УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина»



Кафедра общей и теоретической физики

Начало		
Содер	жание	
•	▶	
••	<b>&gt;&gt;</b>	
Страница 1 из 401		
Назад		
На весь экран		
Закрыть		

# ФИЗИКА ЯДРА

Электронный учебно-методический комплекс для студентов специальности «Компьютерная физика»



Брест БрГУ имени А.С. Пушкина 2022 Автор-составитель: П.Б. Кац

Рецензенты:

Кафедра физики учреждения образования «Брестский государственный технический университет» (Заведующий кафедрой кандидат физико-математических наук, доцент

## Т. Л. Кушнер)

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры математического анализа, дифференциальных уравнений и их приложений учреждения образования «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина» **И.Н. Мельникова** 

В электронном учебно-методическом комплексе содержатся подробные тексты лекций согласно учебной программе по предмету, приведены планы практических занятий, а также лабораторные работы. По каждому занятию предлагаются теоретические вопросы, задачи для самостоятельного решения. В конце приведены справочные материалы и ответы. Указана необходимая литература. Электронный учебно-методический комплекс предназначен для студентов специальности «Компьютерная физика».



Кафедра общей и теоретической физики



УДК 539.1 ББК 22.38

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> 9
СОДЕРЖАНИЕ УЧЕБНОГО МАТЕРИАЛА 13
УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКАЯ КАРТА УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ 17
Лекции по физике ядра 18
ТЕМА 1. ВВЕДЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ФИЗИ-
КИ ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. МАСШТАБЫ
ЯВЛЕНИЙ МИКРОМИРА. ТИПЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ТЕМА 2 СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР
§2.1 Ядро как система взаимодействующих протонов и
нейтронов
§2.2 Спин и магнитный момент нуклонов и ядра. Четность. 26
§2.3 Масса и энергия связи ядра
<b>§2.4 Модели атомных ядер.</b>
§2.5 Ядерные силы и их свойства. Мезонная теория ядер-
ных сил.
<b>ТЕМА 3 РАДИОАКТИВНОСТЬ</b>
<b>§3.1</b> Радиоактивность. Основные понятия
<b>§3.2</b> <i>α</i> <b>- распад.</b>
<b>§3.3</b> <i>β</i> - превращение. Нейтрино



§3.4 <i>ү</i> -излучение. Внутренняя конверсия. Эффект Месс-	
бауэра	54
§3.5 Радиоактивные ряды. Другие виды радиоактивности.	
Применение радиоизотопов.	58
ТЕМА 4 ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ	61
§4.1 Ядерные реакции. Законы сохранения в ядерных ре-	
акциях.	61
§4.2 Механизмы ядерных реакций. Особенности ядерных	
реакций под действием $lpha$ -частиц, $\gamma$ -квантов, электро-	
нов, нейтронов, легких и многозарядных ионов.	64
ТЕМА 5 ДЕЛЕНИЕ И СИНТЕЗ АТОМНЫХ ЯДЕР	68
§5.1 Деление атомных ядер. Цепная ядерная реакция.	68
§5.2 Ядерная энергетика.	72
§5.3 Синтез легких ядер.	75
ТЕМА 6 ОБЩИЕ СВОЙСТВА НАБЛЮДАЕМЫХ ЭЛЕ-	
МЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ	80
§6.1 Классификация элементарных частиц. Частицы и ан-	
тичастицы.	80
§6.2 Фундаментальные взаимодействия. Проблема постро-	
ения единой теории слабых, электромагнитных и силь-	0.0
ных взаимодействий.	83
§6.3 Законы сохранения в физике частиц.	88



ТЕМА 7 КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬ-
НЫЕ МЕТОДЫ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ 92
<b>§7.1 Космические лучи.</b> 92
<b>§7.2 Ускорители частиц.</b>
<b>§7.3 Детекторы частиц.</b>
Практические физике ядра
Занятие № 1. Тема: СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА 103
Занятие № 2. Тема: ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ АТОМНОГО ЯД-
<b>PA</b>
Занятие № 3. Тема: СПИН НУКЛОНОВ И ЯДРА. МАГ-
<b>НИТНЫЙ МОМЕНТ ЯДРА</b>
Занятие № 4. Тема: МОДЕЛИ ЯДЕР
Занятие №5. Тема: СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ СИЛ 110
Занятие № 6. Тема: РАДИОАКТИВНОСТЬ. ЗАКОН РА-
<b>ДИОАКТИВНОГО РАСПАДА</b>
Занятие № 7. Тема: α-РАСПАД. β-ПРЕВРАЩЕНИЕ. ү-
ИЗЛУЧЕНИЕ
Занятие № 8. Тема: РАДИОАКТИВНЫЕ СЕМЕЙСТВА.
ДРУГИЕ ВИДЫ РАДИОАКТИВНОСТИ. ПРИМЕ-
НЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ 116
Занятие № 9. Тема: ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
Занятие № 10. Тема: РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ И СИНТЕЗА . 120
Занятие № 11. Тема: ФИЗИКА ЧАСТИЦ



<b>ОТВЕТЫ К ЗАДАЧАМ</b>	БРЭСЦКІ ДЗЯРЖАЎНЫ УНІВЕРСІТЭТ імя А.С. ПУШКІНА
<b>ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ</b>	
Лабораторная работа № 1 ГРАДУИРОВКА СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО РА- БОЧЕГО НАПРЯЖЕНИЯ	
Лабораторная работа № 2 ИЗУЧЕНИЕ ГАЗОРАЗРЯД- НОГО СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА 139	Кафедра общей и тео-
Лабораторная работа № 3 ИЗУЧЕНИЕ РАДИОМЕТРА НА БАЗЕ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА. ИЗ- МЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ ОБРАЗЦОВ ОТНОСИ- ТЕЛЬНЫМ МЕТОДОМ	ретической физики <sub>Начало</sub>
Лабораторная работа № 4 ИЗУЧЕНИЕ СТАТИСТИЧЕ- СКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПРИ ЯДЕРНЫХ ИЗ- МЕРЕНИЯХ	Содержание
Лабораторная работа № 5 ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙ- СТВИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ. ОПРЕ- ДЕЛЕНИЕ МАССОВОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛО- ЩЕНИЯ	
Лабораторная работа № 6 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВО- БОДНОГО ПРОБЕГА АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ВОЗДУ- ХЕ	На весь экран Закрыть

Лабораторная работа № 7 ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ РА- ДИОАКТИВНОГО РАСПАДА. МЕТОДЫ ОПРЕДЕ- ЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ	кафедра общей и тео ретической физики
МОЩЬЮ ОДНОКРИСТАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯ-	Начало
<b>ЦИОННОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА</b>	
Лабораторная работа № 10 ДОЗИМЕТРИЯ И ЗАЩИТА	Содержание
ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ РАДИОБИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙ-	• •
<b>СТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ</b>	44 >>
Лабораторная работа № 11 ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИ-	
ЦЫ: ИЗУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАКОНОВ	Страница 7 из 401
СОХРАНЕНИЯ, ИДЕНТИФИКАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТ-	Назад
СКИХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ	
Лабораторная работа № 12 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА	На весь экран
ПОЛУРАСПАДА ДОЛГОЖИВУЩЕГО ИЗОТОПА 277	Закрыть
<b>ТЕСТ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ</b>	

286
287
287
289
289
290
290
L
291
292
294
295
401





## введение

Учебная дисциплина "Физика ядра" согласно учебному плану для специальности 1-31 04 08 Компьютерная физика от 13.07.2018 г., № ФМ-23-18/уч и учебному плану для специальности 1-31 04 08 Компьютерная физика от 1.06.2022 г., № ФМ-43-22/уч относится к модулю 1.12 «Физика атома и физика ядра» государственного компонента.

"Физика ядра" представляет собой неотъемлемую часть общего курса физики и базируется прежде всего на знаниях, полученных при изучении атомной физики, а также механики, электричества и магнетизма, оптики.

Цель дисциплины - формирование базовых знаний и умений в области физики микроскопических явлений на субатомном уровне и получение опыта их применения для решения исследовательских и практических задач.

Курс общей физики имеет два аспекта:

- он должен ознакомить студента с основными методами наблюдения, измерения и экспериментирования, а также сопровождаться необходимыми физическими демонстрациями и лабораторными работами в общем физическом практикуме;

- курс не сводится лишь к экспериментальному аспекту, а должен представлять собой физическую теорию в адекватной математической форме, чтобы научить студента использовать теоретические знания для решения практических задач, как в области физики, так и на междисциплинарных границах физики с другими областями знаний. Поэтому курс изложен на соответствующем математическом уровне и с достаточной широтой, позволяющей чётко обозначить эти междисциплинарные границы.

Для достижения указанной цели предусматривается:

- раскрыть основные принципы и законы квантовой физики, и их математическое выражение;

- изложить в лекциях информацию об основных физических явлениях, методах





их наблюдения и экспериментального исследования;

- сформировать у студента навыки экспериментальной работы, ознакомить его с основными принципами автоматизации физического эксперимента, научить правильно выражать физические идеи, количественно формулировать и решать физические задачи, оценивать порядки физических величин;

- сформировать у студента ясное представление о границах применимости физи-ческих моделей и гипотез;

- развить у студента любознательность и интерес к изучению физики.

В результате изучения дисциплины "Физика ядра" студент должен знать:

- основы истории развития физики ядра и элементарных частиц;

-основные модели атомного ядра

-типы и механизмы ядерных реакций

-типы и особенности фундаментальных взаимодействий

уметь:

- правильно соотносить содержание конкретных задач с общими законами физики, эффективно применять общие законы для решения конкретных задач в области физики и на междисциплинарных границах физики с другими областями знаний;

- пользоваться основными физическими приборами, ставить и решать простейшие экспериментальные задачи, обрабатывать, анализировать и оценивать полученные результаты;

- строить математические модели простейших физических явлений и использовать для изучения этих моделей доступный ему математический аппарат, включая методы вычислительной математики;

- использовать при работе справочную и учебную литературу; находить другие необходимые источники информации и работать с ними.

Освоение дисциплины направлено на формирование следующих компетенций: Базовые профессиональные компетенции:

- Владеть основными закономерностями процессов радиоактивного распада и



Начало		
Содер	жание	
•	•	
44	••	
Страница 10 из 401		
Назад		
На весь экран		
Закрыть		

ядерных реакций; быть способным решать задачи радиоактивного распада ядер, рассчитывать Q-фактор ядерных реакций и превращений, энергию связи ядер.

Формы обучения – лекции, практические и лабораторные занятия.

Самостоятельная подготовка студентов: теоретическая подготовка к занятиям, внеаудиторное решение задач (выполнение домашних заданий), самоподготовка к лабораторным работам, подготовка к коллоквиумам и контрольным работам, выполнение курсовой работы, подготовка к экзамену.

ЭУМК разработан для учреждений высшего образования в соответствии с требованиями образовательного стандарта по специальности 1-31 04 08 "Компьютерная физика".

ЭУМК предусматривает изучение дисциплины на третьем курсе (шестой семестр), что обусловлено необходимостью совершенствования студентами измерительных умений и их адаптации к условиям работы в физических лабораториях. Курс рассчитан на 160 часов (общее количество), 80 часов аудиторных, из них 30 лекционных часов, 22 часа практических занятий и 28 часов лабораторных.

Итоговый контроль знаний осуществляется в форме экзамена.

ЭУМК предназначен для студентов дневной формы получения образования. Структура учебно-методического комплекса:

• введение;

• вспомогательная часть, состоящая из содержания учебного материала, учебнометодической карты;

• основная часть, содержащая теорию, практические занятия, лабораторные работы, приложения;







Цель данного учебно-методического комплекса - систематизировать знания в области оптики, позволить студентам самостоятельно готовиться к практическим и лабораторным занятиям.

Содержание комплекса соответствует учебному плану специальности 1-31 04 08 Компьютерная физика и учебной программе специальности 1-31 04 08 Компьютерная физика от 29.05.2020 г., рег. № УД-20-006-20/уч.



### СОДЕРЖАНИЕ УЧЕБНОГО МАТЕРИАЛА

**1. Введение**. Основные этапы развития физики ядра и элементарных частиц. Масштабы явлений микромира. Типы фундаментальных взаимодействий.

**2. Свойства атомных ядер**. Открытие и свойства протона. Открытие нейтрона. Ядро как система взаимодействующих протонов и нейтронов. Заряд ядра. Массовое число и масса ядра. Изотопы. Изобары. Изотоны. Размеры, плотность и форма ядер. Электрические квадрупольные моменты ядер.

Спин нуклонов и ядра. Четность ядра. Магнитные моменты нуклонов и ядра. Сверхтонкая структура спектральных линий. Радиолиния водорода. Экспериментальное измерению спинов и магнитных моментов ядер с помощью сверхтонкой структуры, внешних магнитных полей. Ядерный магнитный резонанс. Измерение магнитного момента протона, нейтрона.

Энергия связи и дефект массы атомного ядра. Избыток масс. Удельная энергия связи. Масс-спектральный анализ. Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра (формула Вайцзеккера).

**3.** Модели атомных ядер. Сложности создания теории ядра. Классификация моделей атомных ядер. Коллективные модели. Капельная модель строения ядра. Объяснение спинов и четностей низших возбужденных уровней четно-четных ядер. Гигантский дипольный резонанс. Несферическая модель. Одночастичные модели. Модель ферми-газа. Оболочечные модели. Магические ядра. Физическое обоснования оболочечной структуры ядра. Потенциал усредненного ядерного поля, спинорбитальное взаимодействие. Одночастичные состояния в усредненном ядерном потенциале. Объяснение спинов и четностей ядер в модели оболочек. Сверхтекучая модель оболочек. Остаточное взаимодействие. Обобщенная модель ядра. Состояния нуклонов в деформированном ядре. Модель Нильссона.

Ядерные силы и их свойства. Волновая функция и радиус дейтрона. Энергия связи дейтрона. Магнитный момент и электрический квадрупольный момент дей-





трона. Тензорный характер ядерных сил. Рассеяние нейтронов и протонов на протонах и ядрах. Спиновая и спин-орбитальная зависимость ядерных сил. Зарядовая независимость ядерных сил. Обменный характер ядерных сил. Мюоны. Мезоны и их характеристики. Обменное взаимодействие посредством виртуальных мезонов. Роль тяжелых мезонов. Потенциал Юкавы.

**4.** Радиоактивность Определение. История открытия. Естественная и искусственная радиоактивность. Виды радиоактивности. Необходимое энергетическое условие радиоактивности. История открытия. Статистический характер распада. Закон радиоактивного распада. Период полураспада. Среднее время жизни ядра. Активность. Единицы измерения активности.

 $\alpha$ –распад.  $\alpha$ –радиоактивные ядра. Энергия  $\alpha$ – частиц. Основные экспериментальные закономерности  $\alpha$ – распада. Элементы теории  $\alpha$ – распада. Туннельный эффект. Определение размеров ядер по данным  $\alpha$ – распада. Взаимодействие  $\alpha$ – частиц с веществом.  $\beta$ – превращение. Виды  $\beta$ – превращений. Энергетические условия  $\beta$ –распа-дов. Условие устойчивости ядра по отношению к  $\beta$ – превращениям. Конкуренция между процессами. Нейтроно- и протоно-избыточные ядра. Спектры электронов. Характеристики нейтрино. Нейтрино и законы сохранения. Эксперименты Аллена, Райнеса и Коуэна. Элементы теории  $\beta$ – распада. Понятие о слабых взаимодействиях.

 $\gamma$ — излучение ядер. Каскадные  $\gamma$ — переходы. Электрические и магнитные переходы. Правила отбора по моменту и четности для  $\gamma$ — переходов. Вероятности переходов. Ядерная изомерия. Внутренняя конверсия. Эффект Мессбауэра, методы наблюдения и применение в физике и технике.

Радиоактивные ряды. Объяснение распространенности различных рядов. Другие виды радиоактивности. Особенности. История открытия. Применение радиоактивных изотопов.

**5. Ядерные реакции.** Определение в узком и широком смысле. Каналы ядерных реакций. Сечения ядерных реакций. Законы сохранения в ядерных реакциях.





Механизмы ядерных реакций. Модель составного компаунд-ядра. Нерезонансные и резонансные ядерные реакции. Энергия возбуждения промежуточного ядра. Прямые ядерные реакции. Реакции, вызванные частицами высоких энергий. Особенности ядерных реакций под действием  $\alpha$  – частиц, протонов, дейтронов, нейтронов,  $\gamma$  – квантов, электронов, многозарядных ионов. Примеры.

6. Деление и синтез атомных ядер. История открытия деления ядер. Основные экспериментальные данные о делении. Запаздывающие нейтроны. Элементарная теория деления. Параметр деления. Энергия активации (барьер деления). Энергия деления. Цепная ядерная реакция. Коэффициент размножения нейтронов. Формула четырех сомножителей. Критические размеры. Критическая масса. Неуправляемая цепная реакция деления. Способы детонации.

Ядерные реакторы. Принцип действия реактора на тепловых нейтронах. Роль запаздывающих нейтронов в управляемой цепной реакции деления. Классификация реакторов. Бридерные реакторы.

Синтез легких ядер. Примеры реакций. Условия протекания. Термоядерные реакции в звездах и на Солнце. Протонно-протонный цикл. Углеродно-азотный цикл. Водородная бомба. Проблемы управляемого термоядерного синтеза. Критерий Лоусона. ТОКАМАК. Способы нагрева плазмы. Основные неустойчивости. Стелларатор. Инерциальный термоядерный синтез.

**7. Общие свойства наблюдаемых элементарных частиц**. Определение. Способы классификации элементарных частиц. Систематика элементарных частиц. Частицы и античастицы. Открытие античастиц. Взаимодействие частиц и античастиц.

Типы фундаментальных взаимодействий. Радиус взаимодействия, переносчики, константа взаимодействия, особенности слабого взаимодействия, проявления взаимодействий, реакции. Кварковая модель адронов. Типы и характеристики кварков. Цвет. Глюоны. Глубоко неупругое рассеяние. Асимптотическая свобода и конфайнмент. Потенциал взаимодействия кварков. Квантовая хромодинамика и механизм





ядерных сил. Достижения КХД. Адронные струи. Сбегающиеся константы. Предсказания теорий Великого объединения.

Точные и приближенные законы сохранения в физике частиц. Осцилляции нейтрино. Проблема тета-тау. Опыт Ву. Спиральность. Дискретные симметрии С, Р, Т. Нарушение комбинированной четности при распаде долгоживущих нейтральных каонов. СРТ-теорема, ее следствия.

8. Космические лучи. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. Открытие космических лучей. Первичное космическое излучение. Состав, энергия и классификация. Гипотезы происхождения космических лучей. Возможные механизмы ускорения частиц космического излучения. Прохождение космического излучения через атмосферу. Компоненты вторичных космических лучей. Широкие атмосферные ливни. Физические принципы работы ускорителей. Классификация ускорителей. Встречные пучки. Накопители частиц. Большой адронный коллайдер. Применение ускорителей. Методы регистрации частиц. Счетчики частиц, трековые детекторы, калориметры.





## УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКАЯ КАРТА УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

N⁰	Тема	ЛК	ПР	ЛБ
1	Введение	2		
2	Свойства атомных ядер	4	4	
3	Радиоактивность	4	4	20
4	Ядерные реакции	4	4	
5	Деление и синтез атомных ядер	4	4	
6	Общие свойства наблюдаемых	8	4	8
	элементарных частиц			
7	Космические лучи. Эксперимен-	4	2	
	тальные методы в физике высо-			
	ких энергий			

БРЭСЦКІ ДЗЯРЖАЎНЫ УНІВЕРСІТЭТ Імя А.С. ПУШКІНА Кафедра общей и тео-ретической физики Начало Содержание ▶ •• 44 Страница 17 из 401 Назад На весь экран Закрыть

#### Лекции по физике ядра

## ТЕМА 1. ВВЕДЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ФИЗИКИ ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. МАСШТАБЫ ЯВЛЕНИЙ МИКРОМИРА. ТИПЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.

1896 Беккерель открыл радиоактивность.

1897 Дж Томсон открыл электрон.

1898 Мария и Пьер Кюри выделили радий и полоний.

1899 Э. Резерфорд открыл, что уран излучает  $\alpha$ - <br/>и  $\beta$ -частицы.

1900 П. Виллард откры<br/>л $\gamma$ — лучи при изучении распада урана. Макс Планк выдвинул гипотезу квантов и сформулировал закон из<br/>лучения абсолютно черного тела.

1903 Резерфорд и Содди открывают закон радиоактивного распада.

1908 Ганс Гейгер и Эрнст Резерфорд сконструировали прибор для регистрации отдельных заряженных частиц. В 1928 г. Гейгер и Вальтер Мюллер усовершенствовали (счетчик Гейгера - Мюллера).

1911 Эрнст Резерфорд объяснил эксперимент Гейгера - Марсдена, предложив ядерную модель атома. 1912. Ч. Вильсон изобрел камеру, названную его именем. Виктор Гесс открыл космические лучи. Томсон построил масс-спектрограф, с помощью которого впервые были точно открыты изотопы.

1919 Резерфорд осуществил первую искусственную ядерную реакцию и доказал наличие в атомных ядрах протонов.

1923 А Комптон исследовал рассеяние рентгеновских лучей на электронах и доказал существование фотона.

1930 Эрнест Лоуренс и Стэнли Ливингстоун построили первый циклотрон.

1931 Роберт Ван де Грааф создал электростатический ускоритель (генератор Ван де Граафа).





1932 Джон Кокрофт и Томас Уолтон ускоренным на ускорителе пучком протонов расщепили ядра бора и лития. Джеймс Чедвик открыл нейтрон. В Гейзенберг и Д Иваненко предложили протон-нейтронную модель атомного ядра. Карл Андерсон открыл позитрон в космических лучах.

1934 Ирен и Фредерик Жолио-Кюри получили искусственный радиоактивный изотоп  $P^{30}$ . Э. Ферми ввел новое взаимодействие - слабое.

1935 Х. Юкава разработал теорию ядерного взаимодействия и предсказал мезоны - кванты ядерного поля. Карл фон Вайцзеккер написал формулу для энергии связи ядра.

1936 Бор и Я. Френкель создали капельную модель ядра. Сет Недермейер, К. Андерсон и др. открыли мюон в космических лучах.

1938-1939 Г Бете и др. предложили истотчник энергии звезд – реакции термоядерного синтеза. Работами Гана, Штрассмана, Мейтнер, Фриша, Бора и Уиллера было открыто деление ядер урана нейтронами и создана теория деления. Лео Сцилард, Э Ферми, Яков Зельдович и Юлий Харитон обосновали возможность протекания в уране цепной ядерной реакции деления.

С 1940 Глен Сиборг и др. синтезировали трансурановые элементы.

1942 Энрико Ферми осуществил управляемую цепную реакцию деления в первом атомном реакторе.

1944 Владимир Векслер и Эдвин Макмиллан открыли принцип автофизировки, который лег в основу создания новых ускорителей (синхротрон, фазотрон, синхрофазотрон)

1945 Взорвана первая атомная бомба (США).

1946 Георгий Гамов развил модель **Большого взрыва**, предложив теорию горячей Вселенной и разработал теорию синтеза химических элементов. (1948 - статья  $\alpha\beta\gamma$ )

1947 Сесил Пауэлл и др. открыли *π*-мезоны. Джордж Рочестер и Клиффорд Батлер открыли странные частицы. Поликарп Куш обнаружил аномальный маг-





нитный момент элна. У. Лэмб и Р. Ризерфорд обнаружили расщепление уровней атома водорода. Ричард Фейнман предложил диаграммный метод в КЭД.

1949 Мария Гепперт-Майер и Ханс Йенсен создали оболочечную модель ядра.

С. Томонага, Ю. Швингер и Фейнман создали перенормируемую КЭД.

1952 Группа под руководством Энрико Ферми экспериментально наблюдает первый адронный резонанс  $\Delta(1232)$  в  $\pi$ р-столкновениях.

1953 Взорвана первая водородная бомба (СССР).

1955 Оуен Чемберлен, Эмилио Сегре, Клайд Виганд и Томас Ипсилантис открыли антипротон.

1956 Фредерик Райнес и Клайд Коэн зарегистрировали антинейтрино.

1958 Джеймс Ван Аллен, Сергей Вернов и Александр Чудаков открыли радиационные пояса Земли.

Рудольф Мессбауэр открыл явление ядерного гамма-резонанса без отдачи (эф-фект Мессбауэра).

1964 Мюррей Гелл-Манн и Георг Цвейг предложили кварковую модель адронов. Питер Хиггс (Peter Higgs) предложил механизм возникновения массы частиц вследствие спонтанного нарушения локальной калибровочной симметрии.

1965 Арно Пензиас и Роберт Вудро Вильсон открыли реликтовое фоновое излучение во Вселенной.

1967 Стивен Вайнберг, Абдус Салам и Шелдон Глэшоу - модель электрослабого взаимодействия.

1968 Обнаружена партонная структура нуклона в глубоконеупругом электронпротонном рассеянии. Габриеле Венециано положил начало разработке теории струн.

1974 Первые модели Теории Великого Объединения (ТВО), Стивен Хокинг выдвинул концепцию испарения чёрных дыр.

1975 Мартин Перл открыл тау-лептон.

1979 Экспериментально подтверждено существование глюона.

1983 Карло Руббиа и Симон ван дер Меер открыли векторны<br/>е $W^\pm-$ и Z-бозоны.





1998 Первое свидетельство осцилляции нейтрино.

2000 Получена кварк-глюонная плазма при столкновении ультрарелятивистских тяжелых ядер.

2008 запущен Большой адронный коллайдер.

2009 г. Синтезирован 117 химический элемент.

2013 г. Открыт бозон Хиггса.

2014 Обнаружение тетракварка на БАКе.

2015 Обнаружение пентакварка на БАКе.

Рассмотрим характерные скорости и масштабы в ядерной физике и физике частиц. Если v частицы сравнимы со скоростью света в вакууме, или, если их кинетические

Скорости	Масштабы
<ul><li>α. Большие</li><li>β. Малые</li></ul>	а) Большие б) Обычные в) Малые

энергии сравнимы или больше энергии покоя ( $T > mc^2$ ), то процессы относят к релятивистским. Этот круг явлений изучает релятивистская физика, базирующаяся на специальной теории относительности.

Максимальная энергия протонов, достигнутая в лаборатории, составляет порядка  $10^{13}$  эВ = 10 ТэВ. Максимальная энергия протонов космического излучения равна по порядку величины  $10^{20}$  эВ (порядка 10 Дж).

Систематизируем теперь физические явления по характерным для них масштабам, то есть по типичным размерам исследуемых объектов или типичным расстояниям между ними.

а) В случае, когда для характерных масштабов справедлива оценка R > 100 млн.
св. лет, говорят, что мы имеем дело с мегамиром. Изучается космологией.

б) Окружающие нас тела обладают «обычными» размерами и составляют **мак-ромир** - предмет макроскопической физики.

в) Если выполняется неравенство  $R < 10^{-8}$  м, то соответствующие явления относят к области **микромира**, который изучается квантовой физикой. От  $10^{-8} - 10^{-10}$ м - мир молекулярной и атомной физики. Расстояния  $10^{-15}$  м характерны для ядер-





ной физики и физики частиц низких энергий. В ядерной физике часто используется внесистемная единица - **ферми**: 1 ферми =  $10^{-15}$  м.

В области от  $10^{-15}$  до  $10^{-18}$  м властвует **физика высоких энергий**. Начиная с расстояний ~  $10^{-18}$  м лежит **субмикромир**. Не исключено, что существует какая-то фундаментальная длина, а пространствово и время становятся дискретными (квантованными).

Минимальные расстояния, доступные современной физике, равны по порядку величины  $10^{-18}$  м. Максимальные расстояния, которыми оперируют астрономы, имеют порядок 10 млрд. св. лет ~  $10^{26}$  м - размеры видимой части Вселенной.

Если оценить примерно, за какое время ч-ца, двигаясь со скоростью света, пересечет ядро по диаметру, то полученная величина будет равна  $10^{-23}$  с - его иногда называют **ядерным временем**, им и определяется временной масштаб в мире элементарных частиц.

Для tmax  $\sim 10$  млрд. лет  $\sim 10^{18}$  с. Оно сопоставляется возрасту Вселенной, который, согласно современным воззрениям, оценивается в 10-15 млрд. лет.

За единицу массы элементарных частиц принимают массу элекрона. Если ее выразить в энергетических единицах, то ей соответствует собственная энергия 0,511 МэВ. Масса ядра и атома в ядерной физике измеряется в а.е.м. = 1,661 · 10<sup>-27</sup> кг.

В настоящее время известно около 400 элементарных частиц. Все многообразие взаимодействий и превращений этих частиц управляется всего 4 типами фундаментальных вз-действий.

1. Сильное взаимодействие. Наиболее известное проявление - ядерные силы.

2. Электромагнитное взаимодействие присуще электрически заряженным частицам и фотонам.

3. Слабое взаимодействие свойственно почти всем частицам. Наиболее известное проявление слабого взаимодействия - бета-распады многих атомных ядер.

4. Гравитационное взаимодействие универсально. В нем участвуют все частицы и все тела Вселенной.





## ТЕМА 2 СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

**§2.1 Ядро как система взаимодействующих протонов и нейтронов.** Ядро открыто **Э. Резерфордом** (1911) (рассеяние *α* – частиц атомами некоторых металлов).

В 1919 г. Резерфорд открыл протон в реакции:

 $N^{14}+\alpha \rightarrow O^{17}+p_1^1.$ 

**Протон** (р) - ядро водорода. Заряд протона  $q_p = +e$ 

Масса протона  $m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$  кг = 1,00728 а.е.м. = 1836,15  $m_e = 938,3$  МэВ/ $c^2$ ., Спин протона  $s_p = 1/2$ .

Распад протона не наблюдался. Нижнее ограничение на время жизн<br/>и $2,1\cdot10^{29}$ лет.

В конце 1930 г. Боте и Беккер обнаружили весьма проникающие лучи, испускаемые некоторыми элементами, например, бериллий, при бомбардировке  $\alpha$ -частицами. Названы **бериллиевыми лучами**.

В 1932 г. **Дж. Чедвик** доказал, что бериллиевые лучи - поток частиц, лишенных заряда и с массой близкой ик массе протона; эти частицы названы **нейтронами**. (нобелевская 1935).

$$Be^9 + \alpha \to C^{12} + n_0^1.$$

Нейтрон. (n) q=0,  $m = 1,675 \cdot 10^{-27}$ кг = 1,00866а.е.м. = 939,6МэВ/ $c^2 \approx m_p + 2.5m_e$ . s = 1/2.

В свободном состоянии нестабилен - самопроизвольно распадается по схеме

$$n \to p + e^- + \tilde{\nu}.$$

Среднее время жизни свободного нейтрона около 15 минут.

В том же году Е.Н. Гапон, Д.Д. Иваненко и В. Гейзенберг предложили протоннейтроную модель ядра. За счет ядерных сил протоны и нейтроны удерживаются



Кафедра общей и теоретической физики



в ядре. Свойства протонов и нейтронов по отношению к ядерным взаимодействиям одинаковы. Поэтому в ядерной физике часто используют термин **нуклон**.

Количество протонов Z, входящих в состав ядра, определяет его заряд, +Ze. Z - атомный номер элемента или зарядовое число ядра.

Закон Мозли (1913 г.), подтвердил , что заряд ядра равен +Ze. Непосредственно Z был определен Чедвиком в 1920 г. в опытах по исследованию рассеяния  $\alpha$  – частиц на металлических фольгах.

Число нуклонов A в ядре - массовое число. Число n в ядре N = A-Z. Для обозначения ядер используется символ  ${}^{A}_{Z}X$ ,  ${}_{Z}X^{A}$ , или  $X^{A}_{Z}$ .

Большинство химических элементов имеют по нескольку изотопов. **Изотопы** атомы (и ядра) с одинаковым Z и разным N. Например, 3 изотопа H:  $H_1^1$  - **протий** ядро - протон,  $H_1^2$  - **тяжелый водород дейтерий**, ядро - **дейтрон**  $d_1^2$ ,  $H_1^3$ - **тритий**, ядро - **тритон**  $d_1^3$ . Природный уран из 3 изотопов –  $U^{238}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{234}$ .

Изотопы обладают близкими физико-химическими свойствами. Сильнее всего различие у изотопов водорода.

Ядра с одинаковым А - изобары.  $(Ar^{40}$  и Ca<sup>40</sup>). Ядра с одинаковым N - изотоны  $(C_6^{13}, N_7^{14})$ .

Форма и размеры ядер. У атомного ядра (как у всякой квантовой системы) нет четко определенной границы. Результат измерения зависит от метода и от того, что принять за радиус ядра. Размеры ядер определялись разными способами:

1) для  $\alpha$  – радиоактивных ядер по периоду полураспада и энергии  $\alpha$  – частиц;

2) по энерги связи ядра;

3) по спектрам излучения мезоатомов - у которых один электрон заменен мюоном - отрицательной частицей с  $m = 207m_{\rm e}$ . Мюон находится ближе к центру ядра, чем электрон (в аналогичном состоянии). Поэтому он с заметной Р находится внутри ядра. Это приводит к уменьшению энергии связи мюона. Величина этого уменьшения зависит от R.

4) изучение рассеяния быстрых n на ядрах;





5) измерение рассеяния быстрых электронов на ядрах.

Все эти методы приводят к результату (в зависимости от метода и от ядра):

 $R = r_0 A^{1/3}, r_0 \approx 1, 1 - 1, 5 \text{фм.}(2)$ 

Из соотношения (2) следует, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре. Следовательно, плотность вещества во всех ядрах примерно одинакова и равна  $\sim 10^{17} \text{ кг/m}^3$ .

В экспериментах по рассеиванию быстрых электронов установлено, что в ядре имеется внутренняя область, в которой плотность заряда практически постоянна, и поверхностный слой, где эта плотность резко падает. В первом приближении для не очень легких ядер

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp[\frac{r-R}{\delta}]}.(3)$$

- модель Ферми. R - расстояние от центра ядра до места, где плотность падает вдвое,  $\delta$  характеризует толщину поверхностного слоя.

Многие ядра имеют форму эллипсоида: об этом свидетельствует наличие вращательной энергии спектра четно-четных ядер.

Мера отклонения распределения ядра от сферически-симметричного - электрический квадрупольный момент ядра. Простейшая модель квадруполя - 2 равных по дипольному моменту и противоположно ориентированных диполя, на некотором расстоянии.

 ${\rm Q}{=}0$ для сферически-симметричного заряда, Q>0для вытянутого в<br/>доль оси симметрии; Q<0для сплюснутого распределения заряда. С<br/> ростом A форма ядер







периодически меняется от заметно вытянутой до сферической и слегка сплюснутой и обратно.

#### §2.2 Спин и магнитный момент нуклонов и ядра. Четность.

Спин нуклонов равен 1/2 - нуклоны являются фермионами. Спин ядра складывается из спино внуклонов, и их орбитальных моментов импульса по правилам квантовой механики. Он характеризуется квантовым числом I. (I также называют спином ядра):

$$M_{I} = \hbar \sqrt{I(I+1)}], (1)$$
$$M_{Iz} = \hbar \cdot m_{I}, m_{I} = -I; -I + 1...I - 1, I.(2)$$

I полуцелое при нечетном A и целое при четном A. У всех четно-четных ядер I=0.Это объясняется тем, что нуклиды одного типа с антипараллельными моментами импульса спариваются так что момент импульса пары = 0.

Из релятивистской квантовой механики Дирака для частицы с s=1/2  $mu_{sz} = \pm \mu_0 = \pm \frac{q\hbar}{2m}$ . Для р должно быть  $\mu_N = \pm \frac{e\hbar}{2m_p}$  - ядерный магнетон. На опыте

$$\mu_{\rm p} = +2,793\mu_N.(3)$$

Несмотря на отсутствие заряда магнитный момент нейтрона

$$\mu_n = -1,913\mu_N.(4)$$

(под магнитным моментом ядра, p, n понимаем  $mu_{zmax}$ ). Аномалия магнитных моментов протонов и нейтронов из-за того, что p и n состоят из электрически заряженных кварков.

В магнитный момент ядра вклад дают собственные магнитные моменты p, n и орбитальные магнитные моменты p.

$$\mu_I = \mu_{Izmax} = g\mu_N \cdot I.(5)$$



g – **гиромагнитное отношение или g-фактор** – обобщение фактора Ланде. Пусть электронная оболочка характеризуется внутренним квантовым числом J, а ядро - I. Тогда полный момент импулса атома характеризуется квантовым числом F:

 $M_F = \hbar \sqrt{F(F+1)}, |I-J| \le F \le I + J.(6)$ 

В результате взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем электронной оболочки энергия атома зависит от их взаимной ориентации. Это приводит к сверхтонкой структуре энергетических уровней и спектральных линий атомов.

Взаимодействие магнитных моментов р и электрона приводит к существованию **радиолинии атомарного водорода 21,1 см**. Она играет большую роль в астрономических наблюдениях, и в **водородных мазерах** – основе **квантовых стандартов частоты**.

Кроме I <br/>и $\mu$ ядро характеризуется четностью. Четность ядра

$$P = (-1)^{\sum l_i} . (7)$$



Четность энергетического уровня ядра отмечается знаком + или - при значении спина.

#### Методы определения спина и магнитного момента ядер.

1) с помощью сверхтонкой структуры спектральных линий.

1.1. Если  $I \leq J$ , то согласно (6) число уровней сверхтонкой структуры равно 2I+1. При этом каждая спектральная линия расщепляется на столько же компонент, что и энергетический уровень.

1.2 Если I > J, используют **правило интервалов**. Интервалы между соседними уровнями тонкой структуры сверху вниз относятся как

$$F: (F-1): (F-2) = (J+I): (J+I-l): (J+I-2).(8)$$



Зная J, можно найти I.

2) Спины ядер определяются также из ядерных реакций, т.к. при превращениях ядер сохраняется момент импульса.

3) I и  $\mu$  ядер определяют, помещая атомы исследуемого вещества во внешнее магнитном поле.

3.1) В слабом поле каждый уровень с F, расщепляется на 2F+1 уровней.

Если магнитное поле однородное и достаточно сильное, то связь магнитного момента ядра и электронной оболочки нарушается, они ориентируются во внешнем магнитном поле независимо. І и Ј приобретают во внешнем поле 2I+1 и 2J+1 проекций. Энергия взаимодействия определяется в основном ориентацией J, каждой из котороых соответствует 2I+1 близких подуровней. Пере-



ходы приводят к сверхтонкому расщеплению каждой линии на 2I + 1 компонент, независимо от того, что больше.

3.2) В неоднородном поле метод отклонения пучков, аналог опыта Штерна - Герлаха. Опыты по определению магнитного момента ядер труднее опыта Штерна - Герлаха, т.к. надо наблюдать на 3 порядка меньшие эффекты, при чем на фоне эффекта, обусловленного магнитным моментом элекронной оболочки.

Для увеличения эффекта используют электромагнит со специфической формой полюсов наконечников, обеспечивающий резко неоднородное поле. Для устранения фонового эффекта от электронных оболочек используют молекулы с взаимно скомпенсированными магнитным моментом электронов (H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O). Штерн, Эстерман и Фриш в 1933 году измерили таким способом магнитный момент протона (Штерн – ноб 1943).

3.3) **Ядерный магнитный резонанс** наблюдается в сильном постоянном магнитном поле, на которое накладывается слабое радиочастотное поле. Постоянное поле разрывает связь магнитных моментов ядра и электронов, и энергия ядра в





магнитном поле изменяется на величину  $\Delta E = g\mu_N B \cdot m_I$ . При

$$h\nu = g\mu_N B(9).$$

возникает переориентация магнитного момента относительно постоянного магнитного поля.

Обнаружить резонанс можно:

1) методом Раби;

2) по испусканию (или поглощению) квантов излучения;

3) наведению переориентирующимися спинами электродвижущей силы в катушке с помещенным в ней образцом. (Ф. Блох, Э. Парселл, Нобелевская премия 1952)

Для определения магнитного момента нейтрона Л. Альварес и Блох (1940) использовали измененный вариант метода Раби. Вместо неоднородных полей  $B_1$  и  $B_3$ пропускали нейтроны через 2 намагниченных до насы-

щения ферромагнетика. Ферромагнетик ведет себя по отношению к нейтронам как поляризатор, пропускающий преимущественно n с магнитными моментами, параллельными намагниченности ферромагнетика. Второй ферромагнетик - анализатор: он пропускает различное количество n при разной ориентации своего вектора намагничения.

п от циклотрона после замедлителя 3 проходили через коллиматор Cd в ферромагнетик П, частично поляризующего пучок. В промежутке п попадали в постоянное поперечное магнитное поле, созданное электромагнитом М, и продольное высокочастотное поле, созданное соленоидом С. При резонансе происходила переориентация магнитных моментов нейтронов и их количество, проходящее через анализатор, падало.





Назад

На весь экран

Закрыть

#### §2.3 Масса и энергия связи ядра.

Энергия связи ядра  $E_{cB}$  - минимальная энергия, необходимая для разделения ядра на составляющие нуклоны. Энергия ядра меньше энергии системы невзаимодействующих нуклонов на  $E_{cB}$ . Согласно закону взаимосвязи массы и энергии масса ядра всегда меньше суммы масс входящих в него частиц на  $\Delta m = E_{cB}/c^2$ . Дефект масс - разность суммарной массы нуклонов ядра и массы ядра

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\mathfrak{s}} = \mathcal{E}_{\rm CB}/c^2.(1)$$

Дефект масс удобно записать в виде

$$\Delta m = (Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n - (m_{\mathfrak{g}} + Zm_e)) = (Zm_H + (A - Z)m_n - m_a).(2)$$

Соотношение (2) удобнее, чем (1), потому что в таблицах даются обычно массы атомов.

Выражая массы через а.е.м.

$$\Delta m = 1 \text{a.e.m.} (ZM_H + (A - Z)M_n - M_a).(3)$$

Дефектом m (избытком m  $\delta$  называют иногда также  $\delta = M_{\rm a} - A$ . Для  $He^4$  имеем, например:  $\delta = 0,0026$ . 1 а. е. м. =1.66054 · 10<sup>-27</sup> кг. 1а.е.мс<sup>2</sup> = 931,494 МэВ.

$$E_{cB} = \Delta mc^{2} = 931, 494(ZM_{H} + (A - Z)M_{n} - M_{a})M_{9}B =$$
  
= 931, 494(Z\delta\_{H} + (A - Z)\delta\_{n} - \delta\_{a})M\_{9}B.(4)

Наиболее точные измерения Есв производятся на основе формулы  $E = mc^2$  посредством измерения m атомов (точнее, ионов) на **масс-спектрографах**. В массспектрографах происходит образование ионов исследуемого вещества. Образующиеся ионы ускоряются электрическим полем, магнитное поле фокусирует ионы с одинаковой массой в результате ионы одного и того же изотопа попадают в 1 и то же





место фотопленки, образуя на ней узкую линию. Положение линии зависит от тиона.

С помощью масс-спектрографа трудно произвести точное измерение интенсивности пучков. Если фотографический метод регистрации заменить электрическим, например, поставить вместо фотопленки цилиндр Фарадея, появится возможность точного измерения интенсивности. Приборы такого типа - масс-спектрометры. Масс-спектрометры измеряют количество ионов с данным A, т. е. изотопный состав элементов.

Энергия связи, приходящаяся на 1 нуклид - удельная энергия связи

$$\epsilon_{\rm cb} = E_{\rm cb}/A.(5)$$

Она максимальна при A в районе 60.  $\epsilon_{\rm cB} \approx 8,8$  Мэв/ну (Fe,  $Ni^{62}$ ). С ростом A  $\epsilon_{\rm cB}$  постепенно уменьшается, для урана она составляет 7,5 Мэв/нуклон. Уменьшение  $\epsilon_{\rm cB}$  при переходе к тяжелым ядрам объясняется кулоновским отталкиванием протонов.

Такая зависимость  $\epsilon_{cb}$  от A приводит к тому, что экзоэнергетическими являются процессы: 1) деление тяжелых ядер и 2) слияние (синтез) легких ядер в одно ядро.

На основе анализа экспоненциальных данных можно получить полуэмпирическую формулу для энергии связи ядра. В первом приближении можно  $E_c$ в записать в виде так называемой объемной энергии

$$E_V = a_V A.(6)$$

Нуклиды на поверхности связаны менее сильно, чем внутри, т.к. взаимодействуют с меньшим числом партнеров, чем внутренние нуклиды. Это приводит к умень-





Кафедра общей и теоретической физики



шению энергии связи, пропорциолнальному S поверхности ядра, которое в свою очередь  $\sim V^{2/3} \sim A^{2/3}$ . Энергия связи уменьшается на величину поверхностной энергии

$$E_S = a_S A^{2/3}.(7)$$

Кулоновская E, благодаря кулоновскому отталкиванию протонов тоже уменьшает общую энергию связи. Кулоновская энергия пропорциональна квадрату заряда ядра, т.е.  $Z^2$  и обратно размерам ядра. Поэтому ее можно представить в виде:

$$E_C = a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}(8)$$

Необходимо учесть принцип Паули (ядро состоит из фермионов). Вследствие этого ядра, у которых нуклидов одного типа больше, чем другого, имеют меньшую Е<sub>св</sub>, чем ядра с одинаковым числом р и п. Это видно из ри-

сунка, где показано расположение 4 нуклонов по уровням энергии в прямоугольной потенциальной яме для 2 случаев:

а) 2 р + 2 п (без учета кулоновской энергии);

б) 4 нейтрона.

С учетом принципа запрета Паули на каждом уровне по 1 нуклону данного типа. Видно, что в 1 случае энергия системы меньше.

Член, учитывающий уменьшение энергии пр<br/>и $Z \neq N$ –

$$E_{symm} = a_{symm} \frac{(N-Z)^2}{A} = a_{symm} \frac{(A-2Z)^2}{A} (9)$$





Закрыть

Опыт показывает, что четно-четные ядра имеют больше  $\epsilon_c$ в, чем четно-нечетные, а те больше, чем нечетно-нечетные. Это свидетельствует о существовании «спаривания» одинаковых нуклонов в ядре, при спаривании энергия связи возрастает на 2-3 МэВ. Эта дополнительная энергия называется энергией спаривания.

$$E_{pair} = \delta A^{-1/2}(10).$$

Окончательное выражение для энергии связи ядра (формула Вайцзеккера, 1935) имеет вид:

$$E_{\rm CB} = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^1/3} - a_{symm} \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta A^{-1/2}.$$
(11)

Коэффициенты в формуле подбирают так, чтобы получилось наилучшее согласие с опытом.

#### §2.4 Модели атомных ядер.

К настоящему времени еще нет законченной теории ядра. Связано это в основном с 3 трудностями:

1) недостаточно изучены ядерные силы.

2) ядро - квантовая система многих сильно взаимодействующих частиц; задача многих тел в квантовой теории очень трудна и громоздка.

3) ядро нельзя трактовать как сплошную макроскопическую среду с небольшим числом макроскопических параметров (P, T) т.к. там не достаточно много частиц.

Поэтому в теории ядра важную роль играют модели, достаточно хорошо описывающие определенную совокупность ядерных свойств.

Модели можно грубо разделить на 3 класса. В **коллективных** моделях принимают во внимание коррелированное движение большого числа нуклонов. Ядро





уподобляется жидкости.

**Одночастичные** модели: предполагается, что нуклоны движутся независимо в некотором потенциальном поле. Т. о., здесь ядро приближается к газу.

Обобщенные модели используют как коллективные, так и одночастичные степени свободы. Ядро как двухфазная система – жидкость, находящийся в динамическом равновесии со своим паром.

Рассмотрим коллектив модели. **Ядерная материя**: безграничная среда, состоящая из одинакового числа р и п. Считается, что центральные области тяжелых ядер близки по свойствам к ядерной материи.

Капельная модель. (Г. Гамов, К. Вайцзеккер, Н. Бор, Д. Уиллер, Я.И. Френкель 1936). Плотность ядерного вещества и удельная энергия связи для не слишком легких ядер приблизительно постоянна. У капли жидкости плотность и удельная теплота испарения не зависят от массы. Это дает основание рассматривать ядро как каплю положительно заряженной несжимаемой жидкостти. Модель лучше работает для ядер с большими А.

Капельная модель позволила вывести формулу Вайцзеккера, описать деление тяжелых ядер,  $\alpha$  – распад и ядерные реакции, идущие через составное ядро.

В капельной модели возможны колебания ядра. Простейшими типами колебаний являются **квадрупольные** и **октупольные**. Энергии квадрупольных и октупольн возбуждений в квантовой теории могут принимать лишь значения



 $E_{\rm kb} = \hbar\omega_{\rm kb}, E_{\rm okt} = \hbar\omega_{\rm okt}, (1)$ 

где  $n_{\rm kb}$ ,  $n_{\rm okt}$  - числа соответственно квадрупольных и октупольных фононов.

При больших энергиях возбуждения возможны колебания всей массы n относительно всей массы p. При возбуждении этой степени свободы ядро приобретает дипольный электрический момент. Поляризационные возбуждения называют **гигантским дипольным резонансом**. Он может вызываться фотоном с энергией





больше 10 МэВ.

**Несферическая модель** постулирует эллипсоидальную форму некоторых ядер. Кроме колебательных возникают и вращательные степени свободы. Для четно-четных ядер

$$E_{\text{вращ}} = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J_{\Rightarrow \Phi \Phi}}, I^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+...(2)$$

Небольшие отклонения от (2), наблюдающиеся при переходе к высшим спинам, объясняются растяжением ядра при сильном вращении, за счет чего момент инерции возрастает.

Для объяснения наблюдаемых значений моментов инерции надо предполагать, что вещество ядра есть смесь вязкой и сверхтекучей жидкостей, благодаря чему не все оно вовлекается во вращение.

Рассмотрим одночастичные модели.

**Ядерный ферми-газ** - рассматривается движение не взаимодействующих нуклонов в потенциальной яме с шириной  $r_0 A^{1/3}$ . Дает качественное объяснение эффекта симметрии, описывает распределение нуклонов по импульсам.

Оболочечная модель (OM). Ядра с числом р или n 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 - магические. Если Z и N - магические числа, то ядра дважды магические.( He<sup>4</sup>, O<sup>1</sup>6, Ca<sup>40</sup><sub>20</sub>, Pb<sup>208</sup><sub>82</sub>).

Свойства магических ядер:

1) Сферическая форма в невозбужденных состояниях;

2) аномально высокая энергия связи;

3)энергия присоединения последнего нуклона при образовании магического ядра аномально высокая по сравнению с энергией предыдущих и последующих соседних нуклидов;

4) повышенная распространенность в природе. Примеры: Ca<sup>40</sup> среди ественной смеси изотопов Ca 97%.  $Sn^{50}$  имеет наибольшее число стабильных изотопов - 10.



Страница 35 из 401 Назад На весь экран

Закрыть

Эта периодичность в свойствах ядер, позволяет предположить, что подобно атому ядра имеют обол структуру. В ОМ ввод представление **самосогласованного поля**, в котором независимо движутся нуклоны. Ядерные силы между протонами и между нейтронами одинаковы. Силы электростатического отталкивания р на малых г, на которых проявляются яд силы, в сотни раз меньше ядерных. Поэтому в первом приближении можно учитывать только ядерные силы.

Для легких ядер самосогласованный потенциал подбирают в виде **потенциала трехмерного осциллятора** 

$$U(r) = -U_0 + \frac{m\omega^2 r^2}{2}, 0, r > R(1).$$

Для средних и тяжелых ядер используется потенциал **Вудса-Саксона** – перевернутое распределение Ферми-Дирака для плотности ядерного вещества:

$$U(r) = -\frac{U_0}{1 + e^{\frac{r-R}{\delta}}}(2).$$

Для объяснения всего набора магических чисел, необходимо учесть спин-орбитальное взаимодействие.

Соответствующий потенциал предложили М. Гепперт-Майер и Х. Иенсен, (1949, ноб 1963).

Решение УШ с соответствующим потенциалом приводит к определенным энергетическим уровням нуклонов. Уровни группируются в **оболочки**. Расстояние между уровнями в пределах оболочки несколько МэВ, между центрами сосед оболочек ~ 10 МэВ. Магическими являются ядра, у которых заполнены либо протонные, либо нейтронные оболочки.

Состояниее нуклона в самосогласованном поле ядра характеризуются 4 квантовыми числами: **n**, *l*, **j**,  $m_j$ . n - главное квантовое число. Чем больше n при данном *l*, тем выше уровень и больше среднее расстояние  $\langle r \rangle$  нуклона от центра. Нуклон притягивается к ядру сильнее, т.е. имеет более низкую энергию, при j = l + 1/2.




Как и в атоме, в ядре низшей энергией обладают 2 состояния  $ls_{1/2}$ . В этой оболочке по 2 нуклона каждого сорта, с  $m_j = \pm 1/2$ . Протонные и нейтронные оболочки  $ls_{1/2}$  заполнены в He<sup>4</sup>, которое тем самым дважды магическое. Т.о., первая ядерная оболочка аналогична атомной.

Состояния  $1p_{3/2}$  несколько ниже состоя- <sup>1V</sup>  $| {}^{2p_{3/2}} {}^{1f_{5/2}} {}^{2p_{1/2}} {}^{1g_{9/2}} | {}^{22} |$  ний  $1p_1/2$ . Эта оболочка заполняется до конца при 6 ну одного сорта.

Каждая замкнутая оболочка имеет I=0 и P+. Поэтому в создании I и P уровня ядра принимают участие только нуклоны внешних оболочек. Из-за спаривания  $I^P$  ядра для нечетных ядер определяется значением j и l непарного нуклона.

Сверхтекучая МО (Н.Н. Боголюбов, С.Т. Беляев и В. Г. Соловьев) Идея модели из теорий сверхпроводимости металлов и сверхтекучести гелия. Объясняет спаривание, частичную сверхтекучесть ядерного вещества, т. е. свойства, вводимые в несферической модели.

Первая обобщенная модель в 50-е гг. (О. Бор, Б.Р. Моттельсон, Л. Рейнуотер (ноб 1976), Нильссон.

Ядро - остов с замк оболочками, окруженный внешними нуклонами. Они своим полем деформируют остов. Деформация ядра первонач растет с ростом числа нуклонов на незаполненной оболочке, затем уменьшается при приближении к заполнению и исчезает при полном заполнении.

В обобщенной модели возбуждения ядра связаны как с одночастичным, так и коллективным (вращение, колебания) движением нуклонов.

В несферич поте уровень с данным ј расщепляется на (2j+1)/2 уровней с данными  $|m_j|$  проекции на ось симметрии. Например, уровень  $p_{3/2}$  расщепляется на 2 уровня в с модулями проекций 1/2 и 3/2. На каждом подуровне может быть 2р и 2n с противоположными проекциями j. При Q > 04 энергия растет с ростом  $m_j$  Спин

Номер хболочки	Обозначение уровня	Число Z или N в оболочке	Число Zили N вядре	Дважды магичес- кие ядра
I	ls <sub>1/2</sub>	2	2	_4He
II	$1p_{3/2} 1p_{1/2}$	6	8	$\frac{16}{8}O$
111	$1d_{5/2} 2s_{1/2} 1d_{3/2}$	12	20	$\frac{40}{20}$ Ca, $\frac{48}{20}$ Ca
	1f <sub>7/2</sub>	8 30	28	$\frac{48}{20}$ Ca
IV	$2p_{3/2} \ 1f_{5/2} \ 2p_{1/2} \ 1g_{9/2}$	22	50	<sup>132</sup> 50Sn





несферического ядра равен  $|m_j|$  неспаренного нуклона.

#### §2.5 Ядерные силы и их свойства. Мезонная теория ядерных сил.

Между нуклонами в ядре действуют ядерные силы, удерживающие нуклоны несмотря на электр отталкивание протонов. Свойства яд. сил:

1. Наиболее интенсивные силы. В ядре  $\text{He}^4 \epsilon_{cb} = 7$  МэВ. Энергия кулоновского взаимодействия протонов ядра, приходящаяся на 1 протон :

$$U_C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \approx 0,5 \mathrm{M}\mathfrak{sB}.(1)$$

2.Короткодействующие - Опыты Резерфорда показали, что до  $r \approx 10^{-12}$  см имеет место чисто кулоновское взаимодействие  $\alpha$ -частиц с ядрами. Радиус действия ядерных сил можно оценить как среднее расстояние между нуклонами в ядре:

$$< r > = (\frac{V}{A})^{1/3} \approx (\frac{4\pi R^3}{3A})^{1/3} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{m.} (2$$

3.**Обладают свойством насыщения** (каждый нуклон взаимодействует с ограниченным числом нуклонов). Это следует из того, что удельная энергия связи и плотность примерно одинакова для всех ядер, начиная с He<sup>4</sup>.

Ряд свойств ядерных сил следует из характеристик простейшей системы связанных нуклонов - дейтрон. Относит движение двух нуклонов можно рассматривать как движение в поле сил протон-нейтронного потенциала 1 ч-цы с приведенной массой  $m_{\rm np}$  равной половине массы нуклона. Будем моделировать p-n потенциал прямоугольной потенциальной ямой с заданной глубиной, и шириной  $r_0$  соответствующей радиусу действия ядерных сил. Для достаточно узкой и глубокой потенциальной ямы имеется только 1 уровень и энергия связи много меньше глубины ямы. Это имеет место у дейтрона. Следовательно ядерные силы короткодействующие.





Волновая функция дейтрона в s-состоянии может быть представлена в виде

$$\psi(r) = \frac{u(r)}{r}.(3)$$
$$u_1(r) = A\sin(kr), k = \frac{\sqrt{2m_{\rm mp}(U_0 - W)}}{\hbar},$$
$$u_2(r) = B \cdot e^{-\gamma r},$$
$$\gamma = \frac{\sqrt{2m_{\rm mp}W}}{\hbar}.(4)$$

Радиусом дейтрона называют величину  $R_d = 1/\gamma$ .

Дейтрон существует лишь в состоянии с параллельными спинами и не существует в состоянии с антипараллельными. Это указывает на следующее свойство ядерных сил: 4. **зависимость ядерных сил от ориентации спинов**. Нуклоны в состоянии с параллельными спинами притягиваются сильнее, чем в состоянии с антипараллельными спинами.

Если бы орбитальное квантовое число дейтрона было равно 0, то орбит магнитный момент дейтрона был бы равен алгебраической сумме моментов протона и нейтрона:

$$\mu_{L=0} = \mu_p + \mu_n \approx 0,88\mu_N$$

Эта величина отличается от экспериментального значения на 2.6%. Это и наличие у дейтрона положительного квадрупольного момента демонстрирует следующее свойство ядерных сил: 5.ядерные силы нецентральны - не обладают сферической симметрией.

Нецентральную часть ядерного взаимодействия называют **тензорными силами**. Они зависят от ориентации спинов относительно прямой, соединяющей частицы. Т.к. Q > 0, то дейтрону отвечает первая конфигурация (вытянутый эллипсоид).











Классический пример тензорных сил - силы, действующие между 2 магнитами.

Свойства ядерных сил можно изучать по закономерностям рассеяния нуклонов.

1) Рассеяние нейтронов малых энергий (<20 МэВ) на протонах. Сечение рассеяния зависит от взаимной ориентации спинов.

2) Анализ рассеяние p-p при высоких энергиях (> 400 МэВ)показывает, что на расстояниях < примерно 0,8 фм начинают действовать интенсивные силы отталкивания (при этом говорят об отталкивающейсердцевине.)

3) Опыты по рассеянию поляризованных протонов на бесспинование и направо ( $\vec{s}$  и  $\vec{L}$  параллельны) и направо ( $\vec{s}$  и  $\vec{L}$  антипараллельны) рассеивается разл число частиц: 6. ядерные

силы имеют спин-орбитальную добавку.

Из нуклон-нуклоного рассеяния следут, что я.с. между 2 р, р и п и 2 п при прочих равных условиях равны. Зеркальные легкие ядра - получающихся заменой р на п и наоборот(например,  $C^{13}$  и  $N^{13}$ )

имеют сходные спины и четности низких уровней и расстояния между уровнями. Отличие энергии связи обусловлено энергией кулоновского отталкивания протонов. Это свойство – 7) зарядовая независимость ядерных сил.

При изучени n-р рассеяния при энергии в несколько сотен МэВ рассматривают угловое распределение рассеянных n в Ц-системе. До взаимодействия n и р в ц-сис-ме

движутся навстречу с почти равными коростями. За исключением редких случаев лобового соударения (размер нуклона очень мал, около 1 фм) n и р пролетают на некотором расстоянии и рассеиваются с небольшим измененением направления





После столкнавения без обмена с об

с обменом



Да сталкнавения







движения. (скользящий удар).

Появление большого числа назад летящих в ц-системе нейтронов возможно при действии между нуклонами обменных сил - под действием которых нуклоны могут обмениваться своими характеристиками. Под влиянием обменных сил пролетающий мимо р п может перехватить у р его электрический заряд, т. е. стать р. Следовательно р станет п и максимум в рассеянии назад создадут протоны, ставшие нейтронами. Т.о. еще одно свойство ядерных сил: 8. Ядерные силы имеют обменный характер.

Наиболее наглядно обменный характер ядерных сил объясняется с точки зрения квантовой теории поля (КТП). Взаимодействие частиц в КТП описывают, как обмен квантами поля.

Рассмотрим взаимодействие между 2 заряж частицами. Каждая частица создает вокруг себя поле, непрерывно испуская и поглощая виртуальные фотоны. Действие поля на другую частицу проявляется в результате поглощения ею фотона, испущенного первой частицей. Процесс создания зарядом в окружающем пространстве поля можно представить уравнением:

$$e^- \rightleftharpoons e^- + \gamma.(5)$$

Суммарная энергия фотона и электрона больше, чем энергия электрона. Из соотношения неопределенностей энергия системы может претерпевать отклонение  $\Delta E$ , на небольшие промежутки времени  $\Delta t$ . Частиццы, рождение и поглощение которых происходит с видимым нарушением ЗСЭ за счет СНГ - виртуальные. Т.о. виртуальный фотон должен быть поглощен этим же или другим е в течение  $\Delta t = \hbar/\epsilon_{\gamma}$ . За  $\Delta t$  фотон может передать взаимодействие на расстояние  $l = c\Delta t = c\frac{\hbar}{\epsilon_{\gamma}}$  Энергия фотона может быть сколь угодно мала, поэтому радиус действия электромагнитных сил неограничен. Если переносчики взаимодействия имеют массу, то радиус





действия соответствующих сил ограничен величиной:

$$r = c \triangle t_{max} = c \frac{\hbar}{E_{min}} = c \frac{\hbar}{mc^2} = \frac{\hbar}{mc} = \Lambda_c (6)$$

#### – приведенная комптоновская длина волны данной частиццы.

В 1934 г. Д.Д. Иваненко и И. Е. Тамм предположили, что взаимодействие между нуклонами передается посредством виртуальных электронов. Приведенная комптоновская длина волны электрона  $3,86 \cdot 10^{-13}$  м  $\approx 200r$  действия ядерных сил.

В 1935 г. Х. Юкава (ноб 1949)предположил существование частиц с m=200-300  $m_e$ , выполняющих роль переносчиков ядерного взаимодействия. Т к. по m они промежуточны между электроном и нуклонами, они названы мезонами (гр  $\mu\epsilon\sigma\sigma\varsigma$  средний). Из зарядовой независимости ядерных сил следует существование 3 сортов мезонов отрицательные, положительные и нейтральные.

В 1936 г. в космич лучах Андерсон обнаружил частицы с m=207 m<sub>e</sub>, s=1/2. Вначале полагали, что эти частицы, - мюоны - и есть переносчики взаимодействия. Однако выяснилось, что мюоны очень слабо взаимодействуют с нуклонами и не могут отвеч за яд взаимодействия.

В 1947 С. Пауэлл (ноб 1950) в космических лучах открыл заряженные  $\pi$  – мезоны (пионы), которые оказались носителями ядерных сил.  $m(\pi^{\pm}) = 273m_{\rm e}, m(\pi^{0}) = 264m_{\rm e}. s^{P}(\pi) = 0^{-}. \tau(\pi^{\pm}) = 2, 6 \cdot 10^{-8} \text{ c}, \tau(\pi^{0}) = 8, 4 \cdot 10^{-17} \text{ c}.$ 

В результате аналогичных (1) виртуальных процессов нуклон окружен облаком виртуальных пионов, образующих поле ядерных сил. Поглощение этих мезонов другим нуклоном приводит к сильному взаимодействию между нуклонами.

Облако создает потенциал Юкавы :

$$V(r) = -g_N \frac{e^{-r/a}}{r}.(7)$$

а - радиус взаимодействия, g - ядерный заряд нуклона.





Кафедра общей и теоретической физики Начало

Содержание



На весь экран



Принято в качестве константы, характеризующей интенсивность взаимодействия, использовать безразмерную величину  $\frac{q^2}{\hbar c}$ .  $\frac{g_N^2}{\hbar c} \sim 10$  зависит от энергии и состояния взаимодействующих нуклонов.

Такой зависимостью характеризуется форма межнуклонного потенциала на расстояниях больше 0,8 фм. На меньших расстояниях по мезонной теории ядерных сил должен происходить обмен тяжелыми мезонами. Это обеспечивает отталкивание нуклонов на малых расстояниях.

Мезон теория позволила сделать ряд предсказаний: число, заряд, массу, спин и четность пионов, реакции рождения пионов при столкновении нуклонов и при поглощении фотонов с энергией больше 150 МэВ. В рамках мезонной теории перезарядка нуклона происходит при обмене виртуальными заряженными пионами.



Кафедра

общей и теоретической физики Начало Содержание >> Страница 43 из 401 Назад На весь экран

Закрыть

# ТЕМА З РАДИОАКТИВНОСТЬ

## §3.1 Радиоактивность. Основные понятия.

Радиоактивность - самопроизвольное изменение состава и (или) внутренней энергии и состояния ядра, сопровождающееся испусканием элементарных частиц или ядерных фрагментов.

Самопроизвольность в 2 смыслах.

1. Превращение считают самопроизвольным, если среднее время жизни ядра не меньше  $10^{-12}$  с – так отделяют радиоактивность от ядерных реакций.

2. Без участия других ядер или частиц (за исключением электронов из атома, которому принадлежит ядро)

Радиоактивное ядро - **материнское**, ядра, образующиеся при распаде, - **дочер-ние**.

Основные виды радиоактивности: 1)  $\alpha$  – распад, 2)  $\beta$  – превращение, 3)  $\gamma$  – излучение (при выполнении условия 1), 3) спонтанное деление тяжелых ядер. 4) протонная радиоактивность 5) кластерная радиоактивность.

Радиоактивность изотопов, существующих в природных условиях, называется естественной. Радиоактивность изотопов, полученных посредством ядерных реакций в ядерных реакторах, ускорителях, при ядерных взрывах называется искуственной.

Необходимое условие радиоактивного распада заключается в том, что масса исходного ядра должна превышать сумму масс продуктов распада. Поэтому каждый радиоактивный распад происходит с выделением энергии.

$$M_{\rm \scriptscriptstyle M}c^2 = M_{\rm \scriptscriptstyle Z}c^2 + \sum m_i c^2 + Q$$

где Q - энергия, выделившаяся при радиоактивном распаде.

История: в 1896 г А. Беккерель исследуя фосфоресценцю солей урана, открыл, что они испускают излучение, похожее на рентген. Позже он обнаружил, что это





излучение не связано с фосфоресценцией и присуще самому урану, т.о. он открыл радиоактивность (термин введен супругами Кюри, радиус - луч) урана.

В 1998 г Мария Склодовская-Кюри открыла радиоактивность тория. В том же году Мария и Пьер Кюри открыли в урановой руде радиоактивные элементы полоний и радий.

В 1899 г Резерфорд открывает 2 вида излучения урана – одно поглощающиеся слоем алюминия в несколько микрон - $\alpha$ – и другое поглощаемое слоем алюминия толщиной в среднем 1 мм -  $\beta$  – излучение. Также он открывает радиоактивный газ радон  $Rn^{86}$ .

В 1900 Поль Виллар открывает еще 1 вид излучения урана – не отклоняющееся магнитным полем и сильно проникающее –  $\gamma$  – излучение.

В 1903 г. Резерфорд и Содди показали, что при радиоактивности происходит превращение химических элементов и открыли закон радиоактивного распада.

В 1934 Фредерик и Ирен Жолио-Кюри при бомбардировке алюминия  $\alpha$ -частицами получили радиоактивный фосфор (**радиофосфор**) - искусственная радиоактивность (нобель по химии 1935)

Радиоактивный распад является спонтанным процессом, подчиняющимся законам статистики. Число ядер dN, распадающихся в среднем за интервал времени от t до t+dt, пропорционально промежутку времени dt и числу N имеющихся ядер к моменту времени t:

$$dN = -\lambda N dt(1)$$

где  $\lambda$  - постоянная для данного радиоактивного вещества величина, - постоянная радиоактивного распада (вероятность распада в единицу времени); - указывает, что общее число радиоактивных ядер уменьшается. Из (1)

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt, \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t, N = N_0 e^{-\lambda t}.$$
(2)





где  $N_0$  - начальное число радиоактивных ядер (в момент t=0), N - число радиоактивных ядер в момент t. Формула (2) выражает закон радиоактивного распада: число радиоактивных ядер убывает со временем в среднем по экспоненциальному закону.

Время, за которое распадается в среднем половина первоначального количества ядер, называется **периодом полураспада** T<sub>1/2</sub>. Величина T<sub>1/2</sub> определяется условием:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}.$$
(3)

Суммарная продолжительность жизни dN ядер равна  $t|dN| = \lambda Ntdt$ . Проинтегрировав выражение по t и разделив на начальное число ядер  $N_0$ , получим среднее время жизни радиоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty \lambda N t dt = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty \lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.(4)$$

Число ядер, распадающихся в единицу времени –**активность радиоактивного** источника.

$$A = \left|\frac{dN}{dt}\right| = \lambda N.(5)$$

Единица активности в СИ - **беккерель** (Бк): 1Бк = распад/с. Внесистемная единица активности - кюри (Ки): 1Ки = 3, 7 · 10<sup>10</sup> Бк . – приблизительная активность одного г радия. (5)

## §3.2 $\alpha$ - распад.

Альфа-распад - самопроизв процесс испускания ядрами  $\alpha$  – частиц – ядер  $He^4$ :

$$X_Z^A \to Y_{Z-2}^{A-4} + \alpha_2^4.$$





 $\alpha$  — частицы испускают тяжелые ядра (как правило A > 200, также некоторых изотопов лантанид A=140-160. и изотопов теллура.

Энергия распада Q распределяется между  $\alpha$  – частицей и дочерним ядром в отношении, обратно пропорциональном их массам (закон сохранения импульса). Относительная доля энергии, приобретаемой дочерним ядром порядка 2%. Энергии  $\alpha$  – частиц заключены в довольно жесткие пределы: примерно от 4-9 МэВ для тяжелых ядер и 2-4,5 МэВ для лантанидов.

Чаще всего радиоактивное вещество испускает несколько моноэнергетических групп  $\alpha$  — частиц близких энергий - тонкая структура энергетического спектра  $\alpha$  — частиц. Объясняется тем, что дочернее ядро Y может возникать не только в основном, но и в возбужденных состояниях.

Если распадаются возбужденные ядра, то могут образовываться длиннопробежные  $\alpha$  — частицы до 10,5 МэВ.

Характерной особенностью  $\alpha$  — распада является очень сильная зависимость периода полураспада от кинетической энергии  $\alpha$  — частицы. Эмпирический закон Гейгера-Наттелла (1911):



<sup>9</sup>ис. 6.12. Схема α-распада ядра <sup>4</sup>Po<sup>212</sup> из основного и возбужденного состояний.

$$lg \mathcal{T}_{1/2} = B + \frac{C}{\sqrt{T_{\alpha}}}(2)$$

В и С имеют слабую зависимость от Z. Уменьшение  $T_{\alpha}$  на 1% может увеличить  $T_{1/2}$  в 10 раз.

Введем упрощенное предположение, что  $\alpha$  – частицы уже существуют внутри атомных ядер. При этом материнское ядро состоит из дочернего ядра и  $\alpha$  – частицы. Для упрощения расчета потенциальная энергия U аппроксимируется модельной.

$$U(r) = U_0 = const, r < R; \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r}, r > R.(3)$$





где R - радиус дочернего ядра, Z - его зарядовое число.

Кривая U(r) представляет собой потенциальный барьер для  $\alpha$  — частиц в ядре. Высоту барьера В можно оценить по формуле

$$B = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 R}.(4)$$

Полагая Z=90 и принимая для R (возможно, завышенное) значение  $10^{-14}$  м, получим B = 26 МэВ. Т.е. с классической точки зрения для того, чтобы вылететь из ядра  $\alpha$  – частица должна иметь энергию > 26 МэВ.

 $U^{238}$ , например, испускает  $\alpha$  – частицы с энергией 4,2 МэВ « В. Т.е. по классическим представлениям  $\alpha$  – частицы не могут вылететь из ядра, как вода не выливается из стакана.

Теория *α* – распада в 1928 г. предложена независимо Г.А. Гамовым и Гёрни и Кондоном. Согласно КМ, *α* – частица проходит через потенциальный барьер благодаря туннельному эффекту. Из атомной физики для плоского потенциального барьера коэффициент пропускания

$$D \sim exp(-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U(r) - E} dr).(5)$$

Сферическую поверхность ядра можно приблизительно считать плоской,  $r_1 = R$  и  $r_2 = zZe^2/(4\pi\epsilon_0 T)$ . Для того чтобы связать коэффициент прохождения с  $\lambda$ , надо его помножить на вероятность того, что  $\alpha$  – частица окажется на границе ядра. Грубую оценку Р можно получить, заметив, что если  $\alpha$  – частица будет подходить к границе в среднем v/R раз в секунду

$$\lambda = \frac{v}{R} exp(-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U(r) - E} dr).$$





Скорость у приближенно оценим из соотношения неопределенностей

 $mv \cdot R \sim \hbar.$ 

#### В результате получаем

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2} exp(-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U(r) - E} dr), U = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r}.(6)$$

Формула (6) объясняет закон Гейгера-Наттелла. Чем больше энергия, тем больше коэффициент прозрачности барьера (меньше высота и ширина барьера) и тем меньше период полураспада. Поэтому  $\alpha$  – частицы с энергией больше 9 МэВ вылетают из ядра практически мгновенно, тогда как при T < 4 МэВ они живут в ядре настолько долго, что  $\alpha$  – распад не удается зарегистрировать. Для редкоземельных ядер обе эти цифры снижаются из-за уменьшения радиуса ядра и высоты потенциального барьера.

Из (6) видно, что  $\lambda$  сильно зависит от R. Поэтому один из методов оценки радиуса ядер по периоду полураспада и энергии альфа-распада.

Пролетая через вещество,  $\alpha$  – частица постепенно теряет свою энергию, затрачивая ее на ионизацию и возбуждение молекул вещества, и, в конце концов, останавливается. На образование одной ионной пары (ион+e<sup>-</sup>) в воздухе тратится в среднем 35 эв. Т. о.  $\alpha$  – частица образует на своем пути примерно 10<sup>5</sup> пар ионов. Чем больше плотность вещества, тем меньше пробег  $\alpha$  – частицы до остановки. Так, в воздухе при нормальном давлении пробег составляет несколько сантиметров, в твердом веществе пробег достигает всего нескольких десятков микрон ( $\alpha$  – частицы полностью задерживаются обычным листом бумаги).

# §3.3 $\beta$ - превращение. Нейтрино.

Бета-превращение- самопроизвольный процесс превращения нестабильного яд-



ра в ядро-изобар  $Y_{Z+1}^A$  или  $Y_{Z-1}^A$ . При этом в ядре n превращается в р или р в n. Существуют 3 разновидности  $\beta$  – превращения:

1. <br/>  $\beta^-$  - распад протекает по схеме:

 $X_Z^A \to Y_{Z+1}^A + e^- + \tilde{\nu}, (1)$ 

 $n \to p + e^- + \tilde{\nu}.(2)$ 

2.  $\beta^+$  - распад (1934 г. Фредерик и Ирен Жолио-Кюри , нобель по химии 1935 за открытие искусственной радиоактивности) протекает по схеме:

$$X_Z^A \to Y_{Z-1}^A + e^+ + \nu, (3)$$

$$p \to n + e^+ + \nu.(4)$$

Позитрон является античастицей для электрона.

Для свободного протона процесс (4) невозможен по энергетическим соображениям, т.к.  $m_p < m_n$ . Однако протон в ядре может заимствовать требуемую энергию от других нуклонов ядра.

3. К-захват (Л. Альварес, 1937) или е-захват заключается в том, что ядро поглощает один из К-электронов (реже один из L- или М-электронов) своего атома, в результате чего один из протонов превращается в нейтрон, испуская при этом нейтрино

$$X_Z^A + e^- \to Y_{Z-1}^A + \nu, (5)$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu.(6)$$

Место в электронной оболочке оболочке, освобожденное захваченным электроном, заполняется электроном из вышележащих слоев, в результате чего возникает характеристическое рентгеновское излучение.



Сформулируем условие энергетической возможности всех перечисленных процессов. Для возможности  $\beta^{(-)}$  – распада энергия покоя (масса) начального ядра должна превосходить сумму энергий покоя(масс) конечного ядра и e<sup>-</sup>:

 $M(Z, A) > M(Z + 1, A) + m_e.(7)$ 

Однако в таблицах приводятся массы атомов  $M_a$ т. Поэтому целесообразно выразить условие (7) через  $M_a$ . Для этого к обеим частям неравенства (7) прибавим массу Z электронов  $Zm_e$ .

$$M_{\rm at}(Z,A) > M_{\rm at}(Z+1,A)(\beta^{-}-{\rm pacnag}).(8)$$

Здесь мы пренебрегли различием энергий связи электронов в атомах. Аналогично, для  $\beta^+$ -распада

 $M(Z, A) > M(Z - 1, A) + m_e.(9)$ 

После прибавления  $Zm_e$  к обеим частям неравенства

 $M_{\rm at}(Z,A) > M_{\rm at}(Z-1,A) + 2m_e(\beta^- - {\rm pacnag}).$ (10)

В случае е-захвата в начальном состоянии имеется атом (Z, A), а в конечном состоянии возникает только атом (Z-1, A). Отсюда условие энергетической возможности е-захвата:

$$M_{\rm ar}(Z,A) > M_{\rm ar}(Z-1,A)(e-{\rm saxBat}).$$
(11)

Соответственно, согласно (8, 10-11) энергия, выделяющаяся в бета-превращениях:

$$Q_{\beta^{-}} = (M_{\rm ar}(Z,A) - M_{\rm ar}(Z+1,A))c^2, Q_{\beta^{+}} = (M_{\rm ar}(Z,A) - M_{\rm ar}(Z-1,A) - 2m_e)c^2$$
$$Q_K = (M_{\rm ar}(Z,A) - M_{\rm ar}(Z-1,A))c^2.(12)$$

Из (10) и (11)следует, что если возможен  $\beta^+$ -распад, то возможен К-захват. При этом для легких ядер преобладает  $\beta^+$ -распад, а для тяжелых – К-захват, т.к. у тяжелых





ядер радиус больше, а средние расстояния электронов К-слоя меньше, чем у легких – у элктронов больше вероятность оказаться в ядре.

Для некоторых ядер могут одновременно выполняться условия (8, 10, 11). В этом случае ядро будет испытывать все три вида  $\beta$ -превращений. Например, калий-40.

Среди всех изобаров с данным A устойчивыми по отношению к  $\beta$ -превращению будут ядра с наименьшей энергией покоя. Заряд  $Z_{\beta}$  минимизирует функцию E = E(Z, A) при фиксированном A. Е можно выразить с помощью формулы Вайцзеккера. Приравнивая к нулю производную по Z от функции E(Z, A) и подставляя значения постоянных, получим

$$Z_{\beta} = \frac{1 + (E_n - E_p)/4a_{sym}}{2 + a_C/2a_{sym}A^{2/3}} = \frac{A}{1,97 + 0,015A^{2/3}}.(13)$$

В области Z <  $Z_{\beta}$  ядра обладают избытком нейтронов и нестабильны по отношению к  $\beta^-$ -распаду; в области Z >  $Z_{\beta}$  ядра обладают избытком протонов и нестабильны по отношению к  $\beta^-$ -распаду и/или е-захвату.

В отличие от  $\alpha$ -частиц, обладающих в пределах каждой группы строго опреденной энергией,  $\beta$ -частицы обладают энергиями от 0 до  $E_{max} = Q$  (отдачей дочернего ядра пренебрегаем). Распады с  $E < E_{max}$ , протекают с кажущимся нарушением ЗСЭ. В. Паули в 1930 г. предположил, что при  $\beta$ -распаде вместе с электроном испускается еще одна частица, которая уносит с собой энергию



Q-Е. Эта частица нейтральна. Э. Ферми назвал гипотетическую частицу нейтрино. Спины n, p и e = 1/2. Если написать схему (1) без антинейтрино, то суммарный момент импульса возникающих частиц будет отличаться от момента импульса исходной частицы. Т. о., участие в β-распаде еще одной частицы диктуется и ЗСМИ.
Из опытов по измерению импульса ядер отдачи при β-распаде импульс ядра отдачи не равен импульсу электрона, участие нейтрино требуется и ЗСИ.



Страница 52 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

В 1942 г. Аллен исследовал К-захват электрона ядром  $Be^7$ . При К-захвате образуются 2 частицы: ядро отдачи  $Li^7$  и нейтрино, а потому распределение кинетической энергии между ними определено однозначно. На опыте были зарегистрированы ядра отдачи с предсказываемой энергией по порядку величины.

Нейтрино обладает весьма малой массой (в настоящее t установлено, что сумма m 3 сортов нейтрино < 0.12 эВ).  $s_{\nu} = 1/2, \mu\nu = 0$ . Нейтрино очень слабо взаимодействуют с веществом, поэтому их очень трудно обнаружить.

Непосредственное экспериментальное доказательство существования нейтрино получено только в 1956 г Ф. Рейнесом и К. Коуэном (ноб 1995). Идея опыта в экспериментальном обнаружении реакции:

$$p + \tilde{\nu} \to n + e^+(2)$$

– обратный бета-распад.

С помощью ядерного реактора можно получить интенсивный поток антинейтрино. Установка из 3 больших (по 1200 л) баков-детекторов, разделенных 2 бакамимишенями (по 200 л). Детекторы заполнены сцинтилляционной жидкостью, и просматривались 110 ФЭУ. Наполнитель баков-мишеней - вода с раствором хлористого кадмия. Взаимодействие антинейтрино с протоном мишени приводит к образованию п и позитрона. Позитрон быстро тормозится и аннигилирует с электроном, давая 2  $\gamma$ -кванта, которые вызывают световые вспышки в сцинтилляторе, фиксируемые ФЭУ. п замедляется в результате столкновении с протонами, и в конце концов поглощается кадмием. При этом испускаются несколько  $\gamma$ квантов (которые также регистрируются детекторами).

Т.о., реакция (2) должна сопровождаться появлением







в установке 2 импульсов, сдвинутых на время замедления n (~ 10 мкс). В результате длительной работы установки детектор регистрирует за час в среднем 3 импульса, что соответствует сечению взаимодействия антинейтрино с протоном ~  $10^{-47}$ м<sup>2</sup>, что согласуется с теорией.

В 1934 г. Ферми построил количественную теорию  $\beta$ -распада. Основная идея в том, что  $\beta$ -частицы и нейтрино не существуют в ядрах, а рождаются в них в процессе  $\beta$ -распада, как фотон появляется в процессе лучеиспускания. Ферми ввел гипотезу о сущ особого типа взаимодействий - **слабые взаимодействия**. За счет этих взаимодействий происходят  $\beta$ -превращения. Т.к. нейтрино участвует только в слабых взаимодействиях, средняя длина свободного пробега нейтрино с энергией 1 МэВ в воде равна примерно 100 световых лет.

Современная теория слабых взаимодействий объединила электромагнитные и слабые взаимодействия - электрослабая теория – будет рассмотрена ниже. Главные результаты теории  $\beta$ -распада Ферми сохранили свое значение и в современных теориях (при энергиях << 100 ГэВ). Т. Ферми: 1) дает правильную оценку времени жизни нейтрона, 2) описывает  $\beta$ -спектры.

## §3.4 *ү*-излучение. Внутренняя конверсия. Эффект Мессбауэра.

 $\gamma$ -излучение - испускание возбужденным ядром  $\gamma$ -квантов при переходе его в состояние с меньшей энергией.

$${}^{A}_{Z}X^{*} \to {}^{A}_{Z}X + \gamma.$$

Энергия  $\gamma$ -квантов 10 к<br/>эB-5 МэВ. Спектр дискретный, т.к дискретны энергетические уровни самих ядер.

Ядро может оказаться и в одном из верхних возбужденных состояний. При этом возможен каскадный  $\gamma$ -переход через несколько возбужденных состояний дочернего ядра (например, при  $\beta$ -распаде С $o^{60}$ ).





Возбужденные ядра образуются при α- и β-распадах, в результате захвата n, в различных ядерных реакциях...

 $\gamma$ -кванты могут иметь разный j. Фотон с j=1 - дипольный, j = 2 - квадрупольный, при j = 3 - октупольный.

В зависимости от четности при определенном ј фотоны различают по типу на **магнитные** и **электрические**. Например, электрический дипольный фотон обозначается через **E1**, магнитный квадрупольный - через **M2** и т. д. Можно считать, что Е излучаются при перераспределении заряда в ядре, а М – при перераспределении магнит. моментов.

С учетом правил сложения моментов в KM правила отбора по ј для  $\gamma$ -переходов:

$$|I_{\mathrm{H}} - I_{\mathrm{K}}| \le j \le I_{\mathrm{H}} + I_{\mathrm{K}}.(4)$$

Время жизни  $\gamma$ -активного ядра зависит от ј и от энергии  $\gamma$ -кванта. Оно растет при увеличении ј и уменьшении энергии. Рассмотренные закономерности  $\gamma$ -излучения объясняют **изомеры** - долгоживущие возбужденые состояния ядер. Время жизни возбужденного ядра обычно  $10^{-7} - 10^{-11}$  с. Однако если Е возбуж состояния мала, а спин сильно отличается от спина основного состояния, то время жизни в таких состояниях растет и может достигать от секунд и до миллионов лет и больше.

Возбужденное ядро может перейти в основное состояние не только путем испускания  $\gamma$ -кванта, но и путем непосредственной передачи энергии возбуждения одному из электронов атомных оболочек (К-, L-, М-электрону и т.д.). Этот процесс - **внутренняя конверсия электронов**. Энергия электрона внутр конверсии :

$$E_e = E - E_{\rm cb}.(5)$$

Е – энергия возбуждения ядра, Е<sub>св</sub> - энергия связи в оболочке.





Кафедра

Внутренняя конверсия может конкурировать с γ-излучением, но может происходить и без него (например, в случае 0-0-переходов, когда испускание γ невозможно). Отношение среднего числа электронов внутренней конверсии к среднему числу испускаемых γ-квантов для конкретного перехода – коэффициент внутренней конверсии перехода. Внутренняя конверсия сопровождается характеристическим РИ и Оже-электронами.

В 1958 г. открыт эффект Мёссбауэра (ноб 1961). Ядерный аналог резонансного поглощения в оптике: если одно ядро испускает фотон, то другое такое ядро с большой вероятностью этот фотон поглощает. До 1958 г. резонансное поглощение фотонов ядрами считалось невозможным: при вылете фотона ядро получает импульс отдачи, равный импульсу фотона, и кинетическую энергию p<sup>2</sup>/2M. Поэтому энергия фотона меньше энергии перехода:

$$E = pc + p^2/2M.(6)$$

Из (9) энергия отдачи с хорошей точностью

$$\triangle E = \frac{p^2}{2M} = \frac{E^2}{2Mc^2}.$$
(7)

При поглощении фотона ядром оно тоже приобретает кинетическую энергию, примерно такой же величины. Следовательно, энергия поглощаемого фотона больше разности энергий ядра на ту же величину. Линии испускания и поглощения  $\gamma$ квантов сдвинуты относительно друг друга на величину

$$2T_{\pi} = E^2/Mc^2.(8)$$

Резонансное поглощение может иметь место тогда, когда энергия отдачи < ширины линии Г:

 $\Gamma \ge E^2/Mc^2.(9)$ 



>>

Страница 56 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

Для оптической резонансной флуоресценции это условие соблюдается. Но для яд излучения условие (9) нарушается, из-за того, что  $\Delta E$  квадратично растет с энергией фотона, а энергия  $\gamma$ -квантов на несколько порядков больше энергии оптических фотонов.

Согласно квантовой механики для ядер в кристаллической решетке в небольшом процунте случаев идут переходы без отдачи, в которых отдачу принимает на себя не отдельное ядро, а кристалл в целом. При этом и происходит резонансное поглощение. Условия для переходов без отдачи тем благоприятнее, чем ниже энергия перехода и температура.

Рассмотрим схему наблюдения эффекта Мессбауэра. Источник 1 резонансного излучения с малой скоростью движется в направлении поглотителя 2 (или обратно). За 2 счетчик 3. Измеряется зависимость скорости счета от v источника. Если скорость источника достаточно велика, линия испускания сдвигается благодаря эффекту Допплера, так что резонансного поглощения нет. При уменьшении скорости допплеровский сдвиг уменьшается и линия испускания приближается к линии поглощения. Когда линии пересекутся, начнется интенсивное резонансное поглощение. В результате скорость счета резко падает.

Эффект Мёссбауэра позволяет с огромной точностью (15-17 порядков) измерить относительное изменение частоты. Методами мёссбауэровской спектроскопии удалось обнаружить влияние электронных оболочек атомов на процессы, внутри атомных ядер. Эффект Мёссбауэра поволил измерить гравитационное смещение спектральных линий, предсказанное ОТО - опыт Паунда и Ребки.







# §3.5 Радиоактивные ряды. Другие виды радиоактивности. Применение радиоизотопов.

Все  $\alpha$ - и  $\beta$ -радиоактивные элементы можно разделить на 4 **радиоактивных ря**да(семейства). В каждом ряду

$$A = 4n + C, (1)$$

Название	A	самый	Конечнс
		долгож(началь	стабил
		ный) изотоп	изотоп
Ряд тория	4n	<sup>232</sup> Th	<sup>208</sup> Pb
Ряд нептуния	4n+1	<sup>237</sup> Np	<sup>205</sup> T1
Ряд урана	4n+2	238U	<sup>206</sup> Pb
Ряд актиноурана	4n+3	<sup>235</sup> U	<sup>207</sup> Pb

где C - постоянная для рассматриваемого ряда величина, а n - переменное целое число. Каждый элемент ряда получается из предыдущего путем  $\alpha$ - или  $\beta$ -превращения.

 $U^{235}$  называли ранее актиноураном.

 $T_{1/2}(\text{Th}) = 14 \cdot 10^9$ лет сравнимо с возрастом Вселенной,  $T_{1/2} U^{238} = 4.5 \cdot 10^9$ лет примерно равен возрасту Земли, а  $U^{235} (T_{1/2} = 7 \cdot 10^8 \text{ лет})$  большей частью распался. Именно поэтому в земной коре очень много тория, а содержание  $U^{235}$  в 140 раз меньше  $U^{238}$ .

Изотоп нептуния  $Np^{237}$  ( $T_{1/2} \approx 2 \cdot 10^6$  лет) за время существования Земли распался практически весь. Ряд нептуния состоит из изотопов, не встречающихся в природе, но получающихся искусственно.

#### п. Новые (экзотические) виды радиоактивности.

Спонтанное деление тяжелых ядер. Процесс самопроизвольного деления ядер на 2 (реже 3) части близкой массы. Открыта в 1940 г. Г. Н. Флеров и К. А. Петржак для урана. Окончательные опыты на одной из станций Московского метро на глубине около 60 м, чтобы как можно лучше защитить аппаратуру от мешающего фона космических лучей. Впоследствии для многих других ядер, начиная с  $Th_{232}$ .  $T_{1/2}(U^{238}) \sim 10^{16}$  лет из-за большой высоты потенциального барьера, который надо преодолеть осколкам деления. С ростом Z ядра период полураспада уменьшается.

**Протонный распад**. Ядро испускает 1 или 2р.  $(A, Z) \rightarrow (A?1, Z?1) + p$ . При протонном распаде, также, как при  $\alpha$ -распаде вылет из ядра происходит за счет



общей и

теоретиче-

ской

физики Начало Содержание Страница 58 из 401 Назад На весь экран Закрыть

туннельного эффекта. Только у искусственных ядер с избытком протонов. Наблюдалась впервые в 1970 г. у изомера Со<sup>53m</sup>.

**Двухпротонный распад**  $(A, Z) \to (A?3, Z?2) + 2p$ . Обусловлен спариванием р в атомных ядрах. В некоторых случаях от ядра с чётным Z оказывается энергетически выгоднее оторвать сразу 2 протона, чем один «чётный» протон. Открыт в 2002 г. у  $Fe^{45}$ .

Кластерный распад - самопроизвольное испускание ядрами фрагменов ядер (кластеров) тяжелее, чем  $\alpha$ -частица. Была открыта в 1984 году в оксфордском университете –  $Ra_{88}^{233} \rightarrow Pb^{209} + C^{14}$ .

Экспериментально обнаружено испускание кластеров от  $C^{14}$  до  $Si^{34}$ .

### п. Применение радиоактивных изотопов:

1. Радиоизотопное датирование. Ядерная геохронология позволяет определять возраст горных пород и минералов по соотношению количества материнских и дочерних изотопов из радиоактивных рядов. Пример: по соотношению различных изотопов Pb и U в древних метеоритах К. Паттерсон в 1953 оценил возраст Земли.

Радиоуглеродный анализ (Либби, ноб по химии 1960): позволяет определить время с момента гибели биологического объекта путём измерения содержания в материале радиоактивного изотопа  $C^{14}$  по отношению к стабильным изотопам углерода.

Удельная активность углерода в живых организмах и растениях соответствует атмосферному содержанию  $C^{14}$ .  $C^{14}$  подвержен  $\beta$ -распаду с  $T_1/2 = 5730 \pm 40$ лет. С гибелью организма углеродный обмен прекращается. После этого стабильные изотопы сохраняются, а  $C^{14}$  постепенно распадается, в результате его содержание в останках постепенно уменьшается. Зная исходное соотношение содержания изотопов и определив их текущее соотношение, можно установить время с момента гибели организма. Самый известный пример использования – определение возраста туринской плащаницы.

2. Метод меченых атомов: Чтобы проследить за движением атомов изучае-



мого элемента или его соединений в различных процессах, заменяют часть атомов элемента на радиоактивные изотопы элемента. Применяют в химии, биологии, медицине, металлургии, сельском хозяйстве. Используют тритий,  $C^{1}4$ ,  $P^{3}2$ ,  $I^{1}31$  и др. Известный пример – изучение фотосинтеза в растениях с помощью углекислого газа с углеродом-14 (М. Кальвин. Нобелевская по химии 1961 г)

3. Радиоактивные изотопы в сельском хозяйстве. Облучение семян растений небольшими дозами  $\gamma$ -лучей от радиоактивных препаратов приводит к увеличению урожайности. Большие дозы радиации вызывают мутации у растений, что позволяет создать новые сорта сельхоз. культур (радиоселекция). Гамма-излучение радиоизотопов используется также для борьбы с вредными насекомыми и для стерилизации пищевых продуктов.

4.**Радиотерапия, лучевая терапия** - лечение ионизирующей радиацией. Применяется в основном для лечения злокачественных опухолей. Для радиотерапии используют  $P^{32}, Co^{60}, I^{131}, Cs^{137}$  и др.

5. радиоизотопная энергетика - преобразование энергии, выделяющейся при распаде радиоактивных изотопов в другие виды энергии (напр., тепловую, электрическую). Применяются для электропитания радиомаяков, космических аппаратов, кардиостимуляторов и т.д. Пример – источник тепловой энергии для поддержания температуры – 1,1-1,2 г  $Po^{210}$  на Луноходе-1.



ретической



# ТЕМА 4 ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

## §4.1 Ядерные реакции. Законы сохранения в ядерных реакциях.

Ядерная реакция - процесс взаимодействия ядра с другим ядром или с элементарной частицей, при котором образуются другие ядра и частицы. В более широком смысле ядерные реакции включают также упругое и неупругое рассеяние, а также взаимодействия частиц.

Наиб распространенный вид ЯР - взаимодействие частицы а с ядром X, в результате образуются b и Y:

 $a + X_Z^A \to Y_{Z'}^{A'}(1)$ 

или

При столкновении а с А могут происходить в общем случае разные реакции. Каждую из возможных для данных а и А реакций называют каналом реакции.

Реакция характеризуется дифференциальным эффективным сечением рассеяния  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  в область телесного угла  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ , где  $\theta, \phi$  - углы вылета одной из частиц, обычно легкой.

Часто используется понятие **интегрального сечения** (эффективного сечения, просто сечения), получающегося из дифференциального интегрированием по углам. Наглядно интегральное сечение - площадь сечения ядра X, попадая в которую частица вызывает требуемую реакцию. [ $\sigma$ ]=1 барн =10<sup>-24</sup> см<sup>2</sup>.

Из-за волновых свойств частиц сечение реакции может значительно превосходить площадь сечения ядра.

Полное эффективное сечение представляет собой сумму сечений процессов по всем каналам.

Интегральное или полное сечение характеризует интенсивность реакции. Пусть в мишени N ядер и плотность потока падающих частиц - j, число ядерных реакций





в секунду:

$$N_{\rm p} = N\sigma j.(3)$$

Сечение реакции зависит в общем случае от  $\theta$ ,  $\phi$ ,  $E_a$ , ориентации спинов.

При ядерных реакциях выполняется ряд закононов сохранения. Законы сохранения позволяют предсказать, какие из реакций могут действительно осуществляться, а какие невозможны или, как говорят, запрещены.

Закон сохранения энергии ЗСЭ для процесса столкновения 2 частиц в релятивистской форме можно записать так:

$$\sum E_{0i} + \sum T_i = \sum E'_{0i} + \sum T'_i.(4)$$

Убыль суммарной энергии покоя  $(E_0 - E'_0)$  равна приращению суммарной кинетической энергии (T' - T) и наоборот. Эти величины называют энергией реакции Q:

$$Q = (m_a + M_A)c^2 - (m_b + M_b)c^2 = T' - T.(5)$$

Для безмассовых ч-ц  $(\gamma, \nu)$  кинетическая энергия ч-цы совпадает с полной.

Реакции с Q > 0 называют экзоэнергетическими (с выделением энергии, кинетической), реакции с Q < 0 - эндоэнергетическими. Часто ядерную реакцию с учетом Q записывают:

$$A(a,b)B + Q$$

Экзоэнергетическая реакция может идти при сколь угодно малой энергии сталкивающихся частиц (если нет каких-либо запретов или кулоновского барьера). Эндоэнергетическая реакция может идти только тогда, когда кинетическая энергия налетающей частиццы (в Л-системе) превышает порог реакции. В С-системе  $T_c = m_{\rm np} v_{\rm orh}^2/2 = T_a m_2/(m_1 + m_2)$ .  $T_{cnop} = |Q|$ . Отсюда

$$T_{\rm nop} = |Q|(1 + \frac{m_a}{M_A}).(6$$





Т.о., всегда  $T_{\text{пор}} > |Q|$ . В ядерной реакции в узком смысле  $m_{\text{a}} << M_A$  порог практически совпадает с |Q|.

Для релятивистских скоростей порог реакции:

$$T_{\text{nop}} = |Q|(1 + \frac{m_a}{M_A} + \frac{|Q|}{2M_a c^2}).(7)$$

Когда  $|Q| \ll M_A c^2$ , (7) переходит в (6).

Закон сохранения импульса ЗСИ в релятивистской форме:

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \sum \vec{p'_i}, (8)$$

 $\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}$ , для безмассовых частиц  $p = \epsilon/c$ . В Л-системе  $p_A = 0$ , в С-системе  $\vec{p_a} + \vec{p_A} = 0$ .

Закон сохранения момента импульса ЗСМИ: при ядерных реакциях сохраняются суммарный момент импульса и его проекция на выбранное направление. Рассмотрим реакцию

$$a + A \to \Pi \to b + B.I_1 = I_a + I_A + l_{aA} = I_{\Pi} = I_b + I_B + l_{bB}.(9)$$

– суммирование по правилам КМ.

Закон сохранения четности выполняется в сильных и электромагнитном взаимодействиях. Для ядерной реакции  $a+A \rightarrow b+B$  закон сохранения четности требует выполнения равенства

$$P_a P_A (-1)^{l_a A} = P_b P_B (-1)^{l_b B} .(10)$$

В ядерных реакциях действует закон сохранения электрического заряда, согласно которому суммарный электрический заряд частиц в реакции сохраняется.



Закон сохранения барионного заряда при низких энергиях сводится к тому, что суммарное число нуклонов не меняется в результате реакции. Из 2 последних законов следует, что если приписать электрону Z = -1, позитрону Z = 1, A=0, а также A=0, Z=0 для  $\gamma, \nu$ , то сумма Z до и после реакции совпадает и сумма A совпадает.

Закон сохранения лептонного заряда. Пример – при обратном β-распаде антинейтрино порождает позитрон.

# §4.2 Механизмы ядерных реакций. Особенности ядерных реакций под действием *α*-частиц, *γ*-квантов, электронов, нейтронов, легких и многозарядных ионов.

I. Реакции, вызываемые не очень быстр частицами протекают в 2 этапа (H. Бор, 1936). I этап - захват частицы а и образование возбужденного состояния или компаунд-ядра. Через некоторое время внесенная энергия случайно сосредоточится на одном из нуклонов близко к поверхности ядра. Тогда сост ядро испускает частицу b. Время жизни составного ядра значительно превышает ядерное время и равно  $10^{-14} - 10^{-16}$ с. Символически протекание реакции можно представить следующим образом:

$$a + A \rightarrow \Pi^* \rightarrow b + B.(1)$$

Избыток энергии складывается из энергии связи частицы а в ядре C, высвобождаемой при его образовании, и из кинетической энергии КЭ а+A в C-системе. При  $m_a << M_A$  КЭ  $\approx$  кинетической энергии T<sub>a</sub> частицы :

$$E_{\text{возб}} = T_a + \epsilon_a.(2)$$

Все уровни ядер, кроме основного, обладают конечной шириной

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}.(3)$$





Когда энергии возбуждения велики, уровни расположены столь густо, что расстояние между уровнями < шир уровней и они перекрываются. При этом зависимость  $\sigma(E)$  является плавной. Такие реакции **нерезонансные**.

В случае, отвечающем низким энергиям возбуждения энергетический спектр ядра П существенно дискретен. Такие реакции называются **резонансными**.  $\sigma(T_a)$  будет иметь ряд максимумов - резонансов, отвечающих захватам частиц на последовательные энергетические уровни.

 $T_{\rm pes}(i) = E_{\rm bosb}(i) - \epsilon_a.(4)$ 

II. Реакции, вызываемые быстрыми частицами, протекают без образования промежуточного ядра - **прямая ядерная реакция**. Налетающая частица эффективно сталкивается с 1-2 нуклонами ядра, не затрагивая остальных.

Время протекания прямой реакции  $\sim 10^{-22}$ с<br/> – время пролета сквозь ядро. Примеры:

1) реакции (p, n) и (n,p).

2) реакция **срыва**. Один из нуклонов дейтрона может попасть в зону действия ядерных сил и будет захвачен ядром. Например,  ${}^{58}Ni(d,p)Ni^{59}$ .

3) Обратные им реакции подхвата, например (p,d), (n,d), (d,t)...

4) реакции **фрагментации или скалывания**, при которых нуклон высокой энергии, сталкиваясь с ядром, откалывает от него фрагмент из нескольких нуклонов. Вызываются космическими лучами в веществе межзвёздной среды.

III. частица с энергией в несколько сотен МэВ и выше может вызвать взрыв ядра, разбив его на большое количество мелких осколков. Такие процессы называются **процессами образования звезд**, так как их фотографии в эмульсиях и следовых камерах имеют форму звезд.

Под действием  $\alpha$ -частиц идут преимущественно реакции типа  $(\alpha, n)$  и  $(\alpha, p)$ . Примеры:





Первая искусственная ядерная реакция (Резерфорд, 1919, открытие протона):  ${}_7N^{14}(\alpha, \mathbf{p})_8O^{17}$ .

Открытие нейрона (Чедвик)  $_4Be^9(\alpha, n)_6C^{12}$ .

Под действием р идут реакции (р,  $\alpha$ ), (р, n), (p,  $\gamma$ ): Первая ядерная реакция, вызванная искусственно ускоренными частицами, осуществлена Кокрофтом и Уолтоном в 1932 г (нобель 1951). При этом была проверена формула  $\mathbf{E} = mc^2$ .

1) 
$$_{3}Li^{7} + _{1}p^{1} \rightarrow _{2}He^{4}$$
.

2)  $_{3}Li^{7} + _{1}p^{1} \rightarrow _{4}Be^{7} + _{0}n^{1}$ . Реакции (p, n) на стабильных ядрах всегда бывают эндоэнергетическими.

3) Когда кинетическая энергия протона меньше пороговой энергии для (p, n)реакции, может протекать реакция (p,  $\gamma$ ):  $_{3}Li^{7} + _{1}p^{1} \rightarrow _{4}Be^{8} + \gamma$ .

Дейтрон способен на 3 типа процессов.

1. Реакции через составное ядро по схеме  $(d, p), (d, n), (d, \alpha)$ .

2. «Электрическое» расщепление дейтрона кулоновским полем ядра мишени: Если d пролетает вблизи ядра, не «задевая» его, то на него действует воздействию электромагнитной волны. Это может привести к расщеплению дейтона:  ${}_{1}d^{2}+{}_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z}X^{A}+p+n$ .

3. Реакции срыва (d, p), (d,n). Благодаря большим размерам d при его приближении к ядру 1 нуклон может проникнуть в ядро мишени, когда другой будет находиться довольно далеко от ядра.

Нейтроны не испытывают кулоновского отталкивания, вследствие чего могут проникать в ядра, обладая весьма малой энергией. Сечение некоторых экзоэнергетических реакций, вызываемых нейтронами, возрастают при уменьшении энергии нейтрона  $\sigma \sim 1/v$ .

Интересна реакция  $_7N^{14}(n, p)_6C^{14}$ , которая постоянно протекает в атмосфере под действием нейтронов, образуемых космическими лучами. Возникающий при этом  $C^{14}$  называют **радиоуглеродом**.

Реакции под действием  $\gamma$ -квантов – фотоядерные. Например  $(\gamma, p), (\gamma, n), (\gamma, \alpha)$ 





Полное сечение поглощения фотона при малых и больших энергиях мало, а где-то посредине имеет высокий и широкий максимум - **гигантский резонанс**. В гигантском резонансе поглощаются в основном **El-кванты**, поэтому его называют дипольным.

К фотоядерным относят и процессы, при которых фотоны высоких энергий, поглощаясь ядрами или нуклонами рождают пионы и другие элементарные частицы:

$$\gamma + p \to p + \pi^0$$

Ядерные реакции под действием электронов – **электроядерные**. Электроны больших энергий могут выбивать из ядер протоны: пример – **электрорасщепление дейтрона**.

Развитие ускорительной техники привело к созданию ускорителей тяжелых ионов. Для ионов характерны:

1) реакции срыва и подхвата нескольких нуклонов от ядра к ядру. Могут образовываться легкие нейтроноизбыточные ядра, например, C<sup>20</sup>.

2) Реакции слияния – например  $Cr^{54} + Pb^{207} \rightarrow Sg^{259} + 2n$ .





# ТЕМА 5 ДЕЛЕНИЕ И СИНТЕЗ АТОМНЫХ ЯДЕР

## §5.1 Деление атомных ядер. Цепная ядерная реакция.

В 1934 г. Ферми облучал нейтронами атомные ядра. При облучении урана новые радиоак ядра. Считал, что трансураны.

В 1938 г. О. Ган и Ф. Штрассман обнаружили среди радиоактивных веществ барий и лантан. (Ноб. хим 1944).

О. Фриш и Л. Мейтнер: захватившее нейтрон ядро делится на осколки деления близкой массы. Относительное количество нейтронов в тяжелых ядрах больше, чем в средних. Поэтому осколки перегруж нейтронами, в результате выделяется по несколько нейтронов.

Болышинство нейтронов выделяется мгновенно ( $t \sim 10^{-14}$  сек). Небольшое количество нейтронов - запаздывающие нейтроны испускается с запаздыванием до 1 мин. Осколки претерпевают цепочку  $\beta$ -распадов. При  $\beta$ -распаде могут появляться нейтроноизбыточные ядра в сильно возбужденных состояниях. Возбуждение снимается путем испускания запаздывающих нейтронов (для  $U^{235}$  около 0, 64%) и  $\gamma$ -квантов.

Теорию деления ядер развили Я. И. Френкель, Н. Бор и Д. Уиллер (1939). При захвате нейтрона образуется возбужденное промежуточное ядро. Пусть ядро из сферического станет эл-

липсоидальным. Поверхностное натяжение препятствует, а кулоновское отталкивание способствует делению. При малых деформациях равновесие кулоновских сил и сил поверхностного натяжения при  $2E_{S0} = E_{C0}$ . Из формулы Вайцзеккера критическое значение **параметра деления**  $Z^2/A$ , больше которого ядро становится абсолютно неустойчивым к делению:

$$(Z^2/A)_{\text{крит}} = \frac{2a_s}{a_C} \approx 50.(2)$$







(если ядро с  $Z^2/A > 50$  образуется, то оно мгновенно (за ядерное время) делится. Это ориентировочное значение, без учета оболочечных поправок).

При  $Z^2/A < 50$  с ростом деформации полная энергия ядра растет,достигает максимума с последующим спадом к сумме энергий разделенных ядер. Разность между максимумом кривой и энергией невозбужденного ядра - энергия активации (барьер деления)  $W_f$ . Деление не будет идти, пока  $E_{воз6} < W$ .

Если деление ядра вызывается нейтроном, то условие деления

$$W = \epsilon_n + T'_n > W_f, (3)$$

где  $\epsilon_n$  - энергия связи n в ядре;  $T'_n \approx T_n$ - кинетическая энергия нейтрона и ядра в системе центра масс.

1)  $\epsilon_n > W_f$ . Деление может идти под действием п сколь уголно малой энергии, в т.ч. **тепловых**;  $\epsilon_n \approx W_f$ при  $Z^2/A \approx 36$ .

 $2)\epsilon_n < W_f.$ Необходимо, чтобы нейтроны имели кинетическую энергию

$$T = A \frac{T_n}{A+1} = \mathbf{T}'_n > W_f - \epsilon_n.(4)$$

<sup>2</sup>38U делится n с энергией около 1 МэВ , а <sup>235</sup>U - тепловыми нейтронами. Отсюда следует, что для <sup>2</sup>35U барьер деления ниже энергии связи нейтрона. Такое различие связано в первую очередь с эффектом спаривания нуклонов. При присоединении n к ядру <sup>235</sup>U образуется четно-четное ядро <sup>236</sup>U, а при присоединении к ядру <sup>238</sup>U - четно-нечетное ядро с меньшей энергией связи нейтрона.

Наконец Если ПД < 17, реакция деления становится эндоэнергетической.

Оценим энергию деления <sup>2</sup>35*U*.  $\epsilon_{cb}(U) = 7,6M$  эВ/ну. В осколках  $\epsilon_{cb} \sim 8,5M$  эВ/ну. Тогда при делении урана высвобождается 0,9 МэВ/нуклон. Полная выделяющаяся





Закрыть

энергия  $Q_f \approx 0, 9 \cdot 236 = 210$  МэВ.

Основная часть  $Q_f$  - кинетическая энергия осколков.

 $Q_f$  на много порядков больше энергии химических реакций, Поэтому деление ядер используется в качестве источника энергии в ядерных реакторах и ядерном оружии.

Возникновение при делении  $U^{2}35$ ,  $Pu^{239}$  и  $U^{233}$ нескольких n делает возможным **цепную ядерную ре**акцию, в которой воспроизводится в большем количестве, одно из исходных реаг веществ, которое вновь вступает в реакцию.

Среда, в которой протекает цеп яд реакция, - активная зона. Цепная реакция деления характеризуются коэффициентом размножения нейтронов k - отношение числа нейтронов, вызывающих деление в данном и предыдущем поколениях. Пусть  $\tau$  - среднее время жизни

одного поколения, а  $N_0$  - число n в данном поколении. В следующем поколении их  $kN_0$ , затем  $N_0k^2$ ... Тогда с течением времени число n, вызывающих деление, растет по формуле:

$$N = N_0 k^{t/\tau} .(5)$$

При k>1 число делений растет и реакция может стать взрывной. Такое состояние – надкритическое.

При k = 1 идет самоподдерживающаяся реакция, при которой число n и скорость деления с течением времени не изменяется. Соответствующее состояние – **критическое**.

При k<1 идет затухающая реакция - подкритическое состяние.

Для определенности рассмотрим реактор на тепловых нейтронах. Введем основные понятия, связанные с k. Выход нейтронов на одно деление  $\nu$  - среднее число нейтронов, испускаемых в одном акте деления. Зависит от вида топлива и энергии







нейтрона.

Выход нейтронов на одно поглощение  $\eta < \nu$ , т.к. часть n вызывает не деление, а испускание фотонов.  $\eta$  тоже зависит от вида горючего и от энергии.

Коэффициент использования тепловых n: f - доля тепловых n, поглощаемых ядрами урана, а не замедлителя и других материалов реактора.

В процессе замедления n может поглотиться ядрами <sup>238</sup>U, замедлителя и других конструктивных элементов реактора. Так что k зависит еще от p – доли n, избежавших радиационного захвата в процессе замедления.

**Коэфициент размножения на быстрых n**: *с* показывает, во сколько раз растет число n от деления ядер урана быстрыми n.

В итоге  $k_{\infty}$  определяется формулой 4-х сомножителей:

$$k_{\infty} = \eta f p \epsilon.(6)$$

Поскольку размеры активной зоны конечны, часть n будет уходить из нее наружу. Поэтому можно положить

$$k = k_{\infty} P, (6)$$

## где P - вероятность того, что нейтрон не уйдет из активной зоны.

Минимальные размеры активной зоны, при которых k=1 - критические размеры. Минимальная масса делящегося вещества в активной зоне, при которой  $k \ge 1$  - критическая масса.

Критическая масса зависит от состава и формы активной зоны, от устройства реактора, а также от среды, окружающей активную зону. Если такая среда отражает нейтроны обратно в активную зону, то она увеличивает Р и уменьшает критическую массу. В этом случае она называется **отражателем**. Для уменьшения утечки п активной зоне придают сферическую или близкую к сферической форму, например форму цилиндра или куба, т.к. для тел такой формы отношение поверхности к объему тела минимально или близко к минимальному.





Для шара из чистого  $U^{235}$  без отражателя критическая масса около 50 кг, для  $Pu^239$  – около 10 кг, а для раствора солей урана в воде - меньше кг.

Цепные реакции делят на **управляемые и неуправляемые**. Взрыв атомной бомбы - неуправляемая реакция. Детонация бомбы осуществляется либо путем выстреливания одного блока делящегося материала докритической массы в другой, так, чтобы при соединении масса оказалась больше критической (**пушечная схема**), либо путем сжатия делящегося вещества ударной волной от химического взрыва (**имплозивная схема**). Первая атомная бомба мощностью 20 кт взорвана в США в 1945.

#### §5.2 Ядерная энергетика.

Устройства, в которых осуществляется управляемая цепная реакция деления, ядерные реакторы. Пуск первого реактора в Чикагском университете 1942 (Э. Ферми), в СССР - в Москве 1946 под руководством И. В. Курчатова. 1954 – первая в мире АЭС (Обнинск).

Рассмотрим устройство активной зоны **гетерогенно**го реактора на тепловых n. В активной зоне реактора **твэлы 3** и **замедлитель 1**, в котором нейтроны замедляются до тепловых скоростей. (ядра  $U^{235}, U^{233}$ и $Pu^{239}$ наиболее эффективно делятся нейтронами с наименьшей энергией - тепловыми n).

Твэлы (тепловыделяющие элементы) – стержни из делящегося материала в герметической оболочке, слабо поглощающей нейтроны (сплавы Al, Zr, нержавеющая сталь). За счет энергии, выделяющейся при делении ядер, твэлы разогреваются, для охлаждения они помещены в поток **теплоносителя**.



 активная зона, 2 — отражатель,
 замедлитель, 4 — тепловыделяющие
 элементы, 5 — стержни регулирования и аварийной защиты, 6 — канал для протока теплоносителя.


Активная зона окружается отражателем, уменьшающим утечку нейтронов.

Управление цеп реакцией осуществляется **управляющими стержнями** 5 из материалов, сильно поглощающих нейтроны (B, Cd). При полностью вставленных стержнях реакция не идет, при постепенном вынимании стержней k растет и при некотором положении доходит до 1.

Для защиты от потока n и  $\gamma$  активную зону окружают слоем бетона с железным заполнителем с соединениями бора.

Рассмотрим роль запаздывающих п в протекании процесса управляемой цепной ядерной реакции. Предположим, k<1,0064, например k=1,005. Тогда, учитывая, что около 0, 64% вторичных п являются запаздывающими, размножение п не может идти на одних мгновенных п (для них k<1), в нем обязательно должны принимать участие и запаздывающие п. Поэтому при определении  $\tau$  надо учитывать время испускания запаздывающих нейтронов. Это приводит к значению  $\tau \sim 0$ , 1с. При  $\tau = 0$ , 1с,  $N = N_0 \cdot 1,005^{10t}$  откуда следует, что за 1 с число нейтронов возрастает всего в 1,05 раза. Медленный рост интенсивности цепной реакции и позволяет сравнительно просто управлять процессом ее протекания.

Классификация ядерных реакторов:

1) по основным материалам в активной зоне; Вкачестве делящихся и сырьевых веществ  $U^{235}, U^{233}, Pu^{239}, U^{238}, Th^{232}$ .

В качестве замедлителей - вода, графит, бериллий, органические жидкости и т.д. Замедление n осуществляется за счет упругого рассеяния. Энергия, теряемая замедляемой частицей, тем больше, чем ближе масса сталкивающихся частиц. С этой точки зрения идеальным замедлителем является вода (массы р и n близки). Недостаток в том, что р захватывает n, превращаясь в дейтрон. Поэтому вода используется в реакторах на обогащенном уране. Ядра замедлителя должны обладать малым сечением захвата n и большим сечением упругого рассеяния. Этому условию удовлетворяют дейтроны, а также ядра графита (С) и бериллия.

В качестве теплоносителей - вода, водяной пар, СО<sup>2</sup>, металлы с низкой темпе-





ратурой плавления, например литий, натрий (T<sub>плавл</sub> = 98°C), калий, свинец, ртуть, висмут и т. д.

2) по характеру размещения ядерного топлива:

а) гомогенные (топливо и замедлитель равномер смешаны) Например, реактор с активной зоной образованной тяжелой водой с растворенными в ней солями  $U^{235}$ или  $Pu^{239}$ .

б) **гетерогенные** (оба вещества располагаются порознь в виде блоков). Обычно ТВЭЛы образуют правильную решетку. А между ними располагается замедлитель.

3) по назначению:

а) энергетические (АЭС, на подлодках, ледоколах, космических аппаратах) Основные типы энергетических реакторов - водо-водяные, водо-графитовые, газографитовые, (I - теплоноситель, II - замедлитель). (На белорусской АЭС используется водо-водяной реактор)

б) **экспериментальные** – маломощные реакторы для моделирования работы будущих энергетичемских реакторов;

в) исследовательские (потоки n и  $\gamma$ , создаваемые в активной зоне, используются для исследований);

г) **промышленные реакторы** - по производству изотопов и новых делящихся материалов.

4) по энергии –

a) на тепловых нейтронах – содержат замедлитель. n замедляются до тепловых скоростей.

б) на быстрых n - замедлитель отсутствует. Прежде чем поглотиться, n деления успевают замедлиться в результате неупругих столкновений с тяжелыми ядрами до 0,1-0,4 МэВ.

в) на **промежуточных** n. В среду помещают такое количество замедлителя, чтобы большинство быстрых n замедлялось до резонансных энергий (1 - 10<sup>3</sup> эВ), а затем уже захватывалось в делящемся веществе.





Особое место занимают **реакторы-размножители (бридеры)**. В них наряду с выработкой электроэнергии идет процесс воспроизводства ядерного горючего за счет реакций

 $Th^{232}(n,\gamma)Th^{233} \underset{\longrightarrow}{\beta} Pa^{233} \underset{\longrightarrow}{\beta} U^{233}, U^{238}(n,\gamma)U^{239} \underset{\longrightarrow}{\beta} Np^{239} \underset{\longrightarrow}{\beta} Pu^{239}.$ 

В бридерах в отражатель вводят  $U^{238}$  и  $Th^{232}$ . Такой отражатель служит зоной воспроизводства.

Коэффицмент воспроизводства  $K_{\rm B}$  бридера – отношение скорости образования делящихся ядер к скорости уничтожения делящихся ядер. Поэтому при  $K_{\rm B} > 1$  воспроизводство является **расширенным**.  $K_{\rm B}$  выше для реакций на быстрых n. Поэтому основой ядерной энергетики с расширенным воспроизводством горючего являются реакторы на быстрых n.

## §5.3 Синтез легких ядер.

Удельная энергия связи легких ядер резко растет с ростом А, т. е. реакции синтеза легких ядер должны сопровождаться выделением большого количества энергии.

Для преодоления кулоновского барьера ядрам необходимо сообщить высокую энергию. Единственный способ осуществления этих реакций в макромастабе - разогрев реагирующих ядер до очень высоких температур, при которых вещество превращается в полностью ионизированную плазму.

Оценим температуру протекания реакции синтеза ядер дейтерия. Для соединения ядер их надо сблизить до  $2 \cdot 10^{-15}$  м, - радиус действия ядерных сил, преодолевая при этом потенциальный барьер  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = 0,7$  МэВ. На долю каждого ядра приходится 0,35 МэВ, такой средней энергии теплового движения соответствует температура  $3 \cdot 10^9$  К. Однако для протекания синтеза атомных ядер достаточно  $T \sim 10^7$  К.





Это связано с 2 факторами: 1) распределение Максвелла; поэтому всегда имеется некоторое число ядер, энергия которых >> 3/2kT;

2) синтез ядер может происходить вследствие туннельного эффекта.

Реакции синтеза легких ядер, происходящие при сверхвысоких температурах - термоядерные реакции.

В 1938-39 гг. Х. Бете, и К. Вайцзеккер и показали, что энергия звезд выделяется в результате термоядерного синтеза элементов при высоких температурах, характерных для внутренних областей звезд (Бете – нобель 1967).

Главный итог ТЯ синтеза в звездах главной последовательности - превращение 4р в Не с испусканиемем 2 позитронов, 2 нейтрино и  $\gamma$ -квантов.

Конечный результат может быть получен 2 способами:

1.В водородном цикле (р-р цепочке). При достаточно больших концентрациях He<sup>4</sup> и более высоких температурах в полном энерговыделении начинают преобладать другие ветви водородного цикла.

2. В углеродно-азотном цикле в конечной реакции азот, взаимодействуя с р, дает исходный  $C^{12}$  и  $He^{4}$ . Т.е. Углерод выступает как катализатор. Взаимодействие р с  $N^{15}$  иногда заканчивается образованием  $O^{16}$ , что ведет к другим ветвям цикла.

Скорость выделения энергии в углеродно-азотном цикле с ростом температуры растет значительно сильнее (как  $T^24$ ), чем в водородном цикле (как  $T^4$ ). Поэтому роль циклов в выделении энергии зависит от температуры звезды. При T < 20 млн. К доминирует водородный цикл (например внутри Солнца), по мере повышения температуры быстро возрастает роль углеродного цикла.

Впервые искусственная термоядерная реакция в макромасштабах осуществлена в США (1951 бомба Джордж) в СССР (бомба РДС-6 (слойка) А. Сахаров и Ю. Харитон 1953 г. 400 кт).



Кафедра общей и теоретической физики

 ${}^{1}_{1}p + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{2}_{1}H + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}v_{e},$ 

 $^{2}_{1}H + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{3}_{2}He + \gamma$ 

 ${}^{3}_{2}\text{He} + {}^{3}_{2}\text{He} \rightarrow {}^{4}_{2}\text{He} + {}^{1}_{2}p$ 

 $^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + ^{0}_{+1}e + ^{0}_{0}v_{e}$ 

 ${}^{15}_{8}\text{O} \rightarrow {}^{15}_{7}\text{N} + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}v_{e},$ 

 $^{12}_{6}C + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{13}_{7}N + \gamma$ 

 $^{13}_{6}\text{C} + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{14}_{7}\text{N} + \gamma,$ 

 $^{14}_{7}\text{N} + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{15}_{8}\text{O} + \gamma,$ 



В водородных бомбах обычно используется зрывчатое вещество  $Li_6^D$ . - твёрдое вещество, которое позволяет хранить дейтерий при обычных условиях, и, кроме того  $Li^6$  - сырьё для получения трития:

 $n + Li^6 \rightarrow He^4 + H^3 + 4,8$ M<sub>9</sub>B.

Сначала взрывается атомный заряд, который создает условия для термоядерной реакции.

Особый интерес представляет осуществление управляемого термоядерного синтеза (УТС). Преимущества перед цепной реакцией деления: 1. Запасы топлива. В воде 1 атом дейтерия на  $7 \cdot 10^3$  атомов  $H^1$ .

2. не образуются долгоживущие радиоизотопы, как при реакции деления.

3. Энергия, которая может выделиться в результате аварии, меньше и не может привести к разрушению реактора.

Лоусон (1957) рассмотрел задачу, при каком условии энергия, выделяющаяся в результатате ТЯС будет превышать энергию, затраченную на создание и удержание плазмы. Полученное условие – критерий Лоусона:  $n\tau \ge L(T)$ .

Функция L(T) зависит от вида топлива. При некотором  $T = T_0 L(T)$  достигает минимума.  $T_0$  наиболее благоприятна для осуществления УТС.

Для реакции dt:  $n\tau \ge 10^{20} M^{-3} c, T_0 2 \cdot 10^8 K$ ; для dd:  $n\tau \ge M^{-3} c, T_0 = 10^9 K$ . В настоящее время усилия направлены на реакцию dt.

КЛ можно достичь, либо удерживая неплотную плазму продолжительное время, либо очень плотную плазму на короткое время.

Рассмотрим первый способ. При соприкосновении со стенкой сосуда горячая плазма охладилась бы. Для удержания плазмы и предотвращения ее соприкосновения со стенками сосуда используют магнитные ловушки. В настоящее время наиболее перспективен токамак («тороидальная камера с магнитными катушками»). Первый ТОКАМАК в Москве 1954 г.





Основная часть токамака тороидальная вакуумная камера, в которую вводят дейтерий или дейтерий и тритий. Через отверстие тора создается магнитный поток. При его изменении возбуждается параллельное оси трубы вихревое эл поле. Происходит электрический пробой, образуется плазма, и в кольцевой камере начинает циркулировать электрический ток. Такой ток нагревает плазму и возбуждает магнитное поле, силовые линии которого отжимают плазму от внешних стенок камеры.



Воспроизводство  $H^3$  может быть осуществлено в самом реакторе. Для этого рабочую зону реактора окружают слоем  $Li^6$  - **бланкетом**. В бланкете также может происходить нагрев теплоносителя – воды.

Для нагрева плазмы до температур порядка 10<sup>8</sup> К используют способы:

1) Омический нагрев током через плазму. Не эффективен при T >  $10^7$  K, т.к. с ростом температуры уменьшается сопротивление плазмы.

2) Инжекция в плазму пучков нейтральных частиц с высокой энергией.

3) Нагревание радиоизлучением. Если частота излучения совпадает с циклотронной частотой электронов или ионов, то происходит резонансное поглощение радиоволн и нагрев плазмы.

4) Адиабатное сжатие плазмы магнитным полем (пинч-эффект).

Плазме в магнитном поле присуща внутренняя неустойчивость. Например, плазма неустойчива по отношению к образованию **перетяжек** (к разрыву плазменного шнура) и **перегибов** (к выбрасыванию шнура на стенку). Неустойчивости - основная трудность на пути осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Второй тип термоядерного реактора с магнитным удержанием – стелларатор. Отличие в том, что удерживающее магнитное поле полностью создается внешними источниками. Плазма разогревается радиоволнами.





Второй способ осуществления УТС – инерционное удержание. В вакуумную камеру вводится таблетка со смесью дейтерия и трития в замороженном состоянии, которая практически мгновенно нагревается до  $\sim 10^8$ K и сжимается в  $10^3 - 10^4$  раз. Время удержания можно оценить как время разлета плазмы l/v, где l - линейный раз-



мер рассматриваемого объема (порядка мм), а v - средняя скорость частиц плазмы после нагрева. Нагрев и сжатие производится лазерным излучением либо пучками релятивистских электронов или тяжелых ионов.



БРЭСЦКІ ДЗЯРЖАЎНЫ УНІВЕРСІТЭТ Імя А.С. ПУШКІНА

# ТЕМА 6 ОБЩИЕ СВОЙСТВА НАБЛЮДАЕМЫХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

## §6.1 Классификация элементарных частиц. Частицы и античастицы.

Элементарные частицы - большая группа микрочастиц, не являющихся атомами или атомными ядрами (за исключением протонов) которые нельзя расщепить на составные части.

**Истинно элементарные (фундаментальные)** частицы – для которых не известен состав и размеры. Это лептоны, кварки, калибровочные бозоны, бозон Хиггса.

Классификация частиц:

1) по значению спина все частицы (в т. ч. и неэлементарные) разделяют на **бозоны** и **фермионы**.

Бозоны – частицы, обладающие нулевым или целочисленным спином. Бозоны подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. К бозонам из фундаментальных частиц относят: переносчики взаимодействий, бозон Хиггса).

Частицы с полуцелым спином - фермионы. Волновая функция – антисимметрична. Для них справедлив принцип Паули, и статистика Ферми-Дирака. К фермионам относятся: лептоны, кварки.

2) По среднему времени жизни: стабильные, квазистабильные и резонансы. Резонансы – частицы, распадающиеся за счет сильного взаимодействия с  $\tau \sim 10^{-23}$  с. Резнонасы не обладают строго определенной массой, а описываются непрерывным спектром масс. Положение максимума этого спектра и называется массой резонанса. Ширина спектра Г, связана с  $\tau$  соотношением неопределенностей Гейзенберга (СНГ): Г $\tau = \hbar$ . За время существования они пролетают, не оставляя треков в детекторе. Первоначально об образовании резонансов судили по наличию характерных максимумов в зависимости сечения рассеяния от энергии. Они подобны максимумам в сечении резонансных ядерных реакций.

**Квазистабильные частицы** - с  $\tau > 10^{-20}$ с, распадаются за счет электромагнит-





ных или слабых взаимодействий. Самая долгоживущая из квазистабильных частиц – нейтрон.

**Стабильные частицы**:  $\gamma, e^-, p, \nu$  и их античастицы – их распад на опыте не зарегистрирован.

Таблица частиц						
Переносчики	Бозон Хиггса	Частицы вещества				
взаимодействий						
(калибровочные						
бозоны).						
1. γ	Но Квант поля	Лептоны – частицы, не	Адроны- частицы, участ	вующие в сильных вз-действиях.		
m=0,q=0,s=1,	Энглера-Браута-	участвующие в сильных	Мезоны и мезонные	Барионы и барионные		
τ=∞. Эл-м	Хиггса,	взаимодействиях. s=1/2.	резонансы - адроны с 0	резонансы – адроны с		
взаимодействия	взаимодействие с	Принимают участие в слабых	или целым спином	полуцелым s (фермионы).		
2. W <sup>±</sup> - и Z <sup>0</sup> -	которым придает	и электромагнитных (кроме v)	(бозоны).			
бозоны s=1.	массу лептонам,	взаимодействиях.	$\pi^{0}\pi^{\pm}\mu^{+}+\nu_{\mu}\gamma+\gamma$	нуклоны, Λ-, Σ-, Ξ		
3. глюоны g,.	кваркам и W и Z-	е, v <sub>e</sub> – I поколение	п-мезоны	гипероны (Рочестер и Батлер,		
m=0, q=0, s=1	бозонам. LHC в 2012	$\mu, \nu_{\mu} - \Pi,$	К <sup>±</sup> Ко-мезоны –	1947 – они же открыли каоны)		
4. гравитон.	г. m=125 ГэВ/с <sup>2</sup> , s=0,	$\tau, \nu_{\tau} - III.$	CTD2HHLIE $Mc^2 \approx 0.5$	(s=1/2)		
m=0,q=0, s=2,	q=0.	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$	TaB	Ω-гиперон (s=3/2).		
_	В 2013 Питер Хиггс	$m_{r} = 1777 \text{ M} \cdot B/c^{2} \tau_{r} = 2.9 \cdot 10^{-13} \text{ c}$	D-мезоны –	Гипероны – странные		
	получил нобелевскую	(1975 г. SLAC М. Перл, ноб	очарованные мезоны	барионы, очарованные,		
	премию за	$1995) \qquad e^+e^- \to \tau^+\tau^$	В-мезоны –	красивые барионы.		
	предсказание 1964 г.	$z^{e^-} + \widetilde{v}_e + v_{\tau}$	предестные мезоны	Δ - нуклонные резонансы и др.		
		$\begin{bmatrix} \tau & & \\ & \mu^- + \tilde{\nu}_{\mu} + \nu_{\tau}; \end{bmatrix}$	apericerindic mesonoli			

Каждой частице соответствует своя **античастица**: первая открытая антиастица – **позитрон**  $e^+$  предсказана Дираком в 1928 г. Обнаружена в 1932 г. Андерсоном (1932)

В 1955 г. О. Чемберлен и Э. Сегре открыли антипротон (ноб 1959):

$$p+p \rightarrow p+p+p+\tilde{p}$$

В 1956 г. Брюс Корк открыл антинейтрон:

 $p+\tilde{p}\to n+\tilde{n}$ 



Антинейтрон отличается от n знаком магнитного момента.

В 1965 г. получено первое сложное антиядро - антидейтрон (Л. Ледерман и др.) В 1970 Ю.Д. Прокошкин открыл антигелий-3. В 1995 получены антиатомы водорода(В. Олерт).

В общем случае античастица отличается от частицы знаками аддитивных величин (заряды, странность, очарование, прелесть). Масса, спин, время жизни у них одинаковы.

В некоторых случаях античастица совпадает с частицей. Такие частицы называют истинно нейтральными. Например,  $\gamma, \pi^0, \eta^0$ -мезон.

При встрече  $e^-ce^+$  небольших энергий может произойти **аннигиляция** - превращение в 2 или 3(при параллельных спинах с меньшей вероятностью) фотонов:

 $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma.$ 

Один фотон излучиться не может: в этом случае нарушался бы закон сохранения импульса. В ц-системе импульс пары = 0, а импульс фотона не равен.

При больших энергиях пары могут родиться адроны, мюоны и т.д. Аннигилируют и любая другая частица со своей античастицей. При аннигиляции адронов возникают преимущественно *π*-мезоны.

Процесс, обратный аннигиляции, - **рождение пар**: фотон может породить пару  $e^+e^-$ , если  $\epsilon_{\gamma} > 2mc^2$ . Этот процесс может происходить только в поле атомного ядра или электрона, иначе нарушался бы ЗСИ. При наличии атомного ядра импульс  $\gamma$ -кванта будет восприниматься ядром.

Большие сгустки антиматерии могут составлять антимиры, обсуждаемые теоретиками, но не обнаруженные астрономами экспериментально.





# §6.2 Фундаментальные взаимодействия. Проблема построения единой теории слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий.

Существует 4 типа фундаментальных взаимодействий. Сильное: переносчики: кварки в адронах обмениваются глюонами. Взаимодействие между адронами можно описывать, как обмен мезонами. Радиус действия  $10^{-15}$  м. Константа взаимодействия (опр-ет энергию, интенсивность взаимодействия и вероятности процессов, связанных с ним)  $\alpha_s \sim 1 - 10$ , между кварками в адронах  $\alpha_s < 1$  и зависит от энергии.

Проявление: притяжение между нуклонами в ядрах и между кварками в адронах, распады резонансов.

Реакции: ядерные реакции, вызываемые p, n, ?, d, цепная реакция деления ядер, реакции термоядерного синтеза, пионизация:  $p + p \rightarrow p + p + N\pi$ .

**Электромагниное взаимодействие**. Переносчики: виртуальные  $\gamma$ -кванты. Возможно взаимодействие частиц с реальными  $\gamma$ -квантами.

$$r = \infty. \ \alpha_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = 1/137.$$

Взаимодействие электрических зарядов с электромагнитным полем и между собой. Связь электронов и ядер в атомах, атомов в молекулах и телах. (Наряду с тяготением) играет основную роль в макромире. Это связано с тем, что ЭВ характеризуется бесконечным радиусом действия. Фотоядерные реакции, электроядерные реакции, аннигиляция, рождение пар.

Слабое взаимодействие. Переносчики: виртуальные  $W^{\pm}$ - и  $Z^{0}$ -бозоны.

M(W) = 80,4 ГэВ/ $c^2$ ,  $M(Z^0) = 91,2$  ГэВ/ $c^2$ , поэтому согласно СНГ г мал - порядка  $10^{-18}$ м. Открыты в ЦЕРНе в 1983 г. (нобель – 1984).  $\alpha_w \sim 10^{-6}$ .

Все виды  $\beta$ -превращений, распады странных частиц,  $\pi^{\pm}$ ,  $\mu$ , а также процессы взаимодействия нейтрино с частицами. Единственное взаимодействие, в котором участвуют нейтрино (не считая гравитации), чем объясняется проникающая способность.

Особенность слабых взаимодействий – несохранение ряда величин (странности,





очарования, прелести, четности)

Примеры реакций:  $H^1 + H^1 \to D^2 + e^+ + \nu$  - первая реакция в p-p-цикле.  $p + \tilde{\nu} \to n + e^+$ . - в этой реакции было открыто нейтрино.

**Гравитационное взаимодействие.** Гравитоны – гипотетические частицы с s=2 и  $m=0. r = \infty. \alpha_G \sim 10^{-38}.$ 

Универсально. Доминирует для макроскопических масс (планет, звезд). В физике элементарных частиц в современном ее состоянии ГВ не учитывается. Возможно, существенно на расстояниях порядка  $10^{-33}$  см.

Частицы, участвующие в сильных взаимодействиях - адроны. Это самый обширный класс частиц - около 450. При попытках их классификации Гелл-Манн и Дж. Цвейг выдвинули гипотезу о том, что все адроны состоят из кварков (Гелл-Манн) или тузов (Цвейг).

К настоящему времени установлено 6 типов (или ароматов) кварков. Все кварки имеют s= 1/2 и **барионный заряд** B = 1/3. Условились считать знаки ароматов совпадающими со знаками заряда.

название	поколение	заряд, е
нижний (down)	Ι	-1/3
верхний (up)	Ι	2/3
странный (strange)	II	-1/3
очарованный (charmed)	II	2/3
прелестный (beauty, bottom)	III	-1/3
истинный (true, top)	III	2/3

Каждый мезон является парой кварк-антикварк, а каждый барион состоит из 3 кварков. Например p(uud), n(ddu). Некоторые адроны (например, р и  $\Delta^+$ ) име-





ют одинаковый «кварковый состав». Они отличаются значениями спина.  $\Delta^+$  можно рассматривать, как возбужденное состояние р.  $\pi^+ = u\tilde{d}$ .

Простейшая кварковая модель столкнулась с трудностью. Ω<sup>-</sup> = sss - из 3 тождественных фермионов, в одном и том же состоянии. Это противоречит ПЗП. Для устранения этой трудности кваркам приписан специфический заряд - «цвет». Различают красный, зеленый и синий. Барион из 3 кварков разных цветов – т.е. в целом является белым или бесцветным. Мерзоны состоят из кварка и антикварка с дополнительными цветами – тоже бесцветны.

Согласно **квантовой хромодинамики КХД** сильные взаимодействия между кварками осуществляются путем обмена **глюонами**. (glue - клей) Имеют m=0. Есть 6 **недиагональных глюонов**:  $G\tilde{R}, B\tilde{R}, G\tilde{B}, R\tilde{B}, R\tilde{G}, B\tilde{G}$  и 2 диагональных, представляющих суперпозиции цветов и антицветов. Кварк, испускающий или поглощающий недиагональный глюон, изменяет цвет.

Всякий валентный кварк покрывается облаком глюонов и кварк-антикварковых пар. Т.о. адрон состоит из 2 или 3 валентных (береговых) кварков и множества морских кварков и глюонов, т.е. из множества точечных объектов – партонов (от английского part).

Концепция партонов введена при анализе глубоко неупругого рассеяния высокоэнергетических лептонов на нуклонах (процессы типа  $e + p \rightarrow e +$  всеостальное, где суммарная энергия вторичных адронов >>  $m_pc^2$ . Хотя большинство электронов слабо отклонялись, обнаружено рассеяния на большие углы. Следовательно,внутри р содержатся образования, с г не более 2% от радиуса р (аналогия с опытом Резерфорда).

Оказалось что лептон рассеивается на партонах мишени так, словно эти партоны в адроне практически независимы. Данное явление - асимптотическая свобода (Д. Гросс, Ф. Вильчек и Д. Политцер, ноб 2004).

Обратимся к КЭД. Реальный электрон - «голый» е, окруж «шубой» из фотонов и электрон-позитронных пар. В результате притяжения позитронов «шубы» возникает





его экранировка. При уменьшении расстояния эффективный заряд, а вместе с ним и интенсивность электромагнитных взаимодействий беспредельно растет.

В КХД поляризация кварк-антикварковых пар приводит к той же экранировке. Но возникает и поляризация глюонного «моря», которая обусловливает противоположный эффект - антиэкранировку сильного заряда. При стремлении г к 0 эффtrnbdyfz константа сильного взаимодействия стремится к 0.

При росте r, эффективный сильный заряд растет. В этом, считается, объяснение конфайнмента - «удержания», «пленения» кварков внутри адронов. Все попытки наблюдать свободные кварки оказались безуспешны. Потенциальную энергию взаимодействия кварков представляют в виде:

$$U(r) = -\frac{a}{r} + br$$

- потенциал Корнелла.

При разнесении кварков энергия глюонного поля, накапливается в глюонной нити, становится достаточна для рождения кварк-антикварковой пары. В результате стру-

на разрывается, на ее свободных концах возник кварк и антикварк, так что вместо образования свободных кварков происходит рождение мезонов. Кварки в адроне подобны полюсам магнита.

КХД изменила взгляды на механизм ядерных сил. Теперь ясно, что в ядерном взаимодействии нуклон участвует своими составными элементами - кварками. Аналог: нейтральные атомы H связаны в молекулу за счет электромагнитных сил между их сост элементатами.

Обмен нуклонов пионами не исключается в КХД, но трактовка меняется. Кварк из 1 нуклона, переходит в другой нуклон, кварк которого в свою очередь переходит в первый нуклон. В итоге возникает эффективный обмен парой кварк-антикварк которая и есть пион.









Достижения КХД:

1) объяснение зарядовой инвариантности СВ.

2) Расчет жестких процессов (глубоко неупругое рассеяние, множественное рождение адронов).

3) Расчет энергетического спектра чармония  $c\tilde{c}$ . Первое возбужденное состояние чармония -  $J/\psi$ -мезон открыли одновременно независимо Тинг и Рихтер

4) интерпретация **струй адронов** (Гейл Хансон). При соударении e<sup>-</sup>e<sup>+</sup> могут аннигилировать в виртуальный фотон, который порождает кварк и антикварк. Они начинают разлетаться. Рождаются дополнительные пары. Новые кварки и антикварки объединяются, а 2 из них присоединяются к исходным. В результате образуются



мезоны, главным образом пионы. Т. о., образуется 2 адронные струи в противоположных направлениях: одна - в направлении первичного кварка, другая - первичного антикварка.

п.Проблема построения единой теории слабых, электромагнитных и сильных взаимоействий.

Константты взаимодействий зависят от энергии. Уменьшение  $\alpha_s$  с ростом энергии - проявление асимптотической свободы.  $\alpha_w$  тоже уменьшается с ростом энергии.  $\alpha_e$  из-за экранировки растет с ростом энергии. Величины, обратные константам взаимодействия, согласно теории зависят от Е логарифмически. См. рисунок.





Кафедра общей и теоретической физики



Из рисунка видно, что константы 3 фундаментальных взаимодействий «сбегаются» при энергии  $10^{15} - 10^{16}$  ГэВ (в ц-сис-ме частиц)к одному для всех взаимодействий значению  $\alpha_{GU} \approx 1/40$ .

На этом основана надежда создать обобщение **стандартной модели** (теории электро-слабого и сильного взаимодействий) - **теорию Великого объединения** -

Grand unification (GU) объединяющую сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия. При энергии Великого объединения вместо сильного и электрослабого взаимодействий возникает единое взаимодействие.

Предсказания ТВО:

1) несохранение барионных и лептонных зарядов.

1а) распад протона.

1б) объяснение преобладания во Вселенной вещества над антивеществом.

2) Поле Хиггса и бозон Хиггса.

3) изолированные магнитные заряды - монополи Дирака, имеющих массу $10^{16}-10^{17}$ ГэВ/ $c^2$  – как у бактерии.

# §6.3 Законы сохранения в физике частиц.

Законы сохранения определяют возможные результаты реакций и распадов. В микромире все, что не запрещено полной совокупностью законов сохранения, должно совершаться. Эти законы подразделяют на **точные** и **приближенные**. Точные законы сохранения выполняются во всех фундаментальных взаимодействиях, а приближенные - только в некоторых. Точными являются законы сохранения энергии, импульса и всех зарядов. Приближенные – странности, очарования, прелести, пространственной четности.

Барионный заряд. Если барионам приписать B = 1, а антибарионам B=-1, а для остальных частиц B = 0, то для любых реакций и распадов B (разность чисел барионов и антибарионов) будет сохраняться. Пример: рождение антипротона.

**Лептонное число, лептонный заря**д. Лептонам присваивается L=+1, антилептонам - L=-1. При любых реакциях и распадах сохраняется L. Например, вместе с электроном испускается электронное антинейтрино. Р. Дэвис в 1955 г. пытался обнаружить реакцию  $n + \tilde{\nu} \rightarrow p + e^-$ . Она не наблюдалась, т.к. у антинейтрино и электрона противоположные лептонные заряды.





То, что электронный, мюонный и таонный лептонные заряды – разные, подтверждается тем, что не происходит реакция:  $\mu \to e^- + \gamma$ .

Раньше считалось, что сохраняется отдельно электронный, мюонный и таонный лептонные заряды. Наблюдения солнечных нейтрино показывают, что нейтриные детекторы, которые чувствительны только к электронным нейтрино, регистрируют меньше нейтрино, образовавшихся на Солнце, чем предсказывает теория. Объяснение предложил советский физик Б. Понтекорво. Если нейтрино обладают массой, то возможны нейтринные осцилляции - периодический процесс изменения типа (аромата) нейтрино. Сейчас осцилляции считаются экспериментально подтвержденными. (Макдональд и Кадзита, Нобелевская премия 2015)

**Странность**. Гипероны и К-оны рождаются при столкновениях адронов высоких энергий за счет сильного взаимодействия, и среднее время жизни их должно быть порядка  $10^{-23}$  с (характерное для сильного взаимодействия). Но их среднее время жизни  $10^{-10} - 10^{-8}$  с. Также замечено, что гипероны и К-мезоны рождаются парами (например,  $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda^0$ .) К и гипероны назвали **странными** частицами.

Странность частиц можно объяснить, если ввести квантовое число S – **стран**ность. Гиперонам и К-мезонам соответствует определенная S. Суммарная S системы в сильных и электромагнитных взаимодействиях сохраняется, а в слабых может меняться. Поэтому странные частицы на обычные (у которых S=0) распадаются за счет слабых взаимодействий. Это объясняет медленность их распада. При рождении пары странных частиц суммарная S=0. Шарм (очарование) С и красота (прелесть) В' являются аналогами S. Сохраняются в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

Для сильных и электромагнитных взаимодействий выполняется **закон сохране**ния пространственной четности: при всех превращениях в замкнутой системе частиц, четность состояния остается неизменной. В 50-х гг. существовала загадка,



Страница 89 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

тета-тау. Наблюдались распады  $\theta-$  и  $\tau-$  частиц по схеме:

 $\theta^+ \to \pi^+ + \pi^0, \tau^+ \to 2\pi^+ + \pi^-.$ 

В обоих случаях пространственная четность конечной системы разная. Но остальные характеристики обеих частиц одинаковы.

Ч. Ли и Ч. Янг (1956, Нобелевская премия 1957) предположили, что это одна частица  $K^+$ . Сохранение пространственной четности следует из **инвариантности законов природы по отношению к зеркальному отражению**. Следовательно, слабые взаимодействия не инвариантны по отношению к зеркальному отражению. Это должно проявляться при β-распадах.

Впервые неинвариантность процессов относительно зеркального отражения обнаружена в эксперименте Ву и др. в 1957 г. В эксперименте  $\beta$ -активный источник  $Co^{60}$  помещался в магнитном поле кругового тока, под действием которого спины ядер выстраивались вдоль направления поля. Для того, чтобы тепловое движение не уничтожило поляризацию кобальт охлаждался до низкой T ~ 0,01 К. Измерялось количество электронов, испущенных по спину ядер и в противоположном направлении. При зеркальном отражении импульс (полярный

вектор) меняет направление, а индукция магнитного поля, магнитный момент, спин (аксиальные вектора) направления не меняют. Оказалось, что электроны испускаются преимущественно в направлении противоположном направлению спинов ядер, т.е. тем самым было доказано, что в слабых распадах четность не сохраняется.

Рассмотрим еще примеры неинвариантности слабого взаимодействия относительно зеркального отражения. Проекция спина частицы на направление ее импульса спиральность. Если спиральность частицы положительны, она правополяризована, если отрицательна, то левополяризована.



Экспериментально показано, что спиральность нейтрино отрицательна, а антинейтрино - положительна. Но при отражении, р изменит знак, а s - нет. Таким образом,

при зеркальном отражении получается частица с несуществующими свойствами. Примеры других дискретных преобразований:  $\widehat{C}$  (charge) **зарядное сопряжение** - замена знаков всех аддитивных квантовых чисел и зарядов на противопо-

ложные. Переводит частицу в античастицу. **Зарядная симметрия**: при зарядном сопряжении, процесс протекает с той же вероятностью.

При С-сопряжении получатся правоспиральное нейтрино и левоспиральное антинейтрино, т.е. несуществующие в природе объекты. Т.е. слабое взаимодействие не инвариантно по отношению к С-сопряжению. Последовательность операций  $\hat{P}$  и  $\hat{C}$ (или в обратном порядке) - **СР-преобразование**. До 1964 г. считалось, что слабые взаимодействия СР-инвариантны. В 1964. Дж. Кронин и В. Фитч (Нобелевская премия, 1980) - несохранение СР-четности. Рассмотрим два канала распада частицы  $K_L^0$ :

 $K_L^0 \to \pi^+ + e^- + \tilde{\nu}, (1)$  $K_L^0 \to \pi^- + e^+ + \nu.(2)$ 

Очевидно, что (1) из (2) получается в результатете СР-преобразования. Поэтому при сохранении СР-четности оба процесса должны иметь одинаковую вероятность. Однако опыт показал, что вероятности процессов различаются.

Еще одно дискретное преобразование - операция  $\widehat{T}$  - **временное отражение**, состоит в изменении знаков всех импульсов и моментов импульса.

Операция  $\widehat{C}\widehat{P}\widehat{T}$  состоит в изменении знаков моментов и зарядов. Симметрия относительно операции  $\widehat{C}\widehat{P}\widehat{T}$  в любых взаимодействиях доказывается в квантовой теории поля (**СРТ-теорема** Людерса - Паули). Простейшие тесты СРТ-инвариантности - равенство масс и времен жизни частиц и античастиц.



7



# ТЕМА 7 КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

# §7.1 Космические лучи.

Космические лучи открыты в 1912 г. австрийским физиком В. Ф. Гессом (Нобелевская премия, 1936) с помощью ионизации камеры на воздушном шаре. С ростом высоты ионизация воздуха уменьшается, а с высоты в 2 км начинает резко возрастать. Ионизация образуется частицами, падающими на границу атмосферы из космоса. Это первичные космические лучи.

Состав: р (90%),  $\alpha$ , немного более тяжелых ядер,  $e^{\pm}$ ,  $\gamma, \nu$ .

В КЛ в  $10^5$  раз больше Li, Ве и В, чем в среднем во Вселенной. Считается, они образуются в реакциях скалывания КЛ на межзвездном газе.

Энергия частиц в КЛ  $10^5 - 10^{20}$  эВ.

Первичные космические лучи состоят из Солнечных КЛ, Галактических КЛ и Внегалактические КЛ.

СКЛ – состав – в основном р (до 98-99%). Энергия  $10^5 - 10^{11}$  эВ. Ускоряются до высоких энергий во время солнечных вспышек. Мощные солнечные вспышки могут увеличить поток космических лучей, падающих на Землю со стороны Солнца, в  $10^6$  раз по сравнению с потоком ГКЛ.

Поток ГКЛ примерно ~ 1<br/>частица/(см²с) Энергии ГКЛ 10<sup>6</sup> – 10<sup>18</sup> эВ.

Предполагают, что ГКЛ генерируются и ускоряются главным образом вспышками сверхновых в межзвездных магнитных полях заряженные частицы двигаются по сложным траекториям (это движение напоминает диффузию молекул), в результате чего первичное космическое излучение падает на Землю изотропно.

**ВКЛ** имеют самую высокую энергию – до 10<sup>20</sup> эВ. Одна из версий об источниках КЛ сверхвысоких энергий: галактики, ядра которых содержат массивные черные дыры.

Частицы КЛ могут ускоряться вихревым электрическим полем, появляющимся





в плазме при изменении магнитного поля. Это может происходить, например, при столкновении частиц с магнитными полями фронтов ударных волн, возникающих, например, при солнечных вспышках и взрывах сверхновых.

Частицы первичных космических лучей претерпевают неупругие столкновения с ядрами атомов в верхних слоях атмосферы, в результате чего возникает вторичные космические лучи. Позитрон, мюоны,  $\pi$ -мезоны и многие странные частицы были первоначально обнаружены в составе вторичных космических лучей.

В составе вторичных космических лучей в основном 3 компоненты: **ядерно**активная (адронная), жесткая и мягкая.

Первичный р, проходя через атмосферу, может испытать свыше 10 столкновений с ядрами. При столкновении первичного высокоэнергетического р с атомным ядром он теряет приблизительно половину энергии. Основная доля потерянной энергии затрачивается на множественное рождение релятивистских частиц (для р с  $E = 10^3$  ГэВ в 1 столкновении в среднем 10 частиц) в основном  $\pi$ -мезоны, в 15-20% случаях К-мезоны. Оставшаяся часть потерянной энергии затрачивается на выбивание нуклидов и возбуждение конечного ядра. При распаде конечного ядра испускаются р, п,  $\alpha$ -частицы и т. д.

Появляющиеся в каждом акте столкновения р и другие малоэнергичные заряженные частицы вследствие ионизации потерь быстро замедляются и поглощаются. п участвуют в дальнейшем размножении ядерно-активных частиц. Нейтральные пионы быстро распадаются. Заряженные пионы из-за релятивистского замедления времени ( $\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ ) мо-

гут не распавшись, пролететь путь, равный длине свободного пробега в атмосфере. Тогда они наряду с первичным р будут участвовать в размножении адронов.







Мягкая компонента сильно поглощается веществом (поглощается слоем свинца 10 см) и состоит из  $e^{\pm}$  и  $\gamma$ . В результате распада нейтральных пионов образуются фотоны, пролетая вблизи атома ядра, они создают пары. Торможение этих частиц снова приводит к образованию фотонов и т.д. – образуется электроннофотонный ливень.

Жесткая (проникающая) компонента космических лучей состоит в основном из мюонов и нейтрино. Ее образование происходит преимущественно в верхних и средних слоях атмосферы за счет распада заряженных  $\pi$ -мезонов (и отчасти К-мезонов). Время жизни неподвижных мюонов порядка  $2, 2 \cdot 10^{-6}$ с, но большая часть образовавшихся мюонов достигает поверхности земли за счет релятивистского увеличения времени жизни при быстром движении.

Космическое излучение на уровне моря приблизительно в сто раз менее интенсивно, чем на границе атмосферы, и состоит в основном из мягкой и жесткой компоненты.

Космические лучи очень высоких энергий (> 10<sup>14</sup> эВ) приводят к образованию **широкого атмосферного ливня**, когда образуется миллионы и больше вторичных частиц, отклоняющихся от первичной частицы на десятки и сотни м. В 1938 Оже и заметил, что детекторы, разнесенные на расстояние до 300 м, одновременно регистрируют события, и сделали вывод, что это - ливни космических лучей, которые вызываются 1 космической частицей с очень высокой энергией. Широкие атмосерные ливни изучал Д.В. Скобельцын

Толщина ливня - не более нескольких метров, диаметр до нескольких км. Ливень подобен многослойному торту содержащему слои электронно-фотонныой, мюонной и ядерной компонет.

Самые большие наблюдаемые на сегодняшний день ливни от первичных частиц с  $E \approx 10^{20}$  эВ с поперечными размерами до нескольких км содержат порядка  $10^{11}$  вторичных частиц.







# §7.2 Ускорители частиц.

Важный способ изучения ядер и элементарных частиц состоит в столкновении частиц и регистрации последствий столкновений. Сначала (Резерфорд и др.) использовались радиоактивные излучения и частицы космических лучей. С изобретением ускорителей основные исследования осуществляются с заряженными частицами, ускоряемыми в электрических и магнитных полях.

По виду траектории частиц ускорители делят на **линейные**, в которых частицы движутся по прямой, и **циклические** - по траектории, близкой к окружности или спирали. Ускорители делят на **резонансные** в которых движение частицы определенным образом согласовано с ускоряемым переменным электрическим полем и **нерезонансные**.

Пример линейных нерезонансных ускорителей: электростатический генератор Ван де Граафа. Из внутренней области полого металлического шара, установленного на изолирующей опорной колонне и заряжаемого до высокого потенциала, выходит ускорительная вакуумная трубка, в которой происходит ускорение заряженных частиц.

Пример ЛРУ - ускоритель Видероэ, полые дрейфовые или пролетные трубки через одну соединены к одноимённым полюсам генератора переменного напряжения. Пусть, положительно заряженная частица попадает в первый зазор между трубками в направлении напряженности. Тогда в этом зазоре скорость рас-

тет. После этого она попадает в дрейфовую трубку и движется по инерции, т. к. внутрь металлической трубки электрическое поле не проникает. Длина трубки такова, что, когда частица подходит ко второму зазору между трубками, направление электрического поля меняется, так что в этом зазоре опять происходит ускорение. Длины трубок возрастают в соответствии с ростом скорости частицы. В современном







ЛРУ частицы ускоряются электромагнитной волной в резонаторах или волноводах (соответственно ускорители **со стоящей или бегущей волной**).

Крупнейший ЛРУ был в Стэнфорде (США). Он имел длину 2 мили и ускорял  $e^{\pm}$  до 50 ГэВ. (SLAC)

Пример ЦРУ - циклотрон. (1930 г. Э. Лоуренс Нобелевская премия, 1939) Между двумя полукруглыми полыми электродами - дуантами переменное напряжение. Дуанты между полюсами электромагнита, создающего постоянное магнитное поле. Частица, вращаясь по окружности в магнитном поле, ускоряется на каждом обороте электрическим полем в щели между дуантами. Для этого необходимо, чтобы частота напряжения на дуантах равна частоте обращения частицы. С ростом энергии частицы радиус траектории частицы растет. В однородном постоянном магнитном поле заряженная частица,

если ее скорость перпендикулярна к В, вращается по окружности с периодом

$$\Gamma = 2\pi m/q \mathrm{B.}(1)$$

При нерелятивистском движении период не зависит от скорости частицы. При релятивистском движении формула (1) сохраняется, если под m понимать «релятивистскую массу» частицы. Т растет по мере ускорения частицы, что приводит к нарушению синхронизма. Таким образом, циклотрон позволяет ускорять частицы только до нерелятивистских энергий.

Выход из тупика был найден В. И. Векслером (1944) в СССР и несколько позднее Е. М. Мак-Милланом в США, открывшим принцип автофазировки. На его основе были созданы Циклические Резонансные Ускорители:

 $\Phi$ азотрон применяется электрическое поле медленно меняющейся частоты, так







что частота поля остается равны частоте обращения частицы.

Синхротрон – С ростом энергии частицы растет магнитное поле. Т. к. радиус орбиты  $R = v/\omega$ , то для ультрарелятивистских частиц ( $v \approx c$ ) радиус равновесной орбиты почти не меняется. Поэтому в синхротроне частицы ускоряются внутри ускорителного кольца, а не дуанта. Максимально достижимые в синхротроне энергии электронов определяются потерями энергии на синхротронное излучение, а протонов – радиусом ускорительного кольца и достижимой индукции магнитного поля при данном радиусе кольца.

Синхрофазотрон - кольцевой ЦРУ, в котором меняются во времени как магнитное поле, так и частота ускоряющего электрического поля, и притом так, что радиус равновесной орбиты остается практически постоянным.

Бетатрон (индукционный ускоритель) ЦНУ, в котором ускорение частиц осуществляется вихревым электрическим полем, индуцируемым изменением фазотрона, охватываемого орбитой пучка. Бетатроны используют преимущественно для ускорения электронов.

В конце 50-х гг. появились ускорители на встречных пучках – коллайдеры. Связь кинетической энергии в лабораторной и с-системе  $T_l$  и  $T_c$ :

$$T_l = T_c (1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{T_c}{2m_2c^2})$$

Пусть  $m_1 = m_2$ .

$$T_l = T_c (2 + \frac{T_c}{2m_2c^2})$$

Учтем, что  $T_c = 2T_k$ .

 $T_l = 2T_k(2 + \frac{T_k}{m_2c^2}).$  При  $Tk << mc^2, T_l = T_{\rm \tiny HM} = 4T_k,$  при  $T_k >> mc^2,$ 

$$T_{\rm hm} = \frac{2T_k^2}{mc^2}$$





энергия частицы в ускорителе с неподвижной мишенью  $T_{\rm HM}$  для достижения того же эффекта, что в коллайдере)

Главный недостаток коллайдера - малые плотности потоков частиц, что приводит к мизерной верояьности интересующих нас событий. Для эффективного повышения плотности потока применяют **накопительные кольца** - это синхротрон не для ускорения, а для накопления и длительного удержания (часы, дни) пучка заряженных частиц на стационарной замкнутой орбите в высоком вакууме при постоянной энергии.

Мощнейший ускоритель на сегодняшний день: Большой адронный коллайдер (LHC) - синхротрон, предназначенный для разгона протонов и ионов свинца. Построен на границе Швейцарии и Франции. Длина основного кольца ускорителя составляет 26659 м. Перед подачей в основное кольцо протоны предварительно ускоряются в линейных и циклических ускорителях. В ускорителе предполагается сталкивать протоны с суммарной энергией 14 ТэВ. На сегодняшний день (весна 2018 г) достигнута энергия 13 ТэВ.

Применение ускорителей:

1) научные исследования в ядерной физике и физике частиц;

2) лучевая терапия;

3) источники синхротронного излучения;

4) производство и трансуранов и радиоактивных изотопов и т.д.

## §7.3 Детекторы частиц.

Большинство методов регистрации частиц основано на их способности производить ионизацию и возбуждение или диссоциацию молекул среды. Заряженная частица сама производит ионизацию. Нейтральные частицы  $(\gamma, n)$  порождают заряженные, которые производят ионизацию.

Приборы для регистрации частиц – детекторы - делят на две группы:





1) Счетчики - в некоторых случаях определять ее характеристики, например, энергию;

2) Трековые детекторы, позволяют наблюдать траектории (треки) частиц.

Сцинтилляционный счетчик из сцинтиллятора – вещества, люминесцирующего под действием заряженных частиц и фотоэлектронного умножителя, позволяющего преобразовывать слабые световые вспышки в электрические импульсы.

В качестве сцинтилляторов используют кристаллы некоторых неорганических (например ZnS для  $\alpha$ -частиц) или органических веществ. Также используют жидкие и газообразные сцинтилляторы.

Для многих сцинтилляторов интенсивность световой вспышки в широком интервале энергий пропорциональна энергии первичной частицы. Поэтому счетчики на данных сцинтилляторах применяются для измерения энергии регистрируемых частиц.

Один из крупнейших сцинтилляционных детекторов - KamLAND

Черенковские счетчики используют излучение Вавилова-Черенкова, возникающее, когда заряженная частица движется в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этой среде с/n. Направление излучения определяется соотношением между скоростью частицы и скоростью света в среде. В качестве средырадиатора для регистрации частиц со сравнительно небольшими скоростями применяют в основном оргстекло (n=1,5), и воду (n =1,33), для больших скоростей газовые ЧС.

Крупнейший черенковский счетчик - Super-Kamiokande

#### Газонаполненные детекторы:

1) ионизационная камера: электрический конденсатор, заполненный инертным газом, к электродам которого подается постоянное напряжение. Регистрируемая частица, попадая в пространство между электродами, ионизует газ.

2) Пропорциональный счетчик разновидность газонапол-







ненного счетчика, в котором обычно катодом служит цилиндр, а анодом тонкая нить, натянутая по оси цилиндра. Вблизи анода электрическое поле настолько велико, что электроны вызывают вторичную ударную ионизацию. При полном торможении частицы в пропорциональном счетчике сигнал, как и в ионизационной камере, пропорционален энергии частицы, затраченной на ионизацию, но на 3-4 порядка больше, чем в ИК.

3) Счётчик Гейгера-Мюллера устроен также, как ПС, но к его электродам прикладывается более высокое напряжение в несколько сот В. В результате возникает самостоятельный разряд. При этом импульс оказывается независящим от энергии частицы. Эффективность регистрации заряженных частиц счетчиками Гейгера-Мюллера близка к 100%. Недостаток счетчиков ГМ: невозможность измерять энергию частицы.



Схема включения газоразрядног счетчика



Полупроводниковые счетчики появились концу 50-х.

Принцип работы полупроводниковых счетчиков тот же, что и ионизационной камеры, только вместо газа применяется полупроводник. Это дает то преимущество, что в твердом теле на одном и том же отрезке пути заряженная частица отдает в сотни раз больше энергии, чем в газе. Проходя через полупроводник, частица вызывает переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости, порождая пары электрон-дырка.

Рассмотрим трековые детекторы.

#### **Камера Вильсона** - 1912 г.

Принцип действия на конденсации пересыщенных паров на ионах, образованных при движении заряженной частицы – пролетая частица оставляет след из капелек жидкости - **трек**. Пересыщение достигается за счет охлаждения, вызываемого резким (адиабати-





Рис. 9.16 Схема камеры Вильсона. I — стеклянный цялиндр, 2 — рабочий объем камеры, 3 — поршень, 4 — фотографическое устройство, 5 — источник света, 6 — траектория заряженной частацы.





ческим) расширением рабочей смеси из неконденсирующегося газа (гелия, азота, аргона) и паров воды, этилового спирта и т. п.

Природа и свойства частицы устанавливаются по длине ее пробега, количеству капель на единицу длины трека и его искривлению в магнитном поле. Измеряя кривизну трека в сильном магнитном поле, можно определить импульс частицы и знак ее заряда.

Пузырьковая камера. (Глезер, 1952 г). Пересыщенные пары заменены прозрачной перегретой жидкостью. Пролетевшая через камеру ионизирующая частица вызывает вскипание жидкости, вследствие чего след частицы оказывается обозначенным цепочкой пузырьков пара - образуется трек. Запускается камера резким снижением (сбросом) давления, вследствие чего рабочая жидкость переходит в метастабильное перегретое состояние.

В качестве рабочей жидкости применяются жидкий водород, пропан (C<sup>3</sup>H<sup>8</sup>), фреоны и т. д. Преимущество перед камерой Вильсона – меньший пробег частиц в жидкости.

Искровые камеры. Прибор состоит из системы плоских параллельных друг другу электродов, выполненных в виде каркасов с натянутой на них металлической фольгой либо в виде металлических пластин. Электроды соединяются через один. Одна группа электродов заземляется, а на другую периодически подается кратковременный (длительностью 10<sup>-7</sup> сек) высоковольтный импульс (10-15 кВ). Если в момент подачи импульса через камеру пролетит ионизирующая частица, ее путь будет отмечен цепочкой искр, проскакивающих между электродами.

Метод фотоэмульсий. (Л. В. Мысовский и А. П. Жданов 1939). Используют толстослойные фотоэмульсии (сотни мкм вместо 10). Заряженная частица, проходя через фотоэмульсию, вызывает такое же действие, как и фотоны. Поэтому после проявления пластинки в эмульсии образуется видимый след (трек) пролетевшей частицы.

Для того, чтобы пробег быстрых частиц полностью уложился в фотоэмульсии,





используют фотоэмульсионные стопки. Достоинства – дешевизна, способность накапливать информацию. Недостаток – трудоемкость обработки под микроскопом.

**Калориметры** позволяют определить энергию и тип частицы. Попав в вещество калориметра, частица рождает ливень вторичных частиц, передавая им свою энергию. Ливень поглощается в объеме калориметра и его энергия измеряется. По типу детектируемых частиц калориметры делятся на **электромагнитные** и **адронные**.



#### Практические занятия по физике ядра

# Занятие № 1. Тема: СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА

## Вопросы

1 Основные этапы развития физики ядра и элементарных частиц.

2 Масштабы явлений микромира.

3 Типы фундаментальных взаимодействий.

4 Общие свойства атомных ядер. Заряд ядра. Массовое число и масса ядра. Изотопы. Изобары. Изотоны. Размеры и форма ядер.

Считать  $r_0 = 1, 5 \cdot 10^{-15}$  м, если в задаче не указано другое значение.

1.1 Сколько протонов и нейтронов находится в ядрах изотопов углерода: 1) C<sup>10</sup>; 2) C<sup>11</sup>; 3) C<sup>12</sup>; 4) C<sup>13</sup>; 5) C<sup>14</sup>; 6) C<sup>15</sup>.

1.2 Выберите из приведенных элементов изотопы, изобары и изотоны:  $1)H^1$ ;  $2)H^2$ ;  $3)H^3$ ;  $4)He^3$ ;  $5)He^4$ .

1.3 Оценить радиусы атомных ядер  $Al^{27}$ ,  $Zr^{90}$ ,  $U^{238}$ . Принять  $r_0 = 1, 2$  фм. Ответ (Дз)

1.4 Оценить, под каким углом  $\theta_{min}$  при упругом рассеянии электронов с энергией 750 МэВ на ядрах  $Ca^{40}$  наблюдается первый дифракционный минимум. Указания: 1) для отыскания положения минимумов при дифракции на ядре можно применить те же формулы, что и при дифракции на круглом отверстии. 2) Электрон при такой энергии является ультрарелятивистским – т.е. энергия с импульсом у него связаны практически так же, как у фотона. Ответ

1.5 Радиус Солнца 695 Мм, средняя плотность 1410 кг/м<sup>3</sup>. Каким был бы радиус Солнца, если при той же массе его плотность равнялась бы плотности ядерного вещества (нейтронная звезда)? Ответ





1.6 Плотность заряда в ядре висмута-209 описывается моделью Ферми с параметрами ρ<sub>1</sub> = 1, 1 · 10<sup>25</sup> Kл/м<sup>3</sup>, r<sub>0</sub> = 1, 09 фм, δ = 0, 61 фм. Найдите а) «радиус ядра» R; б) плотность заряда на расстоянии R от центра; в) расстояние от центра ядра, на котором плотность в 100 раз меньше, чем на расстоянии R от центра ядра. Ответ 1.7 Электрический квадрупольный момент ядра вычисляется по формуле Q = 1/ε ∫<sub>V</sub> ρ(r)(3z<sup>2</sup> - r<sup>2</sup>)dV. Покажите, что для сферически симметричного распределения

заряда квадрупольный момент равен нулю. Какую форму имеют ядра:  $B^{11}$  (Q = 0,0355 · 10<sup>-24</sup> см<sup>2</sup>),  $O^{17}$  (Q = -0,027 · 10<sup>-24</sup> см<sup>2</sup>). Чему равен квадрупольный момент ядра  $Pb^{208}$ ?



# Занятие № 2. Тема: ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ АТОМНОГО ЯДРА

## Вопросы

1 Энергия связи и дефект массы атомного ядра.

2 Масс-спектральный анализ.

3 Полуэмпирическая формула энергии связи ядра (формула Вайцзеккера).

Массы нуклидов для расчетов приведены в таблице 1 в приложениях.

2.1 Избыток массы для атома  $V^{51} \bigtriangleup = -0,05604$ . Найдите энергию связи ядра ванадия через избытки масс. Ответ

2.2 Найти: a) энергию связи на один нуклон в ядре O<sup>16</sup>; б) энергию, необходимую для разделения ядра O<sup>16</sup> на четыре одинаковые частицы. Ответ

2.3 Энергия связи дейтрона 2,225 МэВ. Определить относительные атомные массы дейтрона и дейтерия. Указание – использовать формулу для энергии связи через массу атома и через массу ядра. Ответ

2.4 Сравнить энергию связи, которая приходится на один нуклон, в ядрах дейтерия  $\mathrm{H}^2$ , железа  $Fe^{56}$ , ксенона  $\mathrm{Xe}^{131}$  и урана  $U^{238}$ . Ответ(Дз)

2.5 Найти энергию, необходимую для разделения ядра  $O^{16}$  на  $\alpha$ -частицу и ядро  $C^{12}$ , если известно, что энергии связи ядер  $O^{16}$ ,  $C^{12}$  и He<sup>4</sup> равны 127,62; 92,16 и 28,30 МэВ. Указание – вывести формулу для необходимой энергии через энергии связи. Ответ

2.6 Вычислить с помощью формулы Вайцзеккера:

а) энергию связи ядер  $Ag^{107}$  и  $Hg^{200}$ ; б) удельную энергию связи ядра  $V^{50}$  и Ca<sup>40</sup>. Значения коэффициентов см. в таблице 2 в приложениях. Ответ (Дз)

2.7 Вычислить с помощью формулы Вайцзеккера и с помощью табличной массы атома энергию связи ядра  $Pb^{208}$ . Объяснить причину значительного расхождения. Значения коэффициентов см. в таблице 2 в приложениях. Ответ





# Занятие № 3. Тема: СПИН НУКЛОНОВ И ЯДРА. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЯДРА

### Вопросы

1 Спин нуклонов и ядра. Четность ядра.

2 Магнитный момент нуклонов и ядра.

3 Исследование сверхтонкой структуры.

4 Метод отклонения молекулярных пучков. Метод магнитного резонанса.

5 Определение магнитного момента нейтрона.

3.1 Найти энергетическое расстояние между двумя уровнями сверхтонкой структуры основного уровня энергии атома водорода и частоту излучения при переходе между этими уровнями. Ответ

3.2 Сколько компонент сверхтонкой структуры имеют основные термы следующих атомов:  ${}^{3}H({}^{2}S_{1/2}), {}^{6}Li({}^{2}S_{1/2}), {}^{9}Be({}^{1}S_{0}), {}^{15}N({}^{4}S_{3/2})$  и  ${}^{35}C1({}^{2}P_{3/2})$ ? В скобках указан основной терм электронной оболочки атома. Ответ (Дз)

3.3 Терм  ${}^{2}D_{3/2}$  атома  $Bi^{209}$  имеет 4 компоненты сверхтонкого расщепления, причем отношение интервалов между верхним и вторым подуровнями и вторым и третьим равно 1,2. Найти спин ядра. Ответ

3.4 Найдите полное число компонент зеемановского расщепления подуровней сверхтонкой структуры терма  ${}^{2}P_{3/2}$  атома  $Cl^{35}$  в слабом магнитном поле. Изобразите расщепление графически. Ответ

3.5 В сильном для разрыва связи между магнитными моментами ядра и электронной оболочки магнитном поле для атома висмута-209 наблюдается эффект Зеемана. Из какого количества компонент состоит каждая зеемановская составляющая? Ответ (Дз)

3.6 В опытах по ЯМР для атомов  $Mg^{25}$  в основном состояни<br/>и  $^2S_0$  обнаружено резонансное поглощение энергии при индукции постоянного магнитного пол<br/>я0,54 Тл и





частоте переменного магнитного поля 1,40 МГц. Определить g-фактор и магнитный момент ядра. Ответ

3.7 В опыте Штерна, Эстермана и Фриша длина магнитного поля составляла 10 см, расстояние от магнита до детектора 5,0 см. Неоднородность магнитного поля 20 Тл/см. Найти отклонение пучка молекул H<sub>2</sub> в расчете на 1 ядерный магнетон (для каждого из двух разделившихся в магнитном поле пучков). Скорость молекул считать равной наиболее вероятной при температуре 100 К. Ответ

3.8 В опыте Блоха-Альвареца резонансное падение числа регистрируемых нейтронов происходило при частоте переменного магнитного поля 1,814 МГц. Найдите индукцию постоянного магнитного поля, используемого в установке. Ответ



Начало				
Содержание				
•	►			
44	<b>&gt;&gt;</b>			
Страница 107 из 401				
Назад				
На весь экран				
Закрыть				

## Занятие № 4. Тема: МОДЕЛИ ЯДЕР

# Вопросы

1 Классификация моделей атомных ядер. Модель ядерной материи.

2 Капельная модель строения ядра. Простейшие виды коллективных колебаний ядра. Несферическая модель.

3 Одночастичные модели ядра. Ядерный ферми-газ.

4 Оболочечная модель строения ядра. Модели ядерного потенциала в оболочечной модели. Объяснение спинов и четностей состояний ядер в модели оболочек. Развитие оболочечных моделей ядра.

5 Обобщенные модели ядер. Деформированные ядра. Состояния нуклонов в деформированном ядре. Модель Нильссона.

4.1 Оценить момент инерции деформированного ядра  $Hf^{180}$ , вращательный спектр которого приведен на рис.1. Объяснить различие результатов для разных возбужденных уровней. Оценить момент инерции ядра, рассматриваемого, как однородный шар, принимая  $r_0 = 1, 2$  фм. Сравнить полученный результат с вычисленными ранее моментами инерции и объяснить расхождение. Ответ

4.2 Энергия первого вращательного возбужденного состояния ядра урана-238 (отсчитываемая от основного состояния) 44,7 кэВ. Оценить энергию следующих четырех вращательных состояний, пренебрегая деформацией ядра при вращении. Ответ (Дз)

4.3У ядра возбуждается суперпозиция колебаний, соответствующих одному квадрупольному и двум октупольным фононам. Оцените энергию возбуждения ядра, если частоты квадрупольных и октупольных колебаний ядра равны соответственно  $1,35\cdot10^{20}$ Гц и  $2,5\cdot10^{20}$ Гц. Ответ



Кафедра общей и теоретической физики

Е, МэВ

0.641


4.4 Рассчитать энергию отделения нейтрона и протона для гелия-4 и энергию отделения протона для ядра гелия-3. Объяснить различие. Ответ

4.5 Каким ядрам соответствуют полностью заполненные подоболочки третьей ядерной оболочки? См. приложение. Ответ

4.6 Определить с помощью модели ядерных оболочек спины и четности основных состояний ядер:  $Si^{29}$  и  $Sc^{45}$ . См. приложение Ответ

4.7 Рассчитать с помощью оболочечной модели магнитный момент ядра трития. Ответ

4.8 Определить спины и четности ядер  $F^{19}$  и  $Ne^{21}$  согласно модели оболочек и согласно обобщенной модели для деформированного ядра. См. приложение. Считайте квадрупольные моменты этих ядер положительными. Ответ (Дз)





# Занятие № 5. Тема: СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ СИЛ

### Вопросы

1 Основные характеристики дейтрона. Волновая функция дейтрона.

2 Тензорный характер ядерных сил. Рассеяние нейтронов и протонов на протонах. Спиновая и спин-орбитальная зависимости ядерных сил. Свойство насыщения ядерных сил.

3 Зарядовая независимость ядерных сил.

4 Рассеяние нуклонов высоких энергий на нуклонах. Обменный характер ядерных сил. Поведение ядерных сил на малых расстояниях. Мезонная теория ядерных сил.

5.1 Вычислить радиус дейтрона. Ответ

5.2 Аппроксимируя волновую функцию, описывающую относительное движение нуклонов в дейтроне ее выражением вне прямоугольной потенциальной ямы, оценить вероятность нахождения нуклонов за границей действия ядерных сил. Принять эту границу равной ширине потенциальной ямы 2 фм. Ответ

5.3 Оценить радиус действия ядерных сил, считая, что они переносятся заряженными пионами. Ответ

5.4 Константа ядерного взаимодействия зависит от энергии и квантовых состояний нуклонов. Найти константу ядерного взаимодействия считая, что потенциальная энергия ядерного взаимодействия двух нуклонов на расстоянии 2 фм равна -35 МэВ. Сравнить потенциальную энергию ядерного взаимодействия с потенциальной энергией кулоновского взаимодействия двух протонов на том же расстоянии. Ответ

5.5 В опыте по рассеянию протонов на протонах дифференциальное сечение рассеяния на 45° обращалось в 0 при энергии протонов 0,45 МэВ. Оценить радиус действия ядерных сил. Указания: 1) можно считать, что радиус действия ядерных сил





равен прицельному параметру при котором происходит компенсация ядерных и кулоновских сил, за счет чего сечение обращается в 0. 2) углу рассеяния 45° в ЛСО соответствует угол рассеяния 45° в ЦСО. 3) в ЦСО задача рассеяния протонов на протонах сводится к задаче о рассеянии частицы с приведенной массой на неподвижном силовом центре. Ответ



## Занятие № 6. Тема: РАДИОАКТИВНОСТЬ. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

## Вопросы

1 Радиоактивность. Естественная и искусственная радиоактивность.

2 Закон радиоактивного распада. Период полураспада. Среднее время жизни ядра.

3 Активность. Единицы измерения активности.

6.1 Определить вероятность, что данное ядро распадется за время от 0 до t.

6.2 Найдите число распадов за месяц в препарате из 1000 кг Т $e^{128}$ . Сравните с числом распадов за 1 мкс в 1 мкг  $Po^{210}$ . Ответ

6.3 Какая доля радиоактивных ядер кобальта-58, распадается за месяц? Ответ (Дз)

6.4 Сколько  $\beta$ -частиц испускает за три часа препарат, содержащий в начальный момент 1,0 мкг  $Na^{24}$ ? Ответ

6.5 Найти постоянную распада и среднее время жизни радиоактивного кобальта Co55, если его активность уменьшается на 3,88% за час. Ответ

6.6 Начальная масса препарата радиоактивного  $Mg^{27}$  равна 0,2 мкг. Определить начальную активность препарата и его активность через 1 час. Ответ (Дз)

6.7 Определить объем радона-222 активностью 1 Ки при нормальных условиях. Ответ

6.8 В ампулу поместили 1 г радия-226. В результате α-распада он постепенно превращается в радон. Найти массу радона, который будет в ампуле спустя промежуток времени, достаточно большой по сравнению с периодом полураспада радона и достаточно малый по сравнению с периодом полураспада радия. Ответ





# Занятие № 7. Тема: *α*-РАСПАД. *β*-ПРЕВРАЩЕНИЕ. *γ*-ИЗЛУЧЕНИЕ

## Вопросы

1 $\alpha$ -распад. Спектры <br/>  $\alpha$ -частиц. Зависимость периода $\alpha$ -распада от энерги<br/>и $\alpha$ -частиц. Закон Гейгера-Наттелла.

2 Элементы теории  $\alpha$ -распада.

3  $\beta$ -превращение. Энергетические условия  $\beta$ -распадов. условие, связывающее А и Z для  $\beta$ -стабильных ядер.

4 Спектры электронов. Характеристики нейтрино. Экспериментальное доказательство существования нейтрино.

5 Элементы теории  $\beta$ -распада.

6 $\gamma$ -излучение. Классификация <br/>  $\gamma$ -квантов. Правила отбора по моменту импульса. Вероятности переходов. Ядерная из<br/>омерия.

7 Внутренняя конверсия.

8 Эффект Мессбауэра и его применение в физике и технике.

7.1 Альфа-распад ядер  $Po^{210}$  (из основного состояния) сопровождается испусканием двух групп  $\alpha$ -частиц с кинетическими энергиями 5,30 и 4,50 МэВ. В результате дочерние ядра оказываются соответственно в основном и возбужденном состояниях. Найти энергию  $\gamma$ -квантов, испускаемых возбужденными ядрами после их остановки. Ответ

7.2 При распаде ядер  $Po^{212}$  испускаются три группы  $\alpha$ -частиц: основная с энергией 8,780 МэВ и длиннопробежные с энергиями 9,492 и 10,422 МэВ. Рассчитать и построить схему уровней ядра  $Po^{212}$ , если известно, что дочерние ядра во всех случаях возникают непосредственно в основном состоянии. Ответ

7.3 Найдите энергии  $\alpha$ -частиц, испускаемых при радиоактивном распаде тория-232 и тория-230. Оцените, во сколько раз отличаются их периоды полураспада. Ответ

7.4 Найдите энергию α-частиц, испускаемых ураном-238. Ответ (Дз)





7.5 Оцените высоту и ширину кулоновского барьера для  $\alpha$ -частиц, испускаемых ядрами  $Bi^{209}$ . Указание: для  $\alpha$ -распадов  $r_0$  можно принять равным 1,45 фм. Ответ

7.6 Найти относительную атом<br/>ную массу атома  $He^6,$ испытывающего  $\beta^-$ -распад, <br/>если энергия распада 3,50 МэВ. Ответ

7.7 Ядро атома азота  $N^{13}$  выбросило позитрон. Кинетическая энергия позитрона равна 1 МэВ. Пренебрегая кинетической энергией ядра отдачи, определить кинетическую энергию нейтрино, выброшенного вместе с позитроном. Ответ

7.8 Найти энергию отдачи дочернего ядра при К-захвате ядра бериллия-7. Ответ

7.9 Установить, возможны ли следующие процессы: a)  $\beta^{-}$ -распад ядер  $V^{51}$ ; б)  $\beta^{+}$ -распад ядер Ca<sup>39</sup>. Ответ обосновать расчетами. Ответ (Дз)

7.10 Определите с помощью условия, связывающего А и Z для данной серии изобаров, какие из них испытывают  $\beta^-$ -распад, какие  $\beta^+$ -распад, и какие являются стабильными. а) <sub>48</sub>Cd<sup>113</sup>, <sub>49</sub>In<sup>113</sup>, <sub>50</sub>Sn<sup>113</sup>; б) <sub>75</sub>Re<sup>187</sup>, <sub>76</sub>Os<sup>187</sup>, <sub>77</sub>Ir<sup>187</sup>. Ответ (Дз)

7.11 Возбужденные ядра  $Pr^{141}$ , возникающие при  $\beta$ -распаде ядер Ce<sup>141</sup>, переходят в основное состояние, испуская  $\gamma$ -кванты, и конверсионные электроны. Определить энергию гамма-квантов, если конверсионные К-электроны имеют BR = 0,1135  $T_{\rm J}$ ·см, а энергия связи К-электронов равна 42 кэВ. Указания: R – радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле, перпендикулярном скорости электрона. Учесть, что электрон релятивистский. Ответ

7.12 В начальный момент времени все ядра  $Hf^{180}$  переведены на энергетический уровень 2<sup>+</sup>. Найдите число  $\gamma$ -квантов, излучаемых одним молем  $Hf^{180}$  за 1 фемтосекун-



ду, если коэффициенты внутренней конверсии для К- и L-оболочек соответственно  $\alpha_K = 1,1$  и  $\alpha_L = 1,7$ . Для других оболочек коэффициенты конверсии пренебрежимо малы. Ответ

7.13 Какие моменты импульса ј могут иметь  $\gamma$ -кванты, излучаемые при переходах, указанных на рисунке. Почему чаще происходят каскадные переходы, а не переход сразу в основное состояние? Фотоны какой мультипольности в основном





излучаются при переходе  $4^+ \rightarrow 2^+$ .

7.14 Свободное ядро  $Sn^{119}$  с энергией возбуждения 23,8 кэВ переходит в основное состояние, испуская  $\gamma$ -квант. Среднее время жизни ядра на данном уровне 2,  $7 \cdot 10^{-8}$  с. Возможно ли резонансное поглощение такого  $\gamma$ -кванта другим свободным ядром  $Sn^{119}$ , находящимся в основном состоянии, если первоначально оба ядра покоились? Ответ подтвердить расчетами. Ответ



## Занятие № 8. Тема: РАДИОАКТИВНЫЕ СЕМЕЙСТВА. ДРУГИЕ ВИДЫ РАДИОАКТИВНОСТИ. ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

### Вопросы

1 Радиоактивные семейства.

2 Протонный распад. Спонтанное деление ядер. Кластерный распад.

3 Применение радиоактивных изотопов.

8.1 Определите, каким радиоактивным семействам принадлежат данные нуклиды: a)  $Po^{216}$ ; б)  $Bi^{211}$ ; в)  $Th^{229}$ . Ответ (Дз)

8.2 а) Сколько  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов испытывает  $U^{238}$ , превращаясь в конечном счете в стабильный  $Pb^{206}$ ? б) Какие ядра образуются из  $\alpha$ -активного  $Ra^{226}$  в результате пяти  $\alpha$ -распадов и четырех  $\beta$ -превращений? (Дз)

8.3 Найдите энергию двухпротонного распада  $Fe^{45}$ . Возможен ли протонный распад этого ядра? Ответ

8.4 Неподвижное ядро радия-223 испускает ядро С<sup>14</sup>. Как называется такой вид радиоактивности? Найдите энергию углерода-14. Ответ

8.5 Определить возраст древних деревянных предметов, если удельная активность углерода у них составляет 3/5 удельной активности углерода в только что срубленных деревьях. Ответ (Дз)

8.6 В урановой руде отношение числа ядер  $U^{238}$  к числу ядер  $Pb^{206}$  составляет  $\eta = 2,8$ . Оценить возраст руды, считая, что весь свинец  $Pb^{206}$  является конечным продуктом распада уранового ряда и периоды полураспада промежуточных изотопов пренебрежимо малы по сравнению с периодом полураспада  $U^{238}$ . Ответ

8.7  $Pu^{238}$  используется в радиоизотопных источниках энергии. Найдите, какую мощность генерирует 1 г. плутония в результате  $\alpha$ -распадов. Ответ





8.8 Больному ввели 1 см<sup>3</sup> раствора, который содержит искусственный радиоизотоп натрия  $Na^{24}$  активностью  $2 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>. Активность крови объемом 1 см<sup>3</sup>, взятой через 5 часов, оказалась 0,27 с<sup>-1</sup>. Найти объем крови человека. Ответ



## Занятие № 9. Тема: ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

## Вопросы

1 Ядерные реакции. Каналы ядерных реакций. Сечения ядерных реакций.

2 Механизмы ядерных реакций.

3 Особенности ядерных реакций под действием  $\alpha$ -частиц,  $\gamma$ -квантов, электронов, нейтронов, легких и многозарядных ионов.

4 Законы сохранения в ядерных реакциях

9.1 Дифференциальное сечение реакции под углом 90° составляет 5,0 мбарн/ср. Рассчитайте интегральное сечение реакции. Дифференциальное сечение пропорционально 1 + 2 sin  $\theta$ . Ответ

9.2 Пластинку из  $Cd^{113}$  облучают тепловыми нейтронами, плотность потока которых  $1, 0 \cdot 10^{12} c^{-1} \cdot cm^{-2}$ . Найти сечение реакции радиационного захвата, если известно, что через шесть суток облучения содержание ядер изотопа  $Cd^{113}$  уменьшилось на 1,0%. Ответ

9.3 При бомбардировке мишени из углерода дейтронами возбуждается ядерная реакция  $^{13}{\rm C}(d,n)N^{14},$  выход которой максимален для кинетической энергии дейтронов 0,60 МэВ. Найти соответствующий уровень промежуточного ядра, через который идет данная реакция. Ответ

9.4 Написать недостающие обозначения в реакциях: 1)  $_{13}Al^{27}(n,\alpha)X$ ; 2) $_9F^{19}(p,x)_8O^{16}$ ; 3) $X(p,\alpha)_{11}Na^{22}$ . (Дз)

9.5 Найти энергии продуктов реакции  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)Li^7$ , протекающей в результате взаимодействия очень медленных нейтронов с покоящимися ядрами бора. Ответ

9.6 Альфа-частица с кинетической энергией 5,3 МэВ возбуждает реакцию  ${}_{9}\text{Be}(\alpha,n)\text{C}^{12}$ , энергия которой 5,7 МэВ. Найти кинетическую энергию нейтрона, вылетевшего под прямым углом к направлению движения  $\alpha$ -частицы. Ответ





9.7 Определите порог реакции фоторасщепления дейтрона и электрорасщепления дейтрона. Энергию связи дейтрона принять равной 2,2246 МэВ. Ответ

9.8 Какой минимальной кинетической энергией должен обладать нейтрон, чтобы он мог при соударении с ядром кремния  $Si^{28}$  вызвать ядерную реакцию  $Si^{28} + n \rightarrow Al^{28} + H^1$ ? Ответ (Дз)

9.9 При взаимодействии протона с  $Li^7$  образовалось составное ядро. Определить возможные значения спина и четности возбужденного составного ядра при моменте импульса протона l = 0 и 1. Ответ



## Занятие № 10. Тема: РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ И СИНТЕЗА

## Вопросы

1 Деление ядер нейтронами. Открытие. Теория. Параметр деления.

2 Цепная ядерная реакция. Коэффициент размножения нейтронов. Критическая масса. Ядерная бомба.

3 Ядерные реакторы. Классификация реакторов. Бридеры.

4 Синтез легких ядер. Термоядерные реакции в звездах и на Солнце.

5 Водородная бомба. Проблемы управляемого термоядерного синтеза. Критерий Лоусона.

10.1 Найти параметр деления для ядра, абсолютно неустойчивого по отношению к спонтанному делению согласно теории деления ядер. Сравнить с параметром деления ядер из конца периодической системы элементов Д.И. Менделеева. Ответ

10.2 Найдите энергию возбуждения промежуточного ядра при поглощении теплового нейтрона ядром а)  $U^{235}$ ; б)  $U^{238}$ . Какое из ядер может поделиться тепловым нейтроном, если энергия активации обоих изотопов примерно 6 МэВ? Ответ

10.3 Ядро  $U^{235}$  захватило тепловой нейтрон. В результате деления образовавшегося ядра возникло три нейтрона и два радиоактивных осколка, которые превратились в ядра  $Y^{89}$  и  $Nd^{144}$ . Найти энергию деления. Ответ

10.4 Считая, что в одном акте деления ядра  $U^{235}$  освобождается энергия 200 МэВ, определить массу изотопа  $U^{235}$ , подвергшегося делению при взрыве атомной бомбы с тротиловым эквивалентом 15 килотонн (бомбардировка Хиросимы), если энергия взрыва тротила равна 4,2 МДж/кг. Ответ

10.5 Найти электрическую мощность атомной электростанции, в которой делится 0,1 кг  $U^{235}$  в сутки. КПД станции 16%. Считать, что средняя энергия, которая выделяется при делении одного ядра урана на два осколка, составляет 200 МэВ. Ответ (Дз)





10.6 В ядерном реакторе на тепловых нейтронах среднее время жизни одного поколения нейтронов 0,08 с. Считая, что коэффициент размножения нейтронов равен 1,0025, найти, на сколько процентов увеличивается мощность цепной ядерной реакции за 1 секунду. Во сколько раз увеличится мощность за секунду, если в реакторе существуют только мгновенные нейтроны со временем жизни поколения  $5 \cdot 10^{-4}$  с? Ответ

10.7 Для реактора на природном уране и графите, взятом в качестве замедлителя, выход нейтронов на одно поглощение 1,32, коэффициент размножения на быстрых нейтронах 1,02, вероятность избежать захвата при замедлении 0,89, коэффициент использования тепловых нейтронов 0,88. Найдите долю нейтронов, покидающих активную зону, если поддерживается критический режим работы реактора. Ответ

10.8 В реакторе на тепловых нейтронах израсходовано 10 кг  $U^{235}$ . Для тепловых нейтронов в  $U^{235}$  выход нейтронов на одно деление 2,42, выход нейтронов на одно поглощение 2,065. Коэффициент воспроизводства равен 0,80. Определите, какая масса  $U^{235}$  подверглась делению. Сколько при этом выработалось плутония-239? Ответ

10.9 Найти энергию, которая выделяется при следующих термоядерных реакциях:  $H^2 + H^2 \rightarrow H^3 + H^1$ ;  $H^2 + H^2 \rightarrow He^3 + n$ . Ответ (Дз)

10.10 Какую энергию уносит нейтрон, образующийся в результате реакции: в системе центра масс взаимодействующих ядер. Считать, что реакцию вызывают ядра с суммарной энергией, равной удвоенной средней энергии теплового движения при 200 млн. К. Ответ

10.11 Вычислить энергию, выделяющуюся при превращении четырех протонов в ядро гелия без учета и с учетом энергии, выделяющейся при аннигиляции позитронов. Указание: учесть относительную атомную массу протона с повышенной точностью: 1,007276. Ответ

10.12 Оцените плотность потока солнечных нейтрино на уровне Земли. Солнечная постоянная 1361,5 Вт/м<sup>2</sup>. Средняя энергия, уносимая нейтрино в одном цикле слияния протонов в ядро гелия составляет 1,22 МэВ. Ответ





10.13 Считая, что время удержания дейтерий-тритиевой плазмы в термоядерном реакторе порядка 1 секунды, оценить давление плазмы при оптимальных условиях самоподдерживающегося термоядерного "горения". Ответ

10.14 Оцените минимальные размеры крупинки дейтерий-тритиевого топлива в инерционном термоядерном синтезе для выполнения критерия Лоусона. Концентрация ядер в замороженной дейтерий-тритиевой смеси 4, 5 · 10<sup>28</sup> м<sup>-3</sup>. Ответ

#### Занятие № 11. Тема: ФИЗИКА ЧАСТИЦ

## Вопросы

1 Классификация элементарных частиц. Античастицы. Законы сохранения в физике частиц.

2 Сильное взаимодействие.

3 Кварковая модель адронов. Элементы квантовой хромодинамики.

4 Электро-слабое взаимодействие. Стандартная модель.

5 Нарушения Р, СР и Т-инвариантности в слабых взаимодействиях.

6 Проблема построения единой теории слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий.

7 Космические лучи.

8 Ускорители частиц

11.1 Какие законы сохранения были бы нарушены при распаде свободного протона по схеме: а)  $p \to n + e^+$ ; б)  $p \to e^+ + \gamma$ ?

11.2 Выяснить, возможны ли следующие процессы: а) $K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0$ ; б) $\Sigma^- + p \to \Lambda + n$ ; в)  $\pi^- + n \to \Xi^- + K^- + K^+$  за счет сильного взаимодействия. Указание: проверить выполнение закона сохранения странности. Ответ





11.3 В опыте Чемберлена и Сегре при столкновении ускоренных протонов с протонами мишени рождались пары протон-антипротон. Найдите порог этой реакции. Ответ

11.4 Найти порог рождения электрон-позитронной пары  $\gamma$ -квантом в поле электрона. Ответ (Дз)

11.5 Самый нижний по энергии резонанс в сечениях реакций  $\pi_0 + p$  – дельтабарион. Найдите кинетическую энергию пиона, при которой сечение образования дельта-бариона имеет максимум. Ответ

11.6 Какой относительный орбитальный момент имеют протон и  $\pi^+$  в реакции  $\pi^+ + p \Delta^{++}$ ? Указание: учесть законы сохранения момента импульса и четности. Спин и четность  $\Delta$ -барионов в основном состоянии равны  $3/2^+$ . Четность пионов отрицательна. Ответ

11.7 Являются ли реакции распада К<sup>+</sup>-мезона на  $\mu^+ + \nu_{\mu}$  и  $\pi^+ + \pi^0$  реакциями слабого взаимодействия? Ответ обосновать.

11.8 Покоящийся  $\pi^-$  распался на мюон и мюонное антинейтрино с нулевым относительным орбитальным моментом. Какой знак спиральности мюона? Ответ

11.9 Каковы должны быть минимальные кинетические энергии протонов и антипротонов, сталкивающихся а) в коллайдере и б) в ускорителе с неподвижной мишенью для генерации нейтральных квантов слабого поля? Достижимы ли такие энергии на современных ускорителях? Указание: считать для упрощения задачи, что кроме искомого кванта при столкновении никаких частиц больше не образуется, хотя на самом деле образуются адронные струи. Ответ (Дз)

11.10 Найдите необходимое магнитное поле для удержания протонов на орбите в LHC при расчетной энергии протонов 7,0 ТэВ. Длина ускорительного кольца 26,7 км. Указание: протоны при таких энергиях можно считать ультрарелятивистскими. Ответ

11.11 Максимальная энергия частицы космических лучей, зарегистрированной на Земле, и названной «частица Oh-My-God» составила 3,2 · 10<sup>20</sup> эВ. а) Сравните





энергию этой частицы с энергией пули из пневматической винтовки 25 Дж. б) Считая, что эта частица являлась протоном, оцените, во сколько раз надо увеличить энергию протонов, сталкиваемых в LHC, чтобы их энергия столкновения сравнялась с эффективной энергией столкновения Oh-My-God частицы с неподвижным протоном. Ответ

11.12 На высоте 5 км от поверхности Земли рождаются мюоны с кинетической энергией 1 ГэВ. Какая часть мюонов, движущихся к поверхности Земли, достигнет ее? Решить без учета и с учетом релятивистского роста времени жизни. Ответ



#### ОТВЕТЫ К ЗАДАЧАМ

**1.3** 3,6 фм, 5,4 фм, 7,4 фм. **1.4** 11°. **1.5** 15,9 км. **1.6** а) 6,47 фм; б) 5,5 · 10<sup>24</sup>Кл/м<sup>3</sup>; в) 9,7 фм.

**2.1** 445,8 МэВ. **2.2** 7,976 МэВ; 14,43 МэВ. **2.3** 2,01355; 2,01410. **2.4** 1,11 МэВ; 8,79 МэВ; 8,42 МэВ; 7,57 МэВ.**2.5** 7,16 МэВ. **2.6** а) 918,6 МэВ и 1578 МэВ; б) 8,71 МэВ/нуклон, 8,56 МэВ/нуклон. **2.7** 1626,4 МэВ и 1636,2 МэВ.

**3.1** 5, 87 · 10<sup>-6</sup> эВ, 1420 МГц. **3.2** 2,2,1,2,4. **3.3** 9/2. **3.4** 16. **3.5** 10. **3.6** 0,34 и 0,85µ<sub>N</sub>. **3.7** 0,037 мм. **3.8** 62,2 мТл.

**4.1** 2, 24 · 10<sup>-54</sup>кг · м<sup>2</sup>, 2, 25 · 10<sup>-54</sup>кг · м<sup>2</sup>, 2, 27 · 10<sup>-54</sup>кг · м<sup>2</sup>, 2, 31 · 10<sup>-54</sup>кг · м<sup>2</sup>, 5, 49 · 10<sup>-54</sup>кг · м<sup>2</sup>. **4.2** 149 кэВ, 313 кэВ, 536 кэВ, 819,5 кэВ. **4.3** 2,63 МэВ. **4.4** 20,58 МэВ, 19,82 МэВ, 5,50 МэВ. **4.5**  $Si^{28}, S^{32}, Ca^{40}$ . **4.6**  $1/2^+, 7/2^-$  **4.7** 2,79  $\mu_N$ . **4.8** Согласно модели оболочек  $5/2^+$ , согласно обобщенной модели соответственно  $1/2^+$  и  $3/2^+$ . Эксперименту соответствует обобщенная модель.

**5.1** 4,32 фм. **5.2** 40%. **5.3** 1,41 фм. **5.4** 1,46, примерно в 50 раз больше по модулю. **5.5** ~ 3 фм.

**6.2** 1, 2 · 10<sup>2</sup>, 1, 7 · 10<sup>2</sup>. **6.3** 25%. **6.4** 3, 25 · 10<sup>15</sup>. **6.5**  $\lambda = 1, 10 \cdot 10^{-5} c^{-1}; \tau = 25, 3$  часа. **6.6**  $A_0 = 5, 45 \cdot 10^{12}$  Бк;  $A_t = 6, 71 \cdot 10^{10}$  Бк. **6.7** 0,66 мм<sup>3</sup>. **6.8** 6,4 мкг.

7.1  $E_{\gamma} = 0,816$  МэВ. 7.2 Энергия уровней: 0, 0,726, 1,674 МэВ отсчитывая от основного состояния. 7.3 энергия  $\alpha$ -частиц, испускаемых торием-230 4,6872 МэВ, торием-232 – 4,0114 МэВ. Период полураспада тория-232 больше примерно в 1,6 $\cdot$ 10<sup>5</sup> раз. 7.4 4,20 МэВ. 7.5 27 МэВ, 6,7 $\cdot$ 10<sup>-14</sup> м. 7.6 6,0189 а.е.м. 7.7 0,2 МэВ. 7.8 57,4





эВ. **7.9** а) нет; б) да). **7.10** а)  $\beta^-$ -распад C $d^{113}$ , стабилен  $In^{113}$ ,  $\beta^+$ -распад  $Sn^{113}$ ; б)  $\beta^-$ -распад  $Re^{187}$ , стабилен  $Os^{187}$ ,  $\beta^+$ -распад  $Ir^{187}$  **7.11** 145 кэВ. **7.12** 8, 4 · 10<sup>16</sup>. **7.14** Нет.

**8.1** а) семейство тория; б) семейство актиноурана; в) семейство нептуния. **8.3** 1,798 МэВ. Нет. **8.4** 29,8 МэВ. **8.5** 4, 2 · 10<sup>3</sup> лет. **8.6** 2, 0 · 10<sup>9</sup> лет. **8.7** 0,568 Вт. **8.8** 5,9 л.

**9.1** 54 мбарн. **9.2** 19 кбарн. **9.3** 16,68 МэВ. **9.5** 1,78 МэВ, 1,01 МэВ.**9.6** 8,52 МэВ. **9.7** 2,2259 МэВ, 2,2265 МэВ. **9.8** 4,0 МэВ. **9.9** при l = 0: 1-, 2-; при l = 1: 0+, 1+, 2+, 3+.

**10.1** 51,3. **10.2** а) 6,55 МэВ; б) 4,81 МэВ.  $U^{235}$ . **10.3** 196 МэВ. **10.4** 0,77 кг. **10.5** 15,2 МВт. **10.6** на 3, 2%, в 1, 5 · 10<sup>2</sup>. **10.7** 5, 2%. **10.8** 8,5 кг; 8,1 кг. **10.9** 4,03 МэВ; 3,27 МэВ. **10.10** 14,11 МэВ. **10.11** 24,69 МэВ; 26,73 МэВ. **10.12** 666 · 10<sup>12</sup>частиц/(м<sup>2</sup> · c). **10.13** ~ 5 атм. **10.14** ~ 1 мм.

11.2 а) нет; б) да; в) нет. 11.3 5,63 ГэВ 11.4 2,044 МэВ. 11.5 195 МэВ. 11.6 *l*=1. 11.8 положительный. 11.9 44,7 ГэВ, 4,43 ТэВ. Достижимы. 11.10 5,5 Тл. 11.11 а) энергия пули примерно вдвое меньше; б) примерно в 50 раз. 11.12 4,7 · 10<sup>-4</sup>, 0,48.



# ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

# Лабораторная работа № 1 ГРАДУИРОВКА СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО РАБОЧЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

# Цель работы:

1)Ознакомиться с устройством и принципом действия счетчика заряженных частиц и радиометра на его основе.

2)Измерить относительным методом активность радиоактивных образцов.

## Приборы и принадлежности:

1. Радиометр со счетчиком Гейгера- Мюллера.

2.Пересчетное устройство.

3.Радиоактивные образцы.

#### Теоретическая часть

1.Методы регистрации ядерных излучений

В основе всех методов обнаружения излучения, возникающего при естественной или искусственной радиоактивности и при ядерных реакциях космических лучей, световых и рентгеновских квантов лежат явления взаимодействия излучения с веществом.

Различают первичные и вторичные взаимодействия. Первичные взаимодействия вызываются частицами, обладающими электрическим зарядом, вторичные – нейтральными частицами световыми, рентгеновскими,  $\gamma$ -квантами. Заряженные частицы ( $\alpha$ -частицы, электроны, позитроны и др.) при прохождении через вещество отдают свою кинетическую энергию непосредственно электронам облучаемого вещества, образуя вторичные электроны, т.е. вызывают ионизацию молекул.





Нейтральные частицы следов не оставляют, но они могут быть обнаружены по ионизации, вызванной рожденными ими заряженными частицами. Например, при взаимодействии нейтронов с веществом могут возникать протоны отдачи и другие заряженные частицы.

 $\gamma$ -лучи в зависимости от их жесткости, приводят к образованию фотоэлектронов, комптоновских электронов и электронно-позитронных пар. Вторичные заряженные частицы вызывают такое же взаимодействие, как и первичное излучение, они передают свою кинетическую энергию электронам облучаемого вещества, образуя третичные электроны.

В зависимости от свойств вещества и энергии излучения вторичные электроны (при первичном взаимодействии) или третичные электроны (при вторичном взаимодействии) либо покидают атомы и молекулы, в состав которых входили ранее, либо остаются в них и возвращаются в исходное состояние с освобождением избыточной энергии. Все используемые в настоящее время детекторы излучения по своему принципу действия основываются на одном из перечисленных выше первичных или вторичных взаимодействиях.

Широкое применение получили детекторы, действие которых основано на ионизации газов, в частности, счетчики Гейгера-Мюллера. Газоразрядные счетчики Гейгера-Мюллера получили широкое применение благодаря высокой чувствительности, возможности регистрации различного рода излучений, большой величине выходного сигнала и сравнительной простоте установки. Существуют различные типы счетчиков подразделяющихся как по их назначению ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -счетчики, нейтронов и др.), так и по конструктивному оформлению (цилиндрические, торцовые).

Наиболее распространенным является цилиндрический счетчик. Он состоит из цилиндрического корпуса, по оси которого натянута укрепленная на изоляторах тонкая нить. Нить является анодом, катодом служит корпус счетчика. Пространство между электродами заполняется газом при давлении 13-26 кПа (100-200 мм.рт.ст.). Некоторые частицы, а также космическое и гамма-излучение проникают в счетчик





непосредственно через его стенки. В торцовых счетчиках для впуска ионизирующих частиц в торце счетчика делается окошко из слюды или алюминиевой фольги. К электродам счетчика через сопротивление от 10<sup>6</sup> до 10<sup>9</sup> Ом прикладывается напряжение в несколько сот вольт. Принципиальная схема включения счетчика приведена на рис.1



Рис.1 Схема включения счетчика Гейгера-Мюллера. ВВ - высоковольтный выпрямитель, У - усилитель, СИ- счетчик импульсов.

Если через рабочий объем счетчика пройдет ионизирующая частица, то на пути ее движения возникнут положительные ионы и электроны, которые под воздействием электрического поля перейдут на электроды: электроны - на нить, ионы - на цилиндр. Во внешней цепи пройдет импульс тока, который образует импульс напряжения на сопротивлении R. Этот импульс напряжения можно зафиксировать с помощью усилителя импульсов.



#### 2. Основные характеристики счетчика Гейгера-Мюллера

При измерении числа частиц необходимо учитывать, что в реальных условиях не каждая попавшая в детектор частица будет зарегистрирована. Характеристикой, которая оценивает вероятность создания и регистрации сигнала измерительным устройством, служит эффективность регистрации  $\eta$ . Ее величина зависит от вида и энергии излучения, типа и размеров детектора, режима питания детектора и уровня порога чувствительности регистрирующего устройства. Если предположить, что все сигналы, поступающие со счетчика, регистрируются измерительным устройством, то эффективность регистрации самого счетчика определяется как отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, попавших в объем счетчика. Отсюда ясно. Что эффективность регистрации является величиной безразмерной и меняется в пределах от 0 до 1. В случае счетчика Гейгера-Мюллера для заряженных частиц она составляет ~ (0, 8-1), в то время как для  $\gamma$ -излучения эта величина не превышает 0,01 - 0,03.

В ряде физических измерений не менее важным является учет временных характеристик детектора. Вследствие статистического распределения во времени потока регистрируемых частиц всегда имеется конечная вероятность того, что временной интервал между двумя частицами будет очень мал. Если этот интервал окажется меньше длительности сигнала детектора, вторая частица самостоятельного отсчета не даст, т.е. будет просчитана.

Время  $\tau$ , в течение которого счетчик не чувствителен к измерению, называется мертвым. Для типичных самогасящихся счетчиков Гейгера- Мюллера мертвое время составляет примерно  $10^{-4}$  с.

Перед началом измерений важно правильно выбрать рабочее напряжение счетчика. Для этого надо знать его счетную характеристику, т.е. зависимость скорости счета импульсов на выходе счетчика от величины приложенного напряжения (рис.2). При напряжениях U, когда условия, необходимые для самостоятельного разряда, еще не выполняются и амплитуды на выходе счетчика еще малы, скорость счета n





(число импульсов в единицу времени) равна 0 вследствие малой чувствительности пересчетного устройства. По мере увеличения напряжения амплитуды импульсов возрастают, что приводит к быстрому нарастанию п. При дальнейшем увеличении напряжения, амплитуды импульсов становятся достаточно большими, и скорость счета n становится равной числу частиц зарегистрированных счетчиком в единицу времени. При дальнейшем увеличении U скорость счета n не меняется, что обуславливает наличие горизонтального участка (плато). Если продолжать увеличивать напряжение U, то при некотором значении  $U = U_2$  скорость счета n начинает резко возрастать из-за возникновения в счетчике непрерывного разряда, не поддающегося гашению. Обычно рабочую точку U выбирают на средине плато (U2 + U1):2.





## 3.Описание экспериментальной установки

#### 3.1 Назначение прибора

Прибор типа "ТИСС" является переносным лабораторным радиометром, предназначенным для измерения величины загрязненности одежды, рук и поверхностей альфа- или бета -активными веществами.



Прибор дает возможность:

1. Определять активность изотопов относительным методом.

2. Измерять величину радиоактивной загрязненности поверхностей рук, одежды и прочих предметов.

3. Получать сигнал о превышении величины загрязненности над допустимым уровнем, величина которого может устанавливаться оператором.

3.2 Технические характеристики

1.Питание прибора осуществляется от сети переменного тока частотой 50 Гц с номинальным напряжением сети 220 В. Мощность, потребляемая прибором от сети, не превышает 60 Вт.

2.Прибор позволяет регистрировать число импульсов, поступающих на его вход от одного из датчиков, с помощью механического счетчика и измерять среднюю скорость поступления импульсов по прибору, шкала которого градуирована в импульсах в минуту. Ёмкость обеих шкал механического счетчика – 10 000 импульсов.

Мёртвое время механического счетчика не превышает 20 миллисекунд.

3.Высокое напряжение, подаваемое на датчики выносных блоков, может быть установлено по шкале в пределах 0-2000 В.

4.Прибор дает возможность измерять загрязненность поверхностей рук, одежды и других предметов  $\alpha$  - активными веществами с помощью двух блоков ("ТЮ" и "ТИ"). Блок "ТИ" имеет эффективную площадь 23 см<sup>2</sup> (со светопроводом) при эффективности в 10% (на телесный угол  $4\pi$ ) или площадь 7 см<sup>2</sup> при эффективности в 20% (на телесный угол  $4\pi$ ).

Блок "ТЮ" имеет рабочую поверхность в 150 см<sup>2</sup> при эффективности регистрации 4% (на телесный угол  $4\pi$ ).

5. С блоком "ТИ" можно работать <br/>в $\gamma$ - полях с интенсивностью не боле<br/>е $500{\rm mkp/cek}.$ Блок чувствителен к магнитным полям.

6. Прибор измеряет загрязненность поверхносте<br/>й $\beta$ - активными веществами в комплекте с блоком "ТЧ". Рабочая поверхность датчика 130 см<sup>2</sup>. Диапазон измере-



Начало	
Содержание	
•	•
44	••
Страница 132 из 401	
Назад	
На весь экран	
Закрыть	

ния до 100000 распадов в минуту. Прибор обеспечивает автоматическую компенсацию внешнего  $\gamma$ -фона при условии, что величина фона не превосходит номинального значения шкалы, на которой производятся измерения.

3.3 Описание электрической схемы и конструкции прибора

1.Блок-схема прибора и ее краткое описание





Основные узлы прибора: Блок "ТЗ"

- а) Нормализатор импульсов.
- б) Интегрирующая цепь.
- в) Ламповый вольтметр.
- г) Сигнальное устройство.
- д) Каскад запуска механического счетчика.
- е) Блок питания.

# Выносные блоки

ж) Блок "ТЧ".

- з) Блок "ТИ".
- и) Блок "ТЮ".

Выносной блок для измерения загрязненности поверхностей бета - активными веществами (тип "ТЧ")

В качестве датчиков в блоке используются три бета - счетчика типа CTC-6. Со счетчиков импульсы напряжения поступают на лампу 6H15П, которая используется в качестве катодного повторителя.

При наложении на выносной блок измеряемого предмета нажимается кнопка на верхней крышке и замыкается цепь реле, компенсация  $\gamma$ - фона помещения.

При необходимости измерения больших бета- гамма- полей могут быть удалены один или два счетчика СТС-6. Кроме того, могут быть включены счетчики с меньшей эффективностью.

3.4 Подготовка прибора к работе

Прежде чем включить прибор, необходимо проверить соответствие положения колодки предохранителя номинальному напряжению питающей сети. Переключение на соответствующее напряжение производится переключателем- предохранителем и указывается цифрой, появляющейся на головке предохранителя.



Перед включением прибора в сеть необходимо:

- 1. Тумблер "СЕТЬ" перевести в положение "ВЫКЛ."
- 2. Регулятор высокого напряжения повернуть до отказа влево.
- 3. Выведенную под шлиц ручку "РЕГ. ЧУВСТ." Повернуть до отказа влево.
- 4. Переключатель диапазонов установить в положение "Зт".
- 5. Тумблер "МЕХ. СЧЕТ" поставить в положение "ВЫКЛ.".
- 6. Тумблер "КОМП. ФОНА" поставить в положение "РУЧНАЯ".
- 7. Тумблер "ПРОВЕРКА- РАБОТА" поставить в положение "ПРОВЕРКА".
- 8. Заземлить корпус прибора.
- 9. Соединить сетевой кабель с сетью переменного тока.

10. Перевести тумблер "СЕТЬ" в положение "ВКЛ." И прогреть прибор в течение 15 минут.

11. Тумблер "УСТ. НУЛЯ-РАБОТА" перевести в положение "УСТ.НУЛЯ" и установить нуль прибора. Тумблер снова перевести в положение " РАБОТА".

12. Тумблер "MEX. СЧЕТ" перевести в положение "ПУСК" ровно на одну минуту. Выключить тумблер "MEX. СЧЕТ", сосчитать число импульсов, показываемых механическим счетчиком. Это число должно быть равно 3000?150 и совпадать с показаниями прибора.

13. Подключить выносной блок.

14. Переключатель диапазонов перевести в положение "Высокое напряжение".

15. Тумблер "ПРОВЕРКА-РАБОТА" перевести в положение "Работа". Прибор готов к работе.

#### Практическая часть

#### Упражнение 1. Градуировка счетчика Гейгера- Мюллера и определение его рабочего напряжения

Упражнения 1 и 2 выполняются при помощи выносного блока типа "ТЧ". Эффективная площадь датчика- 130 см<sup>2</sup>.





Порядок проведения измерений следующий.

1) Включить прибор в сеть согласно указаниям п. 3.4.

2) Тумблер "КОМП. ФОНА" на задней панели пульта "ТЗ" перевести в положение "Авт.". Должен гореть сигнал "ГОТОВ".

3) Переключатель шкал поставить в положение "Высокое напряжение" и изменяя регулятором напряжения от 0 до 500В через каждые 20В, снимать показания счетчика через каждые 60 секунд, повторяя измерения не менее трех раз для каждого значения напряжения. По результатам измерений построить график зависимости числа импульсов от напряжения. Исходя из графика, найти рабочее напряжение (смотри п.2).

4) Регулятором "Высокое напряжение" установить по шкале найденное рабочее напряжение.

Упражнение 2. Определение активности изотопов относительным методом

Если имеется изотоп известной активности, то можно, используя его в качестве эталона, определить значение активности других образцов, приготовленных из того же изотопа.

Зная число импульсов **Nэ**, даваемых эталонным образцом за время  $\Delta t$ , а также число импульсов **Nx**, даваемых за время  $\Delta t$  исследуемым образцом при тех же условиях, можно определить активность исследуемого изотопа по формуле

 $Ax = A \Im Nx / N \Im$ 

где Ах - активность исследуемого образца,

Аэ - активность эталонного образца,

**Nx** -число импульсов за время ?t, даваемое исследуемым образцом (с поправкой на фон),





 ${\bf N}{\bf 9}$  -число импульсов за время ?t,даваемое эталонным образцом (с поправкой на фон).

В данном упражнении ставится задача определить активность радиоактивных образцов. Активность эталонного образца принять равной 1.

Проведение измерений 1. Измерить за время  $\Delta t = 100$  с естественный радиоактивный фон, вызываемый в счетчике космическими лучами, радиоактивными примесями в материалах, из которых изготовлен счетчик и окружающие приборы, и самопроизвольными разрядами.

2. Установить радиоактивный препарат (эталон) в предназначенное для него место на счетчике.

3. Определить число импульсов за  $\Delta t = 100$  с для радиоактивного препарата (эталона).

4. На место эталона поместить по очереди исследуемые образцы и произвести аналогичные измерения. Данные опыта занести в таблицу.

5. По формуле определения активности исследуемого образца, зная активность эталона, определить активность неизвестных образцов.

6. Вычислите среднее значение и погрешность измерений активности исследуемого изотопа.

## Контрольные вопросы

1. Методы регистрации излучения.

- 2. Счетчик Гейгера Мюллера (устройство и принцип работы).
- 3. Радиоактивность. Закон радиоактивного распада.
- 4. Постоянная распада. Активность. Единицы измерения активности.

## Литература:

1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. -М.: Энергоатомиздат, 1987.





2. Ляпидевский В.К. Методы детектирования излучений, -М.: Энергоатомиздат, 1987.

3. Горн Л.С., Хазанов Б.И. Современные приборы для измерения излучения ионизирующих излучений, -М.: Энегроатомиздат, 1989.



## Лабораторная работа № 2 ИЗУЧЕНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНОГО СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

## Цель работы:

В настоящей работе студенты должны:

- познакомиться с физическими процессами, протекающими в ионизационных газонаполненных детекторах;

- разобраться в механизме развития разряда пропорциональных счетчиков и счетчиков Гейгера-Мюллера;

-Провести измерения, используя в эксперименте счетчик Гейгера-Мюллера.

# ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Физические процессы, протекающие в ионизационном газонаполненном счетчике, работающем в режиме ионизационной камеры.

Ионизационный газонаполненный счетчик представляет собой замкнутый объем, в котором расположены два электрода. Под воздействием ядерной частицы в газе в результате ионизации образуются электронно-ионные пары, число которых  $r_0$  зависит от вида и энергии излучения, от рода и давления газа.

Если к электродам приложить напряжение, то образованные ядерной частицей электроны и положительные ионы начинают передвигаться в созданном электрическом поле по направлению к соответствующим электродам.

При малых величинах напряжения имеют место два конкурирующих процесса: процесс собирания ионов и электронов на электродах и процесс рекомбинации (т.е. воссоединение в нейтральные молекулы ионов и электронов); причем процесс рекомбинации тем значительные, чем больше концентрация электронно-ионных пар.

С увеличением напряжения скорость движения положительных ионов и электронов увеличивается, кроме того электрические заряды существенно перераспределяются по объему камеры (тем самым уменьшая концентрацию ионов). Эти об-







Рис. 1: Схема подключения ионизационного газонаправленного счетчика в электрическую сеть.

стоятельства приводят к уменьшению скорости рекомбинации и при дальнейшем повышении напряжения рекомбинация становиться пренебрежимо мала; а все образовавшиеся электроны и положительные ионы полностью собираются на электродах камеры. В этом случае величина собираемого на электродах заряда уже не зависит от приложенного к электродам напряжения и определяется только числом электронно-ионных пар, образованных в результате первичной ионизации  $r_0$  пропорционально полной энергии ядерной частицы.

Вышеописанная область напряжений, подаваемых на электроды ионизационного газонаполненного счетчика, включая и такие напряжения, когда величина собираемого заряда уже не зависит от значения подаваемого напряжения, называется режимом ионизационной камеры (рис.2, б).

Режим пропорционального счетчика.





Рис. 2: Зависимость величины заряда, собираемого на электродах счетчика R, от величины подаваемого на него напряжения U. Режим пропорционального счетчика.

Двигаясь в электрическом поле, положительные ионы приобретают кинетическую энергию, большую часть которой тратят на тепловые соударения с нейтральными молекулами газа, в то время как электроны (обладающие меньшей массой в отличие от ионов) теряют на тепловые соударения с нейтральными молекулами очень малую долю своей энергии. Средняя энергия электронов в данном газе определяется напряженностью электрического поля, а при высоких значениях последней может достигать величины, достаточной для ионизации нейтральной молекулы, и в рабочем объеме камеры появится еще одна пара ионов. Вторичные ионы, возникающие в процессе ударной ионизации, в свою очередь тоже могут произвести ионизацию. В результате в направлении дрейфа первичных электронов к аноду образуется



электронно-ионная лавина. Общее число электронов в ней будет равно  $k * r_0$ , где k – коэффициент газового усиления(коэффициент ударной ионизации), величина которого зависит как от напряжения электрического поля E, так и от давления и рода газа. Под коэффициентом газового усиления понимают обычно количество соударений электрона с молекулами газа на пути в 1 см по направлению электрического поля, сопровождающихся ионизацией молекул.





Ударная ионизация является основной, но не единственной причиной, приводящей при достаточно больших напряженностях поля к возникновению в камере дополнительного ионизационного эффекта. При движении электронов к аноду наряду и соударению, сопровождающимися ионизацией, будут иметь место и соударения, приводящие к возбуждению нейтральных молекул.



Возбужденные молекулы, возвращаясь в основное состояние, испускают довольно жесткие кванты света, падающие на поверхность электродов. Если энергия фотонов превышает работу выхода из материала электродов, то на их поверхности будет происходить фотоэффект.

Фотоэлектрон, вылетевший из катода, перемещаясь в направлении анода, в свою очередь образует вторичную электронно-ионную лавину. В некоторых газовых смесях возможен процесс фотоионизации одной из компонент смеси, если энергия ионизации молекул этой компоненты меньше, чем энергия фотона, испускаемого при высвечивании молекул другой компоненты. (Кроме того, при подходе к катоду положительных ионов возможен процесс вырывания из катода электрона, который в свою очередь также образует электронно-ионную лавину).

Если обозначить через  $\Gamma$  вероятность появления одного фотоэлектрона на одну пару ионов в первичной лавине, то наряду с к электронами лавины, возникшими от первичного электрона, появится ещё  $k \cdot \Gamma$  фотоэлектронов, которые вызывают дополнительную лавину  $(k \cdot \Gamma) \cdot k$ . Таким образом, через меж-электродный промежуток счетчика проходит последовательная серия электронно-ионных лавин, т.е. возникает разряд. Общее количество вторичных электронов в разряде:

 $R = r_0 k + r_0 k^2 \Gamma + r_0 k^3 \Gamma^2 + \dots = (r_0 k) / (1 - k?) = r_0 K, (1)$ 

Где К =  $k/(1 - k\Gamma)$  есть коэффициент полного газового усиления. Если к электродам прикладывается такое напряжение, что вклад фотоионизации незначителен  $(k \cdot \Gamma << 1)$ , то, как видно, из (1), последующие лавины будут слабее предыдущих. Разряд, инициированный ядерной частицей, с течением времени гаснет, т.е. является несамостоятельным.

Поскольку коэффициент К в данном случае не зависит от величины первоначального ионизационного эффекта  $r_0$ , следовательно величина заряда R, собранного на электродах счетчика, будет пропорциональна числу электронно-ионных пар  $r_0$ , образованных частицей при первичной ионизации.





Такой режим работы газонаполненного ионизационного счетчика носит название – режим работы пропорционального счетчика. (рис.2, участок в). Большим преимуществом этого счетчика, по сравнению с ионизационного камерой, является обстоятельство, что благодаря газовому усилению величина заряда, собираемого на его электродах, на несколько порядков превосходит величину заряда, собираемого на электродах ионизационной камеры.

Следует отметить ещё одно очень важное обстоятельство. Так как количество пар ионов в лавине зависит от её длины, это значит, что коэффициент газового усиления К резко зависит от координаты места попадания частицы в счетчик. В следствии чего однозначность связи между величиной собираемого заряда R и величиной первичного ионизационного эффекта  $r_0$  нарушается. Однако её можно сохранить, используя неоднородное электрическое поле (например, поле счетчика цилиндрической формы, рис. 4). Все газовое усиление в таком счетчике сосредоточено в очень малой области (вблизи нити анода), называемой областью ударной ионизации (рис.5) и зависимость K от координаты места попадания частицы в счетчик исчезает.

2.3. Режим самостоятельного разряда (режим счетчика Гейгера-Мюллера).

Однако коэффициент полного газового усиления К не зависит от величины первоначального ионизационного эффекта  $r_0$  только до тех пор, пока полный ионизационный эффект R не очень велик.

Действительно, газовое усиление приводит к образованию большого количества электронно-ионных пар. Электроны, вследствие их большой скорости дрейфа, очень быстро собираются на аноде, тогда как положительные ионы едва сдвинутся с места. Если создаваемый ими положительный пространственный заряд сравнительно мал, то его ослабляющим действием на электрическое поле в области ударной ионизации можно пренебречь. При повышении напряжения, приложенного к электродам про-






порционального счетчика, коэффициент к возрастает, в связи с чем возрастает произведение  $k * \Gamma$  и вторичные эффекты (эффекты фотоионизации) начинают играть существенную роль. При значениях  $k * \Gamma$  близких к единице К становится равным  $\sim (10^4 - 10^5)$  и полный ионизационный эффект R может оказаться очень большим, особенно для сильно ионизирующих частиц. Вследствие чего, положительный пространственный заряд становится настолько значительным, что существенно искажает поле в области ударной ионизации и последующие электронно-ионные лавины будут развиваться в уже ослабленном поле, а эффективное значение коэффициента усиления окажется заметно меньше.

Так как плотность положительного пространственного заряда определяется не только величиной коэффициента газового усиления К, но и первичным числом пар







ионов  $r_0$ , то эффективный коэффициент газового усиления оказывается зависящим от первоначального ионизационного эффекта  $r_0$  и линейная связь между R и  $r_0$ нарушается. Область напряжений, при которых нарушается линейная связь между величиной собираемого заряда R и величиной первичного ионизационного эффекта  $r_0$ , называется областью ограниченной пропорциональности (рис.2, г).

И, наконец, при некотором напряжении U коэффициент k достигает такой величины, при которой среднее значение произведения  $k * \Gamma$  становится равным единице. Это означает, что каждая электронно-ионная лавина способна за счет вторичных эффектов на катоде или в газе создать в среднем один свободный электрон, который в свою очередь образует повторную электронно-ионную лавину. Следовательно, такой разряд мог бы длиться сколь угодно долго. Такой самоподдерживающийся



разряд принято называть самостоятельным. Счетчики, работающие в области самостоятельного разряда, называются счетчиками Гейгера-Мюллера (рис.2, д).

Если счетчик работают в режиме пропорционального счетчика, то разряд ограничивается местом возникновения первичной ионизации. Он распространяется лишь в форме ионной лавины от анода к катоду в направлениях силовых линий поля. В режиме счетчика Гейгера-Мюллера появление фотонов обуславливает расширение разряда уже вдоль нити анода и R является исключительно функцией положительного напряжения U и длины счетчика. В силу этого амплитуда электрических импульсов на выходе данного счетчика Гейгера-Мюллера всегда одинакова при определенном значении U и не зависит от первичной ионизации  $r_0$ . Следовательно, анализ амплитуды выходного импульса не дает нам никакой информации о величине энергии, потерянной частицей в счетчике.

Самостоятельный газовый разряд может быть использован для регистрации ионизирующих частиц и гамма-квантов при одном обязательном условии: разряд, вызванный в приборе частицей, должен быть как можно скорее погашен. Только при выполнении этого условия газоразрядный прибор будет способен через достаточно малое время ответить на появление в нем следующей частицы новой вспышкой разряда. В зависимости от механизма гашения разряда различают две основные группы счетчиков: несамогасящиеся и самогасяшиеся счетчики.

Гашение разряда в несамогасящихся счетчиках производят радиотехническим методом, а в самогасящихся счетчиках метод гашения основан на добавлении в газовый объем органических добавок.

#### Основные характеристики счетчика Гейгера-Мюллера.

При измерении числа частиц необходимо учитывать, что в реальных условиях не каждая попавшая в детектор частица будет зарегистрирована. Характеристикой, которая оценивает вероятность создания и регистрации сигнала измерительным устройством, служит эффективность регистрации  $\eta$ . Ее величина зависит от



физики

Начало

Содержание

Страница 147 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

>>

вида и энергии излучения, типа и размеров детектора, режима питания детектора и уровня порога чувствительности регистрирующего устройства. Если предположить, что все сигналы, поступающие со счетчика, регистрируются измерительным устройством, то эффективность регистрации самого счетчика определяется как отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, попавших в объём счетчика.

Отсюда ясно, что эффективность регистрации является величиной безразмерной и меняется в пределах от 0 до 1. В случае счетчика Гейгера-Мюллера для заряженных частиц она составляет  $\sim (0, 8-1)$ , в то время как для  $\gamma$ -излучения эта величина не превышает 0,01 - 0,03.

В ряде физических измерений не менее важным является учет временных характеристик детектора. Вследствие статистического распределения во времени потока регистрируемых частиц всегда имеется конечная вероятность того, что временной интервал между двумя частицами будет очень мал. Если этот интервал окажется меньше длительности сигнала детектора, вторая частица самостоятельного отсчета не даст, т.е. будет просчитана. Время ?, в течение которого счетчик не чувствителен к измерению. называется мертвым. Для типичных самогасящихся счетчиков Гейгера-Мюллера мертвое время составляет примерно  $10^{-4}$  с.

Перед началом измерений важно правильно выбрать рабочее напряжение счетчика. Для этого надо знать его счетную характеристику, т.е. зависимость скорости счета импульсов на выходе счетчика от величины приложенного напряжения (рис.6). При напряжениях U, когда условия, необходимые для самостоятельного разряда, еще не выполняются и амплитуды на выходе счетчика еще малы, скорость счета n (число импульсов в единицу времени) равна 0 вследствие малой чувствительности пересчетного устройства. По мере увеличения напряжения амплитуды импульсов возрастают, что приводит к быстрому нарастанию n. При дальнейшем увеличении напряжения амплитуды импульсов становятся достаточно большими и скорость счета n становится равной числу частиц, зарегистрированных счетчиком в единицу времени. При дальнейшем увеличении U скорость счета n не меняется, что обуслав-





ливает наличие горизонтального участка (плато). Если продолжать увеличивать напряжение U, то при некотором значении U = U2 скорость счета n начинает резко возрастать из - за возникновения в счетчике непрерывного разряда, не поддающегося гашению. Обычно рабочую точку U выбирают на середине плато: (U2 -U1) : 2.



жаўны універсітэ

Страница 149 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть



# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Необходимые приборы и принадлежности.

Радиометр (дозиметр) «Сосна». Радиоактивные препараты. Структурная схема эксперимента приведена на рис.7.





Задание. Измерение плотности потока бета-излучения с поверхности используя счетчик Гейгера-Мюллера.

Руководствуясь правилами эксплуатации к прибору «Сосна», измерить плотность потока бета-излучения для нескольких бета-радиоактивных веществ. Конструкция счетчика Гейгера-Мюллера, используемого в приборе «Сосна» такова, что бета-частицы изотопа  $Cs^{137}$  (имеющие  $E_e = 520$  кэВ), проникают сквозь тонкую металлическую стенку катода, попадают в газовый объем счетчика и производят там акты ионизации и возбуждения (рис.8).

Информация отображается на передней панели прибора в единицах: число  $\beta$  –







частиц/см $^2 \cdot$  мин.

# КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1 Перечислить физические процессы, протекающие в ионизационных газонаполненых детекторах.

2 Рассказать о механизме развития разряда в пропорциональных счетчиках и счетчиках Гейгера-Мюллера.

# РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физике. М. Энергоатомиздат, 1987.

2. Ляпидевский В.К. «Методы детектирования излучений». М.: Энергоатомиздат, 1987.

3. Горн Л.С., Хазанов Б.И. «Современные приборы для измерения излучения ионизирующих излучений», М.: Энергоатомиздат, 1987.



Лабораторная работа № 3 ИЗУЧЕНИЕ РАДИОМЕТРА НА БАЗЕ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ ОБРАЗЦОВ ОТНОСИТЕЛЬНЫМ МЕТОДОМ

# Цель работы:

1) Ознакомиться с устройством, принципом действия счетчика заряженных частиц и радиометра на его основе.

2) Измерить относительным методом активность радиоактивных образцов.

3) Измерить коэффициент поглощения  $\gamma$ -излучения в свинце и алюминии.

## Приборы и принадлежности:

- 1. Радиометр со счетчиком Гейгера Мюллера.
- 2. Пересчетное устройство.
- 3. Радиоактивные образцы.
- 4. Пластинки различной толщины из свинца и алюминия.

## Теоретическое введение

1. Методы регистрации ядерных излучений

В основе всех методов обнаружения излучения, возникающего при естественной или искусственной радиоактивности и при ядерных реакциях, космических лучей, световых и рентгеновских квантов лежат явления взаимодействия излучения с веществом.

Различают первичные и вторичные взаимодействия. Первичные взаимодействия вызываются частицами, обладающими электрическим зарядом, вторичные - нейтральными частицами, световыми, рентгеновскими и  $\gamma$ -квантами. Заряженные частицы ( $\alpha$ -частицы, электроны, позитроны и др.) при прохождении через вещество





отдают свою кинетическую энергию непосредственно электронам облучаемого вещества, образуя вторичные электроны, т.е. вызывают ионизацию молекул.

Нейтральные частицы следов не оставляют, но они могут быть обнаружены по ионизации, вызванной рожденными ими заряженными частицами. Например, при взаимодействии нейтронов с веществом могут возникать протоны отдачи и другие заряженные частицы.

 $\gamma$ -лучи в зависимости от их жесткости, приводят к образованию фотоэлектронов, комптоновских электронов и электронно-позитронных пар. Вторичные заряженные частицы вызывают такое же взаимодействие, как и первичное излучение: они передают свою кинетическую энергию электронам облучаемого вещества, образуя третичные электроны.

В зависимости от свойств вещества и энергии излучения вторичные электроны (при первичном взаимодействии) или третичные электроны (при вторичном взаимодействии) либо покидают атомы и молекулы, в состав которых входили ранее, либо остаются в них и возвращаются в исходное состояние с освобождением избыточной энергии. Все используемые в настоящее время детекторы излучения по своему принципу действию основываются на одном из перечисленных выше первичных или вторичных взаимодействиях.

Широкое применение получили детекторы, действие которых основано на ионизации газов, в частности, счетчики Гейгера-Мюллера. Газоразрядные счетчики Гейгера-Мюллера получили широкое применение благодаря высокой чувствительности, возможности регистрации различного рода излучений, большой величине выходного сигнала и сравнительной простоте установки.

Существуют различные типы счетчиков подразделяющихся как по их назначению ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -счетчики, счетчики нейтронов и др.), так и по конструктивному оформлению (цилиндрические, торцовые). Наиболее распространенным является цилиндрический счетчик. Он состоит из цилиндрического корпуса, по оси которого натянута укрепленная на изоляторах тонкая нить. Нить является анодом, катодом





служит корпус счетчика.

Пространство между электродами заполняется газом при давлении 13-26 кПа (100-200 мм. рт. ст.). Некоторые частицы, а также космическое, рентгеновское и гамма-излучение проникают в счетчик непосредственно через его стенки. В торцовых счетчиках для впуска ионизирующих частиц в торце счетчика делается окошко из слюды или алюминиевой фольги. К электродам счетчика через сопротивление от 10<sup>6</sup> до 10<sup>9</sup> Ом прикладывается напряжение в несколько сот вольт. Принципиальная схема включения счетчика приведена на рис. 1.



Рис. 1. Схема включения счетчика Гейгера-Мюллера. ВВ - высокочастотный выпрямитель, У - усилитель, СИ – счетчик импульсов.

Если через рабочий объем счетчика пройдет ионизирующая частица, то на пути ее движения возникнут положительные ионы и электроны, которые под действием электрического поля перейдут на электроды: электроны- на нить, ионы - на цилиндр. Во внешней цепи пройдет импульс тока, который образует импульс напряжения на сопротивлении R. Этот импульс напряжения можно зафиксировать с помощью усилителя и счетчика импульсов.



#### 2. Радиоактивность

Радиоактивностью называется превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотоп другого элемента, сопровождающийся испусканием частиц. Радиоактивностью считаются также взаимные превращения одних элементарных частиц в другие (например, нейтрона в протон с образованием электрона и электронного антинейтрино).

Естественной радиоактивностью называется радиоактивность, наблюдающаяся у существующих в природе неустойчивых изотопов.

Искусственной радиоактивностью называется радиоактивность изотопов, полученных в результате ядерных реакций.

Самопроизвольный распад атомных ядер подчиняется закону радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^- \lambda t$$

где  $N_0$ - количество ядер в данном объеме вещества в начальный момент времени t = 0, N - число ядер в том же объеме к моменту времени t,  $\lambda$  - постоянная распада, имеющая смысл вероятности распада ядра за 1 секунду и равная доле ядер, распавшихся за единицу времени.

Закон самопроизвольного радиоактивного распада основывается на двух предположениях: 1) постоянная распада не зависит от внешних условий; 2) число, ядер распавшихся за время t, пропорционально наличному количеству ядер. Эти предположения означают, что радиоактивный распад является статистическим процессом, и распад данного ядра является случайным событием, имеющим определенную вероятность.

Характеристикой устойчивости ядер относительно распада является период полураспада  $T_{1/2}$ . Так называется время, в течении которого распадается половина первоначального количества ядер данного радиоактивного вещества. Связь  $\lambda$  и  $T_{1/2}$ :





Произведение  $A = \lambda N$  называется активностью данного радиоактивного вещества и представляет собой число распадов за единицу времени. Активность, отнесенная к единице массы вещества, называется удельной активностью.

Активность измеряется числом распадов ядер радиоактивного вещества в единицу времени ( $c^{-1}$ ). Единица активности называется беккерель (Бк).

#### Измерение коэффициентов поглощения у-лучей в свинце и алюминии

Гамма-лучи, испускаемые ядрами, при радиоактивных превращениях, имеют обычно энергию от нескольких сотен электрон-вольт до нескольких миллионов электронвольт.

Поглощение  $\gamma$ -лучей в веществе связано с фотоэлектрическим эффектом, с комптоновским рассеянием и с рождением пар. Рассмотрим эти эффекты.

Фотоэлектрическое поглощение. При фотоэффекте  $\gamma$ -квант, сталкиваясь с атомным электроном, полностью поглощается и передает электрону всю свою энергию. Кинетическая энергия выбитого с L- оболочки электрона рассчитывается с помощью соотношения Эйнштейна:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{e}} = h\nu - A_L$$

где  $h\nu$  - энергия  $\gamma$ -кванта, а  $A_L$  - энергия связи электрона на L-оболочке.

С наибольшей вероятностью фотоэффект происходит на электронах К- оболочки (если  $h\nu > A_K$ ). Чаще всего освободившееся место заполняется затем электронами с вышележащих оболочек. При таких переходах возникает характеристическое рентгеновское излучение.

Вероятность фотоэффекта сложным образом зависит от энергии  $\gamma$ -лучей и заряда ядер. Для оценок можно пользоваться грубой формулой





# $\sigma_{\Phi K} = \mathbf{B} Z^5 / (h\nu)^{7/2}, (1)$

(где В- константа, Z- заряд ядра) правильно передающей основные черты явления ( $\sigma_{\Phi}$ - сечение фотоэффекта, рассчитанное на атом). Из формулы (1) видно, что вероятность фотоэффекта быстро падает с увеличением энергии  $\gamma$ -квантов и очень сильно зависит от атомного номера. При ослаблении  $\gamma$ -лучей с помощью экранов существенно иметь в составе защиты элементы с большим Z, например, свинец.

Комптоновское рассеяние. Комптоновским рассеянием (или комптон-эффектом) называется упругое столкновение  $\gamma$ -кванта с электроном. При таком столкновении  $\gamma$ - квант передает электрону часть своей энергии, величина которой определяется углом рассеяния.

В отличие от фотоэффекта, который может идти только на сильно связанных электронах, комптоновское рассеяние может происходить и на свободных электронах. При малых энергиях гамма-квантов их поглощение определяется главным образом фотоэффектом, и комптоновское рассеяние не играет существенной роли. Роль комптон-эффекта становится существенной только тогда, когда энергия квантов становится много больше энергии связи электронов в атоме. Атомные электроны в этом случае можно считать практически свободными, что обычно и делается при теоретическом анализе. Вероятность комптоновского эффекта сложным образом зависит от энергии гамма-квантов (формула Тамма-Клейна-Нишины).

В том случае, однако, когда энергия гамма-кванта много больше энергии покоя электрона, формула сильно упрощается, и выражение для сечения комптон-эффекта приобретает простой вид:

$$\sigma_k, L = \pi r_e^2 m_0 c^2 / h\nu (ln(2h\nu/m_0 c^2) + 1/2), (2)$$

где  $r_e = 2, 8 \cdot 10^{-13}$  см - классический радиус электрона, а  $m_0$  - масса электрона.





Из формулы (2) следует, что сечение комптон-эффекта с ростом энергии фотонов падает далеко не так резко, как сечение фотоэффекта, и начинает, наконец, играть главную роль.

Сечение (2) относиться к одному свободному электрону, в то время как приведенное выше сечение фотоэффекта рассчитано на атом. Комптоновское рассеяние, отнесенное к атому, естественно, оказывается в Z раз больше. Поскольку веса атомов тоже, грубо говоря, пропорциональны Z (для всех атомов, кроме водорода, отношение атомного веса к атомному номеру лежит между 2 и 2,6), вероятности комптоновского рассеяния, отнесенные к единице массы, для всех веществ приблизительно равны.

Как мы выяснили ранее, вероятность фотоэффекта очень сильно зависит от атомного номера Z: в тяжелых элементах поэтому относительная роль фотоэффекта оказывается значительно больше, чем в легких. Так, в свинце вероятность комптоновского рассеяния сравнивается с вероятностью фотоэффекта при энергиях около 500 кэВ. В то же время в легких веществах фотоэффект, вплоть до самых низких энергий, с которыми еще приходится иметь дело в ядерной физике, не играет практически никакой роли.

Отметим в заключение, что, в отличие от фотоэффекта, эффект Комптона приводит не к поглощению гамма-квантов, а к их рассеянию и к уменьшению их энергии. С уменьшением энергии гамма-квантов они начинают, однако, все эффективнее поглощаться и рассеиваться и, наконец, погибают вовсе.

Образование пар. При энергиях, превышающих  $2m_0c^2 = 1,02$  МэВ становиться возможен процесс поглощения гамма-квантов, связанный с образованием электроннопозитронных пар.

Рождение пар не может происходить в вакууме, но возникает в электрическом поле ядер. Вероятность этого процесса приблизительно пропорциональна  $Z^2$  и сложным образом зависит от энергии фотона. При энергиях, больших  $2m_0c^2$ , фотоэффект



даже для самых тяжелых ядер уже не играет практически никакой роли. Вероятность образования пар должна поэтому сравниваться с вероятностью комптоновского рассеяния. При энергиях, с которыми приходиться иметь дело при изучении ядер, рождение пар существенно только в самых тяжелых элементах. Так, даже для свинца вероятность рождения пар сравнивается с вероятностью комптоновского эффекта только при энергии около 4,7 МэВ.

Полное сечение поглощения гамма-квантов. Полное сечение поглощения гамма-квантов при прохождении через вещество равно сумме сечений всех трех рассмотренных процессов :  $\sigma = \sigma_{\Phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\pi}$ 

При практических расчетах более удобно пользоваться не атомными сечениями, а соответствующими макроскопическими коэффициентами поглощения  $\mu_{\Phi} + \mu_{\kappa} + \mu_{n}$ .

Рассмотрим параллельный пучок гамма-квантов, падающих на вещество. Число выбывших из пучка квантов, пропорционально интенсивности пучка I и толщине слоя х:

$$-dI = \mu I dx.(3)$$

Коэффициент пропорциональности  $\mu$  определяется прозрачностью вещества для гамма-квантов и носит название коэффициента поглощения. Интегрируя уравнение (3) от нулевой толщины до заданной получим

$$I = I_0 e^- \mu x, (4)$$

откуда

$$\mu = 1/x ln(I_0/I).(5)$$

Для определения коэффициента поглощения нужно, таким образом, измерить толщину образца x , число падающих частиц  $I_0$  и число I частиц, прошедших через образец.





# Упражнение 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ ИЗОТОПОВ ОТ-НОСИТЕЛЬНЫМ МЕТОДОМ

Если имеется изотоп известной активности, то можно, используя его в качестве эталона, определить значение активности других образцов, приготовленных из того же изотопа. Зная число импульсов **N**э, даваемых эталонным образцом за время  $\Delta t$ , а также число импульсов **N**х, даваемых за время  $\Delta t$  исследуемым образцом при тех же условиях, можно определить активность исследуемого изотопа по формуле

$$Ax = A \Im Nx / N \Im$$

где Ах - активность исследуемого образца,

Аэ - активность эталонного образца,

**Nx** - число импульсов за время ?t, даваемое исследуемым образцом (с поправкой на фон ), **Nэ**- число импульсов за время ?t, даваемое эталонным образцом ( с поправкой на фон).

В данном упражнении ставится задача определить активность радиоактивных образцов. Активность эталонного образца принять равной 1.

#### Проведение измерений

1. Измерить за время ?t =100с естественный радиоактивный фон, вызываемый в счетчике космическими лучами, радиоактивными примесями в материалах, из которых изготовлен счетчик и окружающие приборы, и самопроизвольными разрядами.

2. Установить радиоактивный препарат (эталон) в предназначенное для него место на счетчике.

3. Определить число импульсов за ?t= 100с для радиоактивного препарата (эталона).

4. На место эталона поместить по очереди исследуемые образцы и произвести аналогичные измерения. Данные опыта занести в таблицу.





5. По формуле определения активности исследуемого изотопа, зная активность эталона, определить активность неизвестных образцов.

Упражнение 2. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ *γ*-ИЗЛУЧЕНИЯ В СВИНЦЕ И АЛЮМИНИИ.

Для определения коэффициентов поглощения измерьте число частиц падающих на счетчик за 100 с в отсутствие поглотителя  $(N_0)$  и в присутствии поглотителя (N).

При вычислении  $N_0$  и N из показаний прибора необходимо вычесть фон, который обусловлен постоянными частицами: космическим излучением, гамма- квантами от соседних источников и т.д.



Определите  $ln(N_0/N)$  гамма- лучей при разных толщинах образцов, затем постройте кривую зависимости логарифма  $N_0/N$  от толщины поглотителя. Постройте график этой зависимости, выразив толщину в мм. Коэффициент поглощения  $\mu$  най-



дите методом наименьших квадратов. Зная коэффициент поглощения  $\mu(cm^{-1})$ , по графику, приведенному на рис. 2, оцените энергию гамма-кванта.

## Контрольные вопросы

1. Методы регистрации излучения. Счетчик Гейгера-Мюллера (устройство и принцип работы).

2. Радиоактивность. Закон радиоактивного распада. Характеристики устойчивости ядер.

3. Может ли происходить фотоэффект на свободных электронах ?

4. Покажите, что превращение  $\gamma$ -кванта в электронно-позитронную пару невозможно без присутствия ядра.

5. Приведите примеры процессов, в которых фотоны проявляют волновые и корпускулярные свойства.





## Лабораторная работа № 4 ИЗУЧЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПРИ ЯДЕРНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

## 1. Цель работы:

- В настоящей работе студенты должны:
- ознакомиться с проблемой статистического подхода при ядерных измерениях;
- ознакомиться с распределением Пуассона и с его свойствами;

- снять распределение числа отсчетов счетчика, регистрирующего радиационный фон; найти оценки среднего числа отсчетов дисперсии;

- оценить правдоподобность гипотезы о тождественности экспериментально полученного распределения распределению Пуассона.

# 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

2.1 Необходимость статистического подхода в ядерно-физическом эксперименте.

При рассмотрении явлений микромира, в частности, в области ядерной физики, статистический подход необходим не только для обработки результатов измерений, но и для изучения самой природы исследуемых явлений, которые сами по себе статистичны.

Флуктуации измеряемых величин связаны как с несовершенством применяемых для регистрации приборов, так и с самой сутью изучаемых явлений, так:

- невозможно предсказать, в какой именно момент времени произойдет распад данного радиоактивного ядра;

- невозможно предсказать, в каком именно направлении полетит данная частица, испущенная радиоактивным ядром;

- невозможно также предсказать, сколько частиц, попавших в детектор, провза-



Начало								
Содержание								
•	•							
••	44							
Страница	163 из 401							
Назад								
На весь экран								
2								
Закрыть								

имодействуют с веществом детектора.

Однако вероятность этих событий можно предсказать.

Для описания последовательности случайных событий вообще используются математические модели, случайных процессов. Во многих ядерных измерениях для описания случайной величины подходит широко известное распределение Пуассона.

2.2 Распределение Пуассона и его свойства.

Самым простым примером в этом случае может служить распределение числа ядерных частиц, зарегистрированных счетчиком (число отсчетов) за время  $\Delta t$ , находящимся в постоянном поле излучения:

$$P_k = \frac{\overline{k}^k e^{-\overline{k}}}{k!}, (1)$$

где  $P_k$  - это вероятность того, что за время  $\Delta t$  наблюдалось k отсчетов. Как видно из (1), положение распределения  $P_k$  на числовой оси полностью определяется заданием одного параметра - среднего числа отсчетов (математического ожидания) :

$$\overline{k} = \sum_{k=0}^{\infty} P_k \cdot k.(2)$$

Условия и пределы применимости закона Пуассона в общем случае можно сформулировать следующим образом:

- прежде всего случайная величина k распределена статистически равномерно, должна принимать дискретные целые, положительные значения;

- во-вторых события, относящиеся к неперекрывающимся интервалам времени, должны быть статистически независимы;

- в-третьих вероятность попадания двух или более событий в бесконечно малый



Кафедра общей и теоретической физики



интервал времени пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью попадания одного события.

Графически распределение Пуассона (гистограмма) приведено на рис.1.



Рис. 1: Распределение Пуассона

Как видно из рис.1 с увеличением k распределение Пуассона становится все более симметричным относительно  $k = \overline{k}$  и при больших значениях k распределение Пуассона можно заменить, согласно центральной предельной теореме теории вероятности, распределением Гаусса. Степень разбросанности случайной величины к (в нашем случае – числа отсчетов) около среднего значения к описывается дисперсией:

$$D_k = \sum_{k=0}^{\infty} (k - \overline{k})^2, P_k = \overline{k^2} - \overline{k}^2.(3)$$

Причем, для случайных величин, распределенных по закону Пуассона, дисперсия  $D_k$  равна  $\overline{k}$ . Такая связь между дисперсией и средним значением случайной



величины является отличительной особенностью закона Пуассона.  $D_k = \overline{k}.(4)$ 

Для наглядной характеристики степени разбросанности случайной величины вокруг среднего значения удобней пользоваться величиной, размерность которой совпадает с размерностью самой случайной величины. Для этого из дисперсии извлекают квадратный корень; полученная величина называется средним квадратичным отклонением.

Среднеквадратичное отклонение  $\sigma_k$  случайной величины k в случае распределения Пуассона равно:

$$\sigma_k = \sqrt{D_k}, \delta_k = \frac{\sigma_k}{\overline{k}} = \frac{1}{\sqrt{\overline{k}}}, (5)$$

где  $\delta_k$  - относительное среднеквадратичное отклонение.

При ограниченном числе опытов n задача точного определения параметров распределения случайной величины не может быть решена; в таких условиях экспериментальный материал содержит в себе неизбежно значительный элемент случайности, поэтому случайными оказываются и все параметры, вычисленные на основании этих данных. Здесь может быть поставлена только задача о нахождении оценок для искомых параметров. Так, за оценку среднего числа отсчетов за интервал времени  $\Delta t$  в нашем эксперименте при ограниченном числе опытов n принимается среднее арифметическое числа отсчетов:

$$\overline{k}^* = \sum_{i=1}^n k_i / n.(6)$$

При достаточно большом объеме статистического материала среднее арифметическое числа отсчетов будет с большой вероятностью весьма близко к среднему числу отсчетов (математическому ожиданию).

$$\overline{k}^* \to \overline{k}$$
 при  $n \to \infty.(7)$ 



В качестве оценки для дисперсии DK можно использовать статистическую дисперсию:

$$D_k^* = \overline{k^2} - \overline{k}^{*2}.(8)$$

2.3. Задача проверки правдоподобия гипотез.

Очень часто, когда число опытов n ограничено и статистический материал невелик, чтобы выявляющиеся в нем статистические закономерности были в достаточной мере свободны от элементов случайности, может возникнуть такой вопрос: согласуются ли результаты эксперимента с гипотезой о том, что данная случайная величина к подчинена тому или иному закону распределения.

Попробуем в нашей лабораторной работе после проведения эксперимента оценить правдоподобность гипотезы о тождественности полученного экспериментально распределения Рк (где число опытов n было невелико) с распределением Пуассона Рк. Для этого можно воспользоваться критерием проверки гипотез, например критерием согласия Пирсона.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

3.1. Необходимые приборы и принадлежности

Установка для изучения распределения числа отсчетов счетчика состоит из

- блока детектирования ?-излучения (БДЭГ), включающего в себя сцинтилляционный детектор Nal(Tl), фотоумножитель (ФЭУ) и предусилитель;

- блока высоковольтного питания БНВ-30 (для питания ФЭУ блока детектирования);

- пересчетного прибора ПСО2-5 (со встроенным в него блоком низковольтного питания ±12 В для питания предусилителя блока детектирования);



- набора соединительных кабелей;

3.2. Структурная схема экспериментальной установки

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис.2,а. Гаммаизлучение радиоактивного источника (1) на базе изотопа Cs-137, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора NaI(TI) (2), теряет свою энергию на возбуждение атомов и молекул.

Возникшие при снятии возбуждения сцинтилляции регистрируются фотоэлектронным умножителем ФЭУ (3). Импульсы напряжения поступают с выхода ФЭУ через эммитерный повторитель и предусилитель (4) на вход дискриминатора (5) и далее - на вход пересчетного устройства ПСО2-5 (6). Питание фотоэлектронного умножителя осуществляется за счет высоковольтного блока БНВ-30 (0 - 1000 В) (7); питание к блоку БНВ-30 поступает от блока низковольтного питания (±24 В) (8). Для питания предусилителя используется блок низковольтного питания на ±12 В, вмонтированный в пересчетное устройство (9).

\*) При выполнении данной темы с блока детектирования сигнал можно подавать непосредственно на вход пересчетного блока ПСО2-5 (разъем "Сигнал"), минуя блок дискриминатора. Однако данный эксперимент предлагается провести в следующем режиме: сигнал с блока детектирования подать на вход дискриминатора, а с выхода дискриминатора его подать на вход пересчетного блока ПСО2-5 (разъем "сигнал);"но при этом дискриминатор переключить в "интегральный режим"и установить минимальный порог (например, 1).

На рисунке26 указано как нужно подсоединять сигнальный кабель блока детектирования БДЭГ20РЗ, чтобы импульсы с выхода блока детектирования поступали на вход дискриминатора(5)(размещенного в корпусе пересчетного устройства) и далее на вход самого пересчетного блока ПСО2-5.

В данной работе в качестве источника излучения используется естественный ра-







диоактивный фон земного и космического происхождения..

3.3 Методика проведения эксперимента по изучению взаимодействия <br/>  $\gamma$ -излучения с веществом

Задание1. Измерить распределение числа отсчетов счетчика.

1. Перед включением блоков установки в сеть внимательно изучить инструкции по эксплуатации блоков и указания по мерам безопасности; убедиться в правильном положении переключателей на передних панелях блоков.

Пересчетное устройство ПС02-5:

-переключатель "75" перевести вниз;

-переключатели "чувствительность" перевести в положение "1" и "0,5";





Рис.2б. Вид задней панели пересчетного устройства ПСО2-5.

-переключатель полярности входных импульсов перевести в положение; -переключатели "Режим"перевести в положение "N"и "Раб"; - переключатель "управление"перевести в положение "Внутр.";

-переключатель"вывод перевести в положение "однократно".

Требуемое время измерения устанавливается включением переключателя "Уст.эксп."и его выключением в момент загорания точки напротив требуемой экспозиции. При загорании светодиода 3 значение времени измерения следует умножить на 3. Сигнальный кабель блока детектирования БДЭГ соединить с входным разъемом\* пересчетного устройства ПС02-5, расположенном на задней панели пересчетного устройства (внимательно изучить рис.26 и подпись к нему).

Высоковольтный блок питания БНВ-30: -до начала работ предварительно высоковольтный блок должен быть установлен в режим: "1 кВ "Отрицательная полярность выходного напряжения";



- ручку регулирования выходного напряжения установить в крайнее положение против часовой стрелки 0,5 (это означает, что подано 50 В); -тумблер "Внешнее упр."установить в положе ние "Выкл";

- высоковольтный кабель блока детектирования соединить с выходным разъемом высоковольтного блока питания БНВ-30, расположенного на передней панели блока питания БНВ-30.

Низковольтные блоки питания  $\pm 12$  В.  $\pm 24$  В

- провода от блока детектирования (по которым поступает питание  $\pm 12$  В на предусилитель) должны быть подсоединены к штекерным гнездам задней панели пересчетного устройства (в кожухе которого расположен низковольтный блок питания на  $\pm 12$  В) следующим образом: черный штекер к гнезду "+ белый штекер к гнезду 12 В красный- "+12 В".

- подключение низковольтного блока питания на ±24В к высоковольтному блоку БНВ-30 осуществляется через разъем на задней панели высоковольтного блока (в третье снизу левое гнездо №43Б разъема подается +24 В; а гнездо №45Б - заземляется согласно инструкции к прибору).

2. Перед включением установки убедиться, что все кожухи блоков заземлены!

3. С помощью вилки подсоединить сетевые шнуры низковольтного блока на  $\pm 24$  В и ПС02-5 в сеть 220 В; при этом на низковольтном блоке питания загорается сигнальные лампочки.

4. Включить кнопку "Сеть" на задней панели ПС02-5, при этом на приборе загораются индикаторы цифрового табло.

5. Включить тумблер "Питание"высоковольтного блока БНВ-30.

6. Если нажать кнопку "Сброс"и "Пуск" пересчетного устройства ПС02-5, то цифровые индикаторы должны установиться в "0"и пересчетное устройство должно начать счет импульсов, поступающих с блока детектирования БДЭГ. По истечении же заданного времени измерения счет автоматически должен прекратиться, а на цифровом табло ПС02-5 должен отобразиться результат измерения.





7. После самопрогрева установки в течении 20-30 минут можно приступать к измерениям.

8. Выставить рабочее напряжение на высоковольтном блоке Upaб.= 600 B; (ручку регулирования выходного напряжения на блоке БНВ-30 установить в положение 6,0).

9. Задать время измерения на ПСО2-5 - 3 секунды.

10. Установить переключатель режима работ дискриминатора (расположенного в корпусе пересчетного устройства ПСО2-5) в режим "интегральный"; номер канала (порог) А увеличить до такой величины, чтобы пересчетное устройство регистрировало в среднем не более 3-4 фоновых частиц за  $\Delta t = 3$  секунды.

11. Измерить число отсчетов счетчика за  $\Delta t = 3$  секунды - 300 раз (n = 300). Полное время эксперимента T =  $300\Delta t$ .

12. Рассчитать экспериментальные вероятности  $P_k^*$  появления в интервале времени  $\Delta t = 3$  с k - отсчетов (k = 0, 1, 2, 3, 4 и т.д.). Например, если значение k =5 появилось 52 раза, значит вероятность  $P_{k=5}^*$  появления стольких отсчетов за  $\Delta t = 3$  с будет равно  $\frac{52}{n} = \frac{52}{300}$ . Причем  $\sum P_k^* = 1$ .

13. Результаты расчета занести в таблицу 1. Таблица 1.

к	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	и т.д.
P <b></b> *										-			
P <sub>K</sub>					. 14								s a <sup>tr</sup> ance

14. На основании результатов эксперимента построить гистограмму (см.рис.1): по оси у откладывать  $P_k^*$ , по оси х - k.

15. Найти оценку среднего числа отсчетов  $\overline{k}^*$  в интервале времени  $\Delta t$  и дисперсию  $D_k^*$ :





$$\overline{k}^* = \sum_k k \cdot P_k^*$$
$$D_k^* = \overline{k^2} - \overline{k^*}^2$$

Проверить выполнение

 $\overline{k^*} \approx D_k^*$ 

16. Найти среднеквадратичное отклонении отдельного измерения  $\sigma_k$  и оценки среднего значения  $\sigma_{\overline{k^*}}$  случайной величины:

$$\sigma_k = \sqrt{\overline{k^*}}$$
$$\sigma_{\overline{k^*}} = \sqrt{\frac{\overline{k^*}}{n}}$$

Найти относительное среднеквад<br/>ратичное отклонение оценки среднего значения  $\overline{k^*}$  :

$$\delta_{\overline{k^*}} = \frac{[\sigma_{\overline{k^*}}}{\overline{k^*}} \cdot 100\% = \frac{100\%}{\sqrt{\overline{k^*} \cdot n}} = \frac{100\%}{\sqrt{K}}$$

где <br/>п - число измерений, равное 300, а К - общее число отсчетов за врем<br/>я $\mathbf{T}=n\triangle t=300\cdot 3$ сек.

Из (9) следует, что точность измерений зависит только от общего числа частиц К, зарегистрированных счетчиком, независимо от того, зарегистрированы они в одном измерении (опыте) за какой-то интервал времени Т или в серии из n опытов, каждый из которых длился гораздо меньше времени, чем интервал Т. Например, если необходимо измерить величину с  $\delta = 1\%$ , то должно быть зарегистрировано всего K = 10 000 отсчетов.



17. Используя вычисленное значение  $\overline{k^*}$ , по формуле (1) рассчитать вероятность  $P_k$  для всех значений k, наблюдавшихся в эксперименте.

Проверить нормировку $\sum P_k^* = 1$ . Результаты расчета занести в таблицу

Задание 2. Оценить правдоподобность гипотезы о тождественности полученного распределения распределению Пуассона.

1. Сравнивая вероятности  $P_k^*$  и  $P_k$  можно оценить правдоподобность гипотезы о тождественности полученного экспериментально распределения распределению Пуассона (1). Для этого можно воспользоваться критерием проверки гипотез, например, критерием согласия Пирсона  $\chi^2$  (хи-квадрат).

Для этого необходимо построить случайную величину  $\chi^2$  по следующему правилу

$$\chi^{2} = n \sum_{k} \frac{(P_{k}^{*} - P_{k})^{2}}{P_{k}}.$$

Чем меньше различие экспериментальных и теоретических вероятностей, тем меньше будет величина  $\chi^2$  и тем более правдоподобной будет наша гипотеза.

2. Сравнить рассчитанную величину  $\chi^2$  с критическим значением  $\chi^2_{\kappa p}$ , которое для различных степеней свободы г и уровня значимости 0,05 приведено в таблице 2. Для данного эксперимента число степеней свободы  $r = k_{\text{макс}} - k_{\text{мин}} - 2$ ; а уровень значимости, равный 0,05 означает, что только в 5 случаях из 100 экспериментальное  $\chi^2$  может превысить  $\chi^2_{\kappa p}$  при справедливости начальной гипотезы. Поэтому, если в результате эксперимента окажется, что  $\chi^2 > \chi^2_{\kappa p}$  гипотезу о справедливости закона Пуассона следует отвергнуть, как малоправдоподобную.

В случае же, когда  $\chi^2 < \chi^2_{\kappa p}$  следует сделать вывод о том, что экспериментальные данные не противоречат начальной гипотезе, т.е. она является правдоподобной. Таблица 2.

# 4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

Кафедра общей и теоретической

физики

Начало

Содержание

Страница 174 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

r	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
χ <sup>2</sup> κp.	3,8	6,0	7,8	9,5	11,1	12,6	14,1	15,5	16,9	18,3	19,7	21,0	22,4	23,7	25,0

4.1.Что такое закон (распределение) Пуассона?

4.2.Перечислить свойства закона Пуассона и условия его применимости.

## 5. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

5.1. Е.С.Вещдель. "Теория вероятности М., 1969.

5.2. Д.Худсон "Статистика для физиков". М., Мир, 1970.

5.3. В.И.Гольданский "Статистика отсчетов при регистрации ядерного излучения.", М., 1959.





Лабораторная работа № 5 ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССОВОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ

## 1. Цель работы:

В настоящей работе студенты должны:

-изучить механизм взаимодействия гамма-излучения с веществом;

-измерить функцию пропускания  $\gamma$ -излучения T(x) в зависимости от толщины поглотителя x;

-на основе экспериментальных данных определить коэффициент ослабления  $\mu$ .

# ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

#### 2.1. Введение

Энергия излучения, испущенного при радиоактивном распаде, в конце концов передается окружающей среде, изменяя её свойства. Важно знать механизм взаимодействия излучения с веществом для того, чтобы уметь его регистрировать, представлять степень биологической опасности и применять эффективные меры защиты.

Взаимодействие излучения с веществом зависит от свойств излучения - его вида и энергии, а также от свойств вещества - его плотности и элементного состава. Данная работа посвящена изучению взаимодействия гамма - излучения с веществом.

К гамма-излучению относят электромагнитные волны, испускаемые при ядерных превращениях или аннигиляции частиц. В корпускулярной картине это излучение представляет собой поток частиц, называемых гамма-квантами. Нижний предел энергии гамма-квантов имеет порядок десятков кэВ. Естественного верхнего предела энергии нет.



На весь экран

Закрыть

\* В отличие от нейтронов, пучок гамма-квантов поглощается веществом подобно заряженным частицам в основном за счет электро-магнитных взаимодействий. Однако, механизм этого поглощения существенно иной, так как гамма-кванты не имеют электрического заряда и обладают нулевой массой покоя.

\* При прохождении пучка гамма-квантов через вещество они вступают во взаимодействие с атомами вещества и вызывают ряд явлений; при этом гамма-квант или поглощается целиком, или теряет часть своей энергии, изменяя направление распространения; причем реализация того или иного механизма взаимодействия γ-квантов с веществом носит вероятностный характер.

2.2. Механизм взаимодействия гамма-излучения с веществом.

\* Известно большое число различных взаимодействий гамма-излучений с веществом. Практический интерес представляют следующие три процесса: фотоэлектрическое поглощение гамма-кванта (фотоэффект), рассеяние гамма- кванта на электронах (комптон-эффект), рождение гамма-квантом электронно-позитронных пар (эффект образования пар).

## Фотоэффект

\* Если энергия гамма-кванта больше энергии связи какого-нибудь электрона оболочки атома, то может иметь место фотоэлектрическое поглощение  $\gamma$ -кванта (фотоэффект). Явление фотоэффекта состоит в том, что энергия  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma}$  целиком поглощается атомом, а один из электронов оболочки, называемый фотоэлектроном, выбрасывается за пределы атома.

Используя закон сохранения энергии, можно определить кинетическую энергию  $\mathrm{E}_{\mathrm{e}}$ фотоэлектрона

$$E_e = E_\gamma - E_{\pi} - I_i.(1$$



На весь экран

Закрыть

где  $I_i$  - ионизационный потенциал соответствующей (i=K,L,M...) оболочки атома;  $E_{\pi}$  - энергия отдачи ядра; но величина энергии отдачи ядра мала вследствие того, что масса ядра  $m_{\pi}$  значительно больше массы электрона  $m_0: m_{\pi} >> m_0$ , и поэтому в выражении (1) членом  $E_{\pi}$  можно пренебречь.

\* Атом, потерявший электрон оказывается в возбужденном состоянии; освободившийся уровень энергии в атоме заполняется электроном с выше расположенной оболочки. Этот процесс сопровождается либо испусканием характеристического рентгеновского излучения, либо испусканием так называемого электрона Оже. Для фотоэффекта существенна связь электрона с атомом, которому передается часть импульса фотона: чем меньше связь электрона с атомом по сравнению с энергией фотона, тем менее вероятен фотоэффект.

#### Комптон-эффект

\* Кроме фотоэффекта, при котором  $\gamma$ -квант перестает существовать и почти вся энергия передается атомному электрону, за исключением энергии связи электрона, взаимодействие  $\gamma$ -квантов со средой может приводить к комптоновскому рассеянию (комптон-эффект). В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией  $E_{\gamma}$ , появляется рассеянный фотон с энергией  $E_{\gamma}$ , а электрон, на котором произошло рассеяние, называемый электроном отдачи или комптон-электроном, приобретает кинетическую энергию

$$E_e = E_\gamma - \mathcal{E}_\gamma(2)$$

\* Пользуясь законами сохранения энергии и импульса можно показать, что энергия рассеянного  $\gamma$ -кванта уменьшается с ростом угла рассеяния. Убывание энергии рассеянного  $\gamma$ -кванта с ростом угла рассеяния соответствует возрастанию энергии электрона отдачи  $E_e$ .





Эффект образования электронно-позитронных пар.

\* При достаточно высокой энергии  $\gamma$ -квантов ( $E_{\gamma} > E_{n}$ ор) наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона может происходить третий вид взаимодействия  $\gamma$ квантов с веществом - образование электронно-позитронных пар. Можно показать из законов сохранения импульса и энергии, что процесс образования пар не может происходить в вакууме. Процесс рождения пар происходит лишь в кулоновском поле какой-либо частицы, получающей часть импульса и энергии. Такой частицей может быть атомное ядро или электрон. При этом, если процесс образования пары идет в кулоновском поле ядра, необходимо выполнение неравенства

$$E_{\gamma} \ge 2m_0c^2 + E_{\mathfrak{s}}, (3)$$

где первый член правой части соответствует энергии рождения пары электронпозитрон, а второй член есть энергия отдачи ядра. Так как энергия отдачи ядра сравнительно мала, этим членом можно пренебречь. Первый член, стоящий в правой части неравенства (3) принято называть порогом рождения пар  $E_{\text{пор}}$ .

Нужно отметить, что кроме вышеописанных трех механизмов взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом существует также так называемый ядерный фотоэффект и когерентное рассеяние на электронах. Однако эти процессы не играют заметной роли в ослаблении потока  $\gamma$ -квантов с энергией до нескольких МэВ.

2.3.Сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом.

\* Рассмотрим общий случай. Представим себе некоторую частицу A (которую для определенности будем считать атомом) и падающий на неё поток частиц, равный  $n,[n] = 1/(L^2T)$  (рис.1). Нас интересует число частиц  $dn_A$ , проходящих в единицу времени через площадку dS, поставленную перпендикулярно лучу, проведенному из центра рассеивателя A. Это число пропорционально dS (в силу малости площадки)



и обратно пропорционально квадрату расстояния r от рассеивателя A до dS; кроме того пропорционально потоку n в первичном пучке:

$$dn_A = \sigma_\Omega \cdot n \frac{dS}{r^2} = \sigma_\Omega \cdot d\Omega \cdot n,$$

или

$$\frac{dn_A}{n} = \sigma_\Omega d\Omega,$$

, где величина  $dS/r^2$  - есть телесный угол  $d\Omega$ , под которым площадка видна из центра A, а  $\sigma_{\Omega}$  – некоторый множитель пропорциональности между  $dn_A$  и n, который имеет размерность площади и определяет вероятность рассеяния на атоме A в угол  $d\Omega$ . Эта величина носит название **дифференциального эффективного сечения** рассеяния (на атоме A) в угол  $d\Omega$ , а величина  $\sigma$ , равная

$$\sigma = \int \sigma_{\Omega} d\Omega = \frac{n_A}{n}$$

называется полным эффективным сечением рассеяния на атоме A, где  $n_{\rm A}$  - число рассеяний (на атоме A) в угле  $4\pi$ , так как интеграл взят по полному телесному углу  $4\pi$ :

$$n_A = n \cdot \sigma$$

. Полное же число взаимодействий (рассеиваний) на всех атомах, находящихся в слое dx, будет равно

$$dn = n \cdot l \cdot \sigma \cdot dx, (6)$$

что после интегрирования дает:

$$n = n_0 \cdot e^{-\sigma \cdot l \cdot x}.(7)$$

где l – концентрация атомов поглощающего вещества, а  $n_0$  - первоначальный поток  $\gamma$ -квантов при х=0.




В ядерной физике сечение принято измерять в барнах(б), 1 б =  $10^{-24}$ см<sup>2</sup>.

\* В случае взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом полное эффективное сечение взаимодействия является суммой трех эффективных сечений

$$\sigma = \sigma_{\Phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\pi}, (8)$$

где  $\sigma_{\Phi}, \sigma, \sigma_{\pi}$  – эффективные сечения фотоэффекта, комптоновского рассеяния, эффекта образования пар соответственно (рис.2). Каждая из этих величин по-разному зависит от энергии  $\gamma$ -кванта и порядкового номера Z атома вещества, где происходит взаимодействие; вследствие чего в разных областях энергий  $\gamma$ -квантов и значений Z тот или иной механизм взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом может оказаться доминирующим.

\* Эффективное сечение фотоэффекта слагается из эффективных сечений фотоэффекта на различных электронных оболочках і атома (i=K,L,M и т.д.); суммарное



же сечение фотоэффекта при E? > 1к меняется по закону (1/E?)7/2, а при E? » Ік по закону 1/E?. При больших энергиях сечение взаимодействия ?-квантов становится очень мало и это объясняется уменьшением относительной связанности электронов.

Сечение фотоэффекта очень резко зависит от порядкового номера Z атома

$$\sigma_{\Phi} \sim Z^5, (9)$$

что также объясняется различной связанностью электронов: в легких элементах электроны связаны кулоновскими силами ядра относительно слабее, чем в тяжелых. В силу этого фотоэффект особенно существенен для тяжелых веществ, где он идет с заметной вероятностью даже при высоких энергиях.

\* Эффективное сечение комптон-эффекта также убывает с увеличением энергии, но по закону

$$\sigma_{\Phi} \sim Z/E_{\gamma}, (10)$$

\* Эффективное сечение образования пар в поле атомного ядра пропорционально Z и растет с увеличением энергии  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma}$ . В упрощенном аналитическом виде оно может быть представлено только для энергий  $E_{\gamma}$  в интервале  $5m_0c^2 < E_{\gamma} < 50m_0c^2$ :

$$\sigma_{\pi} \sim Z^2 ln \mathcal{E}_{\gamma}.(11)$$

Из характера зависимости сечений от энергии  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma}$  следует, что в области малых энергий ( $E_{\gamma} < E_1$ ) основным механизмом взаимодействия  $\gamma$ -квантов со средой является фотоэффект; в промежуточной области ( $E_1 < E_{\gamma} < E_2$ ) - эффект Комптона, а в области больших энергий ( $E_2 < E_{\gamma}$ ) - процесс образования пар, причем значения  $E_1$  и  $E_2$  различны для различных сред.

Несмотря на многообразие процессов взаимодействия  $\gamma$ -квантов, вероятность этих взаимодействий сравнительно невелика и поэтому  $\gamma$ -излучение слабо поглощается веществом.



На весь экран

Страница 182 из 401

Назад

Закрыть



2.4 Закон ослабления потока  $\gamma$ -квантов, проходящего через вещество.

\* Таким образом, в результате всех вышеописанных процессов взаимодействия  $\gamma$ излучения с веществом поглотителя первоначальный поток  $n_0 \gamma$ -квантов уменьшается в зависимости от толщины поглощающего слоя х в соответствии с выражением(7). Выражение (7), описывающее ослабление потока  $\gamma$ -квантов в веществе, справедливо, если пучок  $\gamma$ -квантов моноэнергетичен и нерасходящийся. В случае, если пучок  $\gamma$ -квантов не моноэнергетичен выражение (7) принимает следующий вид:

$$n = \sum n_{0i} \cdot e^{-\sigma_i lx}.(12)$$

так как эффективное сечение взаимодействия зависит от энергии  $\gamma$ -излучения  $E_{\gamma}$  $\sigma_i = f(E_{\gamma i})$ . А в случае, если пучок является расходящимся, то в выражении (7) появляется коэффициент, учитывающий расходимость пучка. Входящее в показатель





#### экспоненты (7) произведение

$$\sigma l = \tau (13)$$

называют линейным коэффициентом ослабления моноэнергетического пучка  $\gamma$ -квантов; он имеет размерность  $[L^{-1}]$ . Так же, как и эффективное сечение, линейный коэффициент ослабления зависит от энергии  $\gamma$ -квантов и порядкового номера Z вещества поглотителя.

\* В некоторых случаях бывает удобнее пользоваться массовым коэффициентом ослабления *µ*:

$$\mu = \tau / \rho, [\mu] = L^2 / M, (14)$$

где  $\rho$ - плотность вещества . Следовательно, для моноэнергетического, параллельного пучка  $\gamma$ -квантов, выражение (7) перепишется в виде:



$$n = n_0 e^{-\sigma lx} = n_0 e^{-\tau x} = n_0 e^{-\mu \rho x} = n_0 e^{-\mu d}, (15)$$

где  $d = \rho x$ , имеющий размерность  $[d] = M/L^2$ . В выражениях (7), (15), описывающих уменьшение потока  $\gamma$ -квантов, величина n - это число  $\gamma$ -квантов, прошедших поглотитель толщиной х без взаимодействия. Следовательно, число провзаимодействовавших  $\gamma$ -квантов в поглотителе толщиной х можно найти из выражения:

$$n_0 - n = n_0 - n_0 e^{-\mu d} = n_0 (1 - e^{-\mu d}) = n_0 (1 - e^{-\tau x}), (15')$$

$$\frac{n_0 - n}{n_0} = 1 - e^{-\mu d} = 1 - e^{-\tau x}.(15")$$

2.5 Метод определения массового коэффициента ослабления.

Сущность метода измерения коэффициента ослабления  $\gamma$ -квантов крайне проста: если  $n_0$  - количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов в единицу времени при x = 0, а n количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов в ту же единицу времени после их прохождение через вещество толщиной X, то согласно выражению (15) ослабление  $\gamma$ -квантов можно записать в следующем виде:

$$n = n_0 e^{-\mu d}, (16)$$

ИЛИ

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\mu\rho x} = e^{-\tau x}, (17)$$

где отношение  $n/n_0$  - называют функцией пропускания T(x). Толщина слоя, после прохождения которого количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов уменьшается вдвое





 $(n/n_0 = 1/2)$ , называется слоем половинного ослабления  $x_{1/2}$ :

$$n/n_0 = 1/2 = e^{-\tau x_{1/2}}$$

. Построив функцию пропускания T(x) и найдя слой половинного ослабления  $x_{1/2}$ , можно определить коэффициенты ослабления :

$$\tau = ln2/x_{1/2}, \mu = \frac{ln2}{x_{1/2}\rho}.(18)$$

Найдя массовый коэффициент ослабления  $\mu$  из эксперимента, по известной зависимости  $\mu$  от  $E_{\gamma}$  (что обычно приводится в справочной литературе) можно определить энергию  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma}$ . Этот метод определения энергии  $\gamma$ -квантов называется методом поглощения. И хотя он не претендует на большую точность, во многих практических случаях он отличается простотой реализации.

### 3.ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

3.1. Необходимые приборы и принадлежности.

Установка для изучения взаимодействия  $\gamma$ -излучения с вещесшом состоит из:

- блока детектирования γ-излучения (БДЭГ), включающего в себя сцинтилляционный детектор Nal(Tl), фотоумножитель (ФЭУ) и предусилитель;

- блока высоковольтного питания БНВ-30 (для питания ФЭУ блока детектирования);

- пересчетного прибора ПC02-5 (со встроенным в него блоком низковольтного питания ±12 В для питания предусилителя блока детектирования);

- набора соединительных кабелей;
- набора поглотителей ү-излучения; источника ү-излучения.



3.2. Структурная схема экспериментальной установки.



Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис.3,а. излучение радиоактивного источника (1) на базе изотопа Cs-137, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора Nal(Tl) (2), теряет свою энергию на возбуждение атомов и молекул. Возникшие при снятии возбуждения стинтилляции регистрируются фотоэлектронным умножителем ФЭУ (3). Импульсы напряжения поступают с выхода ФЭУ через эммитерный

повторитель и предусилитель (4) на вход дискриминатора (5) и далее – на вход пересчетного устройства ПС02-5 (6). Питание БНВ-30 (0 - 1000 В) (7); питание к блоку БНВ-30 поступает от блока низковольтного питания ( $\pm$  24 В) (8). Для питания предусилителя используется блок низковольтного питания на  $\pm$ 12 В, вмонтированный в пересчетное устройство (9).





Рис.3, б. Вид задней панели пересчетного устройства ПС02-5.

(с блока детектирования<sup>\*</sup>) При выполнении данной темы с блока детектирования подавать непосредственно на вход пересчетного<sup>\*</sup> блока ПC02-5 (разъем "Сигнал"), минуя блок дискриминатора. Однако данный эксперимент предлагается провести в следующем режиме; сигнал блока детектирования подать на вход дискриминатора, а с выхода дискриминатора его подать на вход пересчетного блока ПC02-5 (разъем "сигнал);"но при этом дискриминатор переключить в "интегральный режим"и установить минимальный порог (например, 1). На рисунке 3,б указано как нужно подсоединять сигнальный кабель блока детектирования БДЭГ20РЗ, чтобы импульсы с выхода блока детектирования поступали на вход дискриминатора (5) (размещенного в корпусе пересчетного устройства) и далее на вход самого пересчетного блока ПСО-2-5.

3.3 Методика проведения эксперимента по изучению взаимодействия гамма-излучения с веществом.

Задание 1. Измерить функцию пропускания гамма-излучения T(x) в зависимости от толщины поглотителя

1. Перед включением блоков установки в сеть внимательно изучить инструкции по эксплуатации блоков и указания по мерам безопасности; убедиться в правильном



Закрыть

положении переключателей на передних панелях блоков.

Пересчетное устройство ПС02-5:

-переключатель "75" перевести вниз;

-переключатели "чувствительность" перевести в положение "1" и "0,5";

-переключатель полярности входных импульсов перевести в положение;

-переключатели "Режим" перевести в положение "N"и "Раб"; - переключатель "управление" перевести в положение "Внутр.";

-переключатель"вывод перевести в положение "однократно".

Требуемое время измерения устанавливается включением переключателя "Уст. эк-сп."и его выключением в момент загорания точки напротив требуемой экспозиции. При загорании светодиода 3 значение времени измерения следует умножить на 3. Сигнальный кабель блока детектирования БДЭГ соединить с входным разъемом\* пересчетного устройства ПС02-5, расположенном на задней панели пересчетного устройства.

Высоковольтный блок питания БНВ-30: - до начала работ предварительно высоковольтный блок должен быть установлен в режим: "1 кВ "Отрицательная полярность выходного напряжения";

- ручку регулирования выходного напряжения установить в крайнее положение против часовой стрелки 0,5 (это означает, что подано 50 В); -тумблер "Внешнее упр."установить в положение "Выкл";

- высоковольтный кабель блока детектирования соединить с выходным разъемом высоковольтного блока питания БНВ-30, расположенного на передней панели блока питания БНВ-30.

Низковольтные блоки питания  $\pm 12$  В. $\pm 24$  В - провода от блока детектирования (по которым поступает питание  $\pm 12$  В на предусилитель) должны быть подсоединены к штекерным гнездам задней панели пересчетного устройства (в кожухе которого расположен низковольтный блок питания на  $\pm 12$  В) следующим образом: черный штекер к гнезду "+ белый штекер к гнезду 12 В красный- "+12 В".





- подключение низковольтного блока питания на ±24 В к ВЫСОКОВОЛЬТНО-МУ блоку БНВ-30 осуществляется через разъем на задней панели высоковольтного блока (в третье снизу левое гнездо №43Б разъема подается +24 В; а гнездо №45Б заземляется согласно инструкции к прибору).

2. Перед включением установки убедиться, что все кожухи блоков заземлены!

3. С помощью вилки подсоединить сетевые шнуры низковольтного блока на  $\pm 24$  В и ПС02-5 в сеть  $\sim 220$  В; при этом на низковольтном блоке питания загорается сигнальные лампочки.

4. Включить кнопку "Сеть" на задней панели ПС02-5, при этом на приборе загораются индикаторы цифрового табло.

5. Включить тумблер "Питание"высоковольтного блока БНВ-30.

6. Если нажать кнопку "Сброс"и "Пуск" пересчетного устройства ПС02-5, то цифровые индикаторы должны установиться в "0"и пересчетное устройство должно начать счет импульсов, поступающих с блока детектирования БДЭГ. По истечении же заданного времени измерения счет автоматически должен прекратиться, а на цифровом табло ПС02-5 должен отобразиться результат измерения.

7. После самопрогрева установки в течении 20-30 минут можно приступать к измерениям.

8. Задать время измерения на ПС02-5 - 100 с.

9. Выставить рабочее напряжение на высоковольтном блоке - Upa6 -650 В (ручку регулирования выходного напряжения на блоке БНВ-30 установить в положение 6,5).

10. Установить переключатель режима работ дискриминатора в режим "интегральный номер канала установить величиной A = 29. Этот режим спектрометра означает, что на вход пересчетного устройства поступают только те импульсы, которые соответствуют  $\gamma$ -квантам, прошедшим поглотитель, но не провзаимодействовавшим (не рассеявшимся) в нем.

11. Измерить число отсчетов за время t =100 с, обусловленных фоновым излу-





чением  $N_i^{\Phi}$ . Измерение провести 5 раз. Найти среднее значение  $\overline{N^0} = 1/5 \sum N_i^{\Phi}$ ; вычислить скорость счета  $n^{\Phi} = \overline{N^0}/10c$ .

12. Получить у преподавателя гамма-радиоактивный источник, установить его напротив сцинтиллятора; повторить измерения п.11. Найти скорость счета  $n_{x=0}^{\Phi+u}$ , обусловленную источником и фоном, сделать поправку на фон  $n_{x=0} = n_{x=0}^{\Phi+u} - n^{\Phi}$ .

13. Поместить между радиоактивным источником и детектором свинцовый поглотитель; повторить измерения п.п.11. 12. Далее, изменяя толщину поглотителя X, измерить скорость счета  $n_x^{\Phi+\mu}$  за время t = 100 с в зависимости от величины X. Найти  $n_x = n_x^{\Phi+\mu} - n^{\Phi}$ . Данные п.п. 11, 12, 13 занести в предлагаемую ниже таблицу.

14. По полученным данным построить функцию пропускания T(x). Из графика определить слой половинного ослабления гамма-излучения в свинце:  $X_{1/2}$ .

№ пп	t, C	№ <sup>ф</sup> , имп	<b>№</b> <sup>ф</sup> . имп	п <sup>ф</sup> , имп/с	Х, см	N <sup>ф+и</sup> , имп	№ имп	п <sub>x</sub> <sup>ф+и</sup> , имп/с	n <sub>x</sub> =n(x), имп/с
1.	100								
2.	100								
ит.д.	100								

Задание 2. Определить коэффициент ослабления гамма-излучения  $\mu$  в свинцовом поглотителе.

1. Согласно выражения (18) определить  $\mu$ . Плотность свинца  $\rho = 11,35$  г/см<sup>3</sup>;  $(10^3 {\rm kr/m^3}).$ 

Задания 1 и 2 можно повторить для других элементов.

## 4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.



Начало

Содержание

Страница 191 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

>>

4.1. Каков механизм взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом?

4.2. Почему для защиты от  $\gamma$ -излучения лучше всего выбирать материалы с большим Z?

# 5. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

5.1. Абрамов А.И. и др. "Основы экспериментальных методов ядерной физики М, Атомиздат, 1987.

5.2. Мухин К.Н. "Экспериментальная ядерная физика"т.1 ,М, Атомиздат, 1993.

5.3. Блохинцев Д.И. "Квантовая механика М., Атомиздат, 1990.



Начало						
Содержание						
•	►					
_						
••	••					
Страница 192 из 401						
Назад						
На весь экран						
Закрыть						

# Лабораторная работа № 6 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ВОЗДУХЕ

# 1. Цель работы:

Определить длину свободного пробега альфа-частиц в воздухе.

## Приборы и принадлежности:

Препарат радиоактивного изотопа.
Торцовый счетчик α-частиц.
Выпрямитель.
Счетчик импульсов.

#### Теоретическое введение

Альфа-частицы представляют собой дважды ионизированные атомы гедия <sub>2</sub>He<sup>4</sup>, т. е. состоят из двух протонов и двух нейтронов. Возникают они при радиоактивном распаде атомных ядер или в различных ядерных реакциях. Альфа-частицы с относительно малой энергией можно также получить путем ионизации атомов гелия.

Радиоактивный распад с образованием <br/>  $\alpha$ -частиц протекает следующей схеме:

 $_ZX^A \rightarrow {}_{Z-2}Y^{A-4} + {}_2He^4,$ 

где буквой X обозначен химический символ распадающегося (материнского) ядра, буквой Y - химический символ образующегося (дочернего) ядра. Из схемы распада видно, что атомный номер дочернего вещества на две единицы, а массовое число на четыре единицы меньше, чем у исходного вещества.

Скорости, с которыми  $\alpha$ -частицы вылетают из распадающегося ядра, очень велики и достигают значений  $\sim 10^7$  м/с. Соответственно кинетические энергии  $\alpha$  -



частиц, образующихся при распаде всех тяжелых ядер, заключены в пределах 4-9 МэВ.

Пролетая через вещество,  $\alpha$ - частица постепенно теряет свою энергию. затрачивая ее на ионизацию молекул вещества, и, в конце концов, останавливается. Длина пробега а - частицы зависит от плотности вещества.

В твердом веществе пробег имеет величину порядка  $\sim 10^{-3}$  см. Например,  $\alpha$ частицы полностью задерживаются обычным листом бумаги.

В воздухе при нормальном давлении пробег составляет несколько сантиметров. При уменьшении давления длина пробега возрастает. На образование одной пары ионов в воздухе тратится в среднем 35 эВ энергии, поэтому  $\alpha$ -частица, обладающая энергией в несколько миллионов электрон вольт, способна образовать до  $10^5$  пар ионов.

Характерной особенностью движения α-частиц в воздухе является прямолинейность движения и одинаковая длина пробега для всех частиц с одинаковой энергией. Это обстоятельство дает возможность определить энергию α-частиц по длине их пробега в воздухе.

Альфа-частицы, испускаемые различными ядрами, имеют различные энергии, и, следовательно, и различные пробеги в веществе. Энергия α-частиц, испускаемых ядрами данного радиоактивного элемента, примерно одинакова.

Это дает основание предположить что и пробеги этих частиц должны быть одинаковы. Однако, как показывает опыт, наблюдается разброс (страглинг) пробегов для частиц с одинаковой энергией.

На рис.1 (кривая а) представлена зависимость числа альфа-частиц, прошедших слов вещества, от толщины этого слоя X.

Видно, что, несмотря на потерю энергии при прохождении через вещество, число  $\alpha$ - частиц почти на всем протяжении их пробега остается одинаковым. В конце пробега число  $\alpha$ - частиц спадает до нуля, причем спад происходит не резко, а постепенно, что говорит о наличии разброса в длине пробега.







Рис.1. Зависимость числа а - частиц, прошедших слой вещества, от толщины этого слоя.

Расстояние  $l_{\rm cp}$  на котором интенсивность пучка  $\alpha$ - частиц уменьшается в 2 раза. называется средним пробегом. Если графически продифференцировать кривую а (рис.1), то получится кривая b, представляющая собой распределение  $\alpha$ -частиц по пробегам. Эта кривая имеет резкий максимум при X =  $l_{\rm cp}$  т.е. подавляющее число  $\alpha$ -частиц имеет определенный пробег  $l_{\rm cp}$  с некоторым разбросом в то или другое направление.

Помимо среднего пробега  $\alpha$ -частиц, используется понятие экстраполированного пробега  $l_{\Im}$ . Экстраполированный пробег получается путем продолжения до пересечения с осью X прямолинейного участка ниспадающей ветви кривой N= f(x). Максимальные пробег  $l_m$  получается в точке пересечения кривой N=f(x) с осью X.

Разброс в величине пробега отдельных  $\alpha$ -частиц вызван случайными флуктуациями числа атомов, с которыми она сталкивается на своем пути, так как число ионов, созданных  $\alpha$ - частицей, т.е. потеря энергии, зависит от этого числа.



Второй причиной, вызывающей разброс в величине пробега, является изменение заряда  $\alpha$ -частиц при ее движении в веществе. На отдельных участках пробега  $\alpha$ -частица может присоединять один или два электрона и двигаться как однозарядный ион или нейтральная частица. Это приводит к изменению ее ионизирующей способности, а поэтому и величины пробега. Длина пробега  $\alpha$ -частиц зависит от их скорости. Приближенно эта зависимость выражается формулой Гейгера:

$$l = av^3$$

где 1 - длина пробега, v- скорость  $\alpha$ -частицы, а - постоянная, равная 9, 7 · 10<sup>-24</sup> c/м<sup>2</sup>. Измерив на опыте 1 и вычислив скорость V  $\alpha$ -частиц, можно найти их кинетическую энергию  $E = mv^2/2$ .

#### II. Описание установки

Установка представлена на рис. 2.

В кожухе I расположен фотоэлектронный умножитель с торцовым фотокатодом, к которому прикреплен сцинтилляционный экран. α-частица, попадая в экран, вызывает в ней вспышку света. Этот свет попадает на фотокатод ФЭУ и выбивает электроны (внешний фотоэффект). Электроны. вылетевшие с фотокатода, разгоняются электрическим полем, приложенным между динодами. Попадая на поверхность динодов, каждый электрон выбивает два и более новых электронов. (вторичная электронная эмиссия). Это приводит к тому, то число электронов по мере пролета от динода к диноду лавинообразно нарастает. На последний динод попадает такой поток электронов, ток которых через резистор R можно легко зарегистрировать. Т.о. каждая α-частица, вызвавшая световую вспышку на сцинтилляционном экране, приводит к появлению импульса тока через резистор R.

Радиоактивный образец укладывается на столик 2, который с помощью винта 3 может перемещаться вверх и вниз. Расстояние от образца до экрана измеряется по







Рис 2.

шкале, которая становится видна, если столик выдвинуть вперед. Питание ФЭУ и регистрация импульсов с помощью блока 4.

III Порядок выполнения работы

1. Включите в сеть выпрямитель и пересчётную схему. Подготовьте прибор к работе согласно прилагаемой инструкции.

2. Определите естественный фон счётчика, сосчитав число импульсов за 2 мин.

3. Приблизив препарат к приёмнику на наименьшее возможное расстояние  $X_0 = 1$  мм, сосчитайте число импульсов N+Nф, где N - число импульсов, создаваемых  $\alpha$ -частицами, Nф - естественный фон.

4. Увеличивая расстояние X между счётчиком и источником через 1 мм, Снимите зависимость  $N+N\phi$  от X. Измеряя производите до тех пор, пока число импульсов





5. Постройте график N=f(x) и определите экстраполированный пробег  $l_{\mathfrak{s}}$ .

### Контрольные вопросы

- 1. Каковы основные закономерности *α*-распада?
- 2. Что такое пробег  $\alpha$ -частиц,
- 3. Как из графика определить минимальную длину пробега <br/>  $\alpha$  частиц?
- 4. Какова причина нестабильности некоторых ядер по отношению к  $\alpha$ -распаду?
- 5. Почему  $\alpha$ -частицы обладают дискретным спектром энергий?

# Литература

- 1. Колпаков П.Е. «Основы ядерной физики» 1969, с. 220-234.
- 2. Мухин К.Н. «Экспериментальная ядерная физика» т.1, 1974, с. 175-206
- 3. Путилов К.А., Фабрикант В.А. «Курс физики» т.3, 1960, с.435-442.



Страница 198 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

## Лабораторная работа № 7 ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ

### 1. Цель работы:

В настоящей работе студенты должны :

- ознакомиться с законом радиоактивного распада;

- ознакомиться с типами радиоактивного распада;

- познакомится с задачами радиометрии и разобраться с методами определения активности;

- изучить устройство гамма-радиометра и измерить активность источника.

# 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

2.1 Закон радиоактивного распада. Атомное ядро, состоящее из протонов и нейтронов, называется нуклидом. Атомы, имеющие ядра с одинаковым числом протонов, но различающиеся по числу нейтронов, относятся к разновидностям одного и того же химического элемента и называются изотопами (изотопными нуклидами). Некоторые нуклиды стабильны, т.е. в отсутствии внешнего воздействия никогда не претерпевают никаких превращений, другие же - нестабильны; они превращаются в другие нуклиды. Процесс самопроизвольного превращения нестабильного нуклида называется радиоактивным распадом, а сам нестабильный нуклид носит название радионуклида.

Радиоактивный распад - свойство самого атомного ядра и зависит только от его внутреннего строения. Радиоактивный распад - явление принципиально статистическое. Нельзя предсказать, когда именно распадется данное нестабильное ядро. Для описания статистических закономерностей используются вероятности тех или





иных событий. Естественной статистической величиной, описывающей радиоактивный распад, является вероятность распада ядра за единицу времени  $\lambda$ .

Смысл величины  $\lambda$ , (постоянной распада) состоит в том, что если взять большое число одинаковых нестабильных ядер M, то за единицу времени в среднем будет распадаться  $\lambda$  M ядер. Эта величина характеризует интенсивность излучения радиоактивного препарата в целом и носит название активности A.

Если в момент t имеется большое число радиоактивных ядер M и если за промежуток времени dt распадется в среднем dM ядер, то в соответствии с определением  $\lambda$ :

$$dM = -\lambda M \cdot dt.(1)$$

В результате решения этого уравнения имеем:

$$M = M_0 e^{-\lambda t}, (2)$$

где  $M_0$  - число радиоактивных ядер в произвольно выбранный момент t = 0. Выражение (2) носит название закона радиоактивного распада.

Через постоянную распада  $\lambda$  можно выразить еще одну величину, характеризующую интенсивность процесса радиоактивности - период полураспада  $T_{1/2}$ . Периодом полураспада называется время, за которое число радиоактивных ядер уменьшается вдвое:

$$T_{1/2} = ln2/\lambda.(3)$$

Учитывая (3), выражение (2) можно переписать в следующем виде:

$$M = M_0 \cdot 2^{\frac{-t}{T_{1/2}}} . (4)$$

2.2. Типы радиоактивного распада.



Каждый акт радиоактивного распада сопровождается испусканием частиц определенного типа; в зависимости от этого обстоятельства, радиоактивный распад подразделяется на несколько типов, среди которых наиболее распространенными являются альфа ( $\alpha$ ) и бета ( $\beta$ ) - распады. Явление альфа-распада состоит в том, что тяжелые ядра самопроизвольно испускают альфа-частицы (ядра гелия). При этом массовое число A начального ядра уменьшается на четыре единицы, а атомный номер Z - на две:

 $_{Z}X^{A} \rightarrow _{Z-2}Y^{A-4} + _{2}He^{4}.(5)$ 

Мерой прочности, устойчивости ядра относительно разделения его на какие-либо составные части является величина энергии связи ядра относительно этих частей. Чем больше энергия связи, тем труднее произвести разделение. Если энергия связи отрицательна, ядро может разделиться самопроизвольно, причем этот процесс будет сопровождаться выделением энергии, равной модулю энергии связи. В соответствии с этим условие энергетической возможности α-распада записывается следующим образом:

 $M(A,Z) > M(A-4,Z-2) + M(_{2}He^{4}).(6)$ 

Масса (энергия) исходного ядра должна быть больше суммы масс (энергий) ядра продукта и α-частицы. Избыток энергии исходного ядра выделяется при α-распаде в виде кинетической энергии α-частицы и ядра-продукта.

В случае бета-распада, когда изменяется заряд ядра, а массовое число (или число нуклонов) А в начальном и конечном состоянии ядра одинаково, происходит лишь превращение нейтрона начального ядра в протон конечного ядра или превращение протона в нейтрон.

При  $\beta^-$ - распаде ядро с порядковым номером Z и массовым числом A переходит в изобарное ядро  $_{Z+1}Y^A$ :

 $_Z X^A \rightarrow _{Z+1} Y^A + e^- + \tilde{\nu}.(7)$ 



При  $\beta^+$ -распаде ядро , "перегруженное"<br/>протонами, испытывает превращение в изобарное ядро  $_{Z-1}X^A$ :

 $_{Z}X^{A} \rightarrow _{Z-1}Y^{A} + e^{+} + \nu.(8)$ 

Ядра, "перегруженные"протонами, или так называемые нейтроно-дефицитные ядра, наряду с позитронным распадом испытывают также захват электрона из электронной оболочки своего же атома; наиболее вероятным является захват электрона ядром из К-слоя:

$$_{Z}X^{A} + e^{-} \rightarrow _{Z-1}Y^{A} + \nu.(9)$$

Энергетическое условие возможности  $\beta^-$ -распада ядра с массовым числом A и зарядом Z записывается так:  $M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e$ , (10)  $\beta^+$ -распада:

 $M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e, (11)$ 

для е-захвата (К-захвата):

 $M(A, Z) + m_e > M(A, Z - 1).(12)$ 

Высвобождающаяся при альфа- и бета-распадах энергия передается вылетающим частицам:  $\alpha, e^-, e^+, \tilde{\nu}, \nu$  и т.д. Но очень часто вновь образующееся при распаде ядро оказывается в сильно возбужденном состоянии. Одним из возможных способов снятия возбуждения ядра является испускание  $\gamma$ -излучения.

2.3. Активность. Методы определения активности.

Старейшей и до сих пор используемой единицей для измерения активности является внесистемная единица кюри (Ки): 1Ки =  $3, 7 \cdot 10^{10}$  pacn/c.

Современной единицей измерения активности является беккерель (Бк): 1Бк - это один распад за 1 секунду.



Кафедра общей и теоретической физики



Раздел ядерной физики, который включает в себе совокупность методов измерения активности радиоактивных источников, носит название **радиометрии**. Радиометр - это прибор, с помощью которого определяют активность, измеряя сопутствующее распаду радиоактивное излучение.

Методы определения активности делятся на абсолютные и относительные. Связь между активностью A источника и числом частиц, зарегистрированных радиометром в единицу времени, можно записать в виде:

$$n = A * C, (13)$$

где С - коэффициент, учитывающий условия эксперимента (то есть: эффективность регистрации детектора  $\eta$ ; телесный угол, под которым облучается детектор радиоактивным источником  $\Omega$ ; поправку на мертвое время детектора $f\tau$ ; поглощение и обратное рассеяние в источнике fd и т.д.:

$$C = \eta \cdot \Omega \cdot f\tau \cdot fd...).$$

Определение С - задача трудоемкая. Поэтому абсолютный метод измерения активности, в котором активность источника А восстанавливается по измеренному в единицу времени числу частиц n, обычно не используют. В относительном методе неизвестную активность исследуемого образца сравнивают с известной активностью эталонного источника  $A_3$ , и если эксперимент проводят в равных физических условиях, то есть когда  $C_x = C_3$ , то при  $n_3 = C_3 \cdot A_3$  и  $n_x = C_x \cdot A_x$ :

 $\mathbf{A}_{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{\vartheta} \cdot n_{\mathbf{x}} / n_{\mathbf{\vartheta}}.(14)$ 

Так как величины  $n_{\mathfrak{s}}$  и  $n_{\mathfrak{x}}$  - определяются в процессе эксперимента, то зная  $A_{\mathfrak{s}}$ , можно определить  $A_{\mathfrak{x}}$ .

Поскольку для каждого вида излучения требуется свой особый детектор, активность относительным методом можно определить лишь в том случае, если известен



Кафедра общей и теоретической физики



не только состав радионуклидов в образце (источнике), но и тип соответствующих частиц или квантов испущенных при одном акте распада. Например, активность образца (источника), содержащего  $Cs^{137}$ , который распадается испуская электрон и гамма-квант, можно определить как бета, так и гамма-радиометрами. В данной работе предлагается измерить активность источника, содержащего изотоп  $Cs^{137}$  с помощью гамма-радиометра, включающего в себя сцинтилляционный детектор, регистрирующий гамма-излучение. В этом случае испущенные ядром бета-частицы поглотятся в алюминиевом контейнере, в который упакован сцинтилляционный детектор, а гамма-излучение проникнет в сцинтиллятор.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

3.1. Необходимые приборы и принадлежности.

Установка для определения неизвестной активности исследуемого  $\gamma$ -источника состоит из:

- блока детектирования γ-излучения (БДЭГ), включающего в себя сцинтилляционный детектор NaI(Tl), фотоумножитель (ФЭУ) и предусилитель;

- блока высоковольтного питания БНВ-30 (для питания ФЭУ блока детектирования);

- пересчетного прибора ПСО2-5 (со встроенным в него блоком низковольтного питания ±12 В для питания предусшителя блока детектирования);

- набора соединительных кабелей;

- двух источников ү- излучения

3.2. Структурная схема экспериментальной установки.

Структурная схема экспериментальнной установки приведена на рис. 1, а. Гамма-излучение радиоактивного источника (1) на базе изотопа Cs-137, взаимо-





действуя с веществом сцинтиллятора NalfTl (2), теряет свою энергию на возбуждение атомов и молекул. Возникшие при снятии возбуждения сцинтилляции регистрируются фотоэлектронным умножителем ФЭУ (3). Импульсы напряжения поступают с выхода ФЭУ через эммитерный повторитель и предусилитель (4) на вход дискриминатора (5) и далее - на вход пересчетного устройства ПСО2-5 (6). Питание фотоэлектронного умножителя осуществляется за счет высоковольтного блока БНВ-30 (0 - 1000 В) (7); питание к блоку БНВ-30 поступает от блока низковольтного питания ( $\pm 24$  В) (8). Для питания предусилителя используется блок низковольтного питания на +/- 12B, вмонтированный в пересчетное устройство (9).



3.3. Методика проведения эксперимента по определению неизвестной активности гамма-источника.

Задание 1. Определить калибровочный коэффициент гамма-радиометра.

1. Перед включением блоков установки в сеть внимательно изучить инструкции по эксплуатации блоков и указания по мерам безопасности: убедиться в правильном положении переключателей на передних панелях блоков Пересчетное устройство ПСО2-5:

- переключатель "75" перевести вниз;
- переключатели "чувствительность" перевести в положение "1" и "0,5";



- переключатель полярности входных импульсов перевести в положение « П »;
- переключатели "Режим"перевести в положение "N"и "Раб";
- переключатель "управление" перевести в положение "Внутр.";
- переключатель вывод перевести в положение "однократно".

Требуемое время измерения устанавливается включением переключателя "Уст.эксп."и его выключением в момент загорания точки напротив требуемой экспозиции. При загорании светодиода 3 значение времени измерения следует умножить на 3. Сигнальный кабель блока детектирования БДЭГ соединить с выходным разъемом пересчетного устройства ПСО2-5, расположенном на задней панели персчётного устройства (внимательно изучить 1, б и подпись к нему)



При выполнении данной темы с блока детектирования сигнал можно подавать непосредственно на вход пересчетного блока ПСО2-5 (разъем "Сигнал"), минуя блок дискриминатора. Однако данный эксперимент предпагается провести в следующем режиме: сигнал с блока детектирования подать на вход дискриминатора, а с выхода дискриминатора его подать на вход пересчетного блока ПСО2-5 (разъем "сиг-





нал); "но при этом дискриминатор переключить в "интегральный режим" и установить минимальный порог (например, 1).

На рисунке 1,6 указано как нужно подсоединять сигнальный кабель блока детектрования БДЭГ20РЗ, чтобы импульсы с выхода блока детектирования поступали на вход дискриминатора (5) (размещенного в корпусе пересчетного устройства) и далее на вход самого пересчетного блока ПСО2-5. Высоковольтный блок питания БНВ-30:

- до начала работ предварительно высоковольтный блок должен быть установлен в режим: "1 кВ "Отрицательная полярность выходного напряжения";

- ручку регулирования выходного напряжения установить в крайнее положение против часовой стрелки 0,5 (это означает, что подано 50 В);

- тумблер "Внешнее упр."установить в положение "Выкл";

- высоковольтный кабель блока детектирования соединить с выходным разъемом высоковольтного блока питания БНВ-30, расположенного на передней панели блока питания БНВ-30.

"Отрицательная полярность выходного напряжения";

- ручку регулирования выходного напряжения установить в крайнее положение против часовой стрелки 0,5 (это означает, что подано 50 В);

- тумблер "Внешнее упр. "установить в положение "Выкл";

- высоковольтный кабель блока детектирования соединить с выходным разъемом высоковольтного блока питания БНВ-30, расположенного на передней панели блока питания БНВ-30.

Низковольтные блоки питания  $\pm 12$  B,  $\pm 24$  B

- провода от блока детектирования (по которым поступает питание  $\pm 12$  В на предусилитель) должны быть подсоединены к штеккерным гнездам задней панели пересчетного устройства (в кожухе которого расположен низковольтный блок питания на  $\pm 12$  В) следующим образом: черный штеккер к гнезду "1 белый штеккер к гнезду 12 В красный - "  $\pm 12$  В"

- подключение низковольтного блока питания на , ±24 В к высоковольтному бло-





ку БНВ-30 осуществляется через разъем на задней панели высоковольтного блока (в третье снизу левое гнездо №43Б разъема подается +24 В; а гнездо №45Б - заземляется согласно инструкции к прибору). 2. Перед включением установки убедиться, что все кожухи блоков заземлены!

3. С помощью вилки подсоединить сетевые шнуры низковольтного блока на  $\pm 24$  В и ПСО2-5 в сеть 220 В; при этом на низковольтном блоке питания загораются сигнальные лампочки.

4. Включить кнопку "Сеть" на задней панели ПСО2-5, при этом на приборе загораются индикаторы цифрового табло.

5. Включить тумблер "Питание"высоковольтного блока БНВ-30.

6. Если нажать кнопку "Сброс"и "Пуск" пересчетного устройства ПС02-5, то цифровые индикаторы должны установиться в "0"и пересчетное устройство должно начать счет импульсов, поступающих с блока детектирования БДЭГ. По истечении же заданного времени измерения счет автоматически должен отобразиться, а на цифровом табло ПСО2-5 должен отобразиться результат измерения.

7. После самопрогрева установки в течении 20-30 минут можно приступать к измерениям.

8. Выставить рабочее напряжение питания  $U_p a \mathfrak{G} = (645, 0 \ / \ 650, 0)$  В; ( положение регулятра - (  $6,45 \ / \ 6,50$  )

9. Измерить число отсчетов счетчика, обусловленных фоном, за t = 100 с 5 раз  $N_i^{\Phi}$ . Найти среднее значение  $\overline{N^{\Phi}} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 N_i^{\Phi}$ . Определить среднюю скорость счета (число отсчетов счетчика в единицу времени):  $\overline{n^{\Phi}} = \overline{N^{\Phi}}/t$ . Данные занести в таблицу 1.

10. Получить у преподавателя эталонный гамма-источник с известной активностью А<sup>э</sup> и установить его напротив сцинтиллятора. (А<sup>э</sup> =  $2 \cdot 10^3$ Бк )

11. Измерить число отсчетов счетчика, обусловленных фоном и эталонным источником за время t = 100 с 5 раз  $N_i^{\Phi+\mathfrak{s}}$ . Найти среднее значение  $\overline{N^{\Phi+\mathfrak{s}}} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 N_i^{\Phi+\mathfrak{s}}$ . Определить среднюю скорость счета  $\overline{n^{\Phi+\mathfrak{s}}} = \overline{N^{\Phi+\mathfrak{s}}}/t$  Сделать поправку на фон:





 $\overline{n^{\Phi+\mathfrak{s}}} - \overline{n^{\Phi}} = n^{\mathfrak{s}}$ . Данные занести в таблицу 1. Определить калибровочный коэффициент С радиометра

$$C = \frac{n^{\mathfrak{s}}}{A^{\mathfrak{s}}}$$

Таблица 1.

N⁰	t, c	$\overline{n^{\Phi}}$	$\overline{n^{\Phi+\mathfrak{s}}}$	<i>n</i> <sup>э</sup> , имп/с	$n^{\Phi+x},$ имп/с	$n^x$ , имп/с

Задание 2. Определить неизвестную активность предлагаемого радиоактивного гамма-источника.

1. Получить у преподавателя гамма-источник неизвестной активности Ах установить его напротив сцинтиллятора.

2. Измерить число отсчетов счетчика, обусловленных фоном и источником с неиз-

вестной активностью за время t = 100 с 5 раз  $N_i^{\Phi+x}$ . Найти среднее значение  $\overline{N^{\Phi+x}} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 N_i^{\Phi+x}$ . Определить среднюю скорость счета  $\overline{n^{\Phi+x}} = \overline{N^{\Phi+x}}/t.$ 

Сделать поправку на фон  $\overline{n^{\Phi+x}} - \overline{n^{\Phi}} = n^x$ .

Данные занести в таблицу 1. Если измерения проводятся в тех же условиях, что и в задании 1, то, используя значение калибровочного коэффициента "С" определенного в задании 1, можно определить активность исследуемого гамма-источника:

$$A^{\mathbf{x}} = \frac{n^x}{C}, \mathbf{Б}\mathbf{K}$$

4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.



Страница 209 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть



4.1. Написать закон радиоактивного распада.

4.2. Дать определение периода полураспада.

4.3. Дать определение активности радиоактивного источника. В каких единицах измеряется активность?

4.4. Рассказать о методах определения активности.

4.5. Ядра каких элементов образуются в результате  $\beta^-$ -распада последующих радионуклидов:  $Cs^{134}, Cs^{137}, Sr^{90}, I^{131}, K^{40}$ 

4.6. Грибы, собранные в 1988 году имели удельную активность по цезию-137 равную 30 000 Бк/кг. По истечении какого времени удельная активность этих грибов снизится до 3700 Бк/кг?

### 5. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.

5.1. Детлаф А А., Яворский Б.Н. "Курс физики". М., 1989.

5.2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, гомиздат, 1993.





Лабораторная работа № 8 ИЗУЧЕНИЕ ПРИНЦИПА ДЕЙСТВИЯ И ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЕТЧИКА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ И РАБОТА С НИМ

# 1. Цель работы:

- В настоящей работе студенты должны:
- познакомиться с основами сцинтилляционного метода;
- разобраться в устройстве сцинтилляционных счетчиков;
- снять счетную характеристику n=f(u);
- выбрать рабочее напряжение  $U_{\rm pa6}$  ;
- определить эффективность регистрации сцинтилля<br/>ционного счетчика  $\eta$  .

# 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

#### 2.1. Введение

Сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора, фотоэлектронного умножителя, оптической системы для сочленения сцинтиллятора и ФЭУ, регистрирующего устройства и системы питания ФЭУ.

Регистрируемые ядерные частицы или гамма - кванты при взаимодействии с веществом сцинтиллятора теряют свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов среды. Возникающее при снятии возбуждения излучение выходит из среды в виде световых вспышек-сцинтилляций, число фотонов в которых зависит как от качества сцинтиллятора, так и от вида частиц и энергии, передаваемой сцинтиллятору этими частицами.

Для регистрации этих сцинтилляций можно использовать ФЭУ, преобразующий световые вспышки в импульсы напряжения, подаваемые далее в измерительный блок.





2.2. Основные характеристики сцинтилляторов.

Сцинтилляторы удобно рассматривать объединенными по принципу физико-химического подобия, так как именно физико-химические свойства определяют основные черты сцинтилляционного процесса. С этой точки зрения все сцинтилляционные вещества удобно разделить на три класса: сцинтилляторы на основе тех или иных органических соединений, неорганические кристаллы и газы.

Из органических соединений в настоящее время чаще всего применяются твердые растворы или кристаллы антрацена, стильбена, толана.

Наиболее распространенные из неорганических сцинтилляторов – это активированные йодиты щелочных металлов и активированные сульфиды цинка и кадмия (NaJ, CsJ(Ti)). Чистые неактивированные кристаллы при комнатной температуре не обладают сцинтилляционными свойствами.

С точки зрения регистрации излучений все сцинтилляторы, и органические и неорганические, должны удовлетворять некоторым требованиям как общего характера, так и специальным требованиям, обусловленным природой регистрируемых частиц.

Прежде всего вещество сцинтиллятора должно обладать высоким **световым выходом**  $\chi$ , определяемым как отношение среднего числа фотонов а, возникающих в процессе одной сцинтилляции, к энергии Е, потерянной регистрируемой частицей в сцинтилляторе,

$$\chi = \frac{\overline{a}}{E}.(1)$$

Кроме светового выхода, можно ввести понятие энергетического выхода  $\xi$ , выражающего отношение энергии  $E_a$  фотонов люминесценции, возникающие в процессе одной сцинтилляции, к энергии Е, потерянной регистрируемой частицей в сцинтилляторе:

$$\xi = \frac{E_a}{E} = \frac{\overline{a}\overline{h\nu}}{E} = \chi \overline{h\nu}, (2)$$





где  $\overline{h\nu}$  - средняя энергия фотона сцинтилляции. Так как практический интерес представляет число фотонов, выходящих из сцинтиллятора  $\overline{a_{\rm BH}}$ , то целесообразно ввести понятие внешнего светового выхода сцинтиллятора  $\chi_{\rm BH}$ :

$$\chi_{\rm BH} = \frac{\overline{a_{\rm BH}}}{E} = \frac{\overline{a}\phi}{E} = \chi\phi, (3)$$

где  $\phi = \frac{\overline{a_{BH}}}{\overline{a}}$  - коэффициент выхода фотонов из сцинтиллятора. Надо отметить, что внешний световой выход зависит от величины сдвига спектров испускания и поглощения, т.е. от прозрачности сцинтиллятора к собственному излучению, а также от ряда чисто практических причин: от толщины сцинтиллятора, количества примесей, уменьшающих его прозрачность, от состояния его поверхностей и т. п. В идеальных, абсолютно прозрачных для собственного излучения сцинтилляторах:

$$\chi_{\rm BH} = \chi.(4)$$

Распределение во времени числа сцинтилляционных фотонов, испущенных в единицу времени, в первом приближении можно представить как комбинацию двух экспоненциальных процессов, первый из которых характеризует нарастание сцинтилляции, а второй - ее спад. Постоянные времени этих процессов при таком рассмотрении могут использоваться для характеристики длительности сцинтилляции. Но так как времена нарастания сцинтилляции значительно меньше времени спада, поэтому во всех практических случаях длительность сцинтилляции можно характеризовать одной только постоянной времени  $\tau$  затухания процесса:

$$J = J_0 \cdot e^{-t/\tau}.(5)$$

Величина  $\tau$  - время, в течение которого интенсивность высвечивания J падает в е раз.

В экспериментах, где требуется высокое временное разрешение, сцинтилляторы выбираются с достаточно малым временем высвечивания.



Страница 213 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

Применяемые в настоящее время сцинтиллирующие неорганические кристаллы (NaJ (Tl), CsJ (Tl), LiJ (Sn), LiJ (Tl), ZnS (Ag)) характеризуются большим световым выходом и временем высвечивания (порядка  $10^{-4} - 10^{-7}$  с). Органические кристаллы (стильбен, антрацен и другие) характеризуются меньшим световым выходом, чем органические, но и меньшим временем высвечивания (порядка  $10^{-8} - 10^{-9}$  с). Из органических сцинтиллирующих растворов обычно применяются парагтерфенил в ксилоле и другие.

2.3. Явления в фотоумножителях и основные их характеристики.

Импульс света, возникающий в сцинтилляторе при прохождении через него ионизирующей частицы, регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя. Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) - это фотоэлемент с многократным усилением, основанным на явлении вторичной электронной эмиссии. ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего устройства, нескольких динодов и анода.

Все электроды ФЭУ помещены в баллон с высоким вакуумом. Фотокатод нанесен в виде тонкого полупрозрачного слоя на внутренней стороне торцевой стенки стеклянного баллона ФЭУ. Для увеличения коэффициента вторичной эмиссии диноды покрыты тонкой пленкой вещества с малой работой выхода для электронов.

При работе ФЭУ ко всем его электродам приложены определенные разности потенциалов, причем потенциалы возрастают от катода к аноду. Проникая сквозь прозрачное стекло, кванты света вырывают из светочувствительного слоя некоторое количество электронов. Фотоэлектроны, выходящие с разными скоростями и под разными углами к поверхности катода, ускоряются электрическим полем в вакууме и с помощью фокусирующей системы собираются на первом диноде умножителя.

Конструкция входной камеры ФЭУ должна быть такой, чтобы сбор электронов на первый динод по возможности был наибольшим и одинаковым с различных участков фотокатода. Обычно фокусировку фотоэлектронов осуществляют с помощью электрического поля, создаваемого двумя-тремя электродами во входной камере. Диноды имеют форму корыта, ковша или короба и монтируются последо-





вательно в виде круговой или линейной системы. При ударах электронов о первый динод происходит вторичная электронная эмиссия. Электроны, выбитые из первого динода, вновь ускоряются в следующем межэлектродном промежутке и, попадая на второй динод, вызывают в свою очередь вторичную электронную эмиссию со второго динода. Для характеристики электронной эмиссии вводится величина, называемая коэффициентом вторичной эмиссии  $\sigma$ , представляющим собой число вторичных электронов, выбитых одним первичным электроном. Описанный процесс происходит последовательно на всех динодах и, в зависимости от свойств и числа динодов, при  $\sigma > 1$  число электронов на последних динодах может превысить первоначальное число фотоэлектронов на несколько порядков. Электроны с последнего динода собираются на аноде фотоумножителя.

Физические явления, лежащие в основе работы ФЭУ - фотоэлектрический эффект и вторичная электронная эмиссия, носят статистический характер, поэтому параметры ФЭУ также имеют статистическую природу и, говоря о них, мы будем подразумевать средние значения этих параметров.

Характеристики фотокатода образуют группу светотехнических параметров ФЭУ. Из них наиболее важное значение имеют квантовый выход, спектральная характеристика, интегральная чувствительность и равномерность.

Квантовый выход фотокатода  $\epsilon$  представляет собой вероятность вырывания одного фотоэлектрона фотоном, попавшим на фотокатод. При этом подразумевается, что попадающий на фотокатод свет близок к монохроматическому. Квантовый выход зависит от длины волны падающего света, материала фотокатода и его толщины. Численно обычно выражается в процентах.  $\epsilon$  от длины волны  $\lambda$  падающего света носит название спектральной характеристики фотокатода и обозначается  $\epsilon(\lambda)$ . Практически существенно не только число фотонов, испускаемых сцинтиллятором, но и степень перекрытия внешнего оптического спектра  $F_{\rm BH}(\nu)$  сцинтилляции со спектральной характеристикой данного ФЭУ, определяемая коэффициентом



согласования:

$$K = \frac{\int_0^\infty F_{\rm BH}(\nu)\epsilon(\nu)d\nu}{\int_0^\infty F_{\rm BH}(\nu)d\nu}.(6)$$

Для практического сравнения сцинтилляторов на данном ФЭУ целесообразно ввести величину:

 $K^* = K \cdot \chi_{\rm BH} = K \cdot \xi_{\rm BH} \sqrt{h\nu_{\rm BH}} = K \overline{a_{\rm BH}} / E(7)$ 

называемую **сцинтилляционной эффективностью**, в которой учитывается как число фотонов, испускаемых сцинтиллятором на единицу поглощенной энергии, так и чувствительность данного ФЭУ к этим фотонам.

**Интегральная чувствительность** фотокатода представляет собой отношение фототока (мка) к падающему на фотокатод световому потоку (лм) при освещении фотокатода источником белого света с определенной цветовой температурой.

Как квантовый выход, так и чувствительность фотокатода могут меняться по площади последнего. Указанные изменения можно характеризовать **равномерностью фотокатода**, которая может выражаться количественно в процентах отклонения либо от среднего значения чувствительности катода, либо от ее значения в какой-либо произвольно выбранной области катода.

Сбор фотоэлектронов на первый динод характеризуется коэффициентом сбора *l*, который может принимать значения от 0 до 100%.

Указанные выше светотехнические параметры фотокатода допустимо перенести на ФЭУ в целом, умножая их на коэффициент сбора *l*.

Умножительная система ФЭУ характеризуется коэффициентом усиления М. Последний определяется как отношение величины тока на выходе ФЭУ к его величине на входе умножительной системы. Коэффициент усиления ФЭУ равен:  $M = \alpha \Pi_i \sigma_i$ , где  $\alpha$  - коэффициент, определяющий долю электронов, попадающих с одного динода на другой;  $\sigma_i$  - коэффициент вторичной эмиссии і - го динода.

Нужно отметить, что коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma$  зависит не только от материала и состояния поверхности динода, но и от энергии первичных электронов




(т.е. от ускоряющей разности потенциалов, приложенной к двум соседним динодам): с увеличением энергии электронов, вначале растет, а затем выше энергии 100-1000 эВ (в зависимости от материала) падает. Качественно такое поведение можно объяснить следующим: электроны, попадая в материал, в результате упругих и неупругих соударений передают свою энергию многим электронам. Чем выше энергия первичного электрона, тем большему числу электронов он передает свою энергию. Но чем выше энергия первичного электрона, тем на большую глубину он проникает и , следовательно, тем на большей глубине в материале приобретают энергию вторичные электроны, которые могут покинуть материал динода только в том случае, если они образовались на глубине от поверхности меньшей длины своего пробега в данном материале.

Зависимость коэффициента усиления М от напряжения питания приведена на рис.1 и справедлива до тех пор, пока мгновенные значения токов, протекающих в фотоумножителях не превышают определенных величин.

При высоких значениях мгновенных токов, обусловленных или очень большим коэффициентом усиления М, или очень большой интенсивностью вспышки, сказывается влияние объемного заряда, искажающее поле в области анода и последних динодов (пунктирная линия). Для некоторых ФЭУ этот эффект заметен при токах на аноде ~ 1мА.

Так как одно из главных требований к фотоумножителям при работе со сцинтилляционным счетчиком - это требование постоянства коэффициента усиления М, то, в силу резкой зависимости коэффициента усиления ФЭУ М от напряжения питания, источники напряжения должны обладать высокой стабильностью.

Произведение коэффициента усиления ФЭУ на коэффициент сбора на первый динод и на интегральную чувствительность фотокатода называется общей чувствительностью ФЭУ.

Если даже на фотокатод ФЭУ не падает световой поток, то на выходе ФЗУ всетаки наблюдается некоторый ток, называемый темновым.



Страница 217 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

Причиной этого является термоэлектронная эмиссия с поверхности фотокатода и первых динодов, автоэлектронная холодная эмиссия, некоторая радиоактивность материала, из которого изготовлен ФЭУ, и ряд других причин.



# Рис.1. Работа сцинтилляционного счетчика. Основные параметры счетчика и особенности сцинтилляционного метода.

Сборка сцинтилляционного счетчика заключается в рациональном сочленении сцинтиллятора и фотоумножителя, которое обеспечило бы при наибольшем отношении амплитуд эффекта и темновых импульсов наилучшую разрешающую способность счетчика как по амплитудам, так и по времени. Сцинтиллятор, имеющий обычно форму цилиндра, устанавливается перед фотокатодом умножителя. Так как коэффициент преломления для большинства сцинтилляторов довольно велик, значительная часть света, возникающего в сцинтилляторе, испытывает на его поверхности полное внутреннее отражение. Поэтому для обеспечения хорошего оптического



контакта, а следовательно, и для повышения светосбора между сцинтиллятором и фотокатодом вводится обычно тонкий слой вещества с меньшим показателем преломления (силиконовое масло, вазелиновое масло).

Радиоактивное излучение, падающее на сцинтиллятор, вызывает в нем вспышку сцинтилляции, световые кванты которой, попадая на фотокатод ФЭУ, выбивают фотоэлектроны, которые дают начало лавине. В момент прихода электронной лавины на анод ФЭУ на выходном нагрузочном сопротивлении возникает импульс напряжения.

Межэлектродные разности потенциалов задаются обычно с помощью делителя напряжения от высоковольтного источника питания. Система включения ФЭУ дана на рис. 2. Изменяя напряжение, питающее делитель, можно в широких пределах варьировать коэффициент усиления ФЭУ. С увеличением напряжения на делителе ФЭУ коэффициент усиления быстро возрастает. Причиной этого является увеличение коэффициента вторичной эмиссии, а также возможное некоторое улучшение фокусировки. Для согласования выходного сопротивления ФЭУ с волновым сопротивлением кабеля, на который нагружается ФЭУ, используется эмиттерный повторитель.

Наиболее общая характеристика любого детектора - функция отклика детектора G, которую можно определить как вероятность частице с данными свойствами возбудить в детекторе определенный сигнал. Явный вид функции G определяется свойствами излучения и теми процессами, которые происходят в детекторе.

В случае наиболее общей задачи, когда необходимо измерить распределение частиц по энергиям, а сигналы детектора различны при регистрации частиц с разными энергиями, тогда функция отклика G - это вероятность частице с энергией E при попадании в детектор создать сигнал A. Обозначив спектр частиц  $\Phi(E)$ , можно записать и связь спектра сигналов детектора N(A) со спектром  $\Phi(E)$ :

 $N(A) = \Phi(E)G(E, A)dE.(8)$ 





При измерении только числа частиц, попадающих в детектор, требования к функции отклика детектора очень скромные - эта функция определяет только вероятность создания и регистрации сигнала измерительным устройством при попадании частицы в детектор. В этом случае функция отклика носит название эффективности детектора  $\eta$ , определяющей отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, попавших в детектор и являющейся функцией как энергии и вида исследуемого излучения, так и размеров и типа детектора.

Основным требованием к сцинтилляционным счетчикам, как и ко всем счетчикам вообще, является требование высокой эффективности регистрации. Достоинством сцинтилляционных счетчиков является тот факт, что их эффективность регистрации для косвенно ионизирующих излучений на целый порядок превосходит эффективность регистрации газоразрядных счетчиков. Также одним из основных требований к счетчикам является малое время разрешения (оно определяет тот минимальный временной интервал между двумя последовательными частицами, которые счетчик может зафиксировать раздельно). В сцинтилляционном счетчике при использовании неорганических кристаллов, время высвечивания которых сравнительно велико и составляет десятые доли микросекунды и больше, временные свойства фотоумножителя практически не играют никакой роли и время разрешения всего сцинтилляционного счетчика будет определяться временем высвечивания кристалла. При работе же с органическими сцинтилляторами (и особенно с жидкими и твердыми растворами) время разрешения фотоумножителя может оказаться сравнимым с временем высвечивания сцинтиллятора и при расчете разрешающей способности счетчика по времени должно быть учтено.

Достоинством сцинтилляционного детектора является то, что его время разрешения на несколько порядков меньше времени разрешения газоразрядных детекторов. Применение сцинтилляционных детекторов в схемах совпадений с высокой разрешающей способностью открыло в свое время новые перспективы при исследовании разного рода одновременных процессов.





Кроме того, нужно отметить, что поскольку коэффициент вторичной эмиссии не зависит от числа падающих электронов, то ФЭУ представляет собой линейный прибор, т.е. заряд, приносимый лавиной на анод, пропорционален числу первичных фотоэлектронов и, соответственно, интенсивности световой вспышки, попавшей на катод. А так как обычно энергия, потерянная частицей в кристалле, пропорциональна интенсивности световой вспышки, то амплитуда импульса на выходе ФЭУ оказывается пропорциональна<sup>\*</sup> потерянной энергии частицы. Это позволяет создавать на основе сцинтилляционного счетчика различные приборы для измерения энергии радиоактивного излучения, что невозможно в случае гейгеровских счетчиков.

И только в случае, когда импульсы тока на выходе ФЭУ достаточно велики, линейность может нарушаться, как было указано выше, за счет искажения поля пространственным зарядом в области анода и последних динодов. Этот фактор нарушает фокусировку и тем самым нарушает линейность.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать вывод, что сцинтилляционный метод обладает рядом преимуществ перед другими видами детектирования (в частности, перед счетчиками Гейгера-Мюллера), благодаря чему область применения сцинтилляционных счетчиков чрезвычайно общирна.

2.5. Регистрация  $\gamma$ -квантов сцинтилляционным счетчиком.

При работе со сцинтилляционным счетчиком, предназначенным для решения той или иной физической задачи, следует учесть одно очень важное специфическое обстоятельство: поскольку свойства излучений, подлежащих регистрации, в том или ином случае могут быть резко различны, особое внимание следует уделить рациональному выбору сцинтиллятора, конкретные свойства которого должны наилучшим образом отвечать поставленной задаче. К фотоумножителю особых требований, связанных со спецификой самого регистрирующего излучения, обычно не предъявляется.





В большинстве случаев выбор сцинтиллятора того или иного типа определяется требованием высокой эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов. Для параллельного моноэнергетического пучка  $\gamma$ -квантов, падающих нормально на сцинтиллятор толщиной x, эффективность регистрации оценивается как

 $\eta \approx (1 - e^{-\tau x}) \cdot C(9)$ 

где C - коэффициент, учитывающий тот факт, что не все сигналы детектора можно зарегистрировать регистрирующей системой (C < 1).

Так как коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов, а следовательно, и эффективность регистрации  $\eta$ , сильно зависит от атомного номера поглотителя, в сцинтилляционных счетчиках для регистрации  $\gamma$ -квантов используются в основном неорганические кристаллы с большим атомным номером Z [NaJ (Tl), CsJ (Tl)]. Кроме того, неорганические кристаллы обладают большим световым выходом и лучшими пропорциональными свойствами, чем органические.

- 1. Радиоактивный источник.
- 2. Сцинтиллятор.
- 3. Светопровод (вазелиновое масло)
- 4. Фотокатод ФЭУ.
- 5. Фокусирующие электроды.
- 6. Диноды.
- 7. Фотоэлектроны.
- 8. Анод
- 9. Делитель ФЭУ
- 10. Сопротивление нагрузки.

# 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

3.1. Необходимые приборы и принадлежности.



Закрыть



Установка для изучения работы сцинтилляционного счетчика состоит из:

- блока детектирования - излучения (БДЭГ), включающего в себя сцинтилляционный детектор NaJ(Tl), фотоумножитель (ФЭУ) и предусилитель;

- блока высоковольтного питания БНВ-30 (для питания ФЭУ блока детектирования);

- пересчетного прибора ПСО2-5 (со встроенным в него блоком низковольтного питания ±12 В для питания предусилителя блока детектирования);

- набора соединительных кабелей;

- источник ү-излучения.



3.2. Структурная схема экспериментальной установки.

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис.З а.



Рис. 3 а.

Гамма-излучение радиоактивного источника (1) на базе изотопа Cs-137 взаимодействуя с веществом сцинтиллятора NaJ(Tl) (2), теряет свою энергию на возбуждение атомов и молекул. Возникшие при снятии возбуждения сцинтилляции регистрируются фотоэлектронным умножителем ФЭУ (3). Импульсы напряжения поступают с выхода ФЭУ через эммитерный повторитель и предусилитель (4) на вход дискриминатора (5) и далее - на вход пересчетного устройства ПСО2-5 (6). Питание фотоэлектронного умножителя осуществляется за счет высоковольтного блока БНВ-30 (0 - 1000 В) (7); питание к блоку БНВ-30 поступает от блока низковольтного питания ( $\pm 24$  В) (8). Для питания предусилителя используется блок низковольтного питания на  $\pm 12$  В, вмонтированный в пересчетное устройство (9).

3.3. Методика проведения эксперимента по изучению сцинтилляционного счетчика гамма-излучений.



Задание I. Исследовать зависимость скорости счета выходных импульсов от напряжения питания фотоэлектронного умножителя  $\overline{n} = f(U_{\text{пит}})$  и выбрать рабочее напряжение  $U_{\text{раб}}$ .

1. Перед включением блоков установки в сеть внимательно изучить инструкции по эксплуатации блоков и **указания по мерам безопасности**: убедиться в правильном положении переключателей на передних панелях блоков.

Пересчетное устройство ПСО2-5:

- переключатель "75" перевести вниз;

- переключатели "чувствительность перевести в положение "Г' и "0,5";

- переключатель полярности входных импульсов перевести в положение
- переключатели "Режим" перевести в положение "N" и "Раб"
- переключатель "управление" перевести в положение "Внутр.";
- переключатель вывод перевести в положение "однократно".

Требуемое время измерения устанавливается включением переключателя "Уст.эксп."и его выключением в момент загорания точки напротив требуемой экспозиции. При загорании светодиода 3 значение времени измерения следует умножить на 3. Сигнальный кабель блока детектирования БДЭГ соединить с входным разъемом\*) пересчетного устройства ПСО2-5, расположенном на задней панели пересчетного устройства (внимательно изучить рис 3 б и подпись к нему). \*) При выполнении данной темы с блока детектирования сигнал можно подавать непосредственно на вход пересчетного блока ПСО2-5 (разъем "Сигнал"), минуя блок дискриминатора. Однако данный эксперимент предлагается провести в следующем режиме; сигнал с блока детектирования подать на вход дискриминатора, а с выхода дискриминатора его подать на вход пересчетного блока ПСО2-5 (разъем "сигнал);"но при этом дискриминатор переключить в "интегральный режим"и установить минимальный порог (например, 1)

На рисунке 3 б указано как нужно подсоединять сигнальный кабель блока детек-







Рис.3 б, Вид задней панели пересчетного устройства ПСО2-5.

тирования БДЭГ20РЗ, чтобы импульсы с выхода блока детектирования поступали на вход дискриминатора(5) (размещенного в корпусе пересчетного устройства) и далее на вход самого пересчетного блока ГТСО2-5.

Высоковольтный блок питания БНВ-30:

- до начала работ предварительно высоковольтный блок должен быть установлен в режим: "1 кВ "Отрицательная полярность выходного напряжения";

- ручку регулирования выходного напряжения установить в крайнее положение против часовой стрелки 0,5 (это означает, что подано 50 В);

- тумблер "Внешнее упр."установить в положение "Выкл";

- высоковольтный кабель блока детектирования соединить с выходным разъемом высоковольтного блока питания БНВ-30, расположенного на передней панели блока питания БНВ-30.

Низковольтные блоки питания ±12В. ±24 В

- провода от блока детектирования (по которым поступает питание  $\pm 12$  В на



предусилитель) должны быть подсоединены к штекерным гнездам задней панели пересчетного устройства (в кожухе которого расположен низковольтный блок питания на ±12 В) следующим образом: черный штеккер к гнезду "+ белый штекер к гнезду 12 В красный к "+12 В";

- подключение низковольтного блока питания на ±24 В к высоковольтному блоку БНВ-30 осуществляется через разъем на задней панели высоковольтного блока (в третье снизу левое гнездо №43Б разъема подается +24 В; а гнездо №45Б - заземляется согласно инструкции к прибору).

2. Перед включением установки убедиться, что все кожухи блоков заземлены!

3. С помощью вилки подсоединить сетевые шнуры низковольтного блока на +24 В и ПС02-5 к сети 220 В; при этом на низковольтном блоке питания загораются сигнальные лампочки.

4. Включить кнопку "Сеть" на задней панели ПСО2-5, при этом на приборе загораются индикаторы цифрового табло.

5. Включить тумблер "Питание"высоковольтного блока БНВ-30,

6. Если нажать кнопку "Сброс"и "Пуск"пересчетного устройства ПСО2-5, то цифровые индикаторы должны установиться в "О"и пересчетное УСТООЙСТВО должно начать счет импульсов, поступающих с блока детектирования БДЭГ. По истечении же заданного времени измерения счёт автоматически должен прекратиться, а на цифровом табло ПСО2-5 должен отобразиться результат измерения.

7. После самопрогрева установки в течении 20-30 минут можно приступать к измерениям.

8. Получить у преподавателя гамма - радиоактивный источник, установить его перед сцинтнлятором.

9. Измерить зависимость числа отсчетов от напряжения питания  $\Phi \Theta V$ , где - среднее число отсчетов, обусловленных радиоактивным источником и фоном за время t=100 с.

10. Напряжение питания изменять с шагом - 50 В. Допустимые напряжения пи-





тания до - 950 В.

Между делениями потенциометра высоковольтного блока и выходным напряжением имеется следующее соответствие: Таблица 1.

Значение на счётчике оборотов	Выходное напряжение, В
0,5	50
1,0	100
2,0	200
3,0	300
9,5	950

11. Результаты измерения занести в предлагаемую таблицу 2. Таблица 2.

Nº	$U_{\text{пит}},$	t, c	$N_i^{\Phi+\mu}$ ,имп	$\overline{N^{\Phi+\mu}}$	Ш	$\overline{n^{\Phi+\mu}}$	=	$\overline{n^{\Phi}},$	$\overline{n^{\Phi+\mu}}$ –
	В			$\frac{1}{5}\sum_{i+1}^{5}$	$N^{\Phi+\mu}$	$\frac{N^{\Phi+\mu}}{t}$ ,		имп/с	$\overline{n^{\Phi}} =$
				0		имп/с			$n,$ имп $/{ m c}$
1		100							
2		100							
3		100							
и т.д.									



**ДЗЯРЖАЎНЫ УНІВЕРСІТЭ** 

ия А.С. ПУШ

12. Повторить измерения при убранном гамма - радиоактивном источнике. В

этом случае сцинтилляционным счетчиком будет регистрироваться фоновое излучение источником которого может быть как космическое излучение, излучение радиоактивных ядер, окружающих детектор материала, так и темновой ток фотоумножителя.

Результаты измерений занести в таблицу 2. Все измерения проводить по 5 раз; в таблицу записывать среднее значение  $\overline{n^{\Phi}}$ . Найти разницу  $\overline{n^{\Phi+\mu}} - \overline{n^{\Phi}} = n$ , где n - среднее значение числа отсчетов счетчика в единицу времени (или скорость счета), обусловленное излучением радиоактивного источника за вычетом фона.

13. На основании полученных данных построить график зависимости величины n от напряжения питания  $U_{\text{пит}}$  (счетную характеристику). Определить область плато, выбрать рабочее напряжение  $U_{\text{раб}}$ . В радиометрических задачах рабочее напряжение питания сцинтилляционного счетчика выбирают в области плато счетной характеристики (см.рис.4)



Задание 2. Определить эффективность регистрации сцинтилляционного счетчика гамма - излучения.





1. Зная, что число гамма - квантов, падающих на поверхность сцинтиллятора в единицу времени равно m, можно определить эффективность согласно выражения (10):

$$\frac{n}{m} \cdot 100\% = \eta, (10)$$

где n - число отсчетов счетчика (обусловленных излучением радиоактивного источника) за ту же единицу времени при выбранном рабочем напряжении ; m = 500 частиц/с.

## 4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

4.1. Какое физическое явление положено в основу сцинтилляционного метода регистрации излучения?

4.2. Основные преимущества сцинтилляционного метода регистрации  $\gamma$ -излучения.

## 5. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.

5.1. Абрамов А.И. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Атомиздат, 1987.

5.2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, т.1, М., Атомиздат, 1993.



Лабораторная работа № 9 СПЕКТРОМЕТРИЯ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ИЗУЧЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ОДНОКРИСТАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА

### 1. Цель работы:

В данной работе студенты должны:

- познакомиться с принципом работы сцинтилляционных спектрометров; - изучить блок-схему однокристального сцинтилляционного гамма-спектрометра;

- познакомиться с методом определения энергии гамма-излучения с помощью однокристального сцинтилляционного гамма-спектрометра;

- снять амплитудное распределение импульсов сцинтилляционного спектрометра гамма-излучения Cs-137 и объяснить его;

- определить фотоэффективность и энергетическое разрешение гамма-спектрометра.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Сцинтилляционный метод прочно вошел в арсенал средств, применяемых для решения многих задач, связанных с исследованием или использованием излучения. Объясняется это такими свойствами сцинтилляционных детекторов, как высокая эффективность регистрации косвенно ионизирующих видов излучений, высокая временная разрешающая способность, способность измерять энергию частиц и квантов. Аппаратура для сцинтилляционных измерений относительно проста и надежна в эксплуатации. Недостатком сцинтилляционного метода исследования излучений является некоторая сложность обработки результатов измерений.





### 2.1. Сцинтилляционная спектрометрия

Как известно, при прохождении вещества сцинтиллятора заряженной частицей, последняя теряет свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды, в результате чего возникает вспышка сцинтилляций. Число фотонов, возникающих в процессе одной сцинтилляции, определяется потерянной энергией частицы. Поскольку остальные элементы счетчика линейны, то в случае полной потери энергии частицей, амплитуда энергетического импульса на выходе счетчика может служить мерой энергии регистрируемого излучения, а спектр амплитуд импульсов отражает энергетический спектр исследуемого излучения.

Анализ распределения сцинтилляций по амплитудам сводится к анализу распределения амплитуд электрических импульсов на выходе детектора, которое с помощью специальной аппаратуры - амплитудных анализаторов - представляется в виде приближенного интегрального или дифференциального спектра.

Связь спектра сигнала детектора N(A) с энергетическим спектром исследуемых частиц  $\Phi(E)$  устанавливается следующим соотношением

$$N(A) = \int \Phi(\mathbf{E}) G(A, E) dE, (1)$$

где G(A,E) - одна из важнейших характеристик детектора - функция отклика детектора, которая в данной задаче, связанной с исследованием распределения частиц по энергиям, определяется как вероятность частице с энергией Е при попадании в детектор создать сигнал А.

Явный вид функции отклика G(A,E) определяется свойствами излучения и теми процессами, которые происходят в детекторе.

Желательно, чтобы функция отклика детектора была дельта-функцией. Но так как в детекторах сигнал вырабатывается в результате поглощения и преобразования энергии частицы, а процессы потери энергии частицы носят статистический харак-



общей и теоретической физики



тер, то в связи с этим сигналы детектора имеют некоторое статистическое распределение по величине и по времени их появления, даже если эти сигналы возбуждаются частицами с совершенно одинаковыми свойствами; и, следовательно, функция G(A,E) в реальных детекторах имеет некоторую ширину и очень часто представляет собой функцию, подобную распределению Гаусса.

Блок-схема однокристального сцинтилляционного спектрометра (рис.1) состоит из сцинтиллятора, фотоумножителя, эмиттерного повторителя, который согласует выходное сопротивление ФЭУ с входным сопротивлением линейного импульсного усилителя, амплитудного анализатора и пересчетного устройства.

При прохождении вещества сцинтиллятора заряженной частицей возникает вспышка сцинтилляций, регистрируемая ФЭУ, который преобразует световые вспышки в импульсы напряжения, подаваемые далее через эмиттерный повторитель в усилительный блок. Усиленные импульсы напряжения анализируются по амплитуде анализатором амплитуд. В качестве простейшего анализатора амплитуд можно использовать одноканальный дифференциальный дискриминатора амплитуд, с помощью которого на пересчетное устройство поступают только те импульсы, амплитуда которых лежит в интервале  $[A_i + \Delta A_i; A_i].$ 

Дифференциальный амплитудный дискриминатор - это такое пороговое устройство, на выходе которого только тогда наблюдается импульс, если на его вход поступает импульс, амплитуда которого превышает нижний порог этого дискриминатора (например, равный  $A_i$ ) и не превышает верхний порог (равный  $A_i + \Delta A_i$ ), где  $\Delta A$  определяет интервал амплитуд импульсов, регистрируемых в данном канале A и носит название "ширины окна"дифференциального дискриминатора, а A - есть некоторый порог (канал), задаваемый дифференциальным амплитудным дискриминатором и, изменяя который, можем снять распределение импульсов по амплитуде (дифференциальный амплитудный спектр) (рис. 2).

Дискриминатор, пропускающий через себя все импульсы, амплитуда которых только превышает нижний порог A<sub>i</sub>, носит название **интегрального дискрими-**



Кафедра общей и теоретической физики



натора; в этом случае измеряемый амплитудный спектр импульсов будет интегральным.





2.2. Функция отклика G(A,E) однокристального сцинтилляционного спектрометра гамма-излучения

В силу сложности и многообразия процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом функция отклика G(A,E) в этом случае также приобретает несколь-





ко более сложный вид и значительно отличается от распределения Гаусса. При этом возникает неоднозначная связь между энергией гамма-кванта и амплитудой импульса.

Известно, что в случае гамма-излучения сцинтилляция обусловлена электронами, возникающими в процессе взаимодействия гамма-квантов с веществом, а именно в основном в результате комптоновского рассеяния, фотоэффекта и эффекта образования пар, так что коэффициент ослабления излучения при прохождении через вещество складывается из трех коэффициентов, соответствующих эффектам:

$$\mu = \mu_{\Phi} + \mu_{\kappa} + \mu_{\pi}(2)$$

И так как в каждом из трех процессов гамма-квант передает электрону различную долю энергии, то даже моноэнергетическому гамма-излучению соответствует на выходе счетчика целый спектр амплитуд импульсов напряжения.

Для энергии гамма-квантов до 1,5 МэВ спектр вторичных электронов в регистрирующем кристалле практически определяется комптоновским рассеянием и фотопоглощением. Образованием пар в этой области можно пренебречь. При более высоких энергиях образование пар становится все более существенным и практически явля-



Закрыть

ется доминирующим при энергиях в несколько МэВ.

Рассмотрим функцию отклика G(A,E) однокристального сцинтилл-ционного спектрометра для энергии гамма-излучения < 1,5 МэВ. Как известно, при фотоэффекте вся энергия гамма-кванта  $E_{\gamma}$ , за исключением энергии связи электрона  $E_{cb}$ , полностью передается образующемуся фотоэлектрону

$$\mathbf{E}_e = \mathbf{E}_{\gamma} - \mathbf{E}_{\rm cb}.(3)$$

Ионизированный при этом атом испускает рентгеновское излучение, которое также может поглотиться в кристалле. Таким образом, суммарная энергия электронов, образуемых в кристалле при фотопоглощении, практически равна энергии первичного гамма-кванта  $E_{\gamma}$  и амплитуда импульса напряжения на выходе детектора соответствует энергии исследуемого гамма-излучения, а амплитудный спектр выходных импульсов, обусловленных фотоэффектом, имеет форму пика (рис.3, пик "a"). Обычно ярко выраженный в спектре "импульсов, этот пик имеет фундаментальное значение для сцинтилляционной гамма-спектрометрии и носит название **пика полного поглощения**. Положение максимума пика полного поглощения в энергетической шкале определяет энергию исследуемого гамма-излучения.

Когда одна часть гамма-квантов выбывает из пучка за счет фотоэлектрического поглощения, другие гамма-кванты в это же время могут претерпевать комптонэффект. В результат процесса комптоновского рассеяния часть энергии первичного гамма-кванта  $E_{\gamma}$  передается электрону отдачи  $E_e$ , а остальная часть энергии  $E'_{\gamma} = E_{\gamma} - E_e$  уносится рассеянным гамма-квантом. Связь между кинетической энергией электронов отдачи  $E_e$  и его углом вылета  $\phi$  выражается следующим выражением:

$$\mathbf{E}_e = \frac{h\nu \cdot 2h\nu/m_0 c^2}{1 + 2h\nu/m_0 c^2 + tg^2 \phi (1 + h\nu/m_0 c^2)^2}, E_\gamma = h\nu, (4)$$

где  $\phi$  - угол вылета электрона отдачи, изменяющийся в интервале от 0 до  $\pi/2$ .





Следовательно, энергия электрона отдачи изменяется от 0 до  $E_{max}$  где  $E_{max}$ . равна:

$$\mathcal{E}_{max} = h\nu \frac{2h\nu/m_0 c^2}{1 + 2h\nu/m_0 c^2}.(5$$

Энергетический спектр электронов отдачи для различных энергий падающих гаммаквантов показан на рис.4 (сплошная линия).

В случае, если энергия электронов отдачи  $E_e$  полностью потеряна в кристалле, а рассеянные гамма-кванты  $E'_{\gamma}$  «вылетели за пределы кристалла, то амплитудный спектр выходных импульсов носит такой же непрерывный характер, как и энергетический спектр электронов отдачи, но с менее резким подъемом вблизи своей максимальной границы (рис.4, пунктирная линия).

Амплитудный спектр электронов отдачи определяет участок б на рис.3. Сглаживание подъема в амплитудном распределении (обусловленном электронами отдачи) по сравнению с энергетическим спектром объясняется тем, что рассеянные гаммакванты, давшие начало электронам отдачи максимальной энергии, сами имеют ми-





нимальную энергию и с большой вероятностью фотоэлектрически поглощаются в самом кристалле. В результате чего суммарная поглощенная энергия веществом сцинтиллятора в точности равна энергии первичного гамма-кванта  $E_{\gamma}$  и, следовательно, число импульсов в пике полного поглощения за счет этого случая увеличивается, а в конце "комптоновской" части - уменьшается.

Вклад в пик полного поглощения может дать также многократное комптоновское рассеяние с последующим возможным фотопоглощением. Суммарная энергия всех

Кафедра общей и теоретической физики Начало Содержание •• Страница 238 из 401 Назад На весь экран Закрыть

электронов отдачи, образованных в результате многократного комптоновского рассеяния гамма-кванта, и фотоэлектрона, образованного в результате последующего фотоэффекта, равна полной энергии начального гамма-кванта  $E_{\gamma}$ .

Вклад многократного рассеяния в пик полной энергии существенно увеличивается с ростом размера кристалла и зависит от степени коллимации падающего излучения и его энергии. Отношение площади под пиком полного поглощения  $S_{\phi}$  к площади под всей функцией отклика S (рис.3) носит название "фоточасти":  $S_{\phi}/S$ .

Произведение "фоточасти"<br/>на эффективность детектора  $\eta$  называется фотоэффективностью сцинтилляционного спектрометра

$$\eta_{\Phi} = \eta \frac{S_{\Phi}}{S}.(6)$$

Как видно из рис.3, между непрерывным распределением обусловленным комптоновским рассеянием, и пиком полного поглощение имеется провал, связанный с тем, что при однократном комптоновском рассеянии гамма-квант не может передать всю энергию электрону отдачи. Расстояние между пиком полного поглощения и границей комптоновского распределения составляет

$$\Delta E = h\nu - E_{emax} = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0 c^2}.(7)$$

Может случиться, что часть гамма-квантов, не поглотившись в сцинтилляторе, проходит через него в ФЭУ и испытывает комптоновское рассеяние в материале самого ФЭУ. Образовавшиеся при этом рассеянные гамма-кванты с энергией  $E'_{\gamma}$ , меньше энергии первичного кванта  $E_{\gamma}$ , могут рассеяться на угол больший 90°, попасть снова в кристалл и поглотиться в нем в результате фотоэффекта. Это вызовет появление в участке непрерывного распределения импульсов некой добавочной линии ( так называемый пик обратного рассеяния) ( рис.3,в). Очевидно, что в кристалл могут попасть лишь кванты, рассеянные в интервале углов 90° – 180°. Следовательно, максимум пика обратного рассеяния лежит в интервале энергии  $E'_{\gamma}(180°), E'_{\gamma}(90°)$ .



Кафедра общей и теоретической физики



Непрерывное комптоновское распределение, пик полного поглощения и пик обратного рассеяния отчетливо видны в спектре импульсов при регистрации моноэнергетического гамма-излучения и могут быть отделены друг от друга графически (рис.З).

Нужно также отметить, что небольшая ассиметрия пика полного поглощения в низкоэнергетической области (рис.3) связана с процессом многократного рассеяния гамма-кванта на малые углы в упаковке кристалла или в подложке источника с последующим фотопоглощением в самом кристалле.

Чем выше энергия гамма-квантов  $E_{\gamma}$ , тем больше разброс по амплитудам импульсов (1). Поэтому с ростом энергии гамма-квантов  $E_{\gamma}$  пик полного поглощения все хуже и хуже отделяется от непрерывного комптоновского распределения.

2.3. Амплитудное разрешение гамма-спектрометра

Сцинтилляционный спектрометр, значительно превосходя другие типы гаммаспектрометров (магнитные и кристалл-дифракционные) по эффективности, уступает им по разрешению: (~8% для  $E_{\gamma} \sim 660$  кэВ).

Амплитудное разрешение спектрометра зависит от разброса величин выходных импульсов, создаваемых при прохождении моноэнергетических частиц через сцинтилляционный счетчик, и определяется флуктуациями в кристалле и ФЭУ:

$$\omega_c^2 = \omega_\kappa^2 + \omega_\Phi^2, (8)$$

где  $\omega_{\kappa}$  -собственное разрешение сцинтиллятора;  $\omega_{\Phi}$  - собственное разрешение ФЭУ.

Собственное разрешение сцинтиллятора  $\omega_{\kappa}$  определяется, главным образом, различными условиями светосбора и разбросом светового выхода для разных участков сцинтиллятора, энергией  $E_{\gamma}$  и отлично от нуля даже при поглощении высокоэнергетического излучения.





Собственное разрешение ФЭУ  $\omega_{\Phi}$  зависит от таких параметров, как квантовый выход фотокатода, коэффициент сбора фотоэлектронов на первый динод "q от коэффициента перекрытия спектральных характеристик ФЭУ и сцинтиллятора К, коэффициента сбора света на фотокатод l, энергии Е, светового выхода  $\chi$  и от флуктуации коэффициента умножения ФЭУ М.

Экспериментально разрешение спектрометра определяется как отношение ширины  $\Delta E$ ) пика полного поглощения в единицах энергии на половине высоты к энергии  $E_{\gamma}$ , соответствующей максимуму этого пика.

 $\omega = \triangle \mathbf{E} / E_{\gamma} = \triangle \mathbf{A}_{\Phi} / \mathbf{A}_{\Phi}.(9)$ 

#### 2.4. Влияние фона фотоумножителя

Так как разрешающая способность зависит от коэффициента умножения (М), то желательно повышать напряжение на ФЭУ, однако это ограничивается как линейной областью работы ФЭУ, так и ростом шумов.

Импульсы фона в ФЭУ ("шумы") возникают за счет термоэмиссии с фотокатода в первых динодах.

При увеличении напряжения питания число импульсов фона растет и, начиная с некоторого напряжения, очень заметно; это объясняется возникновением автоэлектронной эмиссии с острых краев электродов, а также появлением оптической и ионной обратной связи между последними каскадами умножителя и первыми динодами и фотокатодом.

Шумы могут быть значительно снижены понижением температуры ФЭУ, особенно в районе фотокатода. Однако такой метод неудобен из-за своей громоздкости. Обычно импульсы отсекаются дискриминатором, что возможно, если амплитуда шумовых импульсов значительно меньше амплитуды импульсов от сцинтилляций.



### 2.5. Измерение энергии гамма-лучей. Градуировка спектрометра

Энергию регистрируемого гамма-излучения определяет (рис.3, пик "a") положение максимума пика полного поглощения. Градуировка амплитудной шкалы спектрометра производится с помощью изотопов, излучающих гамма-кванты известной энергии, измеренной с большой точностью (например, магнитным или кристаллдифракционным спектрометром). Градуировочная кривая сцинтилляционного спектрометра это график зависимости энергии излучения  $E_{\gamma}^{\circ}$  эталонных источников от номера канала дифференциального амплитудного анализатора, (т.е. от величины амплитуды выходного импульса)  $A^{\mathfrak{s}}_{\mathfrak{G}}$ , соответствующего положению максимума пика полного поглощения. Эта кривая для не слишком малых энергий представляет собой прямую линию с точностью в несколько процентов. При энергиях менее 200 кэВ наблюдается некоторое отклонение от линейности. Поскольку практически нельзя избежать небольшого дрейфа электронной аппаратуры, при тщательных измерениях следует часто контролировать неизменность градуировки спектрометра. Для особо точных измерений узкий интервал, к которому принадлежит исследуемая гамма-линия, следует градуировать более тщательно, например двумя близлежащими гамма-линиями: с несколько большей и несколько меньшей энергиями, чем исследуемая.

Сняв распределение выходных импульсов по амплитуде и определив  $A^x_{\Phi}$  значение амплитуды, соответствующей положению максимума пика полного поглощения, по градуировочной кривой определяют величину энергии гамма-излучения исследуемого изотопа  $E^x_{\gamma}$ : puc.5

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

3.1. Необходимые приборы и принадлежности





Сцинтилляционный гамма-спектрометр состоит из следующих блоков:

-блока детектирования -излучения (БДЭГ), включающего в себя сцинтилляционный детектор NaI (TI), фотоумножитель (ФЭУ) и предусилитель;

- блока высоковольтного питания БНВ-30 (для питания ФЭУ блока детектирования );

- пересчетного прибора ПСО2-5 (со встроенным в него блоком низковольтного питания 12 В для питания предусилителя блока детектирования); - набора соединительных кабелей;

- блока дискриминатора, встроенного в блок пересчетного устройства;

- источника гамма-излучения.

3.2 Структурная схема экспериментальной установки Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис.6,а. Гамма-





Рис.6,б. Вид задней панели пересчетного устройства ПСО2-5.

излучение радиоактивного источника (1) на базе изотопа Cs-137, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора NaI (TI) (2), теряет свою энергию на возбуждение атомов и молекул. Возникшие при снятии возбуждения сцинтилляции регистрируются фо-



тоэлектронным умножителем ФЭУ (3). Импульсы напряжения поступают с выхода ФЭУ через эммитерный повторитель и предусилитель (4) на вход дискриминатора (5) и далее – на вход пересчетного устройства ПСО2-5 (6).

Питание фотоэлектронного умножителя осуществляется за счет высоковольтного блока БНВ-30 (0 - 1000 В) (7); питание к блоку БНВ-30 поступает от блока низковольтного питания ( $\pm 24$  В) (8). Для питания предусилителя используется блок низковольтного питания на  $\pm 12$  В, вмонтированный в пересчетное устройство (9).

3.3. Методика проведения эксперимента по изучению сцинтилляционного спектрометра гамма-излучений

Задание 1. Измерить амплитудный спект<br/>р $\gamma$ -излучения радиоактивного источника <br/>  $Cs^{137}.$ 

1. Перед включением блоков установки в сеть внимательно изучить инструкции по эксплуатации блоков и указания по мерам безопасности: убедиться в правильном положении переключателей на передних панелях приборов.

Пересчетное устройство ПС02-5:

- переключатель "75" перевести вниз;
- переключатели "чувствительность" перевести в положение "1"и "0,5";
- переключатель полярности входных импульсов перевести в положение
- переключатели "Режим" перевести в положение "N"и "Раб";
- переключатель "управление" перевести в положение "Внутр.";
- переключатель вывод перевести в положение "однократно".

Требуемое время измерения устанавливается включением переключателя "Уст.эксп."и его выключением в момент загорания точки напротив требуемой экспозиции. При загорании светодиода 3 значение времени измерения следует умножить на 3. Сигнальный кабель блока детектирования БДЭГ соединить с входным разъемом\* пересчетного устройства ПС02-5, расположенном на задней панели пересчетного устрой-





ства (внимательно изучить рис.6,б).

Высоковольтный блок питания БНВ-30:

- до начала работ предварительно высоковольтный блок должен быть установлен в режим: "1 кВ и "Отрицательная полярность выходного напряжения";

- ручку регулирования выходного напряжения установить в крайнее положение против часовой стрелки 0,5 (это означает, что подано 50 В);

- тумблер "Внешнее упр."установить в положение "Выкл";

- высоковольтный кабель блока детектирования соединить с выходным разъемом, расположенным на передней панели блока питания БНВ-30. Низковольтные блоки питания  $\pm 12~{\rm B},\,\pm 24~{\rm B}$ 

- провода от блока детектирования (по которым поступает питание  $\pm 12$  В на предусилитель) должны быть подсоединены к штеккерным гнездам задней панели пересчетного устройства (в кожухе которого расположен низковольтный блок питания на  $\pm 12$  В) следующим образом: черный штеккер к гнезду , белый штеккер к гнезду 12В красный к гнезду "+12 В";

- подключение низковольтного блока питания на ±24 В к высоковольтному блоку БНВ-30 осуществляется через разъем на задней панели высоковольтного блока (в третье снизу левое гнездо №43Б разъема подается +24 В; а гнездо №45Б - заземляется согласно инструкции к прибору).

2. Перед включением установки убедиться, что все кожухи блоков заземлены!

3. С помощью вилки подсоединить сетевые шнуры низковольтного блока на +24 В и ПС02-5 к сети  $\sim 220$  В; при этом на низковольтном блоке питания загораются сигнальные лампочки.

4. Включить кнопку "Сеть" на задней панели ПС02-5, при этом на приборе загораются индикаторы цифрового табло.

5. Включить тумблер "Питание"высоковольтного блока БНВ-30.

6. Если нажать кнопку "Сброс"и "Пуск"пересчетного устройства ПСО2-5, то цифровые индикаторы должны установиться в "0"и пересчетное устройство долж-





но начать счет импульсов, поступающих с блока детектирования БДЭГ. По истечении же заданного времени измерения счет автоматически должен прекратиться, а на цифровом табло ПСО2-5 должен отобразиться результат измерения. Установить время экспозиции, равное 100 с.

7. После самопрогрева установки в течении 20-30 минут можно приступать к измерениям.

8. Выставить рабочее напряжение на высоковольтном блоке  $U_{\rm p}$ аб = 650 В; (ручку регулирования выходного напряжения на блоке БНВ-30 установить в положение 6.5).

9. Установить переключатель режима работ дискриминатора в режим "дифференциальный"; номер (порога) канала А установить величиной, равной 1.

10. Измерить число отсчетов за время t = 100 с, обусловленных фоновым излучением  $N_i^{\Phi}$ . Измерение провести 3 (i=3) раза. Найти среднее значение  $\overline{N_{A+1}^{\Phi}}$ ; вычислить скорость счета

$$\overline{n_{A=1}^{\Phi}} = \frac{\overline{N_{A+1}^{\Phi}}}{100c}.$$

11. Повторить те же измерения, переключая номер канала A на 2,3 и т.д. Измерения проводить до тех пор, пока скорость счета  $\overline{n_A^{\Phi}}$  не будет равной 0. Результаты занести в таблицу 1.

Таблица 1

No	t, c	Номер	NØ	n <sup>\$</sup> ,	N\$+H	п.	$n^{\Phi+\mu}$ - $n^{\Phi}$ = $n_{A}$
п.п.		канала	Ϋ́Α΄,	A.	имп.	имп/с	AA
		A	имп	имп/с			имп/с
1.	100	4					
2.	100	2					
И							
т.д.							







сцинтиллятора. Повторить все предыдущие измерения. Найти скорости счета  $\overline{n_A^{\Phi+\mu}}$ , делая поправку на фон в каждом канале А:

$$\overline{n_A^{\Phi+\mathbf{M}}} - \overline{n_A^{\Phi}} = n_A$$

Результат занести в таблицу I.

13. На основании полученных данных построить зависимость  $n_A$  от А. Объяснить полученный амплитудный дифференциальный спектр.

14. Выделить на графике пик полного поглощения; найти положение максимума пика на шкале каналов  $A^{\Phi}$  (фотопик).

Задание 2. Определить разрешение сцинтилляционного гамма-спектрометра.

1. Определить ширину пика полного поглощения на полувысоте  $\Delta A^{\Phi}$ ; согласно выражению:  $\frac{\Delta A^{\Phi}}{A^{\Phi}} \cdot 100\%$  найти разрешение сцинтилляционного гамма-спектрометра.

2. Суммируя число импульсов в каждом канале A, найти площади под фотопиком  $S_{\Phi}$  и под всем спектром S; из соотношения  $S_{\Phi}/S$  вычислить фоточасть.

# 4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

4.1. Как происходит регистрация гамма-излучения сцинтилляционным счетчи-ком?

4.2. Дать определение функции отклика G(E,A) спектрометра; Объяснить функцию отклика для энергии гамма-излучения E $<1,5~{\rm M}$ эB.

4.3. Что называется энергетическим разрешением гамма-спектрометра?

4.4. Что такое фотоэффективность сцинтилляционного гамма-спектрометра?

## 5. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА





5.1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М, Энергоатомиздат, 1987.

5.2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. М<br/>, Энергоатомиздат, 1993, 1 том.



## Лабораторная работа № 10 ДОЗИМЕТРИЯ И ЗАЩИТА ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ РАДИОБИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ

## 1. Цель работы:

В настоящей работе студенты должны

- познакомится с источниками радиации, научится разделять на естественную и искусственную, понять влияние человеческой деятельности на перераспределение естественной радиоактивности, изучить поведение радиоактивных веществ в биосфере;

- познакомиться с основными понятиями и определениями дозиметрии;

- четко представить себе воздействие радиации на человеческий организм, оценить степень её опасности для здоровья человека, изучить принципы защиты от излучения;

- научиться пользоваться дозиметром для измерения мощности дозы гамма-излучения.

### 2. Теоретическая часть

Уже в первых опытах с радиоактивными излучениями обнаружилось их вредное влияние на здоровье человека. Незаживающие язвы от работы с радием образовались у открывшего радиоактивность французского ученого Анри Беккереля. Раньше срока умерли супруги Кюри, Энрико Ферми, многие врачи – радиологи.

Тщательное изучение свойств изучения, механизма их воздействия с органическими тканями, многочисленные эксперименты на животных и наблюдения пострадавших от ядерных взрывов и радиационных аварий, позволяют установить основные закономерности развития лучевого поражения, выработать меры защиты и профилактики.





#### 2.1 Источники радиации, естественная и искусственная радиоактивность

Вступив в ядерную эру, человечество создало огромное количество источников радиоактивных излучений, без которых немыслимо развитие биологии, медицины, химии, геофизики, военной и мирной промышленности. Вместе с тем, это увеличивает потенциальную угрозу здоровья людей. Такими источниками являются широко используемые рентгеновские установки, ускорители заряженных частиц, атомные реакторы. Источниками радиации являются также радиоактивные изотопы, полученные путем облучения химических элементов нейтронами в атомном реакторе или потоком высокоэнергетичных заряженных частиц на ускорителях. Они используются в медицине (диагностика и лечение опухолей), в промышленности (для плотнометрии и дефектоскопии), в геологии.

Все упомянутые радиоактивные источники созданы руками человека и в этом случае радиация имеет искусственное происхождение.

К естественной радиации относится космическое излучение и излучение радионуклидов земной коры, которые создают естественный радиационный фон, характерный для каждой конкретной местности. В небольшом количестве естественные радионуклиды встречаются в любой почве, но больше всего их в гранитах и глиноземах. В то же время их меньше в песчаниках и известняках. Причем, хозяйственная деятельность человека, особенно в эпоху интенсивной индустриализации приводит к перераспределению естественной радиоактивности.

Так, в городах широко используют бетон, гранит, щебень и другие содержащие радионуклиды строительные материалы. Как правило, горожане получают большие дозы радиации, чем сельские жители.

Перераспределение природной естественной радиоактивности происходит также при добыче и переработке полезных ископаемых. Радиационный фон шахт, из которых с вентиляцией высвобождается естественный радиоактивный радон, всегда повыше. Аналогично перераспределяется радиоактивный фон при внесении калийных





удобрений за счет того, что среди изотопов калия есть естественный радиоактивный изотоп K<sup>40</sup>.

Крупные аварии на ядерно-энерге-тических установках и серии термоядерных испытаний привели к глобальной радиационной загрязненности всей планеты. И хотя эта радиация включилась в естественные геохимические процессы и распространилась в окружающей среде по природных законам, нужно помнить, что она имеет не естественное, а антропогенное происхождение, то есть вызвано деятельностью человека.

Масштабы радиоактивного загрязнения, вызываемые авариями на ядерно-энергетических установках, можно оценить из приводимых ниже примеров. Так, в 1957 г. взрыв на хранилище радиоактивных отходов военных заводов Южного Урала выбросил и распространил в окружающую среду 10<sup>17</sup> Бк радиоактивных веществ. Загрязнено 16 тыс. км<sup>2</sup> Челябинской, Свердловской и Тюменской областей. Вдоль радиоактивного следа эвакуировано 10 тыс. жителей.

Авария, произошедшая в 1986 г. на Чернобыльской АЭС, по своим масштабам беспрецедентна. Радиоактивному загрязнению подверглись многие десятки тысяч квадратных километров. Катастрофа унесла человеческие жизни и поставила под угрозу здоровье людей.

2.2 Поведение радиоактивных веществ в биосфере

Любые изотопы конкретного химического элемента, стабильны они или радиоактивны, в природе будут вести себя практически одинаково. Из радионуклидов Чернобыльского выброса и испытательных взрывов не все в равной степени опасны для человека. Степень опасности радионуклида определяется: величиной радиационной активности, видом и временем действия излучения, химической активностью соответствующего радиоактивного вещества и его биологическими свойствами.

Так, в случае аварии на ЧАЭС в начальный период особую биологическую опас-




ность представляли изотопы йода (в основном,  $I^{131}$ ) химически активного и «вездесущего» элемента. Но радиоактивный изотоп  $I^{131}$  имеет очень короткий период полураспада ( $T_{1/2} \approx 8$  дней) и поэтому, начиная со второго года после аварии, доза излучения создается уже исключительно «долгоживущими» радиоактивными изотопами цезия и стронция.

Выпавшие на почву радионуклиды создают поверхностное загрязнение (особенно загрязняются леса). Далее, с поверхности радиоактивные вещества проникают в почву. Так, в пятнах Чернобыльского загрязнения они проникли на глубину от 5 до 45 см.

Из почвы, через корневую систему происходит поступление радиоактивных веществ в растения. Накопление радионуклидов в растениях сильно зависит от типа почвы и от вида растений: особенно «жадно» лекарственные растения; из дикорастущих ягод сильно концентрируют радиоактивность клюква, малина, черника.

С травой и другими растениями радионуклиды попадают в организм животного. Таким образом, через цепочку «растения – животное – мясо, молоко – человек» радионуклиды поступают в организм человека; попадание радионуклидов в организм может произойти и через органы дыхания вместе с пылью.

2.3 Физические основы дозиметрии.

Основные понятия и определения.

Взаимодействующее с веществом излучение теряет свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды (нарушая тем самым химические связи и разрушая структуру вещества). Потери энергии излучения на ионизацию и возбуждение атомов вещества принято называть ионизационными потерями dE/dx, они зависят от плотности вещества, от величины энергии ионизирующего излучения и (если излучение – заряженные частицы) от величины заряда частицы.

В плотной среде, где концентрация атомов велика, ионизация происходит ча-





ще, а это значит, что на единицу пути ионизирующая частица теряет больше своей энергии. В этом случае, чтобы потерять её всю, частице в такой среде потребуется совершить небольшой путь. Так, например, в воздухе до полной потери энергии электроны успевают «пробежать» (в зависимости от энергии) десятки сантиметров, в воде и ткани человеческого тела – несколько миллиметров, а в металле – ещё меньше.

Другой вид непосредственно ионизирующего излучения – альфа-частицы – ионизируют вещество ещё сильнее, от того, что их электрический заряд больше, чем у электронов, поэтому их пробег в воздухе и в биологических тканях составляет (в зависимости от энергии) от миллиметров до микрон.

Что касается гамма-излучения, то в воздухе «пробег» гамма-квантов в зависимости от энергии превышает десятки и сотни метров, в ткани – многие сантиметры (то есть гамма-кванты – излучение проникающее). Механизм ионизации среды гамма-квантом сложен. Сначала гамма-кванты, взаимодействуя со средой, создают высокоэнергетичные электроны, последние непосредственно ионизируют среду.

Если необходимо количественно описать радиационную обстановку в случае гаммаизлучения, вводят понятие **экспозиционной дозы**. Под экспозиционной дозой понимают величину ионизации, создаваемой в воздухе при облучении его гамма-квантами; при этом за единицу измерения экспозиционной дозы принимают один кулон электрического заряда образовавшихся ионов в одном килограмме облучаемого воздуха. Кстати, эта единица измерения дозы связана со старой единицей измерения экспозиционной дозы рентгеном (P) – следующим образом. 1 Кл/кг = 3876 P.

Так как уровень радиации может изменятся во времени, то для того, чтобы охарактеризовать радиационную обстановку в данный момент времени, пользуются понятием мощности дозы P, которую определяют как величину дозы за определенный промежуток времени; единица измерения мощности дозы – 1 А/кг.

Для описания радиационной обстановки в случае загрязнения воздуха радионуклидами, излучающими альфа- или бета-частицы, пользуются понятием концентра-





ции радиоактивности, измеряемой в Бк/м<sup>3</sup> или Бк/кг (Бк – беккерель).

Экспозиционная доза описывает уровень радиации в окружающей среде, но воздействие на объект оказывает лишь та часть излучения, которая поглощается в нем самом. Поэтому вводят понятие **поглощенной дозы**, за которую принимают энергию ионизирующего излучения, переданную массе вещества. Эта доза (в отличии от экспозиционной) используется для любого вида излучения. Единица измерения поглощенной дозы – грей (Гр). Один грей соответствует поглощению одного джоуля энергии (Дж) в одном килограмме вещества:

1 Гр = Дж/кг = 100 рад. (Рад – старая единица поглощенной дозы)

Теперь учтем различие свойств излучений. Из-за разной ионизирующей способности даже при одинаковой поглощенной дозе альфа-, бета- и гамма- излучения оказывают разное поражающее действие. Так, хотя пробег альфа-частицы в живой ткани составляет микроны, зато она создает настолько сильную ионизацию на единицы пути, что может целиком вывести из строя оказавшуюся на пути молекулу. В то же время гамма-квант ионизирует слабо, растрачивая энергию понемногу. Различия в величине радиационного воздействия учитывают, приписывая каждому излучению определенный взвешивающий фактор – коэффициент качества (K).

Считается, что гамма-квант и бета-частицы поражают органическую ткань примерно одинаково и для них K = 1. Для альфа-частиц K = 20, то есть они в 20 раз опаснее чем гамма-излучение (при попадании внутрь организма).

С учетом различий в поражающем воздействии ионизирующих излучений на человеческий организм, применяется понятие **эквивалентной дозы**, единица измерения которой – зиверт (Зв) – равна 1 Зв = 1 Гр/К Старая единица эквивалентной дозы – биологически эквивалент рентгена (бэр) связано с зивертом следующим образом: 1 Зв = 100 бэр

2.4 Радиобиологическое действие излучений и радиационная безопасность



физики



Особенность ионизирующего излучения состоит в удивительной неадекватности поглощенной энергии и радиобиологического эффекта. Большинство данных о воздействии ионизирующих излучений на живой организм, способах защиты получено на экспериментальных животных. Весьма важный вывод, который можно сделать из радиобиологических экспериментов: зависимость радиочувствительности к летальному эффекту облучения от уровня биологической организации. Самыми устойчивыми к облучению являются простейшие вирусы, бактерии.

Радиобиологических экспериментов над людьми не проводят. Данные о воздействии ионизирующих излучений на человеческий организм получены наблюдением пострадавших при атомной бомбардировке японских городов, от радиационных аварий. Принято считать, что при кратковременном облучении всего тела средняя летальная (гибельная) доза для человека составляет ~ 6 Зв.

Различают 4 стадии радиобиологического действия ионизирующей радиации. На первой (физической) стадии происходит взаимодействие излучения с веществом живой ткани, размен энергии, образование заряженных частиц, ионизация.

Физическая стадия, при которой формируются спусковые механизмы для развития видимого радиобиологического эффекта, длится ~  $10^{-10}$  с. Вторая (физикохимическая) стадия протекает ~ 1 мкс. Она протекает следующим образом: образовавшиеся вдоль треков заряженных частиц, ионы взаимодействуют с ближайшими молекулами ткани, в том числе и с молекулами воды. В результате взаимодействия с молекулами воды возникают химически чрезвычайно активные реагенты – радикалы. Они проделывают на своем пути разрушительную работу, передавая избыточную энергию биологически важным молекулам: а в этой (уже химикобиологической) стадии, которая длится ~ 1 мс, происходит разрыв нитей хромосом, нарушение нормального синтеза белка и тд.

И заключительная (биологическая) стадия включает в себя уже нарастание расстройства белкового углеводного, липидного обменов, функциональные нарушения органов, приводящие к видимому ущербу для здоровья, а иногда и к гибели орга-





низма.

Если острые лучевые поражения изучены довольно хорошо (они проявляются быстро и их связь с переоблучением не вызывает сомнений), то гораздо труднее выявить последствия облучений малыми дозами, в том числе хронического облучения, когда доза накапливается постепенно. Такая ситуация наблюдается после аварии на ЧАЭС: если главную опасность в период радиационной аварии представляли чрезвычайно летучие и биохимически очень активные изотопы йода, то после того, как йод практически распался доза продолжает накапливаться от оставшихся «долгоживущих» радиоизотопов выброса  $Sr^{90}, Cs^{137}, Pu^{239}$ .

В группе заболеваний, вызываемых ионизирующими излучениями, на первом месте стоят лейкозы, кроме того от переоблучения страдают: иммунная система, зрение, сердце, нервная система.

Безопасного облучения не бывает, а основные принципы безопасности достаточно очевидны:

Для экспериментов следует использовать наименее радиотоксичные вещества с минимально возможной активностью;

По возможности уменьшать время контакта с источником излучения;

Как можно дальше находится от радиоактивного источника;

Радиоактивные вещества ни в коем случае нельзя брать руками; на рабочих местах необходимо пользоваться экранами для альфа- и бета- излучающих изотопов, достаточно экраны из оргстекла (так как альфа-частицы легко поглощаются даже листом бумаги, а бета-частицы – в алюминиевых фольгах). Экраны же для защиты от гамма-излучения следует делать из тяжелых поглощающих материалов, например, из свинца или просвинцованного стекла (так как гамма-излучение – излучение проникающее)

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ





- 3.1 Необходимые приборы и принадлежности.
- 1. Дозиметр радиометр «Сосна»
- 2. Радиоактивные препараты

3.2 Структурная схема экспериментальной установки

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1



3.3 Методика выполнения работы по измерению мощности экспозиционной дозы гамма-излучения

Задание 1. Измерить мощность экспозиционной дозы Р.

1. Ознакомится с руководством по эксплуатации дозиметра «Сосна»

2. Выполнить 5 измерений мощности экспозиционной дозы гамма-фона в лаборатории. Найти среднее значение:  $\overline{P} = 1/5sum_1^5 P_i$ 

3. Повторить измерение в различных точках лаборатории. Сравнить полученные результаты.



4. Выполнить по 5 измерений мощности экспозиционной дозы на поверхности каждого из гамма-источников и при удалении от него на расстояние 4 сантиметров. Найти среднее значение и сравнить их между собой.

# 4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ (решение задач):

4.1 Ребенок за сутки выпил 0.5 литра молока. Удельная активность (или концентрация радиоактивности) молока по изотопу йода  $I^{131}$  составляло 4 кБк/л. Известно, что 45% от поступившего в организм йода накапливается в щитовидной железе. Считая, что вес железы 5 грамм, а средняя энергия, поглощенная тканью железы в одном акте распада равна приблизительно 500 кэВ, рассчитать эквивалентную дозу на орган за сутки (коэффициент качества K = 1).

4.2 Точечный источник  $Cs^{137}$  имеет активность 10 МБк. Какое излучение представляет опасность для человека, находящего от него на расстоянии 5 м? (см. схему распада  $Cs^{137}$  в работе №7). Считается, что экспонируемая площадь человеческого тела равна 0,5 м<sup>2</sup>, оценить число падающих на него гамма-квантов за 1 минуту.

# 5. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

5.1 Люцко А.М. «Фон Чернобыля», Минск, Бел.Сов.Энц; 1990г.

5.2 Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. «Основы экспериментальных методов ядерной физики». М.: Энергоатомиздат, 1987

5.3 Мухин К.Н. «Экспериментальная ядерная физика». М.: Энергоатомиздат, 1993, 1 том.

5.4 Лапидевский В.К. «Методы детектирования излучений». М.: Энергоатомиздат, 1987

5.5 Горн Л.С., Хазанов Б.И. «Современные приборы для измерения излучений ионизирующих излучений», М.: Энергоатомиздат, 1989





5.6 Брегадзе Ю.И., Стапанов Э.К., Ярына В.П. «Прикладная метрология ионизирующих излучений». М.: Энергоатомиздат, 1990

5.7 Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. «Методы ядерной спектрометрии», М.: Энергоатомиздат 1990



Лабораторная работа № 11 ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ: ИЗУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ, ИДЕНТИФИКАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

#### 1. Цель работы:

Знакомство с типами взаимодействий и способами регистрации элементарных частиц;

изучение законов сохранения энергии и импульса при взаимодействии элементарных частиц;

определение характеристик элементарных частиц по трекам, полученным в пузырьковой камере, и их идентификация.

**Принадлежности**: рисунки с треками элементарных частиц, полученными в пузырьковой камере, лист прозрачной бумаги, линейка, карандаш, измеритель или циркуль, транспортир.

#### Введение

Во времена Аристотеля считалось, что весь материальный мир построен из четырех основных субстанций – земли, воздуха, огня и воды. Это были своего рода «элементарные частицы» природы. В начале 30-х годов нашего столетия современная наука смогла найти более приемлемое описание строения вещества на основе четырех типов элементарных частиц – протонов, нейтронов, электронов и фотонов. Это была чрезвычайно простая и привлекательная схема: с помощью всего лишь четырех типов элементарных частиц, следуя законам квантовой механики, удалось объяснить природу химических элементов, их соединений и испускаемых ими излу-





чений.

Добавление пятой частицы – нейтрино – позволило объяснить так же процессы радиоактивного распада. Казалось, что названные элементарные частицы являются, в конечном счете, основными кирпичами мироздания.

Но эта кажущаяся простота скоро исчезла. Не прошло и года после открытия нейтрона, как был обнаружен позитрон. В 1936 г. среди продуктов взаимодействия космических лучей с веществом был открыт первый мезон. В 1947 г. был обнаружен мезон второго типа, и вскоре после этого удалось наблюдать мезоны иной природы, а также другие необычные частицы.

В настоящее время известно более сотни различных мезонов и других частиц со странными свойствами. Их массы лежат в пределах масс несколько меньше массы протона до масс, в несколько раз превышающих массу протона. Существование всех этих новых частиц скоротечно, ни одна из них не живет дольше нескольких микросекунд, а многие частицы распадаются примерно через  $10^{-23}$  с после своего образования. Конечные продукты распадов этих частиц – обычные составные части вещества, т.е. протоны, электроны и фотоны, а также нейтрино.

Все это множество частиц принято называть «элементарными частицами». Такой термин не означает, что эти частицы являются кирпичами мироздания в том смысле, что все они образуют атомы: с этой задачей вполне удовлетворительно справляются протоны, электроны и нейтроны. Однако эти частицы возникают в результате основных взаимодействий частиц обычного вещества, и многие из них прямым или косвенным образом участвуют в основных взаимодействиях в обычном веществе (например, *π*– мезоны ответственны за силы, действующее между нуклонами).

Типы взаимодействия элементарных частиц

Для обозначения многообразия связей между элементарными частицами используют понятие «взаимодействие». Этот термин достаточно конкретный, но, с другой





стороны, весьма широкий. Независимо от того, притягиваются ли частицы между собой, отталкиваются или распадаются на другие частицы – они взаимодействуют друг с другом. Всего имеются четыре вида взаимодействий.

Сильное взаимодействие обусловлено силами, действующими между нуклонами и пионами. Их радиус действия едва превосходит радиус одной частицы, равный примерно  $10^{-15}$  м (во сколько раз это меньше средних атомных размеров?). Характерное время сильного воздействия составляет по порядку величины  $10^{-23}$  с, то есть чрезвычайно мало и сравнимо со временем, за которое частица со скоростью света преодолевает расстояние, равное диаметру нуклона. Такое же время в среднем живёт частица, распавшаяся за счет сильного взаимодействия.

Электромагнитное взаимодействие примерно в 100 раз слабее сильного взаимодействия, зато радиус его действия не ограничен. Время жизни частиц, распадающихся за счет электромагнитного взаимодействия, порядка 10<sup>-16</sup> с. Этот вид взаимодействия ответственен за взаимодействие частиц, обладающих электрическим зарядом. Передача взаимодействия осуществляется за счет квантов поля – виртуальных фотонов, которые поочередно поглощаются и излучаются частицами.

Слабое взаимодействие действует, в принципе, между всеми известными частицами. По своей интенсивности слабое взаимодействие составляет всего лишь 10<sup>-6</sup> от сильного. По аналогии с двумя предыдущими видами взаимодействия в настоящее время здесь так же предполагается существование кванта поля с исключительно коротким временем жизни. Это взаимодействие является таким же короткодействующим, как и сильное взаимодействие.

Гравитация – наиболее слабый вид взаимодействия; его интенсивность составляет всего лишь 10<sup>-43</sup> от электромагнитного взаимодействия (для электронов). В мире элементарных частиц это взаимодействие, по видимому, не играет никакой роли. Однако не исключено, что его истинное значение нам просто неизвестно.

Итак, весьма отчетливо прослеживаются границы сегодняшних знаний. Нам известно довольно много деталей, правил и законов, однако нет ещё общей картины





взаимодействий.

#### ТЕОРИЯ МЕТОДА

a) релятивистские законы сохранения энергии и импульса при взаимодействиях элементарных частиц.

Импульс релятивистской частицы определяется соотношением

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, (1)$$

где с – скорость света в вакууме, m – масса частицы,  $\vec{v}$  – её скорость. Энергия Е релятивистской частицы равна

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.(2)$$

Энергия  $E_0 = mc^2$  частицы при v = 0 называется энергией покоя.

Разность  $T = E - E_0 = mc^2 \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2 - 1}}$  называется кинетической энергией частицы. В нерелятивистском пределе  $v^2/c^2 << 1$  и Т переходит в обычную кинетическую энергию  $T = (mv^2)/2$ . Из (1) и (2) получаем часто используемое выражение

$$m^2c^2 = E^2/c^2 - p^2.(3)$$

Поскольку левая часть (3) не зависит от выбора системы отсчета (т.е инвариантна), то и правая часть этого выражения, вычисленная в разных системах отсчета, так же инвариантна

$$E^2/c^2 - p^2 = inv.(4)$$

Основное уравнение динамики для релятивистской частицы имеет вид

$$(d\vec{p})/dt = \vec{F}.(5)$$



Кафедра общей и теоретической физики



Если частица движется в магнитном поле, то сила  $\vec{F}$  является силой Лоренца

$$\vec{F_{\Pi}} = q[\vec{v}\vec{B}]$$

Где  $\vec{v}$  – скорость частицы,  $\vec{B}$  – вектор индукции магнитного поля. Тогда из (5) получаем

$$d\vec{p}/dt = q[\vec{v}\vec{B}].(6)$$

Умножая обе части (6) скалярно на  $\vec{p}$ , получим

 $\vec{p}d\vec{p}/dt = q\vec{p}[\vec{v}\vec{B}]$ 

Очевидно, правая часть этого выражения равна нулю, т.к согласно (1)  $\vec{P} \uparrow \uparrow \vec{v}$ , поэтому

$$\vec{p}d\vec{p}/dt = d(p^2)/dt = 0$$

Откуда  $p^2 = const$ , но

$$p^2 = (m^2 v^2) / (1 - v^2 / c^2)$$

поэтому и v = const, так что при движении в магнитном поле скорость частицы по величине не меняется. Теперь получим

$$d\vec{p}/dt = d/dt(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}) = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\frac{d\vec{v}}{dt} = q[\vec{v}\vec{B}].(7)$$

Рассмотрим частный случай, когда скорость частицы  $\vec{v}$  перпендикулярна вектору  $\vec{B}$ . Спроектируем уравнение (7) на касательную  $\tau$  к траектории и нормаль n. Получим

$$\frac{m}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} a_n = qvB, (8)$$
$$\frac{m}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} a_\tau = 0, (9)$$





где  $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$  – ускорение частицы,  $a_n, a_\tau$  – нормальная и тангенциальная составляющие ускорения. Уравнение (9) дает  $a_\tau = 0$ , так что v=const как это и получено ранее. Далее имеем

$$a_n = v^2/R$$

где R – радиус кривизны траектории частицы. Поэтому из (8) получим

$$\frac{mv^2}{R\sqrt{1-v^2/c^2}} = qvB$$

откуда

 $R = \frac{mv}{qB\sqrt{1 - v^2/c^2}}.(10)$ 

Из формулы (10) следует, что при B = const т.е. при движении в однородном поле R = const, т.е. траекторией является окружность. Из (1) и (10) получим

$$R = p/qB$$

откуда

$$p = qBR(11)$$

Формула (11) позволяет найти импульс релятивисткой частицы по известному её заряду, радиусу кривизны траектории и индукции поля.

Типичным примером взаимодействия элементарных частиц является следующая ситуация: частица с массой покоя  $m_1$  налетает на покоящуюся частицу  $m_2$  и в результате столкновения образуются две частицы с массами  $m'_1$  и  $m'_2$ .

$$m_1 + m_2 > m_1' + m_2'(12)$$

Если  $m'_1 + m'_2 < m_1 + m_2$ , то реакция (12) будет идти при любой энергии налетающей частицы. Если же  $m'_1 + m'_2 > m_1 + m_2$ , то реакция (12) будет идти не при всякой энергии налетающей частицы, а только при энергии  $E > E_{nop}$ , где  $E_{nop}$  – так называемая



пороговая энергия реакции. Чтобы найти  $E_{nop}$  воспользуемся (4), записав величину  $E^2/c^2 - p^2$  до столкновения при  $E = E_{nop}$  в системе отсчета, в которой частица  $m_2$  покоится, а после столкновения в системе отсчета, в которой сумма импульсов  $\vec{P}'_1? + P'_2$  частиц  $m'_1$  и  $m'_2$  равна нулю (система центра масс). Тогда получим

$$\frac{\mathcal{E}_{\text{пор}} + m_2 c^2}{c^2} - p_1^2 = (m_1' + m_2')^2 c^2$$

Далее, согласно (3) имеем

 $p_1^2 = \mathcal{E}_{nop}^2 / c^2 - m_1^2 \mathcal{c}^2$ 

Тогда

$$\frac{\mathbf{E}_{\text{пор}}^2 + 2\mathbf{E}_{\text{пор}}m_2c^2 + m_2^2c^4}{c^2} - \frac{\mathbf{E}_{\text{пор}}^2 - m_1^2c^4}{c^2} = (m_1' + m_2')^2c^2$$

Откуда

$$\mathbf{E}_{\text{nop}} = \frac{\left[(m_1' + m_2')^2 - (m_2^2 + m_1^2)\right]c^2}{2m_2}$$

#### б) определение характеристик частиц по трекам

Для определения характеристик элементарных частиц по их трекам трековые приборы (камеру Вильсона, пузырьковую камеру и т.д.) помещают в однородное магнитное поле с известной индукцией  $\vec{B}$ . При этом траектории частиц искривляются. Частицы с течением времени теряют энергию на ионизацию атомов среды, находящейся в камере, на излучение и т.д., поэтому скорость частиц в конце траектории меньше, чем в начале и радиус кривизны согласно (11) также уменьшается. Ионизационная способность частицы в сильной степени зависит от заряда, массы и скорости частицы. А от ионизационной способности частицы зависит «жирность» следа в камере. Кроме того, длина пробега частиц в камере до остановки также зависит от массы, заряда и скорости частицы в камере.



Измеряя «жирность» следа, длину пробега частицы в камере и используя уравнение (11) получают систему из трех уравнений для определения трех неизвестных величин: массы, заряда и скорости частицы. Поскольку анализ толщины следа и соответствующие формулы, связывающие эту толщину с характеристиками частиц достаточно сложны, в дальнейшем будем предполагать, что идентификация частиц по трекам уже произведена, т.е. известны их массы и заряды. Тогда формула (11) позволяет найти импульс частицы по изменениям радиуса кривизны траектории при движении в магнитном поле с известной индукцией  $\vec{B}$ .

Методика определения радиуса кривизны следующая (см. рис. 1.). Выбирают на траектории три близких точки A, B, C и попарно соединяют их отрезками. К серединам этих отрезков восстанавливают перпендикуляры.



В центре треугольника, образовавшегося в результате пересечения этих перпендикуляров, ставят точку К. Это и будет центр кривизны траектории. Радиус кривизны принимают равным

$$R = (|AK| + |BK| + |CK|)/3 = AK(14)$$



На весь экран

Закрыть

При анализе треков следует так же помнить, что импульсы частицы направлены по касательной к её траектории.



На рис. 2 представлен распад частицы 1 на частицы 2 и 3 и показана диаграмма импульсов в точке распада Д (точка Д называется трековой звездой). Если частица рождается в точке A (рис. 3), а распадается в точке B, то можно определить время жизни частицы t. Под временем жизни частицы понимают среднее время существования частицы от ее рождения до распада, в системе отсчета, в которой частица покоится. Время жизни t частицы в лабораторной системе отсчета (рис. 3) равно  $t = S_{AB}/v$  Где  $S_{AB}$  – длина траектории между точками A и B, v – скорость частицы (средняя скорость по траектории). Тогда время жизни t, как известно, равно

$$\tau = t\sqrt{1 - v^2/c^2}.(15)$$

Примеры анализа треков с помощью закона сохранения энергии и импульса

Остановимся на применении законов сохранения импульса и энергии для трех наиболее часто встречающихся случаев трековых звезд.



Пример 1. Неизвестная нейтральная частица  $X^0$  (в камере она не оставляет следа) с неизвестной скоростью распадается в точке В на заряженные частицы  $x_1^+$  и  $x_2^-$  с известными массами  $m_1$  и  $m_2$ . Анализируя треки этих частиц, согласно рис. 1 и формуле (14), находим радиусы кривизны траектории частиц  $x_1^+$  и  $x_2^-$ . Затем по формуле (11) вычисляем импульсы частиц в точке В. Для того, чтобы измерить угол  $\theta$  между импульсами из точки В проводят векторы  $\vec{p_1}$  и  $\vec{p_2}$  так, чтобы они были перпендикулярны радиусам кривизны траектории, проведенными в точку В из соответствующих центров кривизны (рис. 4). Тогда из законов сохранения можно найти



массу М нейтральной частицы, ее импульс, скорость и направление движения. Действительно, $\vec{p_1} + \vec{p_2} = \vec{p}$ , так что

$$p = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2\cos\theta}.(16)$$

Направление импульса  $\vec{p}$  нейтральной частицы можно определить через угол  $\alpha = (\vec{p}, \vec{p_2})$ . Очевидно:  $P_1/\sin \alpha = P/\sin \theta$  Для определения массы М нейтральной частицы воспользуемся законом сохранения энергии. На основании выражения (3) запишем  $M^2c^2 = E/c^2 - p^2$  Из закона сохранения энергии имеем  $E = E_1 + E_2$ , где



Е<sub>1</sub>, Е<sub>2</sub> – энергия частицы x<sub>1</sub> и x<sub>2</sub>. Далее используя выражения (3) получаем

$$E_1 = c\sqrt{p_1^2 + m_1^2 c^2}, E_2 = c\sqrt{p_2^2 + m_2^2 c^2}.$$
 (17)

Поэтому из (16) и (17) имеем

$$M^{2}c^{2} = (E_{1} + E_{2})^{2}/c^{2} - (\vec{p_{1}} + \vec{p_{2}})^{2} = (m_{1}^{2} + m_{2}^{2})c^{2} + 2\sqrt{(p_{1}^{2} + m_{1}^{2}c^{2})(p_{2}^{2} + m_{2}^{2}c^{2})} - pp_{1}\cos\theta.(18)$$

Откуда и находим М нейтральной частицы. Теперь частица легко может быть идентифицирована по таблице элементарных частиц. Скорость частицы тогда находится из соотношения (1):

$$\vec{p} = \frac{M\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

Пример 2. На покоящуюся заряженную частицу (чаще всего протон, налетает заряженная частица  $X^-$  с известной массой и импульсом) они могут быть определены по треку. В результате образуются две нейтральные частицы, при чем массу одной из них и вектор импульса можно найти из наблюдения ее распада (пример 1). Требуется найти импульс и массу покоя второй нейтральной частицы:

$$X^- + P \to X_1^0 + X_2^0$$

(здесь P- обозначение протона). Причем известны P, E (для  $X^-$ ), P<sub>1</sub>, E<sub>1</sub> (для  $X_1^0$ ). Тогда из законов сохранения имеем  $E = mc^2 = E_1 + E_2$ 

Импульсы вводим как в примере 1. Тогда угол  $\alpha$  между импульсом частицы  $X^$ и импульсом  $\vec{p_1}$  частицы  $X_1^0$  можно измерить (рис. 5). Поэтому имеем для энергии и импульса частицы  $X_2^0$ :

$$E_2 = E + m_P c^2 - E_1, (19)$$





$$p_2^2 = p_1^2 + p^2 - 2p_1 p \cos \alpha. (20)$$

Направление импульса  $\vec{p_2}$ можно установить графически из треугольника импульсов или, найдя угол $\beta$ по очевидной формуле

$$p_1/\sin\beta = p_2/\sin\alpha.(21)$$

Массу m2 частицы  $X_2^0$  находим из соотношения (3)

$$m_2^2 c^2 = (E_2^2)/c^2 - p_2^2,$$

ее скорость из соотношения аналогичного (1). Таким образом все характеристики частицы  $X_2^0$  найдены.

Пример 3. Нейтральная частица с известной массой и импульсом на лету распадается на две нейтральные частицы, при чем масса и импульс одной из них известны. В этом случае легко находятся характеристики второй частицы, как и в примере 2, только в формуле (19) будет отсутствовать член  $m_Pc^2$  соответствующий энергии покоя протона.



#### Задания для самостоятельной работы

Задание 1. На фото 1 представлен реконструированный рисунок, заснятой в водородной пузырьковой камере картины реакции, где все траектории без искажения сведены в одну плоскость. На рисунках указаны следы только заряженных частиц, здесь же указаны масштаб и индукция магнитного поля, в котором находилась пузырьковая камера. Трековые звезды отмечены буквами. Следы заряженных частиц идентифицированы. Поэтому первый рисунок (фото 1) расшифровывается следующим образом. В точке А происходит реакция: на неподвижный протон P (ядро атома водорода) налетает  $\pi$ —мезон, в результате образуются две нейтральные частицы:

 $\pi^- + P \to X_1^0 + X_2^0.(22)$ 

В точке В нейтральная частица претерпевает распад на <br/>  $\pi^+$ и  $\pi^+$ - мезоны:

$$X_1^0 \to \pi^+ + \pi^-.(23)$$

а частица  $X_2^0$  в точке Д распадается по схеме:

$$X_2^0 \to \pi^- + P.(24)$$

Теперь, используя рисунок (фото 1), выполните следующие упражнения:

a) Анализируя треки (см. пример 1), найдите радиусы кривизны траекторий и по формуле (14) P=qBR вычислите импульсы заряженных частиц.

б) Построив векторные диаграммы импульсов (см. рисунок 4), и записав законы сохранения импульсов и энергии соответственно для точек В и Д, найдите из формулы (18) массы покоя нейтральных частиц  $X_1^0$  и  $X_2^0$  и их скорости (см. пример 1).

в) Найдите время жизни нейтральных частиц по формуле (15)  $\tau = S/v\sqrt{1-v^2/c^2}$ , где S соответственно (AB) и (AД), необходимо учитывать масштаб рисунка.



г) Переведя массы нейтральных частиц в МэВ согласно формуле Эйнштейна  $E = mc^2$ , т.е. массе 1 кг соответствует энергия  $9 \cdot 10^{16}$  Дж: МэВ =  $1.6 \cdot 10^{-19}$  Дж, идентифицируйте нейтральный частицы по таблице 1.

-	~	
	OTTATIO	
14	олица	

Частица		IC	М	Время	
		WBC	МэВ	В единицах те	жизни, с
		C R		электрона	
		-		-	
Φ0	тон	Y	0	0	00
IH	Нейтрино	ν, ῦ	0	0	00
TOI	Электрон	e <sup>-</sup> ,e <sup>+</sup>	0,511	1	00
en	Мюон	$\mu^-,\mu^+$	105,66	206,77	00
F					
	Пи-	$\pi^{+},\pi^{-}$	139,6	273,2	2,55*10-8
	мезоны	$\pi^0$	135,0	264,2	8,2*10 <sup>-17</sup>
	V	v+ v-	402.7	066.2	1.2/*10-8
HP	к-мезоны		493,7	900,5	0.80*10-10
630		κ <sup>-</sup> , κ <sub>0</sub>	497,0	975,6	0,89*10**
Ν					
	Протон	P. P̃	938.26	1836,1	00
	Нейтрон	$n, \tilde{n}$	939.55	1833.6	918
	Ламбда-	$\Lambda^0 \tilde{\Lambda^0}$	1115,4	2182,8	2,6*10-10
	гиперон	,			
НЫ	Сигма-	$\Sigma^+, \tilde{\Sigma}^-$	1189,4	2328	0,8*10-10
ИО	гиперон	$\Sigma^{-}, \tilde{\Sigma}^{+}$	1197,0	2342	1,6*10-10
Bap	-	$\Sigma^{0}, \tilde{\Sigma}^{0}$	1192,0	2333	< 10 <sup>-14</sup>
	Кси-	5- <u>Ĩ</u> +	1321	2585	1,7*10-10
	гиперон	$\Xi^{0}, \widetilde{\Xi}^{0}$	1314	2572	3*10 <sup>-10</sup>
	Омега-	$\Omega^{-}, \tilde{\Omega}^{+}$	1675	3278	~10 <sup>-10</sup>
	гиперон				

БРЭСЦКІ ДЗЯРЖАЎНЫ УНІВЕРСІТЭТ імя А.С. ПУШКІНА Кафедра общей и теоретической физики Начало Содержание 44 Страница 274 из 401 Назад На весь экран Закрыть

д) Проверьте выполнение закона сохранения импульса для точки A (см. пример 2).

е) Найдите порог реакции (22) по формуле (13) и сравните найденную энергию для  $\pi^-$  мезона по формуле (3) с пороговой.

Задание 2.

На фото 2 представлен реконструированный рисунок заснятой в водородной пузырьковой камере следующей реакции

 $K^- + P \to x_1^0 + x_2^0, (25)$ 

где  $x_1^0, x_2^0$  – нейтральные частицы, следы которых на рисунке не показаны. В точке В нейтральная частица  $x_1^0$  распадается по схеме:

$$x_1^0 \to \pi^+ + \pi^-.(26)$$

Анализ, проведенный для второй нейтральной частицы  $x_2^0$  покажет, что эта частица где-то, не долетая точки Д, распадается на две нейтральные частицы:

$$x_2^0 \to x_3^0 + x_4^0.(27)$$

Частица  $x_3^0$  в точке Д распадается по схеме:

$$x_3^0 \to \pi^- + P.(28)$$

Выполните следующие упражнения:

а) Анализируя треки заряженных частиц, образовавшихся в точках В и Д найдите радиусы кривизны траекторий и по формуле (14) вычислите импульсы заряженных частиц (см. пример 1).





б) Построив векторные диаграммы импульсов (рис. 4) и записав законы сохранения импульса и энергии соответственно для точек В и Д, найдите из формулы (18) массы покоя нейтральных частиц  $x_1^0$  и  $x_3^0$  и их скорости (см. пример 1).

в) Найдите время жизни нейтральной частицы  $x_1^0$  по формуле (15)

 $\tau = |AB|/v\sqrt{1-v^2/c^2}$ 

г) Переведя массы нейтральных частиц $x_1^0$  <br/>и $x_3^0$ в МэВ, идентифицируйте их по таблице 1.

ж) Проведя прямые, соответствующие направлениям движения частиц  $x_2^0$  и $x_3^0$  найдите точку их пересечения (угол пересечения близок к 180°). Это и есть точка С, где произошла реакция (27).

з) Запишите законы сохранения для точки С и найдите массу покоя частицы  $x_4^0$  (см. пример 3). Идентифицируйте эту частицу и подумайте, почему дальше нет следов этой частицы?

и) Найдите время жизни частиц  $x_2^0$  и  $x_3^0$ .

к) Найдите порог реакции (25) по формуле (13) и сравните найденную энергию для  $K^-$ - мезона по формуле (3) с пороговой.

# 4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ :

1 Что такое элементарная частица и истинно элементарная частица?

2 Чему равен импульс частицы, движущейся с произвольной скоростью меньшей скорости света в вакууме?

3 Связь энергии и импульса частицы.

# РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1 Мухин К.Н. «Экспериментальная ядерная физика». М.: Энергоатомиздат, 1993, 1 том.





# Лабораторная работа № 12 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ДОЛГОЖИВУЩЕГО ИЗОТОПА

## 1. Цель работы:

Определить активность исследуемого препарата;

Определить период полураспада  $K^{40}$ . Сравнить полученные значения с табличными.

#### Теоретическая часть

Ядра большей части изотопов могут самостоятельно превращаться в другие ядра. При этом происходит излучение α-, β-частиц, γ-квантов, а иной раз и других частиц. Это явление называется радиоактивным распадом.

Радиоактивный распад происходит самостоятельно и зависит только от внутреннего состояния ядра. Никакие внешние воздействия (нагревание, давление и др.) на скорость радиоактивного распада влияния не оказывают. Радиоактивность изотопов не зависит от того, находятся они в чистом виде или входят в состав каких-нибудь химических соединений.

Радиоактивный распад является статистическим процессом. Каждое ядро распадается независимо от других ядер. Нельзя сказать, когда именно распадется данное радиоактивное ядро. Для отдельного ядра можно только указать вероятность распада за данное время. Вероятность распада данного ядра в единицу времени называется постоянной радиоактивного распада и обозначается буквой  $\lambda$ .

Ввиду самопроизвольности радиоактивного распада естественно предположить, что число ядер dN, которые распадаются за интервал времени от t до t+dt, пропорционально промежутку времени dt и количеству N начальных ядер, еще не распавшихся к моменту времени t:



$$dN = -\lambda N dt.(1)$$

Знак минус означает, что в процессе распада число радиоактивных ядер уменьшается. Учитывая, что, постоянная распада  $\lambda$  не зависит от времени, после интегрирования уравнения (1) получим:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, (2)$$

где  $N_0$  – число радиоактивных ядер в момент времени t=0,

N – число нераспавшихся ядер в момент времени t.

Время, в течение которого первоначальное количество ядер данного вещества распадается наполовину, называется периодом полураспада Т. Из формулы (2) следует, что

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T}$$

Откуда получаем

$$T = ln2/\lambda.(3)$$

Из формулы (1) можно определить число распадов, которые происходят в единицу времени. Эта величина носит название активности радиоактивного вещества.

$$A = |dN/dt| = \lambda N.(4)$$

Для определения периода полураспада T ( или постоянной распада  $\lambda$ ) короткоживущего изотопа достаточно исследовать кривую распада, т.е определить зависимость активности препарата от времени. При определении периода полураспада долгоживущих изотопов этот метод использовать нельзя, т.к. за время измерения активность препарата будет неизменной.



Вместе с тем, если известно число атомов исследуемого изотопа, то постоянная распада:

$$\lambda = A/N, (5)$$

а период полураспада:

$$T = ln2/\lambda = ln(N/A).(6)$$

На опыте достаточно определить абсолютную активность препарата А.

В данной работе определяется период полураспада долгоживущего изотопа <sub>19</sub>K<sup>40</sup>. Препарат изготавливается из соли хлорида калия (KCl).

Известно, что природный калий состоит из трех изотопов  $K^{39}$ ,  $K^{40}$  и  $K^{41}$ , причем изотоп  $K^{40}$ , содержание которого в природном калии составляет 0,0119%, радиоактивен. Большая часть (89%) его атомов при электронном  $\beta$ -распаде превращается в кальций:

$$_{19}\mathrm{K}^{40} \to {}_{20}\mathrm{Ca}^{40} + \mathrm{e}^- + \tilde{\nu},$$

где  $\tilde{\nu}$  -антинейтрино.

Другая часть (около 11%) превращается в аргон в результате е-захвата :

$$_{19}\mathrm{K}^{40} + \mathrm{e}^{-} \to {}_{18}\mathrm{A}r^{40} + \nu_{19}$$

который сопровождается выходом нейтрино  $\nu$ . При этом  $18Ar^{40}$  находится в возбужденном состоянии и при переходе в основное состояние излучает  $\gamma$ -квант с энергией 1,46 МэВ. Схема распада изотопа  ${}_{19}K^{40}$  приведена на рисунке 1.

Число радиоактивных атомов N в препарате из KCl может быть определено, если известна его масса m и процентное содержание  $\alpha$  радиоактивного калия в природной смеси его изотопов:

$$N = \alpha(m/\mu)N_A, (7$$







где  $\alpha=0,0119\%, \mu=74,55$ кг/моль — молекулярная масса КСL<br/>, $N_A=6,022\cdot 10^{23}$ моль –1 —постоянная Авогадро.

Подставив выражение (7) в (6), получим:

 $T = ln2\alpha(m/\mu)(N_A/A).(8)$ 

Таким образом, для определения периода полураспада Т необходимо знать массу препарата m и его активность A.

При определении абсолютной активности препарата необходимо учитывать, что счетчик (детектор) регистрирует не все  $\beta$ -частицы, испускаемые препаратом. Часть из них не попадает в рабочий объем детектора, часть поглощается воздухом и корпусом детектора. Имеет место рассеивание и поглощение  $\beta$ -частиц в самом препарате и т.д. Все это требует введения поправок, тщательный учет которых не всегда возможен. Поэтому часто пользуются методом относительных измерений активности



препаратов. Этот метод можно использовать при наличии эталонного источника радиоактивного излучения с известной активностью А, такой же формы и размеров, и содержащего тот же самый радиоактивный изотоп, что и исследуемый препарат. В этом случае все поправочные коэффициенты для исследуемого и эталонного препаратов одинаковы и отношение зарегистрированных импульсов исследуемого N и эталонного Nэ препаратов будет равным отношению их активностей:

$$N/N_{\mathfrak{s}} = A/A_{\mathfrak{s}}$$

откуда

$$A = A_{\mathfrak{s}}(N/N_{\mathfrak{s}}).(9)$$

#### Экспериментальная часть

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.

В комплект установки входят:

1 – радиоактивный источник; 2 – сцинтиллятор; 3 – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ); 4 – эммитерный повторитель и предусилитель; 5 – дискриминатор; 6 – пересчетное устройство ПСО2-5; 7 – высоковольтный блок питания БНВ-30 (0 – 1000 В); 8 – низковольтный блок питания (±24 В); 9 – пересчетное устройство, в которое вмонтирован низковольтный блок питания на ±12 В для питания предусилителя.

#### Измерения

1. Перед включением установки в сеть убедится в правильности положений переключателей на передних панелях блоков.

Пересчетное устройство ПСО2-5:

- переключатель «750М» перевести вниз;
- переключатели «чувствительность» перевести в положение «1» и «0,5»;
- переключатель полярности выходных импульсов перевести в положение







- переключатель «Режим» перевести в положение «N» и «Раб»;

- переключатель «управление» перевести в положение «Внутр»;

- переключатель «вывод» перевести в положение «однократно».

Требуемое время измерения устанавливается включением переключателя «Уст. эксп.» и его выключением в момент загорания точки напротив требуемой экспозиции. При загорании светодиода 3 значение времени измерения следует умножить на 3.

Высоковольтный блок питания БНВ-30:

- до начала работ предварительно высоковольтный блок должен быть установлен в режим: «1 кВ», «Отрицательная полярность выходного напряжения»;

- ручку регулирования выходного напряжения установить в крайнее положение против часовой стрелки 0,5 (это означает, что подано 50 В); - тумблер «Внешнее упр.» Установить в положение «Выкл»;

- высоковольтный кабель блока детектирования соединить с выходным разъемом,



9

расположенным на передней панели блока питания БНВ-30.

Низковольтные блоки питания  $\pm 12$  B,  $\pm 24$  B - провода от блока детектирования (по которым поступает питание ?12 B на предусилитель) должны быть подсоединены к штеккерным гнездам задней панели пересчетного устройства (в кожухе которого расположен низковольтный блок питания на  $\pm 12$  B) следующим образом: черный штеккер к гнезду «», белый штеккер к гнезду «-12 B», красный к «+12 B»;

- подключение низковольтного блока питания на ±24 В к высоковольтному блоку БНВ-30 осуществляется через разъем на задней панели высоковольтного блока (в третье снизу левое гнездо №43Б разъема подается +24 В; а гнездо №45Б – заземляется согласно инструкции к прибору).

Перед включением установки убедиться, что все кожухи блоков заземлены!

С помощью вилки подсоединить сетевые шнуры низковольтного блока на  $\pm 24$ В и ПСО2-5 к сети ~ 220 В; при этом на низковольтном блоке питания загораются сигнальные лампочки. Включить кнопку «Сеть» на задней панели ПСО2-5, при этом на приборе загораются индикаторы цифрового табло. Включить тумблер «Питание» высоковольтного блока БНВ-30. Если нажать кнопку «Сброс» и «Пуск» пересчетного устройства ПСО2-5, то цифровые индикаторы должны установиться в «0» и пересчетное устройство должно начать счет импульсов, поступающих с блока детектирования БДЭГ. По истечении же заданного времени измерения счет автоматически должен прекратиться, а на цифровом табло ПСО2-5 должен отобразиться результата измерения.

После прогрева установки в течение 20 минут можно приступать к измерениям.

2. Выставить указанное на установке рабочее напряжение на высоковольтном блоке питания.

3. Определить естественный фон счетчика  $N_{\Phi}$  за 100с.

4. Поместить эталонный образец под детектором на расстоянии 1-2 см. Определить скорость счета  $N_3$  за 100с. Сделать поправку на фон.

5. Вместо эталонного образца под детектором на таком же расстоянии поместить





исследуемый образец. Определить скорость подсчета N за 100 с. Ввести поправку на фон.

Примечание: Измерение скорости подсчета <br/>  $\beta$ -распадов выполнить со статистической точностью 5 %.

6. Результаты измерений занести в таблицу.

7. По формуле (9) определить активность препарата А. Активность эталонного препарата указана на самом образце.

8. По формуле (8) определить период полураспада. Сравнить полученные значения с табличными.

# Контрольные вопросы

1. Поясните, как понимать выражение «ядра не стареют»?

2. Сформулируйте правила смещения при <br/>  $\beta$  -распаде.

3. При каких условиях  $\beta$ -распад сопровождается излучением  $\gamma$ -квантов?

4. Почему при измерении абсолютной активности препарата необходимо вводить поправки на скорость подсчета?

5. При каких условиях возможно использование относительного метода измерения  $\beta$ -активности?

6. Каким образом вводится поправка на схему распада?

7. В каких единицах измеряется активность препарата?

8. Каким из четырех типов фундаментальных взаимодействий обусловлено  $\beta$ -превращение?

# Литература:

1. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. М.:1965. с.165-175

2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.:1972. с.219-223



Начало			
Содер	жание		
•	►		
44	••		
Страница 284 из 401			
Назад			
На весь экран			
Закрыть			

## ТЕСТ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

Тестовые задания по курсу физика ядра



# ПРИМЕРНЫЙ ПЕРЕЧЕНЬ ВОПРОСОВ К ЭКЗАМЕНУ

- 1. Ядро как система взаимодействующих протонов и нейтронов.
- 2. Спин и магнитный момент нуклонов и ядра. Четность.
- 3. Масса и энергия связи ядра.
- 4. Модели атомных ядер.
- 5. Ядерные силы и их свойства. Мезонная теория ядерных сил.
- 6. Радиоактивность. Основные понятия.
- 7.  $\alpha$ -распад.
- 8.  $\beta$ -превращение. Нейтрино.
- 9. ү-излучение. Внутренняя конверсия. Эффект Мессбауэра.
- 10. Радиоактивные ряды. Другие виды радиоактивности. Применение радиоизотопов.
  - 11. Ядерные реакции. Законы сохранения в ядерных реакциях.
- 12. Механизмы ядерных реакций. Особенности ядерных реакций под действием  $\alpha$ -частиц,  $\gamma$ -квантов, электронов, нейтронов, легких и многозарядных ионов.
  - 13. Деление атомных ядер. Цепная ядерная реакция.
  - 14. Ядерная энергетика.
  - 15. Синтез легких ядер.
  - 16. Классификация элементарных частиц. Частицы и античастицы.
  - 17. Фундаментальные взаимодействия. Кварковая модель адронов.
- 18. Кварковая модель адронов. Проблема построения единой теории взаимодействий.
  - 19. Законы сохранения в физике частиц.
  - 20. Космические лучи.
  - 21. Ускорители частиц.
  - 22. Детекторы частиц.





### **ПРИЛОЖЕНИЯ**

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 1 Массы и спины некоторых нуклидов

z	Нуклид	спин	Macca	z	Нуклид	спин	Масса изотопа
			изотопа a.e.м.		• • •		a.e.M.
0	n	1/2	1,008665	24	<sup>43</sup> Cr	3/2	42,997890
1	1H	1/2	1,007825		51Cr	7/2	50,944767
	²H	1	2,014102	25	<sup>44</sup> Mn	2	44,008010
	³Н	1/2	3,016049		<sup>45</sup> Mn	7/2	44,99650
2	<sup>3</sup> He	1/2	3,016029	26	<sup>45</sup> Fe	3/2	45,015470
	<sup>4</sup> He	0	4,002603		<sup>52</sup> Fe	0	51,948114
3	۴Li	1	6,015123		<sup>56</sup> Fe	0	55,934938
	7Li	3/2	7,016003	27	<sup>53</sup> Co	7/2	52,954219
4	<sup>7</sup> Be	3/2	7,016930		<sup>59</sup> Co	7/2	58,933195
	<sup>8</sup> Be	0	8,005305		60Co	4	59,933817
	9Be	3/2	9,012182	28	<sup>60</sup> Ni	0	59,930786
	<sup>10</sup> Be	0	10,013534		<sup>62</sup> Ni	0	61,928345
5	<sup>8</sup> B	2	8,024607	29	<sup>63</sup> Cu	3/2	62,929598
	<sup>10</sup> B	3	10,012937	31	69Ga	3/2	68,925574
	<sup>11</sup> B	3/2	11,009305		<sup>71</sup> Ga	3/2	70,924701
6	<sup>11</sup> C	3/2	11,011434	39	<sup>89</sup> Ү	1/2	88,905838
	<sup>12</sup> C	0	12,000000	40	<sup>90</sup> Zr	0	89,904704
	<sup>13</sup> C	1/2	13,003355	50	<sup>102</sup> Sn	0	101,93030
	<sup>14</sup> C	0	14,003242	52	<sup>106</sup> Te	0	105,93750
7	<sup>12</sup> N	1	12,018613	54	<sup>131</sup> Xe	3/2	130,905082
	<sup>13</sup> N	1/2	13,005739	60	144Nd	0	143,910093
	<sup>14</sup> N	1	14,003074		<sup>145</sup> Nd	7/2	144,912574
	<sup>15</sup> N	1/2	15,000109	80	<sup>200</sup> Hg	0	199,968326



8 <sup>15</sup> 0 1/2 15,003066 <sup>201</sup> Hg	3/2	200,970302
<sup>16</sup> O 0 15,994915 81 <sup>205</sup> Tl	1/2	204,974428
<sup>17</sup> O 5/2 16,999132 82 <sup>206</sup> Pb	0	205,974465
9 <sup>17</sup> F 5/2 17,002095 <sup>207</sup> Pb	1/2	206,975897
<sup>19</sup> F 1/2 18,998403 <sup>208</sup> Pb	0	207,976652
10 <sup>20</sup> Ne 0 19,992440 <sup>209</sup> Pb	9/2	208,981090
<sup>24</sup> Ne 0 23,993611 83 <sup>209</sup> Bi	9/2	208,980399
11 <sup>23</sup> Na 3/2 22,989769 <sup>210</sup> Bi	4	209,984120
<sup>24</sup> Na 4 23,990963 84 <sup>210</sup> Po	0	209,982874
12 <sup>24</sup> Mg 0 23,985042 <sup>212</sup> Po	0	211,988868
<sup>25</sup> Mg 5/2 24,985837 86 <sup>222</sup> Rn	0	222,017578
13 <sup>27</sup> Al 5/2 26,981539 88 <sup>223</sup> Ra	3/2	223,018502
<sup>28</sup> Al 3 27,981910 <sup>226</sup> Ra	0	226,0254 <b>08</b>
14 <sup>28</sup> Si 0 27,976927 <sup>228</sup> Ra	0	228,0310 <b>69</b>
<sup>30</sup> Si 0 29,973770 90 <sup>230</sup> Th	0	230,033132
15 <sup>30</sup> P 1 29,978314 <sup>232</sup> Th	0	232,038054
<sup>31</sup> P 1/2 30,973762 <sup>234</sup> Th	0	234,043601
<sup>32</sup> P 1 31,973907 92 <sup>232</sup> U	0	232,037156
16 <sup>32</sup> S 0 31,972071 <sup>233</sup> U	5/2	233,039635
17 <sup>35</sup> Cl 3/2 34,968853 <sup>234</sup> U	0	234,040952
<sup>37</sup> Cl 3/2 36,965903 <sup>235</sup> U	7/2	235,043930
<sup>38</sup> Cl 2 37,968010 <sup>236</sup> U	0	236,045568
19 <sup>39</sup> K 3/2 38,963707 <sup>238</sup> U	0	238,050788
<sup>40</sup> K 4 39,963998 <sup>239</sup> U	5/2	239,054293
<sup>39</sup> Ca 3/2 38,970720 93 <sup>241</sup> Np	5/2	241,05825
20 <sup>40</sup> Ca 0 39,962591 94 <sup>238</sup> Pu	0	238,049560
23 <sup>50</sup> V 6 49,947159 <sup>239</sup> Pu	1/2	239,052163
<sup>51</sup> V 7/2 50,943960 96 <sup>242</sup> Cm	0	242,058836


ПРИЛОЖЕНИЕ 2 Коэффициенты в формуле Вайцзеккера (в МэВ)

<u>a</u> x	<u>@</u> 5.	<u>a</u> c	a <sub>sym</sub>	a <sub>pair</sub>	
15,33	16,77	0,654	24,94	12,09	

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 3 – Периоды полураспада радиоизотопов

Изотоп	Тип распада	Период полураспада
n	β-	10 минут
C14	β-	5730 лет
Na <sup>24</sup>	β-	15 ч
Mg <sup>27</sup>	β-	9,46 мин
Co <sup>58</sup>	β*	70,9 суток
Te <sup>128</sup>	β-β-	2,2·10 <sup>24</sup> лет
<sup>210</sup> Po	α	138,376 cyt
Ra <sup>226</sup>	α	1600 лет
Rn <sup>222</sup>	α	3,82 суток
U <sup>234</sup>	α	2,46-10⁵лет
U <sup>238</sup>	α	4,47·10 <sup>9</sup> лет
Pu <sup>238</sup>	α	87,7 лет



эбщей и тео ретической физики



## ПРИЛОЖЕНИЕ 4 – Структура ядерных оболочек



#### ПРИЛОЖЕНИЕ 5 – Значение некоторых физических величин

Элементарный заряд	1,602176634 10 <sup>-19</sup> Кл
Электрическая постоянная	8,854·10 <sup>-12</sup> Ф/м
Скорость света в вакууме	299792458 м/с
Масса электрона	9,109·10 <sup>-31</sup> кг
Масса протона	1,673·10 <sup>-27</sup> кг
Масса нейтрона	1,675·10 <sup>-27</sup> кг
Атомная единица массы	1,6605·10 <sup>-27</sup> кг = 931,494 МэВ/с <sup>2</sup>
Постоянная Планка	6,62607015·10 <sup>-34</sup> Дж·с
Приведенная постоянная Планка	1,0546·10 <sup>-34</sup> Дж·с
Постоянная Больцмана	1,380649·10 <sup>-23</sup> Дж/К
Ядерный магнетон	5,051·10 <sup>-27</sup> А·м <sup>2</sup>



ретической физики



## ПРИЛОЖЕНИЕ 6 – Постоянные в законе Гейгера-Наттолла (энергия *α*-частиц в МэВ)

ſ	7	В	С
	-	2	5
	84	-50,15	128,8
	90	-51,4	139,4
	92	-53,657	147,49
	94	-52,09	146,23

БРЭСЦКІ ДЗЯРЖАЎНЫ УНІВЕРСІТЭТ Імя А.С. ПУШКІНА Кафедра общей и тео-ретической физики Начало Содержание ▶ •• 44 Страница 291 из 401 Назад На весь экран Закрыть

## ПРИЛОЖЕНИЕ 7 – Частицы и античастицы

Название	Частица		Анти-		m,			тс	Схема
			час	тица	N	⁄I∋B/c²		, .	распада
Фотон				0		ста	оилен		
W-бозон	W <sup>+</sup>		W-		80,4.103		~3.1	.0 <sup>-25</sup> c	
Z-бозон				91,2·10 <sup>3</sup>		~3.1	0 <sup>-25</sup> c		
Бозон Хиггса		$H_0$	H <sub>0</sub>		1	25·10 <sup>3</sup>	~1	0 <sup>-22</sup> c	$b + \tilde{b}$
									τ+τ-
				лепт	он	ы			
Электрон	e"		•	•	0	,511	стаб	илен	
Мюон	μ		ŀ	ŧ+	1	05,7	2,1	97-10-6	$e^{-} + \tilde{V}_{e} + v_{\mu}$
Тау-лептон	τ		1	;+	1	777	2,	,9·10 <sup>-13</sup>	$e^{-} + \tilde{V}_{e} + v_{\tau}$
									$\mu + \tilde{\nu}_{\mu} +$
Электронное	Ve		ν	6	0		осци	пиции	$v_{\tau}$
нейтрино				,	0		осци	ниции	
Мюонное	$\nu_{\mu}$		$\bar{v}_{\mu}$		0		осци	пляции	
нейтрино	ŕ				-				
Таонное	$v_{\tau}$		ν <sub>τ</sub>						
нейтрино	. 1								
				мезо	н	ы			
название	ч-ца	ан	ти-	m		τ,	с	странность	распад
Пи-плюс-	$\pi^+$	τ	r 139		,6	2,6.10-8		0	$\mu^+ + \nu_{\mu}$
мезон									$\gamma + \gamma$
Пи-нуль-мезон	π <sup>0</sup>	π	0 <sub>1</sub>	135,	135,0 8		0-17	0	$e^+ + e^- + \gamma$
									$\mu^+ + \nu_{\mu}$
Ка-плюс-мезон	$K^+$	ŀ	C-	493,	,7	1,24	10-8 1		$\pi^{+} + \pi^{0}$
									$\pi^{+} + \pi^{+} +$
									π-
Ка-нуль-мезон	$K^0_{\infty}$	Ñ	0	497,	,6	10-10 -	· 10 <sup>-8</sup>	1	$\pi^{+} + \pi^{-}$
			×						$\pi^{0} + \pi^{0}$
									$\pi^+ + e^- + \tilde{V}_e$
Эта-нуль-	η0	r	0	547,	9	5,1-1	0-19	0	$\pi^{-} + e^{+} + \nu_{e}$
мезон									γ+γ
Эта-штрих-							0-21	0	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$
мезон	η	η'		957,	,8	5,1-1	0	v	$\pi^{0} + \pi^{0} + \pi^{0}$
									$\pi^{+} + \pi^{-} + \eta$
					I				$\pi^{\circ} + \pi^{\circ} + \eta$



название	частица	т MэB/c <sup>2</sup>	τ, c	Странность, S	распад
Протон	р	938,3	стабилен	0	
Нейтрон	n	939,6	0,88·10 <sup>3</sup>	0	$p + e^- + \tilde{\nu}_e$
Лямбда-	$\Lambda^0$	1115,7	2,6.10-10	-1	$p + \pi^{-}$
гиперон Сигма-плюс-	$\Sigma^+$	1189,4	8·10 <sup>-11</sup>	-1	$n + \pi^0$ p + $\pi^0$
гиперон Сигма-нуль-	$\Sigma^0$	1192,6	7,4.10-20	-1	$\begin{array}{c} \mathbf{n} + \pi^+ \\ \Lambda^0 + \gamma \end{array}$
гиперон					$n + \pi^{-}$
Сигма-минус- гиперон	$\Sigma^{\perp}$	1197,4	1,5.10-10	-1	$\Lambda + \pi^0$
Кси-нуль-	Ξ <sup>0</sup>	1314,9	2,9.10-10	-2	$\Lambda + \pi^{-}$
гиперон Кси-минус-	Ξ-	1321,7	1,6.10-10	-2	$\Xi^0 + \pi^-$
гиперон					$\Xi^{-}$ + $\pi^{0}$
Омега-минус- гиперон	$\Omega^{-}$	1672,5	8,2.10-11	-3	$\Lambda^0 + \mathbf{K}^-$ $\pi^- + \mathbf{n}$
Дельта-минус-					$\pi^0 \pm n$
барион	$\Delta^{-}$	1232	5,58·10 <sup>-24</sup>		$n^2 + 11$
Дельта-ноль- барион	$\Delta^0$	1232	5,58·10 <sup>-24</sup>	0	$\pi^- + p$
Дельта-плюс- барион	$\Delta^+$	1232	5,58·10 <sup>-24</sup>	v	$\pi^{0} + n$ $\pi^{0} + p$
Дельта-плюс- плюс-барион	$\Delta^{++}$	1232	5,58·10 <sup>-24</sup>		$p + \pi^+$



Страница 293 из 401

Назад

На весь экран

Закрыть

## ПРИЛОЖЕНИЕ 8 – Периодическая система химических элементов Д.И.Менделеева.

периоль	группы химических элементов											
периоды	I	п	III	IV	V	VI	VII		VIII			
I	Н 1 1,00795 <u>водород</u>							Не 4,002602 <u>гелий</u>		2		
п	Li 3 6,9412 <u>литий</u>	Ве 4 9,01218 <u>бериллий</u>	B 5 10,812 <u>60p</u>	С 6 12,0108 <u>углерод</u>	N 7 14,0067 <u>a30t</u>	О 8 15,9994 <u>кислород</u>	F 9 18,99840 <u>фтор</u>	Ne 20,179 <u>Heoh</u>		10		
ш	Na 11 22,98977 <u>натрий</u>	Mg 12 24,305 <u>магний</u>	Al 13 26,98154 <u>алюминий</u>	Si 14 28,086 <u>кремний</u>	P 15 30,97376 <u>фосфор</u>	S 16 32,06 <u>cepa</u>	Сl 17 35,453 <u>хлор</u>	Аг 39,948 <u>аргон</u>		18		
IV	К 19 39,0983 <u>калий</u> Cu 29	Са 20 40,08 <u>кальций</u> Zn 30	Sc 21 44,9559 <u>скандий</u> Ga 31	Ті 22 47,90 <u>титан</u> Ge 32	V 23 50,9415 <u>ванадий</u> As 33	Сг 24 51,996 <u>хром</u> Se 34	Мп 25 54,9380 <u>марганец</u> Br 35	Fe 26 55,847 <u>железо</u> Kr	Со 27 58,9332 <u>кобяльт</u>	Ni 28 58,70 <u>никель</u> 36		
	63,546 <u>медь</u> Рь 37	65,38 <u>цинк</u>	69,72 <u>галлий</u> У 30	72,59 <u>германий</u> 7 г. 40	74,9216 <u>мышьяк</u>	78,96 <u>селен</u> Мо. 42	79,904 <u>бром</u> То 43	83,80 <u>криптон</u> Вл. 44	Dh 45	D4 46		
v	ко 37 85,4678 <u>рубидий</u> Ag 47 107,868 <u>серебро</u>	Sr 38 87,62 <u>стронций</u> Cd 48 112,41 кадмий	¥ 39 88,9059 <u>иттрий</u> In 49 114,82 <u>индий</u>	Zr 40 91,22 <u>цирконий</u> Sn 50 118,69 <u>0.7080</u>	Nb 41 92,9064 <u>ннобий</u> Sb 51 121,75 <u>сурьма</u>	Мо 42 95,94 <u>молибден</u> Те 52 127,60 <u>теллур</u>	1 с 43 98,9062 <u>технеций</u> I 53 126,9045 <u>нод</u>	ки 44 101,07 <u>рутений</u> Хе 131,30 <u>ксенон</u>	ки 45 102,9055 <u>родий</u>	Ра 46 106,4 <u>палладий</u> 54		
VI	Сs 55 132,9054 <u>цезий</u> Аu 79 196,9665 <u>золото</u>	Ва 56 137,33 <u>барий</u> Нд 80 200,59 <u>ртуть</u>	La 57 138,9 <u>лантан</u> × Tl 81 204,37 <u>таллий</u>	Н 72 178,49 <u>гафний</u> Рb 82 207,2 <u>свинец</u>	Та  73    180,9479  тантал    Ві  83    208,9  висмут	W 74 183,85 <u>вольфрам</u> Ро 84 209 <u>полоний</u>	Re 75 186,207 <u>рений</u> At 85 210 <u>астат</u>	Оз 76 190,2 <u>осмий</u> Rn 222 <u>рядон</u>	Ir 77 192,22 <u>иридий</u>	Рt 78 195,09 <u>платина</u> 86		
VII	Fr  87    223	Ra  88    226,0  радий    Сп  112    285  коперниций	Ас 89 227 <u>актиний</u> ×× Nh 113 284 <u>нихоний</u>	Rf  104    261	Db 105 262 <u>дубний</u> Mc 115 289 <u>московий</u>	Sg  106    266	Вh 107 269 <u>борий</u> Ts 117 294 <u>теннесин</u>	Нs 108 269 <u>хяссий</u> Од 294 <u>оганесон</u>	Mt 109 268 <u>мейт нерий</u>	Ds 110 271 дармштадти 118		

Ce 58	Pr 59	Nd 60	Pm 61	Sm 62	Eu 63	Gd 64	Tb 65	Dy 66	Ho 67	Er 68	Tm 69	Yb 70	Lu 71
140,1	140,9	144,2	145	150,4	151,9	157,3	158,9	162,5	164,9	167,3	168,9	173,0	174,9
<u>церий</u>	празеодим	неодим	прометий	<u>самарий</u>	<u>европий</u>	<u>гадолиний</u>	<u>тербий</u>	диспрозий	гольмий	<u>эрбий</u>	тулий	<u>иттербий</u>	<u>лют еций</u>
Th 90	Pa 91	U 92	Np 93	Pu 94	Am 95	Cm 96	Bk 97	Cf 98	Es 99	Fm 100	Md 101	No 102	Lr 103
232,0	231,0	238,0	237	244	243	247	247	251	252	257	258	259	262
<u>торий</u>	<u>протактиний</u>	<u>уран</u>	<u>нептуний</u>	<u>плутоний</u>	<u>америций</u>	кюрий	<u>бер клий</u>	<u>калифорний</u>	<u>эйнштейний</u>	<u>фермий</u>	менделевий	<u>нобелий</u>	<u>лоуренсий</u>



Кафедра общей и теоретической физики



# ПРИЛОЖЕНИЕ 9 ПОРТРЕТЫ УЧЁНЫХ



Рис. 2: Луис Альварес (1911-1988)





Рис. 3: Карл Андерсон (1905-1991)





Рис. 4: Клиффорд Батлер (1922-1999)





Рис. 5: Анри Беккерель (1852-1908)





Рис. 5: Спартак Тимофеевич Беляев(1923-2017)





Рис. 5: Ханс Альбрехт Бёте (1906-2005)





Рис. 6: Феликс Блох (1905-1983)





Рис. 7: Николай Николаевич Боголюбов (1909-1992)







Рис. 8: Нильс Бор (1875-1962)





Рис. 9: Оге Бор (1922-2009)





Рис. 10: Вальтер Боте (1891-1957





Рис. 11: Роберт Браут (1928-2011)





Рис. 12: Карл Вайцзеккер(1912-2007)





Рис. 13: Роберт Ван де Грааф(1901-1967)





Рис. 14: Владимир Иосифович Векслер(1907-1966)





Рис. 15: Рольф Видероэ (1902-1996)





Рис. 16: Поль Виллар (1860-1934)





Рис. 17: Чарлз Томсон Рис Вильсон(1869-1959)





Рис. 18: Фрэнк Вильчек (1951)







Рис. 19: Ву Цзянсюн(1912-1997)



Кафедра общей и теоретической физики





Рис. 20: Георгий (Джордж) Гамов (1904-1968)





Рис. 21: Отто Ган (1879-1968)



Закрыть



Рис. 22: Евгений Никитич Гапон (1901-1954)





Рис. 23: Ханс Гейгер (1882-1945)





Рис. 24: Вернер Гейзенберг (1901-1976)





Рис. 25: Мюррей Гелл-Манн (1929-2019)





Рис. 26: Мария Гёпперт-Майер (1906-1972)





Рис. 27: Рональд Уилфрид Гёрни(1899-1953)





Рис. 28: Виктор Франц Гесс (1883-1964)





Рис. 29: Дональд Артур Глезер (1926-2013)




Рис. 30: Дэвид Гросс (1941)





Рис. 31: Поль Дирак (1902-1984)





Рис. 32: Реймонд Дэвис (1914-2006)





Рис. 33: Александр Павлович Жданов (1904-1969)











Рис. 35: Дмитрий Дмитриевич Иваненко(1904-1994)





Рис. 36: Ханс Йенсен (1907-1973)



Кафедра общей и теоретической физики





Рис. 37: Такааки Кадзита(1959)





Рис. 38: Мелвин Кальвин (1911-1997)





Рис. 39: Джон Дуглас Кокрофт (1897-1967)





Рис. 40: Эдвард Улер Кондон (1902-1974)





Рис. 41: Брюс Корк (1916-1994)





Рис. 42: Клайд Коуэн (1919-1974)





Рис. 43: Джеймс Уотсон Кронин (1931-2016)





Рис. 44: Игорь Васильевич Курчатов(1903-1960)





Рис. 45: Мария Склодовская-Кюри (1867-1934) и Пьер Кюри (1859-1906)





Рис. 46: Леон Макс Ледерман (1922-2018)





Рис. 47: Чжэндао Ли (1926)



Кафедра общей и теоретической физики





Рис. 48: Уиллард Франк Либби (1908-1980)





Рис. 49: Эрнест Лоуренс (1901-1958)





Рис. 50: Джон Дэвид Лоусон (1923-2008)





Рис. 51: Герхарт Клаус Фридрих Людерс(1920-1995)





Рис. 52: Артур Брюс Макдональд(1943)





Рис. 53: Эдвин Маттисон Мак-Миллан (1907-1991)





Рис. 54: Лиза Мейтнер (1878-1968)





Рис. 55: Рудольф Людвиг Мёссбауэр (1929-2011)





Рис. 56: Бен Моттельсон (1926-2022)





Рис. 57: Генри Мозли (1887-1915)





Рис. 58: Лев Владимирович Мысовский (1888-1939)





Рис. 59: Свен Нилссон (1927-1979)



На весь экран

Закрыть



Рис. 60: Пьер Виктор Оже (1899-1993)





Рис. 61: Вальтер Олерт (1942)





Рис. 62: Эдвард Парселл (1912-1997)





Рис. 63: Клер Кэмерон Паттерсон (1922-1995)





Рис. 64: Вольфганг Паули (1900-1958)



Кафедра общей и теоретической физики





Рис. 65: Сесил Френк Пауэлл (1903-1969)




Рис. 66: Мартин Перл (1927-2014)





Рис. 67: Константин Антонович Петржак (1907-1998)





Рис. 68: Хью Дэвид Политцер (1949)



Кафедра общей и теоретической физики





Рис. 69: Бруно Максимович Понтекорво (1913-1993)





Рис. 70: Ю.Д. Прокошкин (1929-1997)



Закрыть



Рис. 71: Исидор Раби (1898-1988)





Рис. 72: Глен Ребка(1931-2015) и Роберт Паунд(1919-2010)





Рис. 73: Фредерик Рейнес (1918-1998)





Рис. 74: Джеймс Рейнуотер (1917-1986)





Рис. 75: Эрнест Резерфорд (1871-1937)





Рис. 76: Бертон Рихтер (1931-2018)





Рис. 77: Джордж Рочестер (1908-2001)





Рис. 78: Андрей Дмитриевич Сахаров(1921-1989)





Рис. 79: Эмилио Сегре (1905-1989)





Рис. 80: Гленн Теодор Сиборг (1912-1999)





Рис. 81: Дмитрий Владимирович Скобельцын (1892-1990)





Рис. 82: Фредерик Содди (1877-1956)





Рис. 83: Вадим Георгиевич Соловьев (1925-1998)





Рис. 84: Игорь Евгеньевич Тамм (1895-1971)





Рис. 85: Сэмюэл Чжаочжун Тинг (1936)





Рис. 86: Джон Арчибальд Уилер (1911-2008)





Рис. 87: Эрнст Уолтон (1903-1995)





Рис. 88: Ричард Фейнман (1918-1988)



Кафедра общей и теоретической физики





Рис. 89: Энрико Ферми (1901-1954)





Рис. 90: Вал Логсдон Фитч (1922-2015)





Рис. 91: Георгий Николаевич Флёров (1913-1990)





Рис. 92: Яков Ильич Френкель (1894-1952)





Рис. 93: Отто Фриш (1904-1979)





Рис. 94: Гэйл Гулледж Хансон (1947)





Рис. 95: Питер Хиггс (1929)



Кафедра общей и теоретической физики





Рис. 96: Джордж Цвейг (1937)





Рис. 97: Джеймс Чедвик (1891-1974)





Рис. 98: Оуэн Чемберлен (1920-2006)





Рис. 99: Юлиан Сеймур Швингер (1918-1994)



Назад

На весь экран

Закрыть



Рис. 100: Отто Штерн (1888-1969)





Рис. 101: Фриц Штрассман (1902-1980)






Рис. 102: Франсуа Энглер (1932) и П. Хиггс (1929)



Кафедра общей и теоретической физики





Рис. 103: Иммануэль Эстерман (1900-1973)





Рис. 104: Хидэки Юкава (1907-1981)





Рис. 105: Чженьнин Янг (1922)



Кафедра общей и теоретической физики

Начало	
Содержание	
•	•
44	••
Страница 400 из 401	
Назад	
На весь экран	
Закрыть	

## Литература

1. Сивухин, Д.В. Общий курс физики : в 5 т. / Д.В. Сивухин. – М. : Наука, 2007. – Т. 5. – 416 с.

**2.** Савельев, И.В. Курс общей физики: в 3 т. / И.В. Савельев. – М.: Наука, 2006. – Т. 3. – 304 с.

**3.** Мурзин, В.С. Введение в физику космических лучей / В.С. Мурзин. – М.: Изд-во МГУ, 2008. – 319 с.

4. Мухин, К.Н. Занимательная ядерная физика / К.Н. Мухин. – М.: Энергоатомиздат 2005. – 311 с.

5. Наумов, А.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц / А.И. Наумов. – М.: Просвещение, 2004. – 384 с.



Кафедра общей и теоретической физики

