепловых нейтронов от времени представляет линейную зависимость, и тангенс угла ее наклона равен константе спада тепловых нейтронов. Для наиболее употребительных замедлителей нейтронов диффузионные параметры в тепловой области энергий нейтронов даны в табл. 20.

Таблица 20

**Диффузионные параметры различных замедлителей нейтронов
(средние по данным экспериментов различных авторов [3])**

Замедлитель	$\Sigma_a v, \text{c}^{-1}$	$Dv, \text{cm}^2 \cdot \text{c}^{-1}$	$C, \text{cm}^4 \cdot \text{c}^{-1}$
Вода	4830	35,500	4000
Графит	82	207,000	125,000
Бериллий	270	124,000	390,000
Гидрид циркония	3765	57,900	158,000

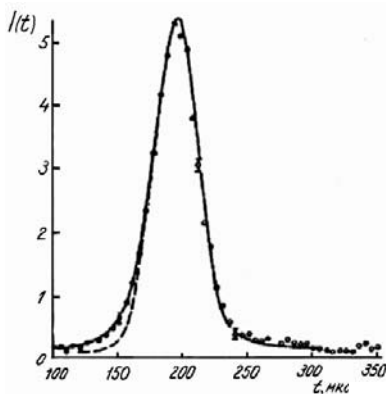
Следует отметить, что в замедлителях малых размеров (сравнимых с λ_{tr}) наблюдается эффект диффузионного охлаждения нейтронов, который заключается в том, что в таких средах вероятность утечки нейтронов с большими энергиями нейтронов в спектре Максвелла больше, чем для сред с большими размерами. Поэтому окончательно величина константы спада тепловых нейтронов имеет следующее выражение:

$$\alpha = \Sigma_a v + Dv \cdot B^2 - C \cdot B^4, \quad (5.5)$$

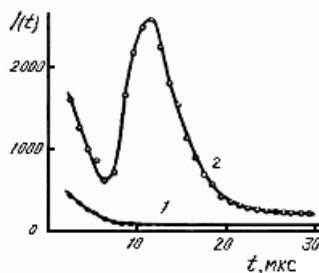
где C – коэффициент диффузионного охлаждения, а величины $\Sigma_a v$ и Dv усреднены по спектру Максвелла.

Замедление нейтронов после импульса быстрых нейтронов в тяжелых средах, таких как железо или свинец, имеет свои особенности. В течение нескольких первых микросекунд после импульса быстрых нейтронов замедляющиеся нейтроны в свинце сбрасывают свою энергию в процессе неупругого рассеяния до энергии, равной ~ 50 кэВ. В дальнейшем сброс энергии происходит за счет упругого рассеяния и длится достаточно долго, так как при каждом акте рассеяния теряется всего $\sim 2\%$ первоначальной энергии. В результате упругого рассеяния нейтронов для них наблюдается эффект самофокусировки, который заключается в том, что нейтроны более высоких энергий претерпевают больше столкновений с ядрами среды, чем нейтроны с низкой энергией, в результате чего энергетический спектр нейтронов в каждый момент времени можно представить в виде моноэнергетического с некоторым разбросом вокруг пикового значения энергии нейтронов.

Временное распределение спектров нейтронов в свинцовом замедлителе можно получить с помощью измерения временных распределений захватных гамма-квантов от различных резонансных поглотителей. На рис. 59 представлены скорости счета захватных гамма-квантов от времени для золотого образца в графите и свинце, соответствующие резонансу в его сечении при энергии 4,9 эВ. Временные пики в распределении скоростей реакций соответствуют энергии максимума в сечении поглощения резонансных детекторов в свинцовом и графитовом замедлителях. Видно, что в разных средах одна и та же энергия нейтронов достигается в этих замедлителях в разное время. Если заранее известны значения энергии резонансов вводимых детекторов, то в тяжелой среде можно получить калибровочную зависимость энергии нейтронов от времени, прошедшего после импульса быстрых нейтронов, как это представлено на рис. 60.



Свинцовый замедлитель



Графитовый замедлитель

Рис. 59. Зависимость скорости счета захватных гамма-квантов, соответствующих энергии резонанса, равной 4,9 эВ для образца из золота при его облучении нейтронами DT реакции в свинцовом и графитовом замедлителях: 1 – фоновое измерение; 2 – измерение с золотом [23]

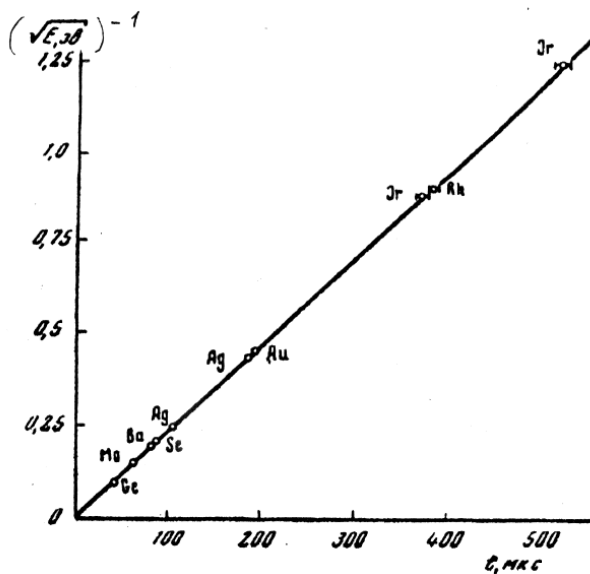


Рис. 60. Связь между энергией нейтрона E и средним временем замедления до этой энергии в свинцовом замедлителе для нейтронов DT реакции, полученной для различных резонансных детекторов (калибровочная кривая) [23]

Можно использовать следующее эмпирическое выражение для расчета энергии нейтронов в каждый момент времени после импульса нейтронов источника в свинцовом замедлителе больших размеров:

$$E_n = 183/(t + 0,3)^2, \quad (5.6)$$

где t – время, прошедшее после импульса нейтронов источника в мкс; а энергия нейтронов выражается в кэВ [23]. Таким образом, в каждый момент времени в тяжелом замедлителе будут присутствовать нейтроны только одной энергии, которая уменьшается по мере увеличения времени, прошедшего после импульса быстрых нейтронов. Одновременно с этим пиковое энергетическое распределение нейтронов будет все время уширяться и, наконец, в тепловой области энергий нейтронов это будет спектр Максвелла.

5.3. Нейтронные генераторы DT и DD реакций получения нейтронов

К особенностям источников нейтронов на основе этих реакций можно отнести их следующие возможности.

1. Получение потоков моноэнергетических нейтронов с большими выходами.
2. Работа в разнообразных временных режимах.
3. Абсолютный счет нейтронов источника по сопутствующим в реакциях получения нейтронов заряженным частицам с указанием направления их вылета.
4. Выключение установки в перерывах ее работы и обеспечение тем самым безопасности эксплуатации источника в этих временных промежутках.
5. Практическая реализация источников нейтронов в компактных и экономичных устройствах, которые в случае DD реакции не дают загрязнения окружающей среды, даже при их полном разрушении.

DD и DT реакции позволяют получать источники моноэнергетических нейтронов с энергиями 2,5 и 14,2 МэВ с высокими выходами при сравнительно простых, компактных и экономически дос-

тупных конструктивных решениях ускорителя. Это ускорители дейтонов на энергию (100–350) кВ, которые могут обеспечить выходы нейтронов до 10^{12} нейтронов в секунду. Такие ускорители, основная цель которых состоит в получении нейтронных потоков, называются нейтронными генераторами, и в настоящее время они используются при создании систем контроля ТВС ядерных реакторов или состава ядерных отходов.

Возможность использования относительно низкого напряжения, ускоряющего дейтоны, объясняется достаточно большим значением сечений DD и DT реакций при малых энергиях дейтонов. Эти сечения, особенно для DT реакции относительно велики, и поэтому конструктивные решения нейтронных генераторов просты и экономичны. Особенно это относится к портативным установкам, что открывает широкие возможности использования нейтронных генераторов в промышленных установках активного контроля.

По своим конструктивным особенностям нейтронные генераторы можно условно разделить на два больших класса:

1. Стационарные нейтронные генераторы с откачной вакуумной системой для получения максимального нейтронного потока в лабораторных условиях.

2. Портативные нейтронные генераторы с запаянной трубкой, основным достоинством которых следует считать их сравнительно малый вес и оперативность использования в специальных пунктах контроля ТВС, радиоактивных отходов и т.д.

В настоящее время нейтронные генераторы могут работать в широком диапазоне вариации параметров импульсного режима, таких как длительность нейтронных импульсов, число нейтронов в импульсе и частоты их следования. Так, например, современные установки допускают генерацию длительности нейтронных импульсов от наносекундного до секундного диапазонов, что позволяет применять их в различных устройствах активного контроля ДМ. Кроме этого, разработанные конструкции портативных генераторов нейтронов с отпаянными нейтронными трубками дают возможность создавать переносные ядерно-физические установки и не требуют для эксплуатации многочисленного квалифицирован-

ного персонала. К основным характеристиками импульсного источника нейтронов относятся следующие:

тип ядерной реакции, определяющий энергию испускаемых нейтронов;

длительность нейтронных импульсов;

частота следования нейтронных импульсов;

выход нейтронов.

Выбор этих параметров зависит от устройства установки контроля, а также от методического и аппаратного обеспечения установки. Нейтронные генераторы можно разделить на три основных типа:

генераторы на вакуумных нейтронных трубках;

генераторы на камерах с плазменным фокусом;

генераторы на газонаполненных нейтронных трубках.

Во всех типах нейтронных генераторов нейтроны образуются в результате ядерных реакций взаимодействия дейтронов с ядрами мишени, в которой присутствует тритий или дейтерий. В установках активного контроля наиболее удобно использовать генераторы первого и третьего типов. Генераторы на вакуумных трубках генерируют короткие нейтронные импульсы с длительностью ~ 1 мкс и частотами, не превышающими 100 Гц. Средний срок службы нейтронной трубки такого генератора составляет приблизительно 70 часов, после чего нейтронная трубка подлежит замене. Генераторы на газонаполненных трубках могут работать в непрерывном режиме, а также давать импульсы нейтронов с минимальной длительностью 10 мкс и с частотой следования от единичных импульсов до 20 кГц. Выход нейтронов в этих генераторах находится в пределах от 3×10^7 до 4×10^9 н/с. Таким образом, имеется достаточно представительный набор импульсных нейтронных источников, выбор которых диктуется целями контроля и условиями их работы в установках [26].

5.4. Анализ содержания ДМ в ТВС ядерных реакторов с помощью тепловых нейтронов

После сборки отдельных твэлов в ТВС практически становится невозможным контролировать реальное содержание ^{235}U в ней.

Наиболее правильным было бы контролировать каждый отдельный урановый стержень перед его установкой в ТВС, что возможно проводить с использованием пассивного метода контроля, но не на всех предприятиях и не во всех конкретных ситуациях такой контроль возможен. Поэтому входной контроль ТВС, представляющих собой, как правило, образцы гетерогенной структуры, наиболее реально вести с применением активных методов. Пассивный метод контроля в таких случаях не может дать положительных результатов, так как сложная гетерогенная структура ТВС не позволяет получить информацию о содержании ДМ во внутренних твэлах. В случае сборок с низким обогащением ^{235}U можно использовать тепловые нейтроны, которые достаточно просто получить с помощью водородосодержащих замедлителей и импульсных нейтронных источников. Получение корректирующих данных по реальному содержанию ^{235}U в ТВС перед их установкой в действующий ядерный реактор дает возможность оптимизировать картограмму загрузки и в соответствии с ней расположить в активной зоне ТВС с различным содержанием ^{235}U наилучшим образом. Это открывает дополнительные пути экономичного использования ядерного топлива и повышает безопасность эксплуатации АЭС. Поэтому установки контроля реального содержания ^{235}U в готовых изделиях ядерной энергетики могут находиться не только на заводах-изготовителях, но и в пунктах их эксплуатации.

Использование портативного импульсного нейтронного генератора совместно с водородосодержащими замедлителями нейтронов позволяет создать установку анализа содержания ^{235}U в ТВС низкого обогащения, работающую на тепловых нейтронах. Физические основы метода, который можно применять для анализа содержания ^{235}U для входного контроля ТВС ядерных реакторов типа ВВЭР-440 и РБМК, приводятся на рис. 61.

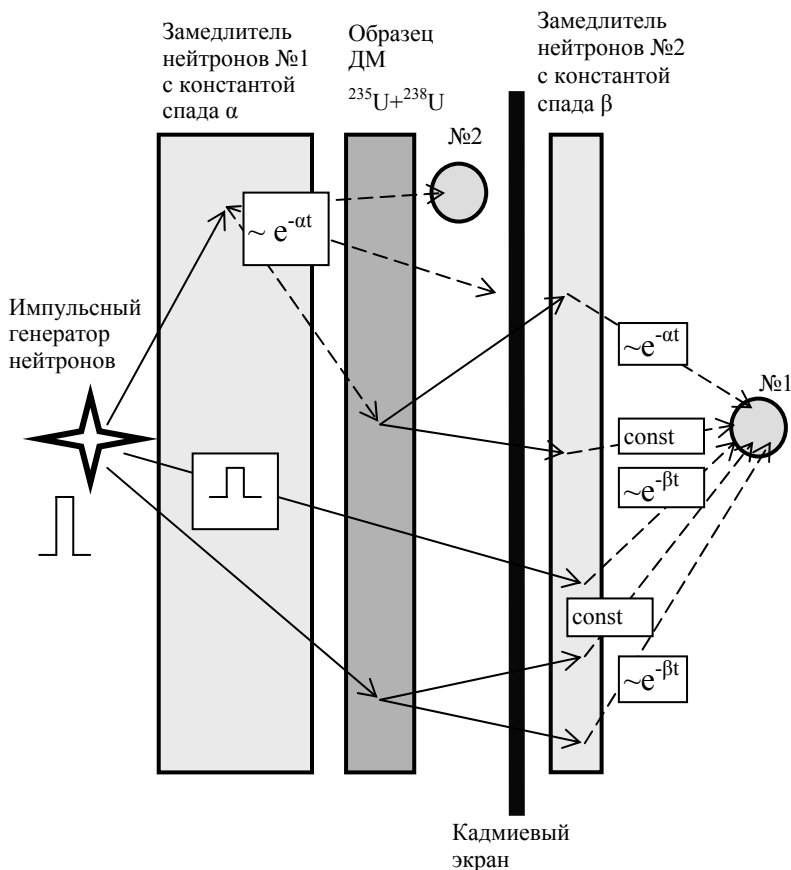


Рис. 61. Основы физического метода анализа содержания ^{235}U в ТВС низкого обогащения с помощью импульсного нейтронного источника: №1 и №2 – счетчики тепловых нейтронов

Известно, что если замедлитель нейтронов облучать импульсным потоком нейтронов, то спустя некоторое время, достаточное для прохождения процессов замедления и термализации нейтронов, временную зависимость потока выходящих из замедлителя нейтронов можно приближенно описать следующим выражением:

$$\Phi(t) = Ae^{-\alpha t}, \quad (5.7)$$

где α – константа спада тепловых нейтронов. Пусть импульсный источник нейтронов облучает установку, содержащую два различных замедлителя нейтронов, разделенных экраном, поглощающим тепловые нейтроны, внутри которой находится образец из ДМ, в котором необходимо определить содержание ^{235}U . Импульсы быстрых нейтронов попадают одновременно в оба замедлителя и вызывают деление всех изотопов урана. Спустя некоторое время, когда в обоих замедлителях будут только тепловые нейтроны, спад их плотности потоков в каждом замедлителе будет независим и определяется их размерами и ядерно-физическими свойствами. Будем считать, что для первого замедлителя больших размеров константа спада тепловых нейтронов – α , а для второго замедлителя меньших размеров – β . Тепловые нейтроны первого замедлителя будут вызывать деление ядер ^{235}U и, благодаря поглощающему экрану, во второй замедлитель не попадут. Возникающие при этом быстрые нейтроны деления будут следовать спаду с константой α и беспрепятственно попадут во второй замедлитель. Запаздывающие нейтроны в этой установке будут иметь два источника. Один из них образуется за счет деления всех изотопов урана во время импульса быстрых нейтронов и их замедления, а второй возникает при делении ^{235}U тепловыми нейтронами первого замедлителя. Можно подобрать такие временные условия облучения всей экспериментальной установки, а также ее ядерно-физические и геометрические параметры, чтобы удовлетворялись следующие условия:

- 1) $\alpha < \beta$;
- 2) частота следования нейтронных импульсов такова, что время между нейтронными импульсами много меньше самого малого периода полураспада эмиттеров запаздывающих нейтронов;
- 3) длительность импульса быстрых нейтронов много меньше времени замедления и термализации нейтронов.

Тогда, через некоторое время после прохождения нейтронного импульса, счетчик тепловых нейтронов 1 будет регистрировать зависимость потока тепловых нейтронов от времени по следующему закону:

$$\Phi(t) = A e^{-\alpha t} + B e^{-\beta t} + \Phi_0, \quad (5.8)$$

где $\int Ae^{-\alpha t} dt = N_{\text{дел.}}$ – число делений ^{235}U в образце; $\int Be^{-\beta t} dt = N_{\text{ист.}}$ – число нейтронов, характеризующих поток нейтронов источника и общую массу урана; $\int \Phi_0 dt = N_{\text{зап.}}$ – постоянная величина, которая представляет собой запаздывающие нейтроны и зависит от общего количества ядер урана; t_1 и t_2 – время начала и конца регистрации тепловых нейтронов. Если в установку добавить счетчик тепловых нейтронов 1, который будет регистрировать количество прошедших через образец нейтронов – $N_{\text{проп.}}$, то их количество практически будет определяться содержанием ^{235}U в образце, так как сечение поглощения тепловых нейтронов ^{235}U много больше соответствующей величины для ^{238}U . Тогда отношения типа $N_{\text{дел.}}/N_{\text{ист.}}$, $N_{\text{дел.}}/N_{\text{проп.}}$, $N_{\text{ист.}}/N_{\text{проп.}}$, $N_{\text{зап.}}/N_{\text{проп.}}$ не будут зависеть от выхода нейтронов источника и представляют собой информативные параметры, по которым можно судить о наличии и количестве делящихся нуклидов в образце. Рассмотрение основных групп нейтронов, которые определяют сущность метода в такой установке, представлено на рис. 62. В ней пренебрегается группой нейтронов, которая дает размножение нейтронов на ^{238}U с помощью нейтронов деления ^{235}U . Типичная картина зависимости нейтронного потока от времени, регистрируемая счетчиком 2, и получаемые из эксперимента величины, представлены на рис. 62.

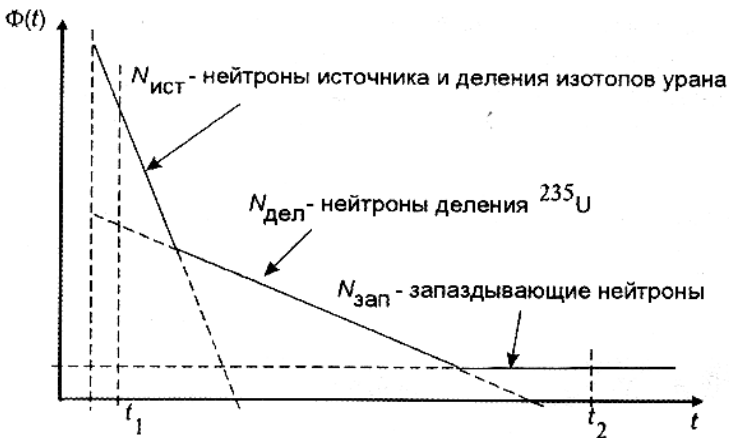


Рис. 62. Зависимость плотности потока тепловых нейтронов от времени

Ввиду того, что в представленном методе используются тепловые нейтроны, его можно рекомендовать для анализа состава низкообогащенных образцов ДМ [27].

Измерения показали, что минимальное фиксируемое изменение количества ^{235}U в ТВС типа ВВЭР-440, состоящей из 125 твэлов, находится на уровне (1–2) твэлов, что соответствует ~1,5% от его общего количества в ТВС. Преимуществом такого метода анализа ДМ в образцах является то, что в одном эксперименте получаются сразу несколько информативных параметров содержания ДМ, которые не зависят от выхода нейтронов нейтронного генератора и практически представляют все возможные отклики нейтронного анализа (мгновенные нейтроны деления, запаздывающие нейтроны, пропускание нейтронов через образец). Наиболее существенный недостаток рассматриваемого метода анализа ДМ заключается в том, что использование тепловых нейтронов приводит к значительному эффекту самоэкранировки, и это не позволяет использовать его для образцов ДМ с высоким обогащением.

5.5. Анализ отходов ядерного производства с помощью комбинированного метода тепловых и эпитепловых нейтронов

Несмотря на то, что использование тепловых нейтронов в установках с импульсными нейтронными источниками позволило создать очень чувствительные устройства анализа ДМ, их применение при определении наличия и количества ДМ в емкостях с отходами ядерного производства представляется очень ограниченным вследствие большого влияния матричных материалов. Поглощение и замедление нейтронов матрицей изменяет не только поток нейтронов, но также и профиль пространственного распределения мгновенных нейтронов деления и зондирующего излучения. Таким образом, отклик ДМ изменяется с типом матрицы, что приводит к вариациям общей эффективности детектора. Задача усложняется еще больше, так как положение элементов матрицы и их неоднородность внутри емкости с отходами также влияют как на нейтроны деления ДМ, так и на зондирующее излучение. В дополнение к этому плотность и размер ядерного материала внутри емкости могут быть велики, а это приводит к эффекту самоэкранировки, учесть который при использовании только тепловых нейтронов достаточно сложно. К числу матричных материалов могут отно-

ситься также металлы, например, железо, которое можно считать поглотителем тепловых нейтронов. Присутствие водорода повышает плотность тепловых нейтронов, а наличие железа, наоборот, приводит к их уменьшению. Эти два эффекта являются конкурирующими и могут даже компенсировать друг друга. Поэтому использование для анализа емкостей с отходами нейтронов более высокой энергии является перспективным, так как появляется возможность более корректно учесть эти эффекты.

С целью улучшения характеристик установок, работающих с импульсными нейтронными источниками в области тепловых нейтронов, в Лос-Аламосе был предложен метод анализа емкостей с отходами, в котором кроме тепловых нейтронов использовались также и эпитепловые [28]. Для этого в установке использовался графитовый замедлитель нейтронов, в котором после импульса нейтронов источника существует область эпитепловых нейтронов в течение ~ 150 мкс. Упрощенная схема установки дана на рис. 63. Исследуемый объем с отходами помещается в полость, образованную внутри графитового замедлителя. Импульсный источник нейтронов помещается также внутри полости.

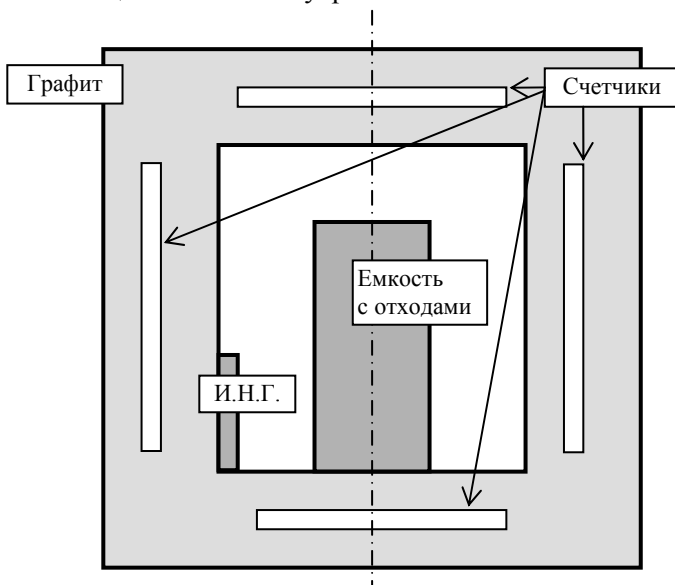


Рис. 63. Схематическое изображение установки контроля ДМ в отходах ядерного производства с помощью импульсного источника и комбинированного метода (тепловые и эпитепловые нейтроны) анализа их наличия и содержания

В качестве детекторов нейтронов использовались счетчики быстрых нейтронов ^4He , а также счетчики тепловых нейтронов ^3He , находящиеся в полиэтиленовых оболочках и покрытые кадмием. Для счета тепловых нейтронов использовались счетчики ^3He без кадмиевого покрытия. В общей сложности в установке были использованы 83 нейтронных детектора. Гелиевые счетчики быстрых нейтронов использовались для счета нейтронов деления в малые времена после импульса нейтронов источника, а непокрытые кадмием счетчики были включены в систему при ее использовании в пассивном режиме измерения. Принцип работы счетчиков в полиэтилене с кадмиевым покрытием заключался в следующем. Ввиду того, что полиэтилен имел небольшую толщину, константа спада такого блока была велика, и число нейтронов источника, попавшее в такой детектор, быстро уменьшалось со временем. Поэтому через некоторое время все отсчеты такого счетчика можно было отнести к нейтронам деления, которые инициировались тепловым нейтронами, образовавшимися в графите, и имеющими большое время жизни. При этом эффективность такого способа счета быстрых нейтронов значительно выше, чем у счетчиков ^4He . Все время после импульса быстрых нейтронов источника условно разбивалось на пять частей. Средняя энергия спектра зондирующих нейтронов была рассчитана методом Монте-Карло и представлена в табл. 21.

Таблица 21

Зависимость средней энергии спектра зондирующих нейтронов от времени, прошедшего после импульса быстрых нейтронов источника

№ окна	Интервал времени в окне, мкс	Средняя энергия спектра нейтронов в окне, эВ
1	Менее 60	0,1 эВ – 14,1 МэВ*
2	60 – 100	0,5**
3	100 – 240	0,075
4	240 – 800	0,03
5	800 – 2800	0,0225

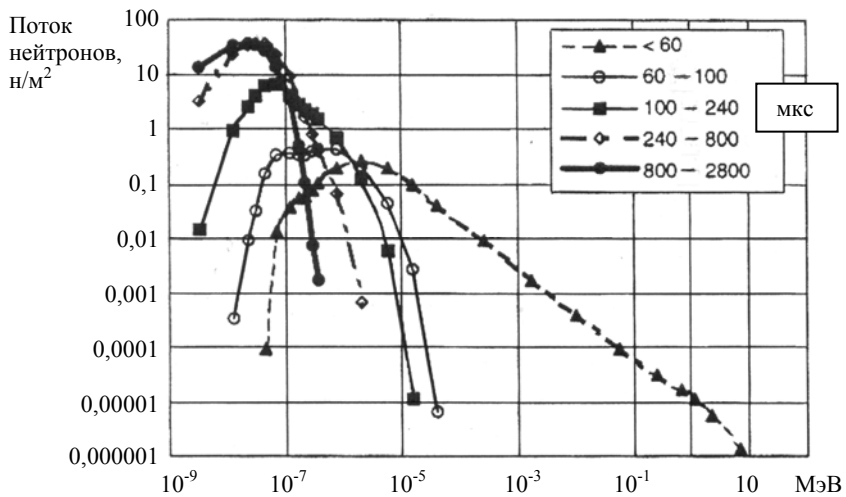
* в этом интервале измерения не проводились;

** в этом временном окне интервал энергий был равен 0,01 – 70 эВ.

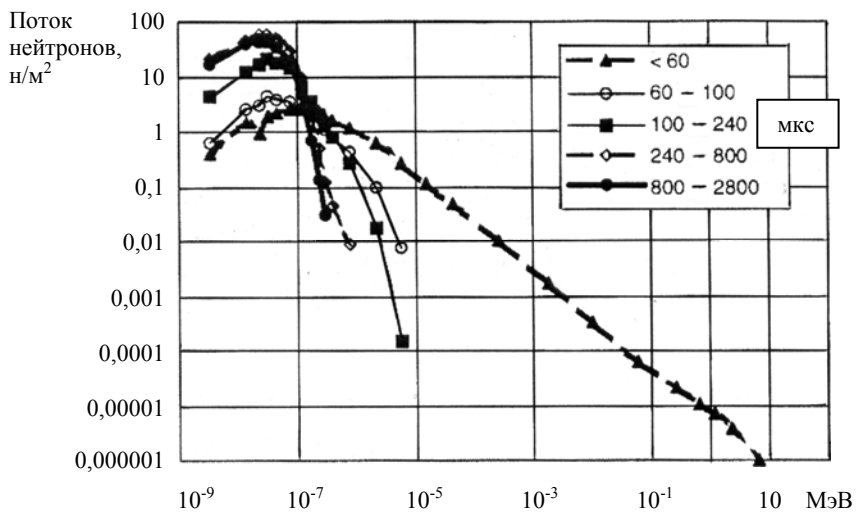
Главная идея метода измерения состоит в том, что в разных временных окнах в зависимости от спектра нейтронов, типа матрицы и количества ДМ будет разный отклик на ДМ. Зондирование

содержимого емкости нейтронами разных энергий также позволяет определить эффект самоэкранировки нейтронов. Если во всех окнах имеются одинаковые спектры нейтронов, то никаких выводов о самоэкранировке из таких измерений сделать нельзя. Способность обнаруживать самоэкранировку основана на различии откликов ДМ на разные энергии нейтронов, которые имеются в различных временных окнах. На рис. 64 представлены расчетные спектры нейтронов в пустой емкости и емкости, в которой содержится водородосодержащая матрица с плотностью водорода равной $0,0055 \text{ г/см}^3$, что соответствует 5% содержанию воды в матрице. По мере увеличения содержания водорода в матрице увеличивается число тепловых нейтронов отклика. Однако, начиная с некоторой плотности водорода в матрице, наблюдается падение числа тепловых нейтронов в отклике, что связано с преобладающим поглощением тепловых нейтронов в водороде. Зависимость числа тепловых нейтронов в отклике от плотности водорода в матрице представлена на рис. 65. Добавление водорода в матрицу сдвигает спектр нейтронов ближе к тепловой области. Если этот сдвиг прекращается при изменении водородной плотности, то никаких поправок на самоэкранировку внести больше нельзя. Расчет и эксперимент показывают, что предельное значение водородной плотности, при которой можно внести поправки на самоэкранировку, равно $0,3 \text{ г/см}^3$. В этой точке поглощение нейтронов является преобладающим процессом. В случае присутствия в емкости железного поглотителя спектр нейтронов изменяется в области низких энергии. По сравнению с водородными матрицами в этом случае спектр имеет повышенную жесткость.

Однако даже если спектры нейтронов в различных временных окнах отличаются друг от друга, это не означает, что поправки на самоэкранировку возможны. Следует рассмотреть различие в длинах свободного пробега в частицах ДМ для нейтронов, соответствующих спектрам в различных временных окнах. Если радиус частиц ДМ становится больше, чем средняя длина пробега нейтронов в них, то снижение проникающей способности нейтронов будет искажать поправки на самоэкранировку в этих частицах.



А)



Б)

Рис. 64. Нестационарные спектры зондирующих нейтронов:
 А – в пустой емкости; Б – в емкости с плотностью водорода
 в матрице, равной $0,0055 \text{ г/см}^3$

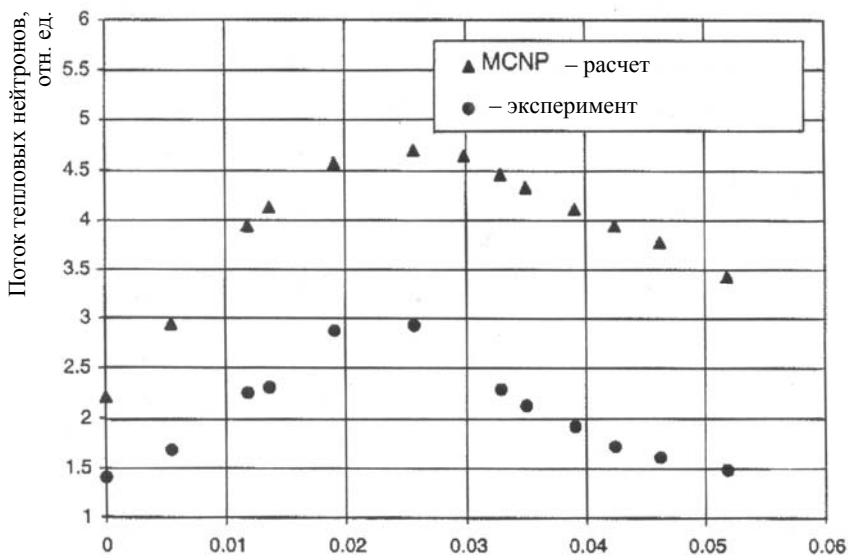


Рис. 65. Зависимость числа тепловых нейтронов в отклике от плотности водорода в матрице

Длину свободного пробега можно определить как среднюю величину пробега по спектру нейтронов в какой-либо временной группе. Поэтому размеры частиц урана или плутония будут ограничены для того, чтобы можно было сделать поправки на самопоглощение. По мере того, как размеры частиц увеличиваются, начинает играть роль снижение потока нейтронов внутри частиц, и таким образом внутренняя область частицы дает сниженный отклик на зондирующее излучение. Поэтому, когда зондирующие нейтроны в первом временном окне не могут вызвать адекватный отклик из центра частицы, поправка вообще невозможна. Расчетные данные длины свободного пробега для урана для различных временных окон приведены на рис. 66. Можно видеть, что в пустой емкости, емкости с железной матрицей и водородной матрицей с плотностью не выше $0,03 \text{ г/см}^3$ поправки могут быть реализованы.

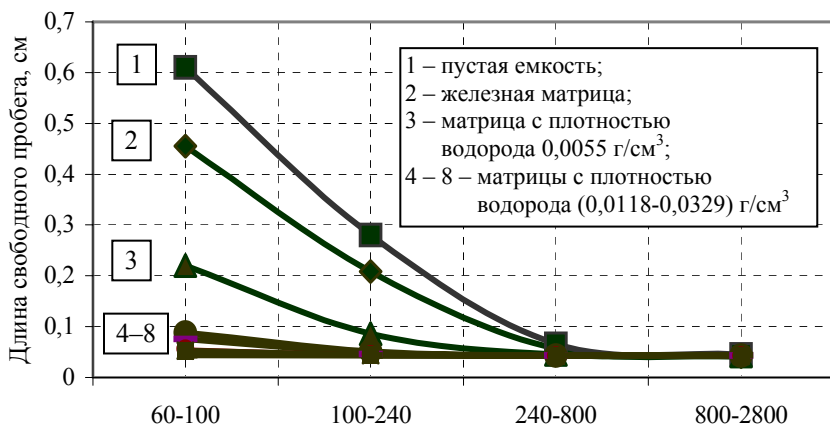


Рис. 66. Расчетные значения средних длин пробега нейтронов для ^{235}U в емкостях с различными матрицами для разных временных окон

Максимальные значения масс урана и плутония, выше которых невозможны поправки на эффект самоэкранировки, приведены в табл. 22.

Таблица 22

Массы сферических образцов ^{235}U и ^{239}Pu , выше которых нельзя сделать поправку на самоэкранировку

Тип матрицы	^{235}U , г	^{239}Pu , г
Нет матрицы	3,1	3,1
Железо	3,3	1,5
Водород с плотностью 0,0055 г/см ³	0,7	0,1
Водород с плотностью 0,0118 г/см ³	—	—

5.6. Установки контроля ДМ с использованием метода спектрометрии нейтронов по времени замедления в свинцовом замедлителе

Одним из методов активного контроля ДМ, обладающим всеми преимуществами использования импульсного нейтронного источника в комбинации с замедлителем нейтронов, является метод спектрометрии нейтронов по времени замедления. Это объясняется

тем, что в тяжелых замедлителях нейтронов спустя некоторое время после импульса быстрых нейтронов источника в каждый момент времени присутствуют нейтроны только одной энергии. Схематически эволюция спектров нейтронов в таких средах, как свинец, показана на рис. 67. Предполагается, что используется импульсный источник нейтронов DT реакции с энергией нейтронов, равной 14,2 МэВ. Вся область замедления нейтронов по времени может быть разбита на три части:

1) область размножения нейтронов в $(n,2n)$ реакции и неупругого рассеяния нейтронов источника, в которой нейтроны источника, появившиеся в момент времени t_0 в течение нескольких микросекунд сбрасывают свою энергию до энергии $\sim(50-100)$ кэВ и попадают в область упругого рассеяния нейтронов, которая и используется в дальнейшем для контроля ДМ;

2) область упругого рассеяния нейтронов, находящаяся в пределах времени от t_1 до t_5 , в которой для контроля используются нейтроны с энергией от ~ 20 кэВ до тепловых нейтронов;

3) область существования спектра тепловых нейтронов.

В тяжелых замедлителях нейтронов связь между средней скоростью спектра нейтронов и временем замедления до нее можно приближенно представить следующим образом:

$$t = A\lambda \cdot (1/v - 1/v_0), \quad (5.9)$$

где A – массовое число замедлителя, λ – средняя длина пробега нейтронов в процессе их рассеяния, v и v_0 – скорость нейтронов в момент времени t и начальная скорость нейтронов источника. Предполагается, что это выражение можно записать более простым образом, так как скорость нейтронов после некоторого времени замедления будет много меньше скорости нейтронов источника:

$$t = A\lambda/v. \quad (5.10)$$

Если рассмотреть свинец в качестве замедлителя нейтронов, то это выражение приближенно можно представить в виде соотношения прямолинейного равномерного движения, описывающего времяпролетную методику спектрометрии:

$$t = S/v, \quad (5.11)$$

где $S \approx 600$ см и определяется ядерно-физическими параметрами свинца [24]. Таким образом, в свинце в каждый момент времени присутствует пик только одной энергии нейтронов, который, уходясь со временем, приближается к области тепловых нейтронов.

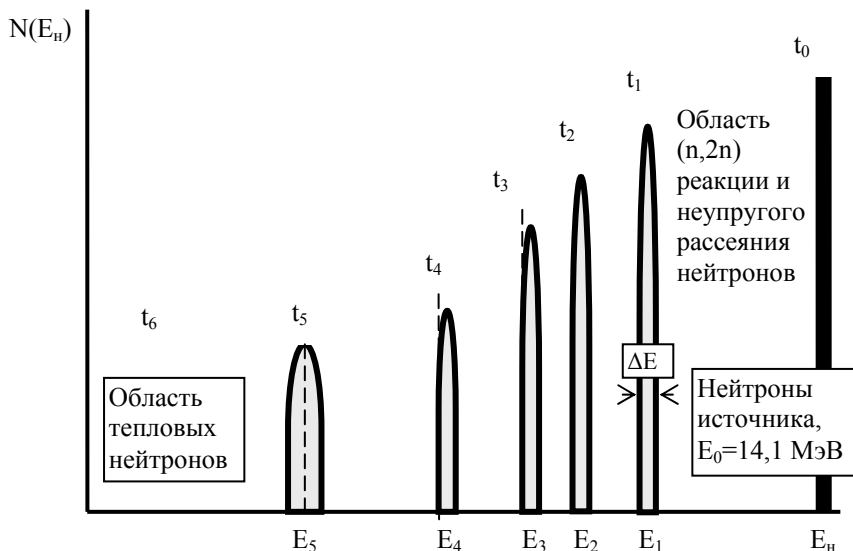


Рис. 67. Эволюция спектров нейтронов в тяжелых замедлителях (эффект самофокусировки нейтронов при их замедлении)

Это представление можно видеть на рис. 67, где спектры нейтронов в различное время после импульса быстрых нейтронов источника условно даны в виде колоколообразной формы с величиной относительной ширины спектрального распределения $\Delta E/E$, сначала уменьшающейся за счет эффекта самофокусировки нейтронов, а затем увеличивающейся по мере увеличения времени и уменьшении энергии нейтронов. Отсюда следует важнейшее преимущество использования импульсных источников нейтронов в тяжелых средах, которое заключается в возможности выбора энергии нейтронов для анализа образцов ДМ в конкретной установке. Причем в области упругого замедления нейтронов можно выбрать подпороговый спектр нейтронов, обладающий энергией достаточно высокой, для того, чтобы самоэкранировка нейтронов была прием-

лемой величины или вообще практически отсутствовала. Рассмотрим установку контроля ДМ, основанную на комбинации свинцового замедлителя нейтронов и импульсного источника нейтронов [2]. Установка представляет собой свинцовый куб со стороной, равной 1,3 метра. Мишень нейтронного генератора располагается почти в центре установки. Мониторами выхода нейтронов являются счетчики с наполнением BF_3 , а детекторами вторичных нейтронов деления – счетчики на протонах отдачи с наполнением метаном. Контролируемый твэл располагался на расстоянии одной трети от внешней границы установки. Схема установки показана на рис. 68. В этой установке проводилась отбраковка твэлов, содержащих уран и плутоний в выгоревших ТВС по принципу «хороший» или «плохой». Кроме этого, установка могла использоваться для анализа смешанных оксидных твэлов или определения выгорания UO_2 элементов.

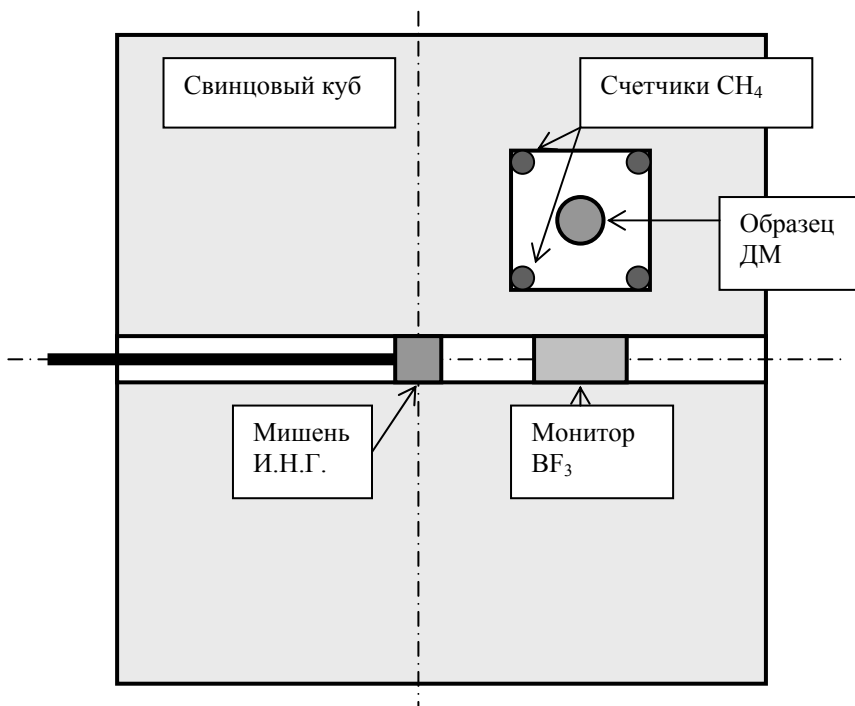


Рис. 68. Схематическое изображение установки активного контроля ДМ, работающей с использованием метода спектрометрии по времени замедления

В другой установке, основанной на методе спектрометрии по времени замедления нейтронов импульсного источника, проводился контроль твэлов ядерных реакторов, в которых присутствовал ^{235}U и ^{239}Pu [29]. При этом использовался резонанс в сечении деления ^{239}Pu , который в этой области энергии для ^{235}U отсутствовал. Выбирались два момента времени после импульса нейтронов источника, в течение которых детектировался отклик от деления урана и плутония. Первый момент соответствовал времени, когда в свинцовом кубе были нейтроны с энергией 0,3 эВ, что соответствовало резонансу в сечении плутония, а второй раз детектирование производилось, когда в установке были тепловые нейтроны. При энергии 0,3 эВ резонансный интеграл сечения деления плутония примерно в 20 раз больше соответствующей величины ^{235}U , на чем и основано получение информативного параметра. На рис. 69 показана зависимость скорости счета детектора нейтронов деления от времени замедления нейтронов [9]. В интервале времени замедления равном 640–960 мкс энергия нейтронов соответствует резонансу в сечении плутония. Этим и объясняется разный характер отклика на кривых, соответствующих урановым и плутониевым твэлам. Погрешность контроля ДМ в низкообогащенном топливе для этой установки составляет 2–5% при общей производительности равной 600 образцам в день. Тем не менее, использование выбранных энергий нейтронов и учет большой величины сечения деления урана и плутония не дает возможности полностью избавиться от эффекта самоэкранировки. Кроме этого, описываемая установка требует для своей реализации большого количества чистого свинца с малой примесью легких элементов (по водороду менее $10^{-3}\%$), что делает ее дорогостоящей.

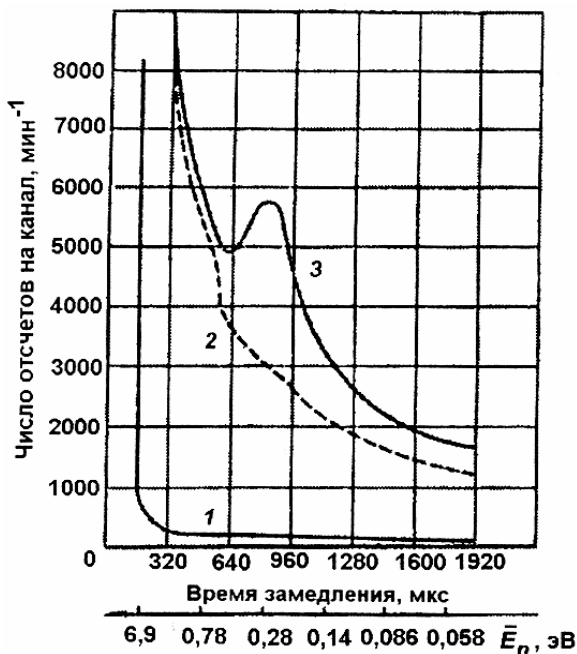


Рис. 69. Временная и энергетическая зависимость числа делений в различных образцах ДМ, содержащих ^{235}U и ^{239}Pu : 1 – фон; 2 – образец, содержащий уран с обогащением по ^{235}U 5,08%; 3 – тот же образец с добавлением 1% ^{239}Pu [25]

5.7. Установка идентификации ядерных материалов

Такие установки предназначены для идентификации ДМ в объемах, не подлежащих вскрытию [13]. К их числу могут относиться различного типа контейнеры с ДМ, состав которых по каким-либо причинам не известен, либо требует своего подтверждения. Кроме этого, задача идентификации ДМ может возникнуть, когда в руки исследователя попадает ядерный материал неизвестного происхождения и состава. При этом необходимо решить задачу определения многих параметров образца, например, вида ДМ, его массы, обогащения и типа ядерного топлива (металл, оксид и т.д.). Для идентификации ядерных материалов в рассматриваемой установке используется комбинация различных физических методов, основу которых составляет метод счета совпадений нейтронов и фотонов деления ДМ с помощью специального пятиканального процессора

цифровой обработки экспериментальных данных, работающего с частотой дискретизации 1 ГГц. Схема синхронизации процессора определяет присутствие или отсутствие импульса по его переднему фронту за время 1 нс. Это означает, что можно проводить анализ коррелированных совпадающих событий с минимальным временем задержки, равным 1 нс. Кроме этого, в установку введен спектрометр гамма-квантов с высоким разрешением. При этом в установке используется нейтронный генератор с энергией нейтронов 14,1 МэВ и выходом 10^7 н/с с определением направления и времени вылета испускаемых нейтронов с помощью сопутствующей в реакции получения нейтронов α -частицы (API-метод). В установке используются два стационарных больших и один передвижной малый детекторы протонов отдачи, а также HPGe детектор высокого разрешения. Малый детектор используется для сканирования по высоте контейнера, проходящего через контейнер излучения. Все сцинтилляторы работают в режиме разделения нейтронов и фотонов по форме их импульсов. Установка может работать как в пассивном, так и в активном режимах, создана в Ок-Ридже и работает на заводе Y-12. Общий вид установки представлен на рис.70.

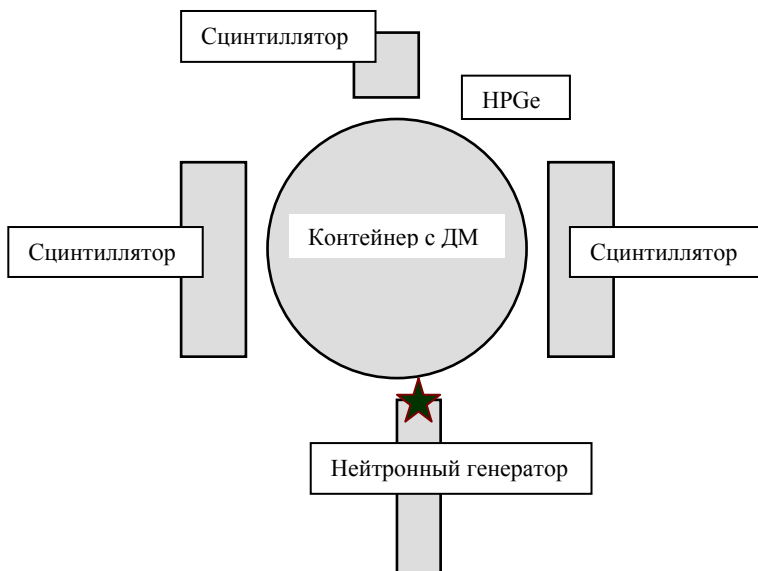


Рис. 70. Общий вид (сверху) установки идентификации ДМ

В установке могут быть получены информативные параметры, по которым можно определить следующие характеристики высокообогащенного урана: его присутствие, массу, обогащение, вид топлива (металлическое, оксидное), а также определить присутствие взрывчатых материалов. Для плутониевых материалов возможна идентификация отношения $^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$, его присутствие в исследуемом объеме, вид топлива (металлическое, оксидное). При этом экспериментальная информация получается двумя независимыми методами. В этой установке калифорниевый источник нейтронов заменен на нейтронный генератор, который имеет некоторые преимущества в установке. Свойства источников, имеющих возможность определять момент вылета нейтронов из них, представлены в табл. 23 [30].

Таблица 23

Преимущества и недостатки ^{252}Cf и DT источников нейтронов для API-метода

Тип источника	Преимущества	Недостатки
^{252}Cf	Простота конструкции	Невозможность отключения в перерывах работы и при хранении
	Надежность	Необходимость хранения в специальном контейнере
	Малые габариты при высоком выходе	Вылет нескольких нейтронов на один акт деления
	Обнаружение всех делений в источнике	
	Длительный срок службы	
DT реакция	Возможность определения момента и направления вылета нейтронов	Сложность конструкции
	Возможность отключения в перерывах в работе и при хранении	Большие габариты и вес
	Нет необходимости в специальных условиях хранения	Используются тритийсодержащие мишени
	Высокая энергия нейтронов, что определяет большую глубину проникновения в матричные материалы, например, водородосодержащие	Ограниченный ресурс работы нейтроннообразующей мишени
	Расширенный диапазон использования метода счета совпадающих событий	

API-метод может быть использован для определения двойных совпадений, определяющих наличие делящегося материала с помощью корреляционных соотношений вида $C_{xy}(\tau) = R_{xy}(\tau) - X_{cp} \cdot Y_{cp}$. В случае необходимости можно измерять также и совпадения более высокой кратности, например, тройные. При этом измеряется зависимость числа совпадений между стартовым импульсом внешнего источника нейтронов и сцинтилляционными импульсами откликов нейтронов и гамма-квантов деления в зависимости от времени τ между ними. Ввиду того, что скорость распространения гамма-квантов равна скорости света, а скорость распространения нейтронов деления зависит от его спектра, то время детектирования τ совпадающих событий типа $\gamma - \gamma$, $n - \gamma$ и $n - n$ будет различно. Это хорошо видно из таблицы 14 [20]. Приведенный на рис. 71 график показывает, что большинство совпадений гамма-квантов происходит в течение первых 5 нс, в то время как совпадения нейтронных событий имеет значительно большее время. Конкретное время процессов совпадения частиц деления и внешнего источника нейтронов, которые происходят в установке, зависят также от геометрических характеристик установки, так как фактически определяется времяпролетной методикой.

В случае измерения числа совпадающих событий частиц деления делящегося материала между двумя сцинтилляторами кривая совпадений имеет похожий вид. В качестве примера на рис. 71 показано распределение временных интервалов после стартового импульса в случае измерения двойных совпадений, принадлежащих образцу из 2,5 кг плутония, находящегося в контейнере типа АТ-400. Можно отметить, что наибольшее количество совпадающих импульсов принадлежит фотонам и находится во временном интервале ~ 5 нс.

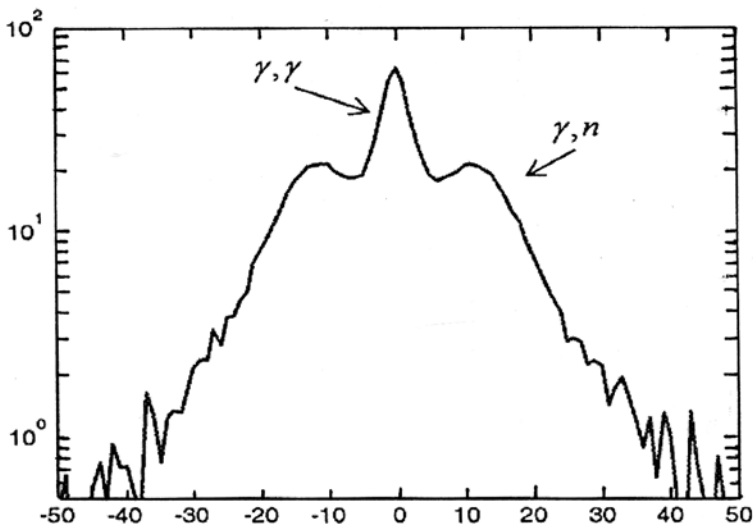


Рис. 71. Скорость двойных совпадений от плутония массой 2,5 кг, находящегося в контейнере типа АТ-400, в зависимости от интервала после стартового импульса [13]

5.8. Математическое моделирование установок контроля ДМ

Создание установок контроля ДМ с заданными параметрами является сложной задачей, решение которой носит системный характер. Это связано не только с правильным выбором физического метода и материалов установки, но также с конкретной аппаратурной реализацией детектирующих устройств и оптимальным соотношением конструктивных размеров всех ее устройств, дающих необходимую точность измерений ДМ при заданном по условиям эксплуатации установки времени. Следует также учесть экономическую сторону создания таких установок. Например, наилучший физический метод измерения для контролируемых ДМ может оказаться совершенно неприемлемым в силу дороговизны установки или сложности ее эксплуатации, так как может потребовать присутствия высококвалифицированного персонала или дорогостоящего оборудования. Процесс поиска оптимальных параметров установки нельзя полностью решить только экспериментальным путем, так как это слишком сложно и неэкономично. Поэтому любая

новая установка активного контроля ДМ требует значительной доли расчетных исследований, особенно для поиска оптимальных решений геометрического и материального состава своих конструктивных элементов, а также оптимизации условий измерений при использовании различных детектирующих устройств. Расчетные исследования могут касаться не только установки в целом, но также и отдельных ее узлов. В результате этих исследований создается расчетная модель установки, которая включает в себя не только конструктивные элементы, но позволяет математически моделировать все необходимые процедуры получения информации о контролируемых образцах.

Конечно, при этом может использоваться весь арсенал существующих в настоящее время расчетных методов, однако, ввиду того что, как правило, требуется детальное моделирование поведения нейтронов и фотонов в сложной, иногда трехмерной геометрии, не всегда возможно получение аналитических зависимостей пространственных и временных распределений нужных функционалов нейтронных и фотонных полей. Поэтому основными расчетными методами, которые используются на практике в настоящее время, являются метод дискретных ординат и метод Монте-Карло.

Метод дискретных ординат позволяет получать численные решения переноса нейтронов в одномерной и двухмерной геометрии установок. При этом расчетный объем разбивается с помощью пространственной сетки на отдельные объемы и считается, что нейтроны локализованы внутри этого объема, и свободного перемещения во всем пространстве нет. Перенос нейтронов осуществляется только между узлами сетки, а энергия нейтронов может принимать некоторые фиксированные значения. Будучи полезным при получении информации о нейтронных полях в больших объемах материалов, он, тем не менее, не может заменить детальных трехмерных расчетов, которые требуются при исследовании и проектировании установок со сложной геометрией, включающей в себя различные материалы. Поэтому расчеты, связанные с использованием метода Монте-Карло, являются основным инструментом при исследовании трехмерных композиций установок, в которых находятся как стационарные, так и импульсные источники излучений.

Наилучшая реализация метода Монте-Карло представлена программой MCNP (Monte Carlo Neutron Photon [31]), которая имеет несколько различных версий. Это универсальная программа, в ко-

торой решаются задачи транспорта различных излучений, таких как нейтроны, фотоны и электроны. При этом программа позволяет рассматривать не только транспорт отдельных типов частиц, но также и их комбинированный перенос. Так, например, можно рассматривать процессы переноса фотонов, рождающихся при взаимодействии нейтронов с веществом. Диапазон рассматриваемых нейтронных энергий находится в пределах от 10^{-11} МэВ до 20 МэВ, а для фотонов и электронов возможное изменение энергии лежит в пределах от 1 кэВ до 1000 МэВ. В методе Монте-Карло не решается задача в аналитическом виде, а вместо этого просматривается индивидуальное вероятностное поведение какой-либо частицы с подсчетом событий среднего поведения частиц такого сорта. После этого с помощью центральной предельной теоремы выводится среднее поведение частиц в рассматриваемой физической системе. Поэтому метод Монте-Карло и детерминированные методы решения транспортных задач не только отличаются по своей сути, но также дают принципиально различный вид их решения. Детерминированный метод дает информацию по фазовому пространству задачи, например, о потоке нейтронов, в то время как метод Монте-Карло говорит только о числе тех событий взаимодействия частиц, которые были разыграны в процессе решения задачи. В методе Монте-Карло моделируется история частиц и не происходит решения уравнения как такового. Поэтому в программных продуктах не рассматривается решение какого-либо транспортного уравнения. При расчетах можно задать любую трехмерную геометрию исследуемого объекта, ее материальный состав и параметры источника излучения. В расчете не используются блоки фазового пространства, и поэтому полностью отсутствуют процедуры соответствующих усредняющих аппроксимаций, которые проводятся по пространству, энергии и времени.

Фактически, расчеты Монте-Карло, моделируя случайным образом различные процессы взаимодействия частиц с веществом, реализуют аналогию численного эксперимента. Однако при этом не следует забывать, что все расчеты базируются на определенных библиотеках ядерных данных, и это может влиять на конечный результат такого «эксперимента». Для получения результатов расчета с малой статистической погрешностью необходимо провести разыгрывание большого количества событий взаимодействия частиц с веществом, которое может достигать нескольких десятков мил-

лионов. Процесс статистической выборки основан на выборе случайных чисел, что и определяет название метода расчета. При этом просматриваются все возможные процессы взаимодействия частиц, такие как рассеяние, утечка, поглощение и рождение других частиц. В качестве примера можно проследить историю взаимодействия нейтрона с ДМ. Иллюстрация примера дана на рис. 72.

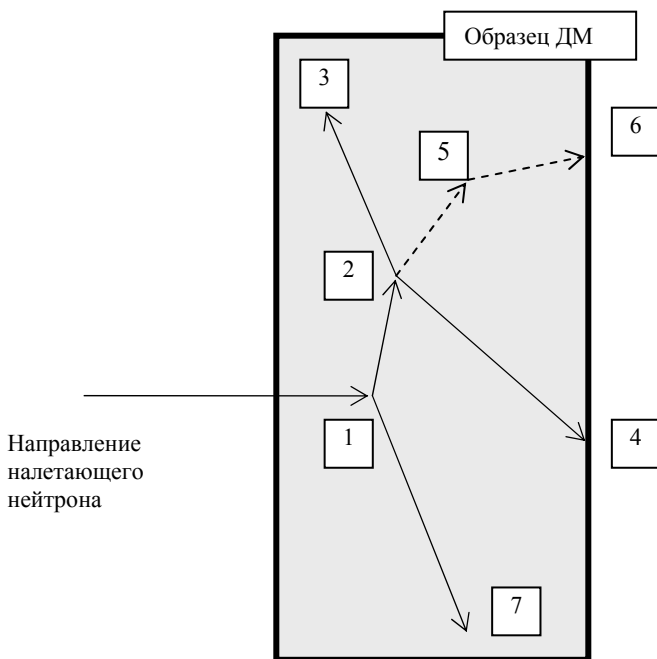


Рис. 72. Схематическое изображение случайного процесса взаимодействия нейтрона с ДМ [31]. События взаимодействия: 1 – рассеяние нейтрона и рождение фотона; 2 – деление и рождение фотона; 3 – захват нейтрона; 4 – утечка нейтрона; 5 – рассеяние фотона; 6 – утечка фотона; 7 – захват фотона

Наличие или отсутствие определенного типа взаимодействия выбирается случайным образом числами 1 или 0. Кроме этого, на основе физических законов и ядерных данных материалов, включенных в рассматриваемую композицию, в данном случае это делющийся образец, определяется место взаимодействия. В приве-

денном примере нейтронное столкновение происходит при событии 1, после чего нейтрон рассеивается на угол, который выбирается случайным образом с учетом характеристик рассеивателя. При этом акте взаимодействие рождается фотон, история которого будет рассмотрена в дальнейшем. Следующее событие деления – 2 порождает два нейтрона, один фотон, и приводит к гибели первоначального нейтрона. Судьба одного нейтрона и фотона будет рассматриваться в дальнейшем, а один нейтрон захватывается в событии 3 и гибнет. После этого события рассматривается судьба второго нейтрона, который возник в событии 2, и результатом этого рассмотрения является его утечка из объема ДМ при событии 4. Следовательно, этот нейтрон больше не участвует в дальнейших актах взаимодействия с ядрами ДМ. Порожденный в акте деления 2 фотон, рассеивается при событии 5, и утекает из объема ДМ при событии 6. Фотон, который был рожден в событии 1, погибает при захвате в событии 7. Таким образом, происходит разыгрывание всех последующих историй взаимодействия нейтронов и фотонов с веществом ДМ, результаты которых представляют нейтронные и фотонное распределения, необходимые исследователю.

В программе MCNP используются библиотеки данных с непрерывной энергетической зависимостью ядерных констант. Основные источники данных – это библиотеки ENDF, ENDL и библиотеки активации элементов – ACTL. Вычисленные данные переводятся в формат, соответствующий формату MCNP с помощью программы NJOY. Таблицы ядерных данных существуют для нейтронных взаимодействий, нейтронно-индуцированных фотонов, фотонных взаимодействий, нейтронной дозиметрии и активации, а также теплового рассеяния частиц – $S(\alpha,\beta)$. Так, например, для нейтронных взаимодействий в программе существует более 500 таблиц для 100 различных нуклидов. Таблицы фотонных взаимодействий даны для всех элементов от $Z=1$ до $Z=94$. В этих таблицах учитываются когерентное и некогерентное рассеяние, фотопоглощение с возможностью возникновения флуоресценции и образования электронно-позитронных пар. Частью пакета MCNP являются сечения почти 2000 дозиметрических или активационных реакций для более чем 400 мишенных ядер, находящихся в основном или в возбужденном состояниях. Расчет взаимодействий частиц может вестись также при низких энергиях, при которых играют роль хи-

мические связи и кристаллические эффекты. Большие возможности расчетов с использованием программы MCNP обуславливают ее применение для решения самых разнообразных задач неразрушающего контроля ДМ, в том числе и для расчета установок активного контроля ДМ, работающих как со стационарными, так и с импульсными источниками нейтронов.

5.9. Роль расчетных исследований при создании установок активного контроля ДМ

Наиболее сложные расчеты, проводимые с использованием программы MCNP, следует отнести к определению параметров установок активного контроля ДМ, использующих импульсные источники нейтронов или источники АРІ-метода. Такие установки могут иметь сложную материальную композицию с включенными в нее различными детекторами нейтронных и фотонных полей. Взаимодействие различных элементов такой установки может быть настолько велико, что общая схема ее конструктивного решения практически не может удовлетворить условиям оптимальных соотношений геометрических и материальных факторов установки. Решение такой задачи с помощью экспериментальных исследований практически невозможно, так как ведет к неприемлемо большому объему работ и затратам временных и материальных ресурсов. Поэтому расчетные оптимизационные и вариантные исследования таких установок с помощью программ, основанных на методе Монте-Карло, приобретают роль необходимого этапа создания сложных систем контроля ДМ. Роль эксперимента отводится при этом только для проверки ключевых предположений и гипотез, которые были положены в основу физического метода, используемого в установке, и его практической реализации, включая сложные детекторные системы. Поэтому в настоящее время появились новые варианты программы MCNP, такие как MCNP DSP и MCNP Polimi. Эти программы могут с успехом применяться к сложным системам активного контроля ДМ, работающим с различными версиями метода счета совпадений нейтронов и фотонов деления с помощью сцинтилляционных детекторов. Так, например, все расчеты установки идентификации ДМ, описанной в работах [13, 29], сделаны с помощью этих программ.

Ниже в качестве примера приводится описание расчетных исследований установки контроля образцов ДМ с различным обогащением на основе импульсного нейтронного источника, работающего в графитовом замедлителе и с детектированием нейтронов деления с помощью сцинтилляционной системы детекторов, разделяющих нейтроны и фотоны по форме их импульсов. Схематически установка соответствует представленной на рис. 55б. Целью этих расчетов является обоснование возможности контроля состава урановых образцов с различным обогащением ^{235}U с помощью их облучения и счета отклика в различное время после импульса нейтронов источника. Основываясь на результатах эксперимента, приведенного в работе [24], и результатах расчета, данных в работе [27], можно предположить, что максимальная энергия нейтронов в такой установке через ~ 20 мкс после импульса нейтронов источника будет находиться в килоэлектронвольтовой области. Следовательно, экранировка нейтронов в исследуемых образцах будет зависеть от их конкретных параметров, что и можно получить расчетным путем. Таким образом, рассчитав нейтронные спектры в графитовом замедлителе, можно, помещая в них различные образцы, получить информацию об экранировке нейтронов в различное время после импульса быстрых нейтронов источника и тем самым сделать вывод о пригодности метода контроля для конкретного образца или ТВС. Поэтому, безусловно, наиболее интересной областью для измерения следует считать область малых времен после импульса нейтронов источника, где будут находиться спектры нейтронов с наиболее высокой энергией. Спектры нейтронов в графите, рассчитанные с помощью программы MCNP-4C2, можно видеть на рис. 73 и 74*. Видно, что в области резонанса в сечении поглощения кадмия нейтронные спектры находятся на уровне 150 мкс после импульса нейтронов источника. Это означает, что можно проводить измерения в двух временных областях, для которых характерны различные энергетические спектры.

* Эти и последующие расчеты сделаны сотрудником МИФИ В.К. Сахаровым и студенткой МИФИ Д.Н. Черниковой.

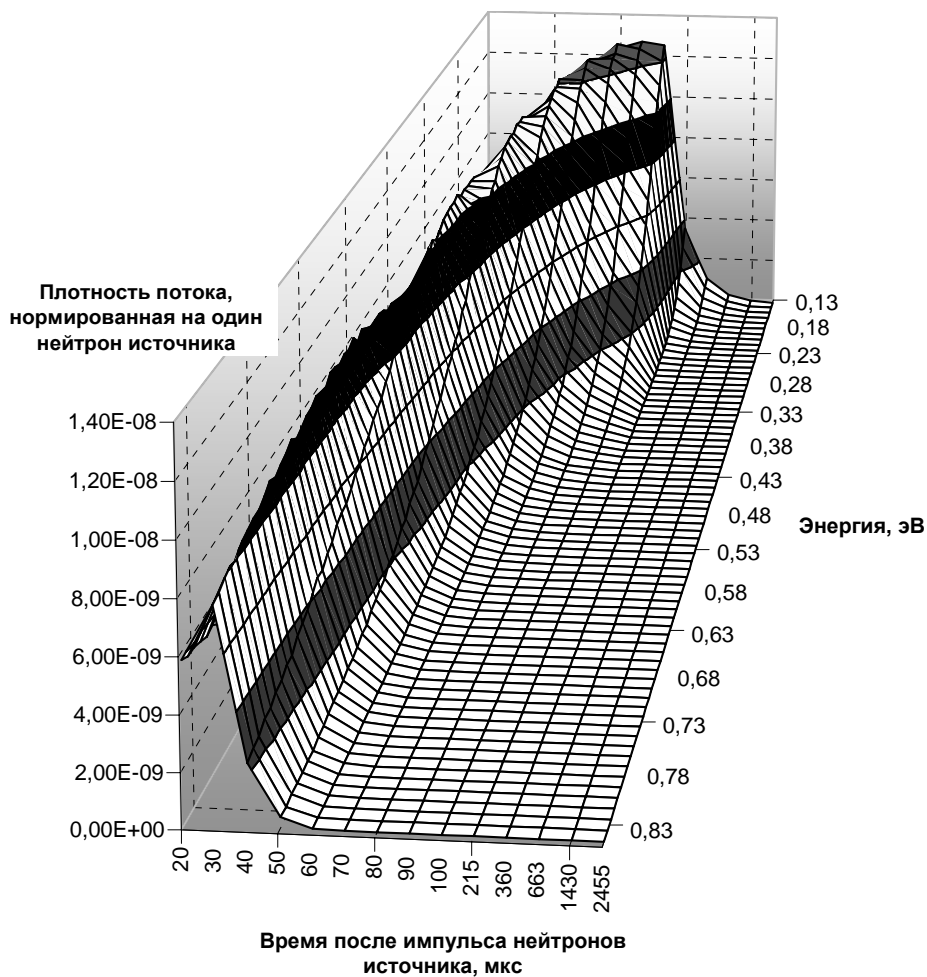


Рис. 73. Временной спектр нейтронов в графите в эпитепловой области энергий нейтронов в зависимости от времени, прошедшего после импульса нейтронов источника

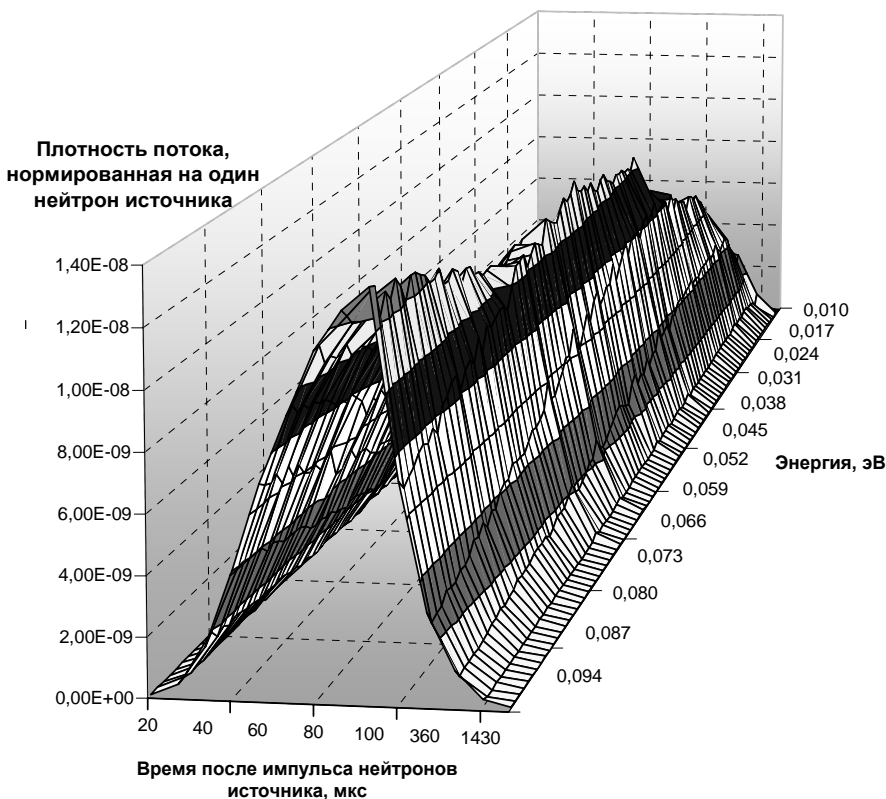


Рис. 74. Временной спектр нейтронов в графите в тепловой области энергий нейтронов в зависимости от времени, прошедшего после импульса нейтронов источника

В области времени до 150 мкс облучение проводится эпитепловыми нейтронами, а далее – тепловыми. Кроме этого, в первой временной области можно проводить измерения с образцом, покрытым кадмием, и тем самым сделать спектр облучения более жестким, что должно приводить в конечном итоге к уменьшению эффекта экранировки. Временные зависимости отклика нейтронов деления (расчет и эксперимент) в двух временных областях для пяти цилиндрических образцов 2% ^{235}U общей массой 165 граммов

можно видеть на рис. 75 и 76. Этот ключевой момент сравнения эксперимента с расчетом позволяет сделать вывод о том, что физическая гипотеза, выдвинутая для создания установки, является правильной, и можно в дальнейшем расчетным путем определить характеристики установки для различных образцов и ТВС.

Расчетные и экспериментальные данные, приведенные на рис. 75 и 76, показывают, что MCNP исследования трехмерных композиций установок с импульсными нейтронными источниками правильно предсказывают временное поведение числа делений образцов ДМ на нейтронах разных энергий. Деление ^{235}U эпитепловыми нейтронами соответствует более крутой константе спада, нежели деление урана на тепловых нейтронах, и это хорошо видно на результатах расчета и эксперимента.

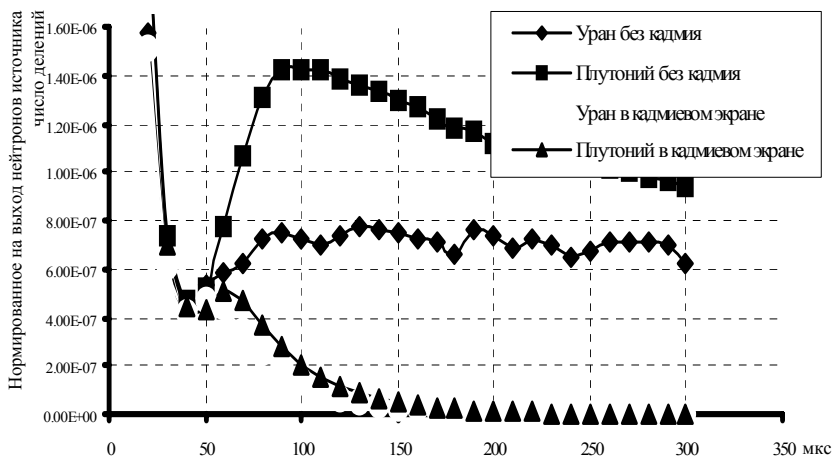


Рис. 75. Расчетная зависимость числа делений урана и плутония в графитовой модели от времени, прошедшего после импульса нейтронов источника

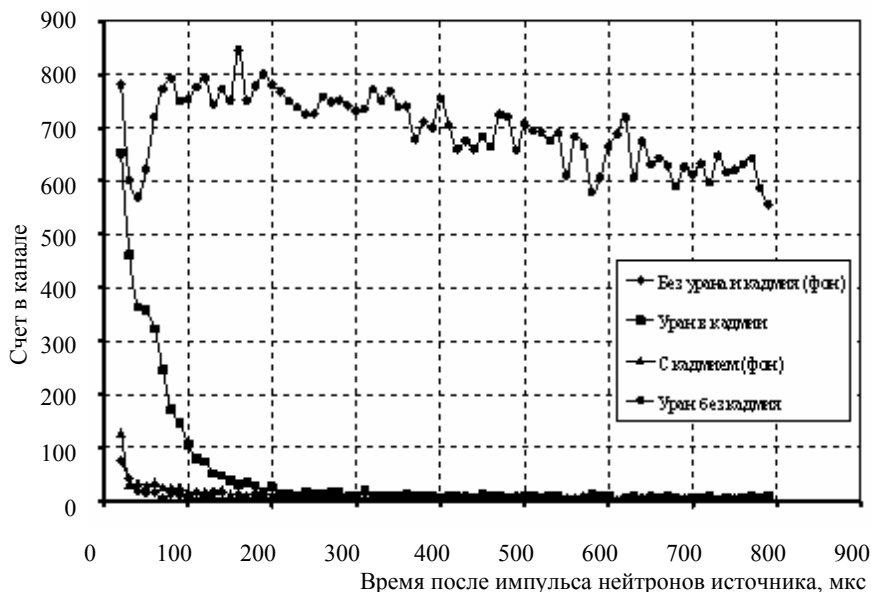


Рис. 76. Экспериментальная зависимость числа делений урана ^{235}U в графитовой модели от времени, прошедшего после импульса нейтронов источника

Следующим этапом расчетных исследований является исследование эффекта экранировки нейтронов в урановых образцах с различным обогащением. При этом возможно оценить различные способы измерений, в которых кадмиевый экран присутствует, и когда его нет. Для этой цели выбирается образец, в котором заранее известно, что эффект экранировки при использовании тепловых нейтронов присутствует в значительной мере. На рис. 77 и 78 даны расчеты откликов нейтронов деления в установке с графитовым замедлителем нейтронов для металлического уранового образца с различным обогащением массой 100 граммов. Все отклики нормируются на отклик образца с 10% обогащением, для которого эффект экранировки является минимальным. Расчеты, приведенные на рис. 77 относятся к случаю, когда на анализируемом образце нет кадмиевого экрана, в то время как расчеты на рис. 78 соответствуют случаю измерения образца, закрытого кадмиевым экраном. Легко видеть, что в первом случае графитовый замедлитель нейтронов

не может быть основой для создания установки контроля ДМ на тепловых нейтронах, а отсутствие кадмиевого экрана на образце увеличивает эффект экранировки нейтронов. Видно, что при измерении образца, окруженного кадмием, можно создать установку, которая будет давать удовлетворительные результаты во временном диапазоне 20–150 мкс при образцах с обогащением до 40%, а для больших обогащений следует использовать временной диапазон в пределах от 20 до 60 мкс после импульса быстрых нейтронов источника.

Таким образом, расчеты с помощью метода Монте-Карло являются мощным средством, которое следует использовать при создании сложных установок активного контроля ДМ. Эти расчеты дают полную картину пространственно-энергетического распределения нейтронов и фотонов в сложных трехмерных композициях установок активного контроля при использовании внешних источников излучений любого спектра и работающих по любому временному закону.

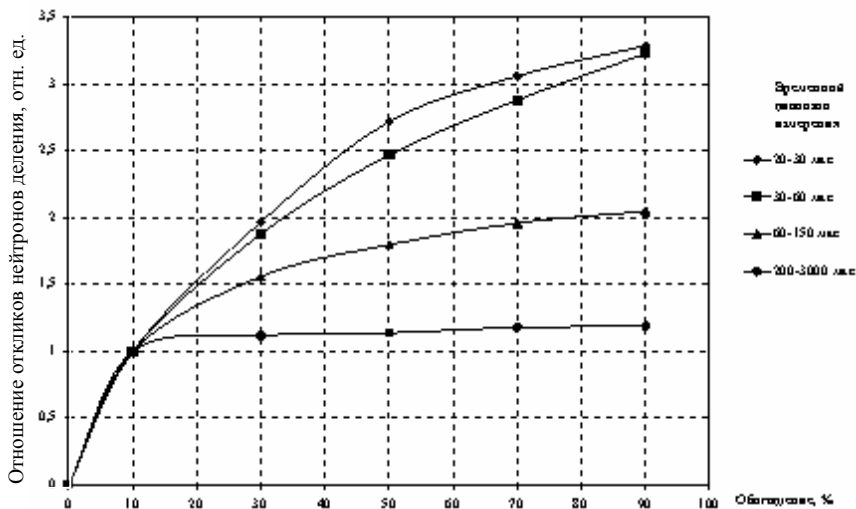


Рис. 77. Отношение откликов нейтронов деления образцов различного обогащения без кадмиевого экрана к отклику образца с обогащением 10%

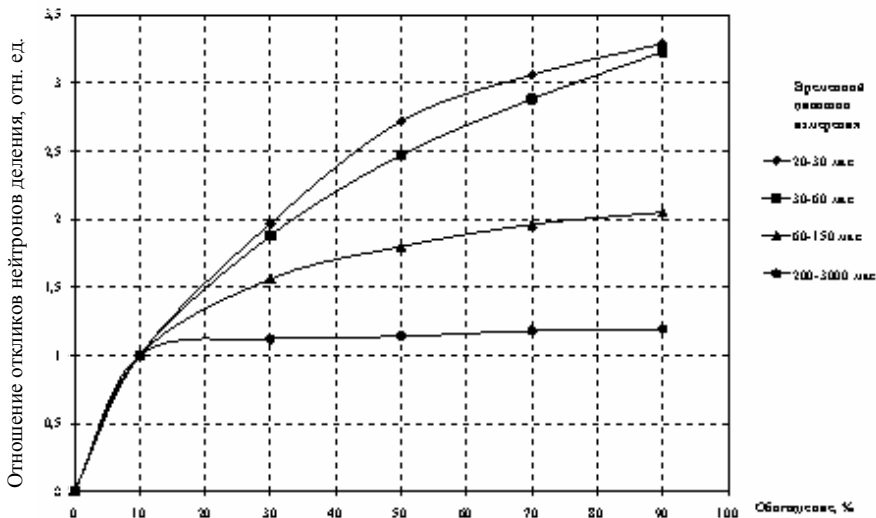


Рис. 78. Отношение откликов нейтронов деления образцов с кадмиевыми экранами к отклику образца с обогащением 10%

Контрольные вопросы

1. Проблема выбора источника нейтронов для установок активного контроля.
2. Преимущества импульсных нейтронных источников перед источниками непрерывного действия.
3. Общие схемы использования импульсного нейтронного источника в установках контроля для получения отклика ДМ на нейтроны различной энергии.
4. Жизненный цикл нейтронов в замедляющих средах после введения в них импульса быстрых нейтронов.
5. Эволюция спектров нейтронов во времени в различных замедлителях (на примере графитового замедлителя).
6. Константа спада тепловых нейтронов в замедлителях.
7. Особенности замедления нейтронов в легких и тяжелых замедлителях после введения в них импульса быстрых нейтронов.

8. Типы и параметры нейтронных генераторов для получения нейтронов.

9. Основы физического метода анализа содержания ^{235}U в ТВС низкого обогащения с помощью импульсного нейтронного источника.

10. Анализ отходов ядерного производства с помощью комбинированного метода использования тепловых и эпитепловых нейтронов.

11. Установки контроля ДМ с использованием метода спектрометрии нейтронов по времени замедления в свинцовом замедлителе, принцип действия и устройства.

12. Математическое моделирование установок контроля ДМ с помощью метода Монте-Карло.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials. Reily D., Ensslin N., Smith H., Kreiner S. 1991, Washington, DC 20013-7082, ISBN-16-032724-5.
2. Active Nondestructive Assay of Nuclear Materials. Tsahi Gozani. 1981, National Technical Information Service U.S. Springfield, VA 22151, U.S. Nuclear Regulatory Commission Washington, DC 20555.
3. Бекурц К., Виц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968.
4. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер: Справочник. М.: Атомиздат, 1976.
5. Лос-Аламосская энциклопедия по использованию неразрушающих методов анализа для обеспечения гарантий / Пер. с англ. Киев, 2000.
6. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы. М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. Radiation detection from fission, J.T.Michalczo. ORNL TM-2004 234 Oak Ridge.
8. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1989.
9. Фролов В.В. Ядерно-физические методы контроля делящихся материалов. М.: Энергоатомиздат, 1976.
10. Кирьянов Г.И. Генераторы быстрых нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1990.
11. Таблицы физических величин: Справочник / Под редакцией акад. И.К. Кикоина М.: Атомиздат, 1976.
12. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1977.
13. Physical description of nuclear materials identification system (NMIS) signatures. Mihalczo J.T. et al. Nucl. Inst.&Methods, v 450 pp. 531-555, 2000.
14. Nuclear Waste Instrumentation Engineering, 4-5 November, Boston, Massachusetts, 1998. Performance of a neutron-sensitive scintilla-

tong glass-fiber panel for portal, freight and vehicle monitoring. Seymour R.S. and al.

15. Saint Gobain, Scintillation Product, Organic scintillators.

16. The $^{252}\text{Californium}$ Shuffler. Los Alamos, Application note, 1990.

17. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1974.

18. Menlove H.O. Description and Operation Manual for the Active Well Coincidence Counter Los Alamos Scientific Laboratory report LA-7823-M, 1979.

19. Foley J.E. Nuclear Safegards Research and Development, LA-4683 Los-Alamos 1971.

20. Experimental comparison of the active well coincidence counter with the random driver. Menlove O., Ensslin N., Sampson E., Los Alamos Scientific Laboratory report LA-7882-MS, 1979.

21. Hurley J.P. et al. Current status of the Associated Particle Imaging System at STL.EGG 10617-3008, January 1992.

22. Вопросы атомной науки и техники: Сер. «Радиационная техника». Вып. 1(27), 1984.

23. KED/KXRF Hybrid Densitometer, Application note, Los Alamos, May 1996.

24. Исследования по нейтронной физике. Труды ФИАН. Том XXIV. М.: Наука, 1964.

25. Спектры медленных нейтронов: Сборник статей. М.: Атомиздат, 1971.

26. Бармаков Ю.Н., Боголюбов Е.П., Смирнов Г.А. Портативные генераторы нейтронов, от создания – к современному состоянию и перспективам развития. Международная научно-техническая конференция: Сборник материалов. М., 2004.

27. Romodanov V.L., Nikolaev V.G. Determination of the content of fissile substances in the fuel assemblies of nuclear reactor through the use of a pulsed neutron sources: Proceeding of the 2nd International Conference on Material Protection, Control and Accounting, May 22-26, Obninsk, Russia

28. Melton S., Estep R., Hollas C., Arnone G., Brunson G., Coop K. Development of Advanced Matrix Correction Techniques for Active Interrogation of Waste Drums Using of the CTEN Instrument. Preprint LA-UR-97-399, 1997.

29. Krinniger H. et al. Pulsed neutron method for non-destructive and simultaneous determination of the ^{235}U and ^{239}Pu contents of irradiated and non-irradiated reactor fuel elements, Nuclear Instruments and Methods, 73,13-33, 1969.

30. NMIS plus gamma spectroscopy for attributes of HEU, Pu and HEU detection. T.Mihalcz J.T. et al. Nucl. Inst.&Methods, v 213 pp. 378-384, 2004.

31. MCNP-4a, Manual, LA-12625M.