

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ

«Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина»

Физико-математический факультет
Кафедра общей и теоретической физики

А.В. ДЕМИДЧИК

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ: ФИЗИКА АТОМА

*Электронный учебно-методический комплекс
для студентов специальности
6-05-0533-04 Компьютерная физика*

Брест
БрГУ имени А.С. Пушкина
2025



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 1 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

УДК 539.1
ББК 22.383

Автор-составитель

Демидчик Александр Владимирович – заведующий кафедрой общей и теоретической физики учреждения образования «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина», кандидат физико-математических наук, доцент

Рецензенты:

Кафедра физики учреждения образования Брестский государственный технический университет

Сендер Николай Никитич – доцент кафедры фундаментальной математики учреждения образования «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина», кандидат физико-математических наук, доцент



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 2 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Электронный учебно-методический комплекс предназначен для проведения лабораторных занятий по дисциплине «Физический практикум: физика атома». Адресован студентам третьего курса физико-математического факультета специальности 6-05-0533-04 Компьютерная физика.

Учебный комплекс составлен на основе учебной программы по специальности 6-05-0533-04 Компьютерная физика и учебного плана для специальности 6-05-0533-04 Компьютерная физика, рег. № ФМ-6-003-23/уч. от 23.02.2023.

Разработан в формате pdf.

УДК 539.1
ББК 22.383

Текстовое учебное электронное издание

Системные требования: тип браузера и версия любые, скорость подключения к информационно-телекоммуникационным сетям любая, дополнительные настройки к браузеру не требуются.

© УО «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина»



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 3 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Использованное ПО: Windows 10, Microsoft Office 2019.

Дата размещения на [сайте](#) :01.10.2025

Объём издания: 5.46 Мб.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 4 из 262

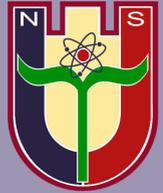
Назад

На весь экран

Закреть

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	7
Выписка из учебно-методической карты учебной дисциплины . . .	11
Требования к оформлению лабораторных работ	16
АТОМНАЯ ФИЗИКА	17
1. Тепловое излучение.	17
2. Измерение высоких температур и определение постоянной Стефана- Больцмана	33
3. Определение периода полураспада долгоживущего изотопа . . .	41
4. Изучение спектров испускания газообразных тел	51
5. Полуколичественный анализ сталей с помощью стилоскопа . . .	64
6. Определение потенциала ионизации атома ртути	73
7. Изучение спектра атома натрия	86
8. Изучение колебательной структуры состояния двухатомных мо- лекул йода	108
9. Электрон в одномерной потенциальной яме	124
10. Исследование спектра фотопроводимости полупроводникового фоторезистора	137
11. Изучение спектров поглощения полупроводниковых пленок . . .	148
12. Исследование температурной зависимости электропроводности	158
13. Эффект Рамзауэра	168



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 5 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

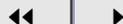
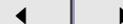
ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА	187
1. Изучение радиометра на базе счетчика Гейгера-Мюллера.	187
2. Изучение статистических закономерностей при ядерных измерениях	202
3. Изучение законов радиоактивного распада. Методы определения активности.	219
4. Изучение принципа действия и основных характеристик сцинтилляционного счетчика гамма-излучений и работа с ним.	236
ТЕСТ	262



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 6 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Введение

Учебная дисциплина 1.11.2 «Физический практикум: физика атома» согласно учебному плану для специальности 6-05-0533-04 Компьютерная физика относится к модулю государственного компонента 1.11 «Физика атома и атомного ядра».

Цель дисциплины - формирование базовых знаний и компетенций по физике микроскопических явлений на атомно-молекулярном уровне и умения применять их для решения исследовательских и практических задач.

Задачи дисциплины:

- овладение основными физическими понятиями и законами, действующими в микромире;
- формирование у студентов ясного представления о физической картине мира как основе целостности и многообразия природы.
- формирование умений построения квантово-механических моделей физических процессов.

Учебная дисциплина «Физический практикум: физика атома» базируется на знаниях, приобретенных при изучении предшествующих учебных дисциплин: 1.3.1 «Механика», 1.6.1 «Молекулярная физика», 1.8.1 «Электричество и магнетизм», 1.10.1 «Оптика», и служит основой для учебных дисциплин 1.11.1 «Физика атома и введение в квантовую механику», 1.11.3 «Физика ядра» и 1.12.1 «Основы квантовой механики».



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 7 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

В результате изучения дисциплины студент должен

знать:

- основы истории развития физики микроявлений (эксперимента и теории);
- основные положения и принципы квантовой механики;
- методы квантово-механического описания атомов, молекул и кристаллов;
- физическое обоснование периодической системы элементов;

уметь:

- применять теорию Бора для оценки основных параметров атомов;
- применять квантово-механический подход для объяснения атомно-молекулярных явлений и расчета характеристик атомов, молекул и кристаллов;
- связывать характеристики атомов и молекул с их оптическими и рентгеновскими спектрами;

владеть:

- терминологией физики микроявлений;
- навыками проведения исследований атомно-молекулярных явлений;
- математическими методами решения задач атомной физики.

Освоение дисциплины направлено на формирование следующих **компетенций:**

УК-1. Владеть основами исследовательской деятельности, осуществлять поиск, анализ и синтез информации.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 8 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

БПК-11. Применять квантово-механический подход для объяснения атомно-молекулярных явлений и оценки характеристик атомов, молекул и кристаллов.

Учебная программа для данной дисциплины разработана для учреждений высшего образования в соответствии с требованиями образовательного стандарта по специальности 6-05-0533-04 Компьютерная физика. На изучение дисциплины предусмотрено 104 часа (общее количество), из них аудиторных – 52 часа (лабораторные занятия – 52 часа).

Дисциплина изучается в пятом семестре студентами дневной формы получения образования.

Промежуточная аттестация осуществляется в форме зачёта в пятом семестре.

Целями учебно-методического комплекса являются систематизация лекционного материала для его последующего использования на лабораторных занятиях, повышение эффективности дистанционного обучения и возможность быстрой актуализации знаний при подготовке к сдаче лабораторных работ, зачёту и экзамену по учебной дисциплине «Оптика».

Учебно-методический комплекс имеет следующую структуру:

- основной раздел (тексты лабораторных работ с краткой теорией, ходом выполнения работ, контрольными вопросами),
- раздел контроля знаний (тест),



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 9 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

- вспомогательный раздел (выписка из учебно-методической карты учебной дисциплины).

Комплекс составлен на основе учебного плана для специальности 6-05-0533 04 Компьютерная физика рег. № ФМ-6-003-23/уч. от 23.02.2023, учебной программы.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 10 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Выписка из учебно-методической карты учебной дисциплины

Номер раздела, темы	Название раздела, темы	Количество аудиторных часов					Средства обучения (оборудование, учебно-наглядные пособия и др.)	Форма контроля знаний
		Лекции	Практические занятия	Семинарские занятия	Лабораторные занятия	Количество часов УСП		
1	2	3	4	5	6	7	8	9
	“Физический практикум: физика атома” (52 ч.)				52		Лабораторные установки, ЭВМ	Защита лабораторных работ, зачет
1	Введение. Атомная физика как физика квантовых явлений на атомно-молекулярном уровне							
1.1	Атомизм вещества и электричества. Ядерная модель атома. Опыты Резерфорда. Масштабы расстояний, времен и энергий для атомно-молекулярных и ядерных процессов. Специфика законов микромира. Принцип соответствия.							
2	Развитие квантовых представлений. Квантовые свойства излучения и вещества.							
2.1	Квантовая гипотеза Планка. Квантовые закономерности фотоэффекта и тормозного рентгеновского излучения. Эффект Комптона.							
2.2	Общие спектральные закономерности. Формула Бальмера, комбинационный принцип. Постулаты Бора о стационарных состояниях и частотах излучения при квантовых переходах. Уровни энергии. Модель атома по Бору.							
2.3	Опыты Франка и Герца. Представления о фотоэлектронной спектроскопии и спектроскопии электронного удара.							
2.4	Эксперименты по дифракции электронов, нейтронов, атомов, молекул. Гипотеза де Бройля. Универсальный характер наличия у микрообъектов как корпускулярных, так и							



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 11 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

	волновых свойств. Роль измерений.						
3	Основные положения и базовые задачи квантовой механики			4		Лабораторные установки, ЭВМ	Защита лабораторных работ
3.1	Состояние квантовой системы и волновая функция. Вероятностная интерпретация волновой функции. Принцип суперпозиции. Соответствие между физическими величинами и операторами. Операторы координаты, импульса и энергии. Физический смысл собственных функций и собственных значений. Средние значения физических величин.			2			
3.2	Соотношения неопределенностей Гейзенберга. Временное уравнение Шредингера. Нестационарные и стационарные состояния. Уравнение Шредингера для стационарных состояний и квантование энергии. Законы сохранения в квантовой механике.			2			
3.3	Одномерные задачи квантовой механики. Скачок потенциала, прямоугольная потенциальная яма. Эффект Рамзауэра.						
3.4	Линейный гармонический осциллятор. Учет ангармоничности. Влияние вида потенциальной кривой на расположение уровней энергии.						
3.5	Потенциальные барьеры. Туннельный эффект и его проявления. ПерIODический потенциал. Квазидискретные уровни энергии.						
4	Механический и магнитный моменты атомных систем.						
4.1	Оператор момента импульса. Квантование проек-						



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 12 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 13 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

	ций и квадрата момента импульса. Классификация состояний по моменту импульса. Векторная модель сложения моментов импульса.						
4.2	Магнитный момент атомной системы, гиромагнитное отношение. Магнетон Бора. Прецессия моментов во внешнем магнитном поле. Опыт Штерна и Герлаха. Спин электрона и других микрочастиц.						
4.3	Полный момент атомной системы. Четность атомной системы. Множитель Ланде. Магнитный резонанс и методы его наблюдения (метод пучков Раби, ЭПР и ЯМР). Магнитно-резонансные измерения g-фактора.						
5	Излучение квантовых систем.						
5.1	Осцилляторы электромагнитного поля и фотоны. Формула Планка для равновесного излучения. Одно- и многофотонные процессы. Спонтанные и вынужденные излучательные переходы. Коэффициенты Эйнштейна. Интенсивности спектральных линий. Правила отбора и их связь с законами сохранения момента импульса и четности.						
5.2	Время жизни возбужденных состояний. Естественная ширина уровней энергии и спектральных линий. Уширение линий из-за эффекта Доплера и столкновений. Принципы лазерной спектроскопии. Исследование структуры спектральных линий. Наблюдение нестационарных процессов в атомных системах.						
6	Строение и свойства атомов.			14		Лабораторные уста-	Защита лабораторных работ

					новки, ЭВМ	
6.1	Атом водорода и водородоподобные системы. Квантовые числа, характеризующие состояние электрона в атоме. Уровни энергии и волновые функции. Распределение электронной плотности.			2		
6.2	Специфическое кулоновское вырождение. Тонкая структура уровней энергии и спектральных линий атома водорода. Формула Дирака. Лэмбовский сдвиг. Сверхтонкая структура.					
6.3	Многоэлектронные атомы. Неразличимость одинаковых микрочастиц. Бозоны и фермионы. Принцип Паули. Учет взаимодействия электронов. Одноэлектронное приближение. Самосогласованное поле. Эффективная потенциальная энергия. Экранирование. Атомные орбитали, оболочки и слои. Общий характер зависимости энергии связи электрона в сложном атоме от квантовых чисел n и l .			4		
6.4	Состояние атома в целом. Электронная конфигурация. Последовательность заполнения электронных оболочек и слоев. Векторная модель атома, типы связи.			2		
6.5	Уровни энергии и спектр атома гелия. Роль обменного взаимодействия. Правила Хунда. Периодическая система элементов Менделеева. Уровни энергии и спектры атомов щелочных металлов. Рентгеновские уровни энергии и характеристические спектры. Закон Мозли. Эффект Оже. Поглощение рентгеновских лучей.			2		
6.6	Отрицательные ионы. Средство к электрону. Атом			4		



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 14 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

	в магнитном поле. Эффект Зеемана в слабых и сильных полях. Атом в электрическом поле. Поляризуемость атома. Эффект Штарка.					
7	Строение и свойства молекул.			10	Лабораторные установки, ЭВМ	Защита лабораторных работ
7.1	Виды движений в молекуле. Адиабатическое приближение. Порядки величин электронной, колебательной и вращательной энергий. Квантовая природа химической связи в молекулах. Ионная и ковалентная связь. Колебания и вращения двухатомных молекул. Вращательные, колебательные и электронные спектры молекул. Комбинационное рассеяние.			10		
8	Квантовые свойства твердых тел и наноструктур.			14	Лабораторные установки, ЭВМ	Защита лабораторных работ
8.1	Кристаллическая структура. Типы связей в кристаллах. Колебания решетки. Фононы. Основные представления зонной теории. Проводники, диэлектрики и полупроводники.			14		
8.2	Магнитные свойства твердых тел. Сверхпроводимость. Квантово-размерные эффекты. 1-D, 2-D и 3-D квантовые системы. Электрофизические и оптические свойства нано-структур и возможности их использования.					



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 15 из 262

Назад

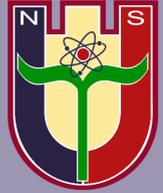
На весь экран

Закреть

Требования к оформлению лабораторных работ

Лабораторная работа должна быть **аккуратно** оформлена студентом в тетради (собственноручно) и содержать следующий перечень данных:

1. Дату выполнения работы;
2. Номер работы, её название и цель;
3. Приборы и принадлежности к работе;
4. Краткую теорию по работе (используемые расчетные формулы, схемы и т.п.);
5. Промежуточные результаты эксперимента, оформленные в виде таблицы или систематизированные иным способом;
6. Окончательные результаты (с вычислением **погрешностей**);
7. Графики в тех работах, где это необходимо (выполняются на **миллиметровой** бумаге и приобщаются к результатам работы);
8. Вывод(ы) о проделанном эксперименте (основываются **не** на перефразировке темы и хода работы, а на результатах проделанной работы).



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 16 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

АТОМНАЯ ФИЗИКА

Лабораторная работа № 1 Тепловое излучение

Цель:

Изучение особенностей теплового излучения

Оборудование:

Лабораторная установка

ТЕОРИЯ

Электромагнитное излучение, испускаемое телом вследствие изменения его внутренней энергии, называется тепловым.

Тепловое излучение является равновесным. Если нагретое тело поместить внутрь оболочки с идеально отражающими стенками, то с течением времени такая система придет в состояние термодинамического равновесия. Энергия такой системы содержится частично в виде энергии излучения, а частично — в виде внутренней энергии тела. Состояние системы будет равновесным, если с течением времени распределение энергии между телом и веществом не изменяется.

Тело, нагретое до более высокой температуры, чем окружающая среда, при помещении внутрь полости в единицу времени будет излучать больше энергии, чем поглощать. Это приведет к понижению его темпе-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 17 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

ратуры с течением времени. Изменение температуры тела прекратится при установлении в системе термодинамического равновесия, при котором количество излучаемой телом энергии в единицу времени будет равно количеству поглощаемой им энергии.

Количественное соотношение между способностью тела к поглощению и излучению тепловой энергии было впервые установлено Кирхгофом (1859 г.). Согласно закону Кирхгофа, отношение испускательной и поглощательной способностей не зависит от природы тела.

Испускательная способность тела равна потоку энергии тела, который излучается по всем направлениям с единицы поверхности.

$$E = \frac{d\phi}{dS} \quad (1)$$

Отношение поглощенного телом потока $d\phi'$ к величине падающего потока $d\phi$ называется поглощательной способностью тела:

$$A = \frac{d\phi'}{d\phi} \quad (2)$$

Так как в тепловом излучении присутствуют электромагнитные волны широкого спектрального диапазона, то, очевидно, что поглощательная и испускательная способности тела должны зависеть от частоты излучения ν от температуры тела T .



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 18 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Из закона Кирхгофа следует, что отношение $\frac{E_{y,T}}{A_{V,T}}$ является одинаковым для всех тел, т.е. одной и той же универсальной функцией частоты и температуры, хотя $E_{y,T}$ и $A_{V,T}$ взятые отдельно для разных тел могут существенно отличаться друг от друга.

$$\frac{E_{y,T}}{A_{V,T}} = f(\nu, T) \quad (3)$$

Для тел, полностью поглощающих падающее на них излучение всех частот, поглощательная способность равна единице. Такие тела называют абсолютно черными телами.

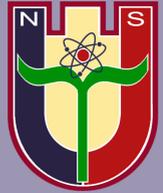
Если $A_{y,T} = 1$, то закон Кирхгофа для абсолютно черного тела примет вид:

$$\frac{E_{y,T}}{A_{V,T}} = \xi(\nu, T) \quad (4)$$

Где ξ, ν, T – испускательная способность абсолютно черного тела.

Таким образом, универсальная функция Кирхгофа есть не что иное, как испускательная способность абсолютно черного тела.

Установим связь между испускательной способностью абсолютно черного тела, выраженной в координатах ν и T , и испускательной способностью в координатах λ и T . Считая, что величина излучаемого светового потока в интервале частот $d\nu$ равна величине потока в интервале длин волн $d\lambda$, запишем равенство:



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 19 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

$$\xi_\nu \cdot d\nu = \xi_\lambda d\nu \quad (5)$$

Дифференцируя соотношение:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (6)$$

Получаем:

$$d\lambda = -\frac{c}{\nu^2} d\nu = -\frac{\lambda^2}{c} d\nu \quad (7)$$

Знак минус указывает, что с возрастанием частоты длина волны убывает.

Следовательно:

$$\xi_\nu = \xi_\lambda \cdot \frac{\lambda^2}{c} \quad (8)$$

Спектральная зависимость испускательной способности абсолютно черного тела, измеренная при различных температурах, представлена на рисунок (1).

Выдвинутая в начале XX века гипотеза квантования энергии излучения позволила М. Планку получить выражение, описывающее спектральную зависимость испускательной способности абсолютно черного тела



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 20 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

$$\xi_{\nu,T} = \frac{2\pi\lambda^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT})} - 1 \quad (9)$$

В шкале длин волн данная зависимость имеет вид:

$$\xi_{\nu,T} = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT})} - 1 \quad (10)$$

вц

В формулах (9) (10): h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, c – скорость света.

Проанализируем формулы (9) и (10). Проинтегрировав выражение (10) по всем длинам волн, получим полную испускательную способность абсолютно черного тела:

$$E_T = \int_0^{\infty} \xi_{\lambda,T} D\lambda = T^4 \quad (11)$$

Соотношение (11) получило название закона Стефана–Больцмана, а коэффициент пропорциональности a – постоянной Стефана–Больцмана ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ BT} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^{-4}$)

Продифференцировав выражение (10) по длине волн λ , можно установить взаимосвязь между длиной волны, соответствующей максимуму испускательной способности, и температурой абсолютно черного тела. Данное выражение получило название закона смещения Вина



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 21 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

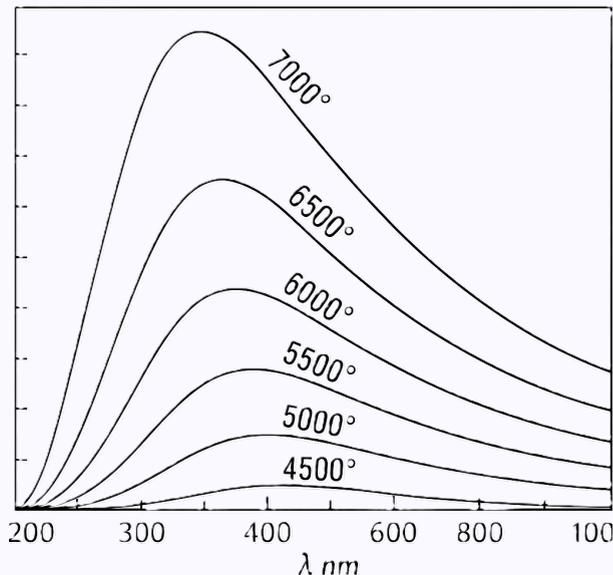


Рисунок 1 - Изотермы спектральной плотности излучения абсолютно черного тела для разных температур

$$\lambda_{max} \cdot T = b \quad (12)$$

где b — постоянная величина, равная $0,29$ см К.

Из (12) следует, что с возрастанием температуры максимум кривой испускательной способности смещается в коротковолновую область.

Формула Планка описывает излучение нагретого тела во всем спектральном диапазоне.

Для случая малых частот, когда энергия кванта значительно меньше энергии теплового движения $h\nu < kT$ формула Планка переходит в формулу Релея–Джинса:

$$\xi_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot kT \quad (13)$$

или в координатах λ :

$$\xi_{\nu,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} \cdot kT \quad (14)$$

В области коротких длин волн, что соответствует $h \gg kT$, формула Планка переходит в формулу Вина:

$$\xi_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (15)$$

или

$$\xi_{\nu,T} = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \quad (16)$$

Реальные тела не являются абсолютно черными, однако некоторые из них по оптическим свойствам близки к абсолютно черному телу (сажа, платиновая чернь, черный бархат в видимой области имеют значения A_{ν}, T мало отличающиеся от единицы). Наиболее совершенной моделью



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 23 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

абсолютно черного тела может служить непрозрачная полость, в стенке которой сделано маленькое отверстие. Электромагнитное излучение, проходящее извне в полость через отверстие, после многократных отражений от внутренней поверхности полости практически полностью ею поглощается независимо от того, из какого материала сделаны стенки полости.

Тело называют серым, если его поглощательная способность одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела ($A_{\nu,T} = A_T$). В этом случае его испускательная способность будет пропорциональна $\xi_{\nu,T}$ абсолютно черного тела. Таким образом, использование в лабораторной работе в качестве объекта исследования серого тела позволяет делать выводы о законах теплового излучения абсолютно черного тела.

Блок—схема лабораторной установки для изучения законов теплового излучения представлена на рисунке (2). Установка состоит из источника теплового излучения 1 (нихромовой спирали в форме цилиндра); механического модулятора светового потока, включающего в себя обтюратор 2 и электродвигатель 3; набора оптических инфракрасных фильтров 4; сферического зеркала 5; пироэлектрического приемника излучения 6; электронного блока обработки сигнала фотоприемника с цифровым вольтметром 7 и блока питания 8.

Конструктивно установка выполнена в виде единого прибора, состоящего из оптико—механического блока, расположенного в левой части



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 24 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

прибора под прозрачной крышкой, и электронного блока в правой части. Смена оптических фильтров осуществляется поворотом барабана с фильтрами на фиксированный угол с помощью рукоятки, расположенной над крышкой. Поворот следует производить плавно (по направлению стрелки!) до щелчка, означающего фиксацию положения фильтра. При этом номер установленного фильтра появляется в прямоугольном окне на верхней поверхности прозрачной крышки.

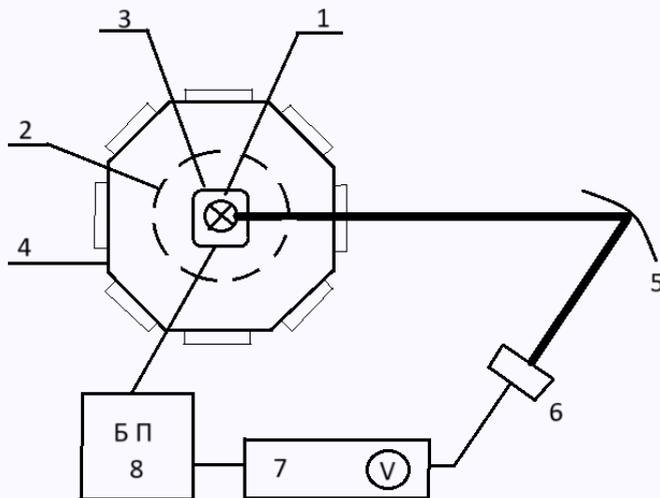
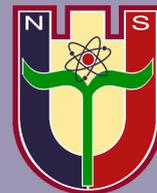


Рисунок 2 - Схема лабораторной установки



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 25 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Включение лабораторной установки в сеть переменного тока производится нажатием кнопки СЕТЬ. В отжатом положении данной кнопки установка отключается от сети переменного тока.

Для подключения излучателя к источнику тока нажимается одна из кнопок ТЗ, Т2, или Т1. При нажатии одной из этих кнопок устанавливается определенная температура нагрева спирали излучателя, что фиксируется свечением одного из светодиодов на лицевой панели.

Замечание. Кнопки ТЗ, Т2, Т1 и необходимо включать последовательно друг за другом. Не допускается одновременное нажатие более одной кнопки! Это может привести к неисправности лабораторной установки.

В нажатом положении кнопки МОДУЛЯТОР на электродвигатель подаётся напряжение. Это приводит во вращение обтюратор, посредством которого осуществляется модуляция светового потока.

При нажатии кнопки ДИАПАЗОН показания цифрового индикатора следует увеличить в 3 раза.

Рассмотрим физические принципы работы лабораторной установки.

Поток излучения от нихромовой спирали модулируется во времени, проходит через оптический фильтр и, отразившись от сферического зеркала, попадает на фото—приемник. Модуляция потока излучения осуществляется с целью устранения влияния фоновых засветок, уменьшения влияния внутренних шумов фотоприемника и электронных схем, а также для эффективной обработки полезного сигнала.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 26 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Интерференционные фильтры позволяют выделить из падающего потока излучения энергию, приходящуюся на узкий спектральный диапазон. Полуширина полосы пропускания применяемых в работе интерференционных фильтров не превышает 2 от длины волны максимума пропускания. Это позволяет использовать такой фильтр для измерения испускательной способности нагретого тела в узком интервале длин волн. Применяя набор интерференционных фильтров с различными длинами волн, соответствующими максимумам полос пропускания, можно построить по результатам измерения $\xi_{\lambda,T}$ спектральную кривую излучения нагретого тела. В лабораторной установке применяются семь инфракрасных узкополосных фильтров. В таблице 1 указаны: мера фильтров и соответствующие им длины волн максимумов пропускания.

№ фильтра	1	2	3	4	5	6	7
λ_{max} , мкм	2,1	2,5	3,2	3,9	4,5	6,2	8,5

Излучение нагретого тела, отражаясь от сферического зеркала, попадает фото-приемник, который обладает практически одинаковой чувствительностью в диапазоне длин волн 2—20 мкм. Величина сигнала на выходе фотоприемника пропорциональна величине светового потока, а, следовательно, и величине испускательной способности нагретого тела. Таким образом, показания цифрового индикатора вольтметра, выраженные в вольтах, пропорциональны величине $\xi_{\lambda,T}$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 27 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Нихромовый излучатель можно считать серым телом, так как его поглощательная способность практически не зависит от длины волны падающего на него излучателя. Вследствие этого, форма кривой ξ_λ ($T = \text{const}$), в нашем случае U_λ , должна повторять форму кривой испускательной способности абсолютно чёрного тела.

Построение кривых U_λ , выполненное для различных температур нагрева излучателя, позволяет осуществить проверку закона смещения Вина и Стефана–Больцмана.

Из экспериментальных кривых U_λ определяют длины волн, соответствующие максимумам кривых. Используя закон Вина, рассчитывают температуру излучателя по формуле:

$$T_{exp} = \frac{N}{\lambda_{max}} \quad (17)$$

Где b — постоянная Вина, и сравнивают полученное значение температуры с заданным в лабораторной установке.

Для проверки закона Стефана–Больцмана необходимо определить интегральную испускательную способность нагретого тела. С этой целью измеряется пропорциональная ξ_T величина — напряжение на фотоприемнике при освещении его чувствительной площадки излучением широкого спектрального диапазона. Для этого вместо узкополосного фильтра устанавливается нейтральный ослабитель. Выполнение соотношения:



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 28 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

$$\frac{U_{T_1}}{(T_1)^4} = \frac{U_{T_2}}{(T_2)^4} = \frac{U_{T_3}}{(T_3)^4} \quad (18)$$

Подтверждает справедливость закона Стефана–Больцмана.

ХОД РАБОТЫ

После включения установки необходимо установить температуру T_3 , нажав кнопку T_3 . Выждать 20–25 минут, необходимых для прогрева установки, после чего приступить к выполнению измерений.

Задание 1. Построение кривых излучения

Поворотом рукоятки блока фильтров по часовой стрелке установить в работе положение фильтр № 1.

Включить двигатель модулятора нажатием кнопки МОДУЛЯТОР и не выключать его до окончания измерений

Снять показания с цифрового индикатора. Если на индикаторе высвечивается 1. (после точки цифры не высвечиваются), то необходимо нажать кнопку ДИАПАЗОН. При этом показания индикатора следует увеличить в 3 раза.

Последовательно меняя фильтры, измерить $U_{\lambda,T}$ и заполнить таблице 2.

Провести не менее трех измерений для каждого фильтра. Определить для каждой длинны волны среднее значение $U_{\lambda,T}$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 29 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

$\lambda_{max}, \text{MKM}$		2,1	2,5	3,2	3,9	4,5	6,2	8,5	$U_t, \text{Bт}$
$U_{\lambda, T}$	1								
	2								
	3								
	сред, значение								

Установить блок фильтров в положение 8. В этом положении вместо узкополосного фильтра устанавливается нейтральный ослабитель, что позволяет измерить величину u_t , пропорциональную энергетической светимости (интегральной испускающей способности) в интервале длин волн от 2 до 20 мкм.

Примечание. При величине показаний цифрового вольтметра менее 2В более точными являются показания на диапазоне 1. 5. Произвести измерения, описанные в пункте 4, для температуры Т2, нажав кнопку Т2, а затем для температуры Т1 Результаты измерений занести в таблицы, аналогичные таблице 2.

Примечание. После перехода к новой температуре выждать 5 минут до начала проведения измерений.

6. Построить графики зависимости $U_{\lambda, T} = f(\lambda)$ для каждой из трех температур

Нажатием кнопки МОДУЛЯТОР отключить двигатель от блока питания. Выключить установку нажатием кнопки СЕТЬ.

Задание 2. Проверка справедливости закона смещения Вина.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 30 из 262

Назад

На весь экран

Закреть



1. Определить из зависимости $U_{\lambda,T} = f(\lambda)$ длины волн, соответствующие максимуму данной зависимости для каждой из трех температур

2. Вычислить по формуле (17) значения температур $T(1 \text{ эксп})$, $T(2 \text{ эксп})$ и $T(3 \text{ эксп})$ определенные из эксперимента и сравнить их с заданными значениями температур: $T_3 = 640\text{K}$, $T_2 = 740 \text{ K}$, $T_1 = 900 \text{ K}$. Определить отклонения измеренных температур от заданных. Сделать выводы.

Задание 3. Проверка выполнимости закона Стефана-Больцмана.

1. Используя экспериментально измеренные значения U_{T_1} , U_{T_2} , U_{T_3} и значения заданных температур излучателя, проверить выполнение соотношения (18). Сделать выводы.

2. Оценить погрешность.

Контрольные вопросы

1. Какова природа теплового излучения?
2. Что такое абсолютно черное тело?
3. Что такое поглощательная и испускательная способности тел?
4. Сформулируйте закон Кирхгофа.
5. Получите из формулы Планка закон смещения Вина и формулу Релея–Джинса.
6. Сформулируйте закон Стефана Больцмана.
7. Что такое серое тело? Можно ли с использованием серого тела

изучать законы теплового излучения?

8. Опишите устройство и принцип работы лабораторной установки.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 32 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 2

Измерение высоких температур и определение постоянной Стефана-Больцмана

Цель:

- 1) освоить один из методов измерения высоких температур бесконтактным методом;
- 2) определить постоянную Стефана – Больцмана.

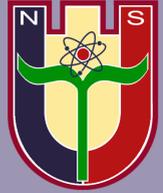
Оборудование:

- 1) пирометр оптический с исчезающей нитью;
- 2) лампа накаливания;
- 3) трансформатор, амперметр, вольтметр.

ТЕОРИЯ

Излучение тела сопровождается потерей энергии. Чтобы обеспечить возможность длительного излучения энергии, необходимо пополнять ее убыль. Процессы, пополняющие убыль энергии, могут быть самыми разнообразными, и в соответствии с этим может быть разнообразен и характер свечения. Излучение тела, нагретого до определенной температуры, называется тепловым.

Если тело получает от окружающих тел путем поглощения или излучения тепла количество энергии, как раз компенсирующее убыль энер-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 33 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

гии тела за счет его собственного излучения, то процесс излучения происходит равномерно. Такое излучение называется равновесным. При этом не происходит изменения температуры тела. Состояние его можно охарактеризовать определенной температурой. Излучение тела при таких условиях называют температурным.

Для спектральной характеристики теплового излучения вводится понятие о лучеиспускательной (излучательной) способности тела $r_{\nu,T}$

$$r_{\nu,T} = \frac{dW_{\text{изл}}}{d\nu} \quad (1)$$

где $dW_{\text{изл}}$ - энергия излучения испускаемого за единицу времени с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$. Все тела в той или иной мере поглощают энергию падающих световых волн. Спектральной характеристикой поглощения является поглощательная способность тела $a_{\nu,T}$

$$a_{\nu,T} = \frac{dW_{\text{посл}}}{dW} \quad (2)$$

где $dW_{\text{посл}}$ - энергия поглощения единицей поверхности единицей поверхности за единицу времени в интервале частот $d\nu$. dW – величина энергии падающей на единицу площади поверхности тела за единицу времени. Если тело при любой температуре полностью поглощает всю энергию падающих на него электромагнитных волн независимо от частоты, то такое тело называется абсолютно черным. Отношение лучеиспуска-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 34 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

кательной способности тела к его поглощательной способности является функцией температуры T и частоты ν :

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = f(\nu, T) \quad (3)$$

Равенство (3) выражает сущность законов Кирхгофа, а $f(\nu, T)$ носит название функции Кирхгофа.

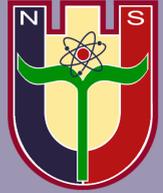
Во многих случаях необходимо узнать полную мощность теплового излучения с единицы поверхности во всём интервале частот ν от 0 до ∞ . Эта величина R_T называется энергетической светимостью тела, или интегральной излучательной способностью тела.

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu \quad (4)$$

Интегральная излучательная способность абсолютно чёрного тела пропорциональна четвёртой степени его абсолютной температуры.

$$R_T = \sigma T^4 \quad (5)$$

Это соотношение было получено в 1879 г. Д. Стефаном на основе анализа экспериментальных данных. Позже (1884 г.) Л. Больцман, применив к исследованию равновесного излучения внутри замкнутой полости законы термодинамики, теоретически получил аналогичную зависимость. **Равенство (5)** получило название закона Стефана – Больцмана. Коэффициент σ называют постоянной Стефана – Больцмана.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 35 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$$

Закон Стефана–Больцмана касается лишь интенсивности интегрального излучения абсолютно чёрного тела и ничего не говорит относительно распределения энергии излучения по частотам ν или его длин волн λ . Было установлено, что длина волны λ_{max} , соответствующая максимальному значению излучательной способности абсолютно чёрного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре:

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \quad (6)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{М} \cdot \text{К}$

Равенство (6) получило название закона смещения Вина.

Графически зависимость $r_{\nu,T}$ от λ выглядит так:

Все рассмотренные законы представляют лишь частные случаи общей зависимости энергии излучения частоты и температуры. Наиболее общие закономерности излучения выражаются формулой Планка:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi \cdot \nu^2}{C^2} \frac{h \cdot \nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (7)$$

где h -постоянная Планка, C - скорость света, k - постоянная Больцмана ($h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{Дж} \cdot \text{с}$)



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 36 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

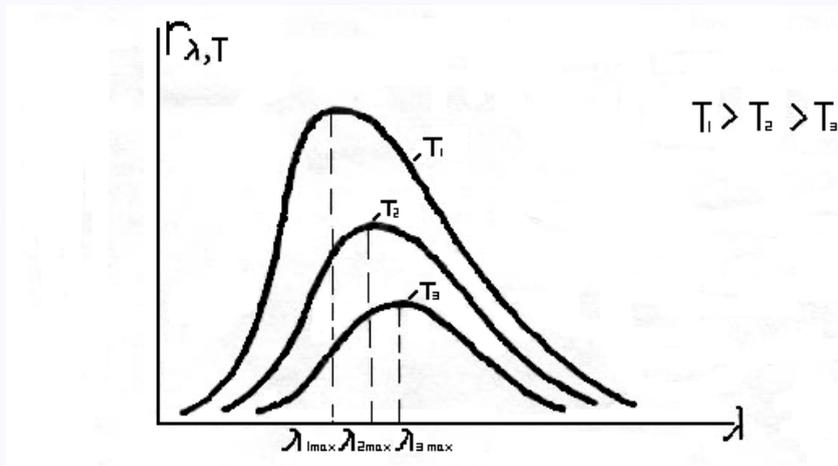
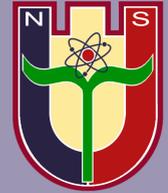


Рисунок 1

Измеряя энергию излучения нагретых тел, можно на основании законов теплового излучения определять их температуру. Совокупность методов измерения высоких температур, основанных на использовании законов теплового излучения, называют оптической пирометрией. Приборы, применяемые с этой целью, получили название оптических пирометров.

Определение постоянной Стефана- Больцмана

Источником излучения является вольфрамовая нить лампочки. Мощность, затрачиваемую на поддержание нити в накаленном состоянии,



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 37 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

определяют из показаний амперметра и вольтметра.

$$P = I \cdot U \quad (8)$$

В случае равновесного излучения эта мощность равна количеству энергии, излучаемой проволокой за единицу времени. Согласно закону Стефана - Больцмана:

$$I \cdot U = \alpha \cdot S \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (9)$$

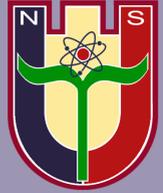
где α - коэффициент поглощения, равный для вольфрама 0,8; S - общая площадь поверхности раскаленной спирали.

Из (9)

$$\sigma = \frac{I \cdot U}{\alpha \cdot S \cdot T^4} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^4\text{К}^4} \right] \quad (10)$$

ХОД РАБОТЫ

- 1) Включите источник тока (рис.2)
- 2) Подготовьте оптический пирометр к проведению измерений. Для чего:
 - а) проверьте положение стрелки прибора на нуле;
 - б) передвигая тубус окуляра Ок, добейтесь резкого изображения нити эталонной лампы;



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 38 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

в) направьте объектив пирометра Об на спираль лампочки и передвигая тубус объектива, добейтесь резкости ее изображения, это изображение должно быть в той же плоскости, что и нить лампы пирометра.

3) Изменяя накал лампы, измерьте ее температуру при разных значениях тока I. Для этого, изменяя яркость нити эталонной лампы, поворотом кольца реостата R добейтесь исчезновения перекрывающихся участков нити лампы на фоне раскаленной спирали. В этот момент делают отсчет температуры по электроизмерительному прибору V (по шкале отсчета температур от 800 C° до 1400 C°).

4) Снимите показания приборов для тока I и напряжения U при данной температуре накала лампы.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

а) для пяти значений U и I и измеренных температур построить график, откладывая по оси ординат значения $U \cdot I$, а по оси абсцисс – T^4 . В этом графике тангенс угла наклона равен $\alpha \cdot S \cdot \sigma$.

б) Используя метод наименьших квадратов, по прилагаемой программе рассчитать значения σ (см. Методические указания по обработке экспериментальных результатов)

Формулу (3) мы преобразовали к виду: $y = \beta \cdot x$, где $y = U \cdot I$, $\sigma = \frac{\beta}{\alpha} \cdot S$.

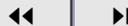
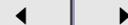
Тогда коэффициент $\beta = \alpha \cdot \sigma \cdot S$, откуда $\sigma = \frac{\beta}{\alpha} \cdot S$.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 39 из 262

Назад

На весь экран

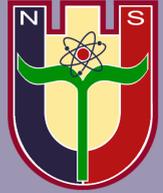
Закрыть

$$\beta = \frac{\sum x_i y_i - \frac{1}{n} \sum x_i \sum y_i}{\sum x_i^2 - \frac{1}{n} \sum x_i^2}$$

Предусмотрев в программе деление β на $\alpha \cdot S$ (величину $\alpha \cdot S$ засылаем в RC), сразу получаем на индикаторе величину σ .

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- 1) Тепловое излучение, его особенности.
- 2) Законы излучения абсолютно черного тела.
- 3) Задачи, решаемые пирометрией.
- 4) Радиационная, цветовая, яркостная температуры, способы их измерения. Чем вызвано их введение?



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 40 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 3

Определение периода полураспада долгоживущего изотопа

Цель:

Определение активности и периода полураспада веществ

Оборудование:

Лабораторная установка

ТЕОРИЯ

Ядра большей части изотопов могут самостоятельно превращаться в другие ядра. При этом происходит излучение α -, β -частиц γ -фотонов, 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 мож-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 41 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

но только указать вероятность распада за данное время. Вероятность распада данного ядра в единицу времени называется постоянной радиоактивного распада и обозначается буквой λ . 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 :

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

Знак минус означает, что в процессе распада число радиоактивных ядер уменьшается. Учитывая, что, постоянная распада λ не зависит от времени, после интегрирования уравнения (1) получим:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

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 T .

Из формулы (2) следует, что

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t}$$

Откуда получаем



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 42 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (3)$$

Из формулы (1) можно определить число распадов, которые происходят в единицу времени. Эта величина носит название активности радиоактивного вещества.

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (4)$$

Для определения периода полураспада T (или постоянной распада λ) 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:

$$\lambda = \frac{A}{N} \quad (5)$$

а период полураспада:

$$T = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693 \left(\frac{K}{A} \right) \quad (6)$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 43 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

На опыте достаточно определить абсолютную активность препарата А. В данной работе определяется период полураспада долгоживущего изотопа K_{19}^{40} . Препарат изготавливается из соли хлорида калия (KCl).

Известно, что природный калий состоит из трех изотопов K_{19}^{39} , K_{19}^{40} и K_{19}^{41} , причем изотоп K_{19}^{40} , содержание которого в природном калии составляет 0,0119 %, радиоактивен. Большая часть (89 %) его атомов при электронном β -распаде превращается в кальций:



Другая часть (около 11%) превращается в аргон в результате е-захвата :



который сопровождается выходом нейтрино ν . При этом Ar_{18}^{40} находится в возбужденном состоянии и при переходе в основное состояние излучает γ -квант с энергией 1,46 МэВ. Схема распада изотопа K_{19}^{40} приведена на рисунке 1.

Число радиоактивных атомов N в препарате из KCl может быть определено, если известна его масса m и процентное содержание a радиоактивного калия в природной смеси его изотопов:

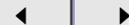
$$N = a \frac{m}{\mu} N_a \quad (7)$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 44 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Где $a=0,0119\%$, $\mu=74,55$ кг/моль - молекулярная масса KCl, $N_a=60,25 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹ - постоянная Авагадро Подставим выражение (7) в (6) получим:

$$T = 0,693a \left(\frac{m}{\mu} \right) \left(\frac{N_A}{A} \right) \quad (8)$$

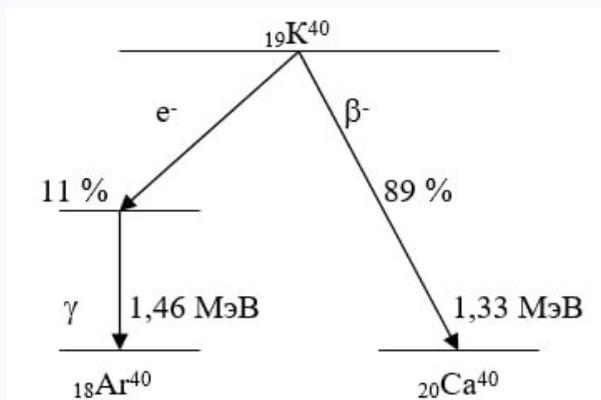


Рисунок 1

Таким образом, для определения периода полураспада T необходимо знать массу препарата m и его активность A .

При определении абсолютной активности препарата необходимо учитывать, что счетчик (детектор) регистрирует не все β - частицы, испускаемые препаратом. Часть из них не попадает в рабочий объем детектора, часть поглощается воздухом и корпусом детектора. Имеет место рассеивание и поглощение β - частиц в самом препарате и т.д. Все это



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 45 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

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 A , 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 N препаратов будет равным отношению их активностей:

$$\frac{N}{N} = \frac{A}{A}$$

откуда

$$A = A \left(\frac{N}{N} \right) \quad (9)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Блок- схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.

В комплект установки входят:

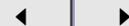
1 – радиоактивный источник; 2 – сцинтиллятор; 3 – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ); 4 – эмиттерный повторитель и предусилитель; 5 – дискриминатор; 6 – пересчетное устройство ПСО2-5; 7 – высоковольтный блок питания БНВ-30 (0 – 1000 В); 8 – низковольтный блок питания (24



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 46 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

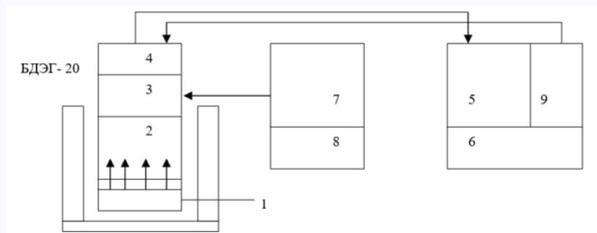


Рисунок 2 - Блок-схема экспериментальной установки

В); 9 – пересчетное устройство, в которое вмонтирован низковольтный блок питания на ± 12 В для питания предусилителя.

ИЗМЕРЕНИЯ

1. Перед включением установки в сеть убедитесь 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»;

9- 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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 47 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

теля «Уст. эксп.» и его выключением в момент загорания точки напротив требуемой экспозиции. При загорании светодиода $З$ значение времени измерения следует умножить на $З$.

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, расположенным на передней панели блока питания БНВ-30.

Низковольтные блоки питания ± 12 В, ± 24 В

- провода от блока детектирования (по которым поступает питание ± 12 В на предусилитель) должны быть подсоединены к штеккерным гнездам задней панели пересчетного устройства (в кожухе которого расположен низковольтный блок питания на ± 12 В) следующим образом: черный штеккер к гнезду «п», белый штеккер 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 №43В разъема по-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 48 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

дается +24 В; а гнездо №45В – заземляется согласно инструкции к прибору). Перед включением установки убедиться, что все кожухи блоков заземлены! С помощью вилки подсоединить сетевые шнуры низковольтного блока на ± 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 за 100с.

4. Поместить эталонный образец под детектором на расстоянии 1-2 см. Определить скорость счета N за 100с. Сделать поправку на фон.

5. Вместо эталонного образца под детектором на таком же расстоянии поместить исследуемый образец. Определить скорость подсчета N за 100с. Ввести поправку на фон.

Примечание: Измерение скорости подсчета $*$ -распадов исследуемого



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 49 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

препарата, эталонного образца и естественного фона 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 β -распаде.

3. При каких условиях α -распад сопровождается излучением γ -квантов?

4. Почему при измерении абсолютной активности препарата необходимо вводить поправки на скорость подсчета?

5. При каких условиях возможно использование относительного метода измерения β -активности?

6. Каким образом вводится поправка на схему распада?

7. В каких единицах измеряется активность препарата?

8. Каким из четырех типов фундаментальных взаимодействий обусловлено β -превращение?



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 50 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 4

Изучение спектров испускания газообразных тел

Цель:

- 1) Изучить устройство и принцип действия универсального монохроматора УМ-2.
- 2) Используя источники с линейчатыми спектрами, проградуировать барабан монохроматора.
- 3) Изучить спектры излучения водорода, измерить длины волн его основных линий, вычислить постоянную Ридберга R .

Оборудование:

- 1) Универсальный монохроматор УМ-2.
- 2) Ртутная лампа высокого давления ДРШ-250 с источником питания.
- 3) Газоразрядные трубки, наполненные водородом с источником питания.

ТЕОРИЯ

Изучение спектров излучения и поглощения различных веществ сыграло огромную роль в становлении современной физики (квантовой механики), позволило изучить строение атомов и молекул, проникнуть в сущность процессов, протекающих внутри атомов, молекул и кристаллов.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 51 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Раздел оптики, в котором изучают спектры и получают из них информацию о строении атомных систем и протекающих в них процессах называется спектроскопией.

Оптическая спектроскопия базируется на постулатах Бора, которые он сформулировал, опираясь на гипотезу Планка о квантовом характере излучения и поглощения.

1. Электрон в атоме может вращаться только по строго определённым стационарным орбитам, радиусы которых определяются из условия:

$$p = m_e \cdot v \cdot r = n \cdot h$$

где p — момент импульса (импульс иначе называется количеством движения).

n — главное квантовое число.

h — постоянная Планка.

Находясь на стационарных орбитах, электрон не излучает и не поглощает энергии.

2. Излучение или поглощение энергии электроном происходит лишь при его переходе с одного стационарного состояния (стационарной орбиты) в другое. При этом излучается квант света, энергия которого определяется:

$$h\nu_{ik} = E_i - E_k$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 52 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

где E_i и E_k – энергия стационарных состояний, ν_{ik} – частота излучения.

Если $E_i > E_k$, то квант света излучается, а если $E_i < E_k$, то квант света поглощается.

Таким образом, измерив энергию излучаемых атомной системой квантов света (или длину волны $\lambda = c/\nu$, или их частоту ?) можно получить информацию об энергетических расстояниях между разрешёнными состояниями системы, иными словами – узнать энергетическую структуру системы, т.е. набор разрешённых энергетических состояний уровней системы. Для определения спектрального состава излучаемого света служат спектральные приборы. Их назначение – пространственное разделение световых квантов с различной энергией (частотой, длиной волны).

Устройство и принцип действия монохроматора УМ-2

Основными элементами любого спектрального прибора является диспергирующий элемент. Именно на нём происходит пространственное разделение квантов света с различными энергиями. В качестве диспергирующих элементов чаще всего используют призмы и дифракционные решётки. На **рисунке 1** представлена принципиальная схема призматического спектрального прибора.

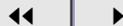
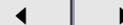
S_1 – входная щель; O_1 и O_2 – коллиматорный и камерный объективы,



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 53 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

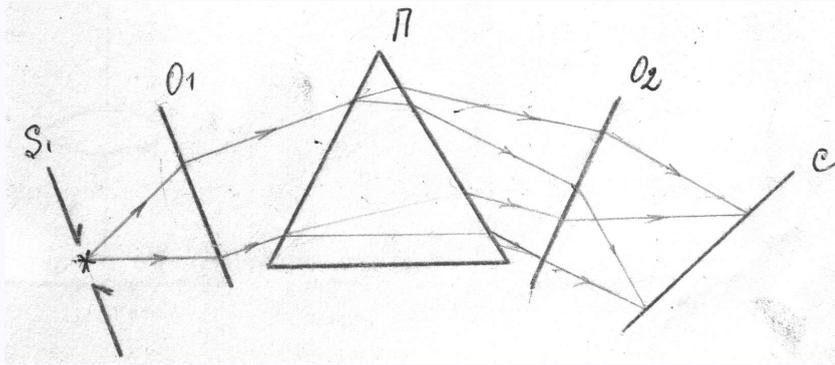


Рисунок 1 - Принципиальная схема призмного спектрального прибора

Π – призма, C – плоскость спектра.

Входная щель S_1 устанавливается в фокальной плоскости коллиматорного объектива O_1 , поэтому на призму Π падает параллельный пучок белого света. Наличие явления дисперсии (зависимость показателя преломления вещества от длины волны света) приводит к тому, что призма разлагает белый параллельный пучок света на систему монохроматических (одноцветных) параллельных пучков, каждый из которых собирается в разных местах фокальной плоскости объектива O_2 . Спектр – есть изображения входной щели, сформированные квантами света одинаковых энергий (частот).

Если в фокальной плоскости камерного объектива O_2 поставить касетку с фотопластинкой, то получится прибор, который называется спектрографом.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 54 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Если спектр наблюдать глазом с помощью окуляра – то это спектроскоп.

Если в фокальную плоскость O_2 поместить выходную щель, которая из всего спектра выделяет узкий спектральный интервал, то получится монохроматор.

Оптическая схема универсального монохроматора УМ—2 изображена на рисунке 2.

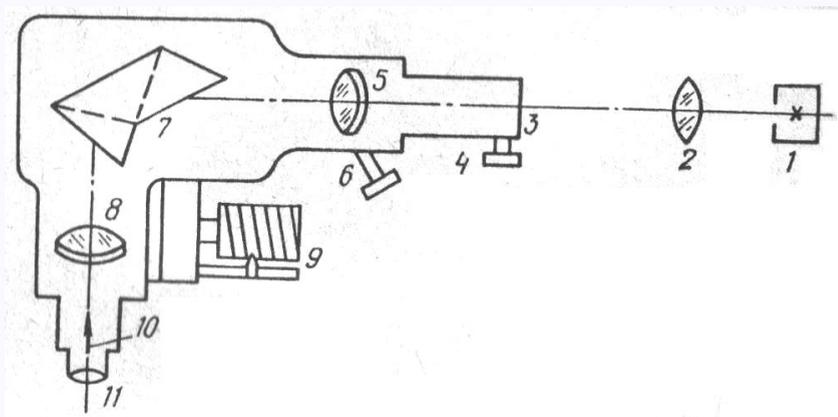


Рисунок 2 - Оптическая схема монохроматора УМ—2: 1 — источник света, 2 — конденсорная линза для освещения входной щели монохроматора, 3 — входная щель монохроматора, 4,6 — маховички регулировки ширины входной щели и фокусировки объектива, 5 — коллиматорный объектив, 7 — призма, 8 — камерный объектив, 9 — барабан поворота призмы, 10 — стрелка указателя, 11- окуляр.

Вращением призмы 7 можно сканировать спектр по выходной щели,



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 55 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

изменяя тем самым длину волны света, выходящего из монохроматора.

Коллиматорный и камерный объективы обладают хроматической аберрацией, поэтому фокусное расстояние их зависит от длины волны света. Это приводит к некоторой расфокусировке при переходе от одной длины волны к другой, т.к. выходная щель, установленная в фокусе линзы δ для одной λ , оказывается не в фокусе для другой λ . Компенсация этой расфокусировки осуществляется путём перемещения коллиматорного объектива, с помощью винта δ .

Призма монохроматора 7 поворачивается барабаном 6 . Каждому положению барабана соответствует на выходе монохроматора определённое значение длины волны. На барабане нанесена шкала в относительных единицах. Одной из задач, решаемых в этой работе, является градуировка монохроматора, т.е. экспериментальное нахождение зависимости длины волны n выходящего из монохроматора света от значений λ на шкале барабана монохроматора. Градуировка представляется в виде графика, где по вертикали откладывают значения шкалы барабана n , а по горизонтали – длины волн λ в Å .

Градуировка монохроматора

Для проведения градуировки необходимо иметь источники света, с линейчатым спектром, длины волн которого известны. В данной работе для этих целей используется дуговая ртутная лампа ДРШ-250. Её



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 56 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

спектр изображён на (рисунок 3). Около каждой линии указаны длины волн в ангстремах. Характерной особенностью ртутного спектра является наличие двух близкорасположенных желтых линий с длинами волн 577,0 и 579,1 нм.

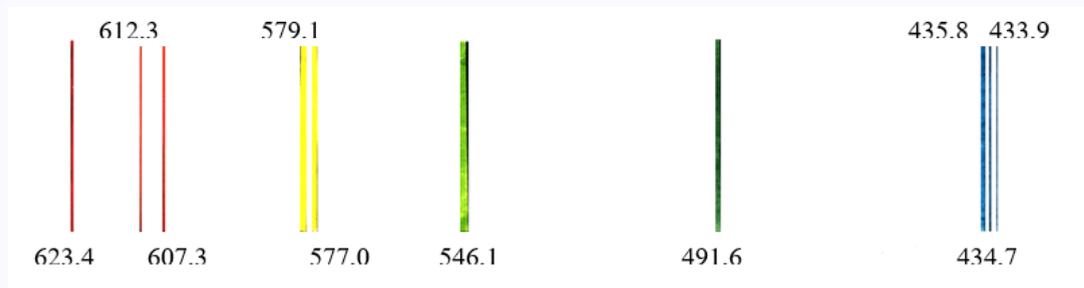


Рисунок 3 - Спектр атома ртути.

При градуировке удобно использовать монохроматор в режиме спектроскопа. Для этого его выходная щель снимается. А на её место надевается окулярная головка. При этой смене необходимо освободить маховичок, расположенный справа от окуляра. В фокальной плоскости окуляра имеется указатель 10 с головкой, освещаемый лампочкой через сменные светофильтры в револьверной оправе. Таким образом, при работе в любой области спектра указатель может быть освещён светом той же длины волны. Спектральная линия, подведенная к указателю, должна попасть в выходную щель, если её поставить вместо окулярной головки.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 57 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Последовательность операций при градуировке:

1. Присоединить к монохроматору окулярную головку. Для этого ослабить маховичок, вынуть патрубков со щелью, заменить его патрубком с окулярной головкой, закрепить маховичок.
2. Включить освещение указателя шкал.
3. Поворачивая винтовую оправу окулярной головки, сделать изображение указателя четким. Удобнее при этом освещать указатель через белый фильтр.
4. Включить лампу ДРШ-250. Для этого включить на блоке питания тумблер «Сеть» и «Лампа ДРШ», нажать кнопку «Пуск».
5. С помощью конденсора 2 сфокусировать изображение дугового промежутка лампы на входную щель монохроматора.
6. Открыть входную щель на 20-30 мкм (по шкале, нанесенной на микровинт щели) с помощью винта 4.
7. Наблюдать через окуляр спектр. Если линии спектра нечеткие, то вращением винта 6 добиться, чтобы они были резкими.
8. Вращением барабана 9 подводить к указателю окуляра последовательно все наиболее яркие линии, каждый раз записывая значение λ этих линий и показания по шкале барабана в таблицу.
9. По полученным данным построить градуировочный график, откладывая по вертикали показания барабана n , а по горизонтали – длины волн в Å . График строится на миллиметровой бумаге, размером не



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 58 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

меньше 30x30 см.

Измерение длин волн в спектре излучения водорода. Вычисление постоянной Ридберга

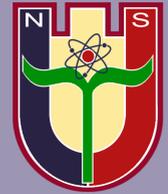
Экспериментальное изучение спектров испускания отдельных атомов имеет важную роль в развитии представлений о строении атомов, о механизме поглощения и испускания атомом энергии. Особое место в этом смысле принадлежит спектру простейшего атома – атома водорода, закономерности в спектре которого были изучены еще в конце прошлого века.

Так, благодаря работам Бальмера (1885 г.) и, впоследствии Ридберга и Ритца, было установлено, что для всех частот спектра водорода справедливо следующее выражение:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = cR\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \quad (1)$$

где c – скорость света; $n=1,2,3,4\dots$ - целые числа, определяющие серию линий (для наблюдаемой в работе серии Бальмера $n=2$), $m= n +1, n +2, n +3\dots$ - целые числа, определяющие отдельные линии в каждой серии.

Постоянная R , получившая название постоянной Ридберга, вычислена с большой точностью благодаря тщательным измерениям длин волн (или частот) линий в спектре водорода.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 59 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Следуя идеям Планка и Эйнштейна, о том, что всякая энергия излучается и поглощается отдельными порциями (квантами), величина которых пропорциональна частоте излучения, Бор связал излучение и поглощение атомом кванта энергии с переходом атома из одного стационарного состояния с энергией E_m в другое с энергией E_n

$$E_m - E_n = h\nu_{mn} \quad (2)$$

Согласно теории Бора, энергия атома в стационарном состоянии:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2h^2} \times \frac{1}{n^2}, \quad (3)$$

где $n = 1, 2, 3, 4, \dots$

Эта формула описывает набор разрешённых энергетических уровней атома водорода, т.е. его энергетическую структуру. Графически энергетическую структуру атома водорода можно изобразить следующим образом:

Кванты света возникают при переходе с одного из верхних (возбуждённых) уровней на один из нижних уровней. Частота излучения:

$$\nu_{mn} = \frac{m_e e^4}{4\pi h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (4)$$

Сопоставление формулы (4) с формулой Бальмера - Ритца (1) даёт возможность выразить постоянную Ридберга через универсальные кон-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 60 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

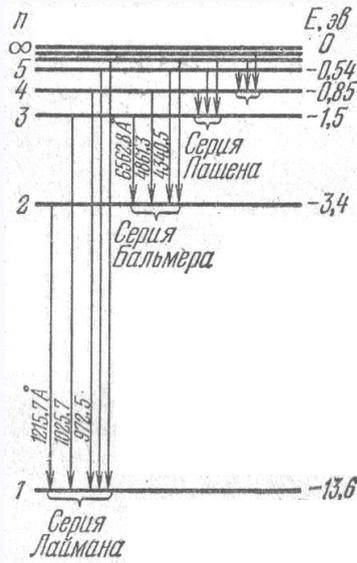


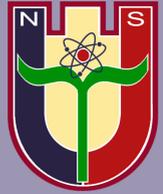
Рисунок 4 - Энергетическая структура атома водорода.

станты – заряд e и массу m_e электрона, скорость света c и постоянную Планка h :

$$R = \frac{m_e e^4}{4\pi c h^3}. \quad (5)$$

В системе СИ выражение для R :

$$R = \frac{m_e e^4}{(4\pi)^3 c \epsilon_0^2 h^3}. \quad (6)$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 61 из 262

Назад

На весь экран

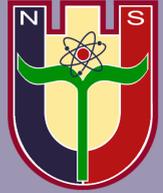
Заккрыть

Порядок выполнения измерений

1. Установить на рельс вместо лампы ДРШ-250 газоразрядную трубку, наполненную водородом. Включить источник питания трубки.
2. С помощью конденсора спроецировать светящийся капилляр трубки на входную щель.
3. Через окуляр монохроматора наблюдать спектр свечения водорода. Зафиксировать его.
4. Вращением барабана θ подводить каждую линию спектра к указателю в окуляре, каждый раз делая отсчёт по барабану θ .
5. Используя градуировочную кривую монохроматора, которая была построена в упражнении 2 данной работы, по показаниям барабана определить длины волн всех линий.
6. Зная длины волн излучения и соответствующие им m и n , определите из уравнения (1) постоянную Ридберга для трёх линий спектра и найдите $R_{\text{ср}}$.
7. Подсчитайте R по формуле (6) и сравните с результатом, полученным из опыта.

Контрольные вопросы

1. Какие задачи решает спектроскопия?
2. Устройство и принцип действия спектрального прибора?



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 62 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

3. Постулаты Бора.
4. Какова энергетическая структура атома водорода? Как с её помощью объяснить закономерности в спектрах водорода?
5. Как экспериментально измерить постоянную Ридберга?
6. Используя боровскую теорию для водородоподобного атома, получить аналитическое выражение для постоянной Ридберга.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 63 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 5

Полуколичественный анализ сталей с помощью стилоскопа

Цель:

Выяснить физические принципы спектрального эмиссионного анализа. Освоить метод проведения полуколичественного спектрального анализа сталей.

Оборудование:

Стилоскоп.

ТЕОРИЯ

Спектральным эмиссионным анализом называется метод исследования химического состава различных веществ путем изучения их спектров излучения.

Сталь – это железо с небольшими добавками различных элементов, наличие которых определяет физические свойства сталей (твердость, устойчивость к коррозии и т. д.).

Полуколичественный спектральный анализ сталей предполагает определение количества примесных элементов с точностью до 1% путем визуального изучения спектров излучения.

Атомы элементов обладают различной энергетической структурой валентных электронов (именно валентные электроны ответственны за



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 64 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

излучение в видимой области). Это приводит к тому, что спектры излучения каждого элемента индивидуальны, т.е. имеют наборы линий, характерные только для этого элемента. Т.о., найдя в спектре излучения вещества линии, принадлежащие, например, хрому, мы можем говорить о присутствии этого элемента в исследуемом веществе.

Все вышесказанное относится к спектрам излучения свободных атомов, т. е. находящихся в газообразном состоянии. Спектры теплового излучения твердых тел сплошные, они определяются их температурой и не дают информацию о химическом составе вещества. Поэтому для проведения спектрального эмиссионного анализа необходимо перевести вещество в газообразное состояние. Этот процесс испарения вещества и возбуждения газа осуществляется в дуге, которая зажигается между исследуемыми образцами. Излучение газообразного облака межэлектродной области направляется в объектив стилоскопа, спектр этого излучения наблюдают в окуляр. Химический состав газообразного облака между электродами должен соответствовать химическому составу твердых образцов, возбуждаться должны атомы всех элементов.

Проведение количественного спектрального анализа оказывается возможным благодаря тому, что яркость линий, принадлежащих примесному элементу, зависит от концентрации этого элемента в образце.

Действительно, каждая линия в спектре – это есть изображение входной щели, сформированное квантами света с одинаковыми энергиями $h\nu$, т. е.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 65 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

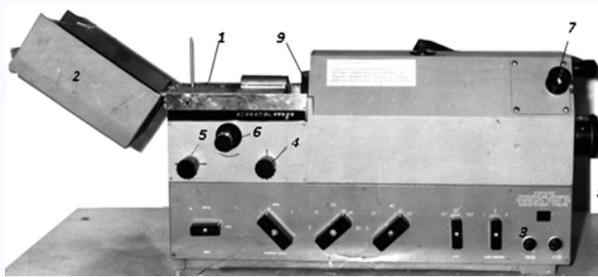


Рисунок 1 - Внешний вид стилоскопа

$$R \sim N_{ik} \quad (1)$$

где R – яркость спектральной линии; N_{ik} - количество квантов с энергией $h\omega$, излучаемое светящимся облаком (плазмой) за 1 сек.

Если газ в межэлектродном промежутке находится при температуре T , то

$$N_{ik} \sim n A_{ik} \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (2)$$

где n - количество атомов данного элемента;

A_{ik} - вероятность перехода электрона с i -го на k -й уровень, в результате которого рождается квант света с энергией $h\omega_{ik}$;

ΔE - энергетический промежуток между основным (самым нижним) энергетическим уровнем и i -м уровнем, с которого переходит электрон (потенциал возбуждения).



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 66 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Множители $nAik \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right)$ определяют т. н. заселенность электронами возбужденных уровней, которая возникает при возбуждении атомов в процессе их теплового движения.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Спектральные линии и признаки для определения ванадия

Группы линий	Длины волн, Å	Условные обозначения линий	Содержание ванадия, %	Соотношение интенсивностей линий в группах		
				V ₁	V ₂	V ₃
V ₁	Fe 4375,9	1	0,15	2=1		
	V 4379,2	2				
	V 4390,0	3				
	V 4395,2	4	3=1			
V ₂	Fe 4871,3	1	0,50	4=1	3<4	
	Fe 4872,1	2				
	V 4875,5	3	3=4			
	Fe 4878,2	4				
V ₃	Fe 6213,4	1	1,5		3=2	2=5; 4=3
	V 6216,4	2				
	Fe 6219,3	3	2,5	3=1	2>5; 4=1	
	V 6224,5	4				
	Fe 6246,3	5				
	Fe 6252,6	6				

Из формул (1) и (2) следует, что яркость линии любого элемента зависит не только от количества атомов в дуговом промежутке, но прежде

Начало

Содержание



Страница 67 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

всего от температуры.

Температура газа в межэлектродном промежутке зависит от формы электродов, расстояния между электродами, параметров электрической схемы дуги и т. д. Все эти параметры для дугового разряда стабилизировать очень трудно, особенно при смене образцов. Поэтому яркость отдельно взятой линии не может служить надежным источником информации о концентрации элемента.

Но можно подобрать две линии в спектре, одна из которых принадлежит примеси, другая основе (в случае сталей это железо) и измерять соотношение их яркостей. В случае равенства их потенциалов возбуждения $\Delta E_1 = \Delta E_2$ отношение яркостей не будет зависеть от температуры дуги.

$$\frac{R_1}{R_2} \sim \frac{n_1 A_1}{n_2 A_2} \exp\left(-\frac{\Delta E_1 - \Delta E_2}{kT}\right) = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{A_1}{A_2} \quad (3)$$

где n_2, A_2 – концентрация железа и вероятность перехода для уровней железа.

При постоянных значениях n_2, A_2 отношение яркостей линии примеси и железа станет пропорционально концентрации примеси независимо от условий возбуждения.

При проведении количественного анализа визуальным способом мы не можем определить во сколько раз изменилась яркость линий после установки нового образца. Такова особенность глаза. Человеческий глаз



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 68 из 262

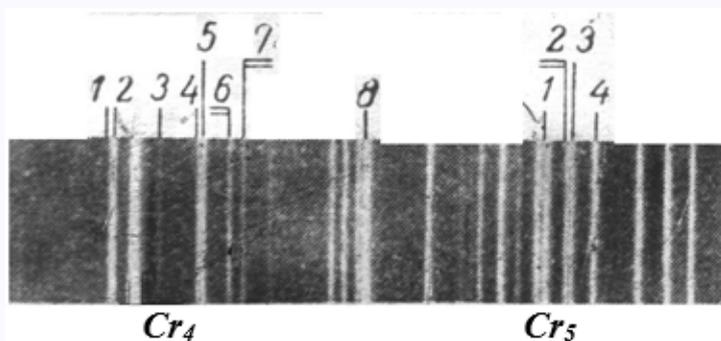
Назад

На весь экран

Закреть

может с высокой степенью точности установить различие каких-то двух линий.

Поэтому методику полуколичественного визуального спектрального анализа разрабатывают так. Изготавливают несколько образцов с разными, заранее измеренными химическим способом концентрациями примеси. В спектре находят линию примеси и рядом несколько железных линий разной яркости, потенциалы возбуждения для которых примерно равны потенциалу примесной линии (в разных образцах разная концентрация). Фиксируют с яркостью, какой железной линии уравнивается яркость примесной для разных концентраций примеси. Итак, определение концентрации примеси в неизвестных образцах сводится к определению того, с яркостью какой железной линии уравнивается яркость примесной линии.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 69 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Спектральные линии и признаки для определения хрома

Группы линий	Длины волн, Å	Условные обозначения линий	Содержание хрома, %	Соотношение интенсивностей линий в группах				
				Cr ₁	Cr ₂	Cr ₃	Cr ₄	Cr ₅
Cr ₁	Fe 4643,5	1	0,05	2 нет		3=1	6<1	
	Cr 4646,2	2	0,10	2<<3, 2≤1		3≤1	6≥1	
	Fe 4647,4	3	0,13	2=1, 2<3		3=2	6>1	
	Cr 4652,2	4	0,15	2≤3, 2≥1		3≥2	7≥1	
	Fe 4654,5	5	0,20					
Cr ₂	Fe 4919,0	1	0,3	2=3			6=3	
	Fe 4920,5	2	0,4	2≥3			6≥3	
	Cr 4922,3	3						
Cr ₃	Fe 5198,7	1	0,7				7=3	
	Fe 5202,3	2	1,0				6=4, 7≥3	2<3
	Cr 5204,5	3	1,5				6<5, 6>4	2=3
	Cr 5206,0	4						
	Cr 5208,4	5						
Cr ₄	Fe 5321,1	1	2,5				7=4	
	Fe 5324,2	2						2=4
	Fe 5333,3	3	5				6≥2, 7=5	
	Fe 5339,9	4					6=8, 7<8	2≥1
	Fe 5341,0	5	10		3≤1			
	Cr 5345,8	6						
	Cr 5348,3	7	15		3=1			
	Fe 5371,5	8						
Cr ₅	Fe 5405,8	1	20		3>1,		6≥8, 7≤8	
	Cr 5409,8	2			3<2		6>8, 7≥8	
	Fe 5410,9	3	30					
	Fe 5415,2	4			3=2			



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 70 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

ХОД РАБОТЫ

Исследуемый образец кладется на столик 1 и закрывается крышкой 2. Между этим образцом, который служит одним электродом и дисковым электродом стилоскопа зажигается дуга. Кнопка включения дуги 3. Дисковый электрод изготовлен из меди, т. к. медь дает очень мало линий. Свет от дуги направляется в спектроскоп 9, расположенный в корпусе стилоскопа. Блок питания дуги расположен рядом. Ручка 4 служит для регулировки величины дугового промежутка (поднимает, опускает дисковый электрод) ручка 5 смещает диск вправо- влево, ручка 6 прокручивает дисковый электрод. Спектр наблюдают в окуляр 7. Необходимый участок спектра выводят с помощью барабана 8, на котором проставлены обозначения соответствующих элементов, на которые проводят анализ.

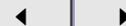
- 1) Установите на столик исследуемый образец. Закройте крышку.
- 2) Выяснив у преподавателя, на какой элемент нужно вести анализ, с помощью барабана 8 выведите необходимую спектральную область.
- 3) Включите дугу кнопкой 3. Наблюдая спектр в окуляр ручками регулировки дуги 4, 5 и 6 добейтесь необходимой яркости спектра. Если линии нечеткие, сфокусируйте окуляр.
- 4) Внимательно изучая спектр, видимый в окуляре, научитесь находить в нем линии, указанные на фотографиях участков спектра.
- 5) Сравнивая яркости линий, указанные в таблице, определите кон-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 71 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

центрацию примесных элементов.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем физическая сущность спектрального эмиссионного анализа?
2. Каково назначение дугового источника?
3. Какие процессы происходят в межэлектродном промежутке?
4. От чего зависит яркость линий спектра?
5. Почему нельзя проводить количественный анализ, измеряя яркость только по одной примесной линии?
6. Как проводится полуколичественный спектральный анализ с помощью стилоскопа.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 72 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 6

Определение потенциала ионизации атома ртути

Цель: Изучение неупругих столкновений электронов с атомами. Определение энергии ионизации атома ртути.

Оборудование:

Лабораторная установка

ТЕОРИЯ

Упругие и неупругие столкновения. В различных физических процессах (в частности, плазменных) важную роль играют столкновения электронов с атомами. Различают упругие и неупругие столкновения.

При упругом столкновении квантовое состояние атома, его структура и, следовательно, его внутренняя энергия E_n не изменяются. Атом, однако, приобретает некоторое количество кинетической энергии K_a . Оценим эту энергию для наиболее простого случая „лобового“ столкновения, в результате которого электрон, обладающий импульсом p_e и кинетической энергией $K_e = p_e^2/(2m_e)$, отлетает назад. Вследствие огромной разницы в массах сталкивающихся частиц абсолютная величина импульса электрона практически не изменяется, а атом получает импульс $p_a \approx 2p_e$ и приходит в движение. Приобретенная атомом кинетическая энергия $K_a = p_a^2/(2M) = p_e^2/(2M)$ составляет лишь небольшую долю



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 73 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

энергии электрона: $K_a/K_e = 4m_e/M_a$, где M_a - масса атома. Для „нелобовых“ упругих столкновений, которые преобладают, передача энергии меньше и зависит от угла разлета частиц.

В результате неупругого столкновения структура атома изменяется. Он переходит в иное квантовое состояние. Если до столкновения атом находился в основном состоянии, то после столкновения он либо возбуждается, либо ионизируется. В соответствии с этим неупругие столкновения электронов с атомами можно подразделить на две разновидности. Следует иметь в виду, что при неупругом столкновении наряду с изменением внутренней энергии $E_n - E_m$ атом приобретает также и некоторое количество кинетической энергии. Если начальная кинетическая энергия электрона не слишком велика, то приобретаемая атомом кинетическая энергия пренебрежимо мала по сравнению с величиной $E_n - E_m$.

Из первого постулата Бора следует, что для перевода атома более высокое стационарное состояние ему нужно сообщить энергию не менее некоторой величины $E_n - E_m$. Очевидно, такие неупругие столкновения возможны только в том случае, если начальная кинетическая энергия электрона K_e превысит пороговое значение $K = E_n - E_m$. А наличие энергии энергетического порога для неупругих столкновений является прямым указанием на квантование внутренней энергии атома. Однако не всегда при достаточном энергетическом обеспечении столкновение обязательно будет неупругим. Даже в случае превышения энергетического порога имеется конечная вероятность и чисто упругого столкновения.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 74 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть



Возбуждение и ионизация атомов неупругими ударами электронов легко осуществляется при пропускании через газ предварительно ускоренного электронного пучка. Именно опыты по неупругому рассеянию электронов на атомах ртути, выполненные в 1914 г. Дж. Франком и Г. Герцем, принесли первое прямое экспериментальное подтверждение основного положения теории Бора о квантовании энергии атома.

Идея опытов заключается в следующем. Атомы более или менее разреженного ртутного пара обстреливаются медленными электронами с известной энергией, а после столкновений исследуется распределение электронов по энергиям. Если столкновения происходят упруго, то энергия электронов почти не изменяется, при неупругих столкновениях часть электронов теряет большое количество энергии, отдавая ее атомам, и меняется распределение электронов по энергиям.

В результате опытов Франка и Герца были установлены два важных факта:

1) при энергиях электронов, меньших некоторой пороговой величины, столкновения происходят упруго, т. е. электроны практически не передают атому своей энергии;

2) при энергиях, превосходящих пороговую величину, удар происходит неупруго - электрон передает почти всю свою энергию атому, который при этом переходит в возбужденное состояние.

Пороговая энергия неупругого столкновения электронов с атомами ртути, измеренная Франком и Герцем, оказалась равной 4,9 эВ. В ре-

зультате такого столкновения атом совершает переход из основного состояния E_1 в ближайшее возбужденное состояние E_2 (рисунок 1). Значит, атом может иметь не любые значения внутренней энергии, а только некоторые избранные, что как раз и следует из постулатов Бора.

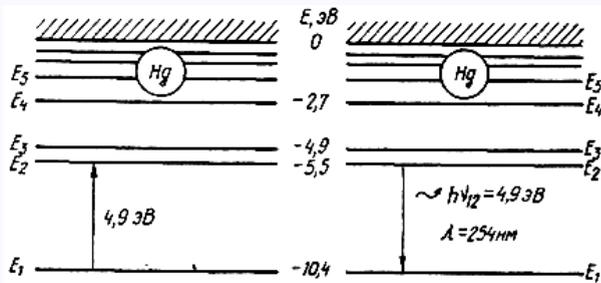


Рисунок 1 - Резонансные переходы для атома ртути

Еще одним важным результатом опытов Франка и Герца явилось то, что было обнаружено испускание ртутным паром ультрафиолетового света с длиной волны

$\lambda = 253,6$ нм, который появлялся всякий раз, как только ускоряющее электроны напряжение V превышало 4,9 В. Нетрудно убедиться в том, что длина волны λ удовлетворяет правилу частот Бора для резонансного перехода $E_2 \rightarrow E_1$ атома ртути (см. рисунок 1).

Неупругое столкновение с переводом атома на первый возбужденный уровень E_2 может и не произойти. В этом случае при дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения некоторые электроны достигают



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 76 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

значений энергии, достаточных для возбуждения второго возбужденного уровня E_3 , третьего возбужденного уровня E_4 и т. д. Ускоряющие напряжения, соответствующие данным уровням энергии, называются потенциалами возбуждения или критическими потенциалами. Однако в плотных газах этого фактически не происходит. Так было и в первых опытах Франка и Герца. Дело в том, что для накопления нужной энергии электрон без неупругих столкновений должен пройти в ускоряющем электрическом поле расстояние, большее по сравнению с длиной свободного пробега между двумя последовательными неупругими столкновениями. Это условие в случае плотных газов не выполняется. Возбуждение высших энергетических уровней E_3, E_4, E_5, \dots возможно при более низком давлении газа и более совершенной аппаратуре.

Целью данной работы является измерение потенциала ионизации атома ртути. В общих чертах экспериментальная сновка напоминает установку Франка и Герца для измерения первого потенциала возбуждения. Особенность нашей установки заключается в том, что в ней используется серийный ртутный тиратрон ТР1-5/2 (рисунок 2), который представляет собой трехэлектродную лампу, из которой выкачан воздух и внутрь введена капелька ртути. Оксидный подогреваемый катод К находится внутри экранирующего цилиндра Э с круглым отверстием в верхней крышке. Сетка С имеет одно-единственное большое отверстие и выполнена в виде полого цилиндра, ось которого перпендикулярна к эмиттирующей поверхности катода. Анод А в форме открытого снизу короткого



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 77 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

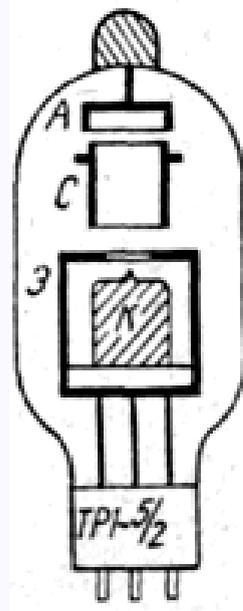


Рисунок 2 - Ртутный тиратрон

цилиндра крепится в верхней части тиратрона на одной оси с сеткой и катодом. Такая конструкция электродов приводит к тому, что на вид вольт-амперной характеристики тиратрона оказывают влияние не все упругие столкновения электронов, а лишь те из них, которые связаны с ионизацией атомов ртути. В отличие от этого при аксиальном расположении катода, сетки и анода, использованном в опыте Франка и Герца, вид вольт-амперной характеристики всецело определяется неупругими



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 78 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

столкновениями электронов возле сетки, переводящими атомы ртути на первый возбужденный уровень. Важную роль играет и то, что в данном случае сетка имеет мелкоячеистую структуру, благодаря чему соответствующая эквипотенциальная поверхность практически совпадает с поверхностью сетки.

Для успешного проведения опыта плотность ртутного пара, которая полностью определяется температурой стенок тиратрона, должна быть такой, чтобы средняя длина свободного пробега электронов была в 2-3 раза меньше расстояния между катодом и сеткой. Так как мощность подогревателя катода достаточно велика, для нагрева стенок лампы нет необходимости применять отдельное устройство. При включении накала катода они в конце концов разогреваются до температуры 60 - 70 °С, в результате чего часть ртути испаряется. Более равномерному нагреву стенок способствует то, что тиратрон помещается в печь, выполняющую роль термостата (сама печь при этом не включается). Оптимальные условия достигаются подбором определенного значения мощности накала катода.

При избранном рабочем режиме в тиратроне происходят следующие процессы. Оксидный катод в результате нагрева его поверхности до температуры 700-800 °С испускает большое количество электронов, которые создают отрицательный объемный заряд. Они ускоряются приложенным к сетке напряжением V . Важно, чтобы ток I , протекающий через тиратрон, был значительно меньше тока насыщения. В этом случае его



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 79 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

величина будет ограничиваться объемным зарядом электронного облака возле катода и, следовательно, определяться формулой Богуславского-Ленгмюра (законом „трех-вторых“):

$$I \sim V^{3/2} \quad 1.19$$

Катод, сетка и анод расположены в тиратроне таким образом, что практически все электроны, в том числе испытавшие упругие и неупругие столкновения с атомами ртути, попадают на сетку. На анод летит совсем немного электронов, вследствие чего ток в анодной цепи очень мал.

Такая ситуация будет сохраняться до тех пор, пока ускоряющее напряжение V меньше потенциала ионизации атома ртути. Но как только V превысит его, в пространстве между катодом и сеткой появятся положительные ионы, которые частично скомпенсируют объемный отрицательный заряд электронного облака. Вследствие этого электронный сеточный ток резко возрастет, увеличится также и доля тока, поступающего на анод, что даст возможность по излому вольт-амперной характеристики определить потенциал ионизации атома ртути.

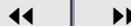
В электронной схеме экспериментальной установки (рисунок 3) накал катода осуществляется от понижающего трансформатора, включенного в сеть переменного тока. Ускоряющее напряжение можно регулировать потенциометром R1 в пределах от 0 до 20В и измерять вольтметром V. Источником напряжения служит стабилизированный источник пи-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 80 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

тания. В цепь между сеткой и анодом включен микроамперметр μA , регистрирующий ток анода.

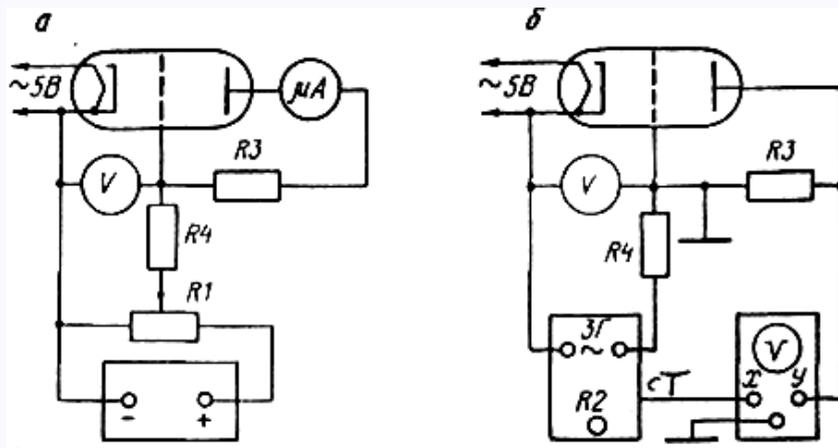


Рисунок 3 - Электронная схема экспериментальной установки

Работа выполняется в следующем порядке. Включают накал тиратрона и ожидают (около 20-30 мин), пока тиратрон нагревается. После этого включают измерительный блок и, приоткрыв печь, наблюдают свечение ртутного пара в пространстве между катодом и сеткой при максимальном ускоряющем напряжении V . Плавно уменьшая его, следят за перемещением границы свечения и определяют значение напряжения V_{min} , при котором свечение полностью исчезает.

Затем можно приступить к количественным измерениям тока и напряжения, необходимым для построения вольт-амперной характеристики.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 81 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

ки. Для этого, постепенно увеличивая напряжение V , снимают показания микроамперметра. В области более быстрого изменения тока отсчеты следует делать чаще (через 0,2 - 0,4 В).

По результатам измерений тока и напряжения строят вольт-амперную характеристику в логарифмическом масштабе, откладывая по горизонтальной оси lgV , а по вертикальной оси lgI . Пока напряжение меньше потенциала ионизации V_i , ток возрастает по закону “трёх-вторых”, а логарифмическая вольт-амперная характеристика в соответствии с уравнением $lgI = const + (3/2) lg V$ будет представлять собой прямую линию. Потенциал ионизации атома ртути может быть найден по началу отклонения логарифмического графика от этой прямой, что выглядит как излом графика. Напряжение, при котором происходит излом, и есть потенциал ионизации с точностью до контактной разности потенциалов. В экспериментальной установке предусмотрена возможность его быстрого предварительного определения с помощью осциллографа. Сущность осциллографического метода состоит в следующем (рисунок 3, б). На сетку тиратрона от звукового генератора ЗГ подается синусоидальное напряжение с частотой около 300 Гц, регулируемое по амплитуде потенциометром R2. Осциллографируется падение напряжения на резисторе R3 в анодной цепи, прямо пропорциональное току I , причем непрерывная развертка осциллографа синхронизована тем же синусоидальным напряжением. На экране осциллографа наблюдают пульсации тока в положительные полупериоды напряжения. Пока амплитуда напряжения



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 82 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

меньше потенциала ионизации V_i , то они имеют вид полупериодов правильной синусоиды. Если амплитуду напряжения установить больше V_i , то на нарастающей ветви пульсации тока появится ионизационный излом. Регулируя величину напряжения, его можно приблизить к самой вершине пульсации. В этом случае амплитуда синусоидального напряжения будет равна потенциалу ионизации. Ее легко определить либо по показанию вольтметра, либо с помощью того же осциллографа после соответствующего переключения цепей. Переход к измерениям осциллографическим методом осуществляется весьма просто: тумблеры на пульте управления установки переключают в нужные положения.

Наличие контактной разности потенциалов между катодом и сеткой тиратрона изменяет величину напряжения, ускоряющего электроны, смещая всю вольтамперную характеристику вправо или влево на величину этой разности, и потенциал ионизации, полученный из вольтамперной характеристики, оказывается завышенным на несколько десятых вольта. Значения контактной разности потенциалов немного отличаются для каждого экземпляра тиратрона. Они приведены в техническом паспорте установки. При точном определении потенциала ионизации описанными методами контактную разность необходимо учитывать, вводя соответствующую поправку.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 83 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

ХОД РАБОТЫ

1. Произвести предварительное определение потенциала ионизации атома ртути осциллографическим методом (с учетом контактной разности потенциала).
2. Описать вид свечения ртутного пара в тиратроне при изменении напряжения на сетке V . Определить значение напряжения V_{min} , при котором исчезает свечение. Объяснить физический механизм свечения.
3. Произвести измерения напряжения и тока, необходимые для построения вольт-амперной характеристики.
4. Построить график зависимости $\lg I = f(\lg V)$.
5. Определить с помощью этого графика потенциал ионизации атома ртути (вводя поправку на контактную разность потенциала).
6. Вычислить энергию ионизации атома ртути (в электрон-вольтах и джоулях).
7. Оценить относительное количество энергии, передаваемое электроном атому ртути при упругом столкновении.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сформулировать постулаты Бора.
2. Как долго атом находится в возбужденном состоянии?
3. Почему для экспериментального определения уровней энергии ато-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 84 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

ма вещество переводится в газообразное состояние?

4. Как распределены атомы по уровням энергии при термическом возбуждении?
5. Дать определение энергии ионизации атома.
6. Чем различаются упругие и неупругие столкновения электронов с атомами?
7. Что такое радиационная рекомбинация?
8. Перечислить и кратко охарактеризовать возможные способы возбуждения и ионизации атомов.
9. Рассказать об опыте Франка и Герца по определению первого потенциала возбуждения атома ртути.
10. В чем состоит значение опытов Франка и Герца для атомной физики?
11. Объяснить формулу Богуславского-Ленгмюра (закон „трех -вторых“).
12. Как устроен ртутный тиратрон?
13. Объяснить происхождение излома на вольт-амперной характеристике тиратрона.
14. Чем объясняется свечение ртутного пара в пространстве между сеткой и катодом?



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 85 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 7

Изучение спектра атома натрия

Цель:

Освоение общих принципов систематики спектров сложных атомов. Измерение длин волн и оценка дублетного расщепления наиболее ярких линий в спектре излучения атома натрия. Нахождение уровней энергии, энергии ионизации, значений квантового дефекта и эффективного заряда атома натрия.

Оборудование:

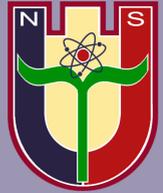
Лабораторная установка

ТЕОРИЯ

Строение атомов щелочных металлов

Из всех сложных атомов атомы щелочных элементов лития, натрия, калия, рубидия, цезия имеют наиболее простую внешнюю (валентную) оболочку, состоящую только из одного электрона (рис. 1). Остальные $Z - 1$ электронов атома образуют вместе с ядром достаточно прочный атомный остов, такой же по структуре, как и предшествующий каждому из них в периодической системе атом благородного газа: гелия, неона, аргона, криптона, ксенона соответственно.

Это делает похожим атом щелочного металла на атом водорода, при-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 86 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

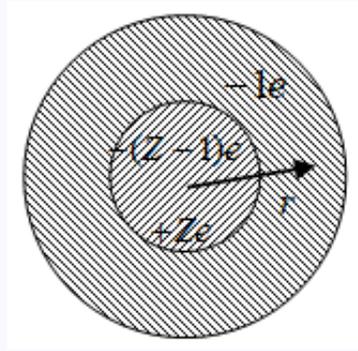
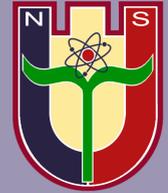


Рисунок 1 - Атом щелочного элемента

чем атомный остов выполняет роль эффективного ядра с зарядом Z^* , близким по величине к единице. Отличия от атома водорода связаны с тем, что внешний электрон может частично проникать внутрь атомного остова. В силу общих квантовых законов электрон в атоме не имеет строгой локализации. Принципиально невозможно указать его координаты, можно лишь рассчитать вероятность пребывания в той или иной части пространства или, как говорят, плотность вероятностного электронного облака. В некоторых состояниях вероятностное облако внешнего электрона оказывается внутри атомного остова, что, естественно, приводит к увеличению эффективного заряда Z^* , с которым взаимодействует электрон.

Весьма существенным является то обстоятельство, что эффективное поле, в котором движется внешний электрон, обладает центральной сим-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 87 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

метрией. Вследствие этого потенциальная энергия электрона U зависит только от расстояния до центра r : $U = U(r)$. На больших расстояниях электроны остова экранируют поле ядра, вследствие чего эффективное поле совпадает с кулоновским полем точечного заряда $+1e$, и потенциал $U(r)$ оказывается таким же, как и в атоме водорода:

$$U(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}, r \rightarrow \infty$$

Вблизи ядра, когда $r \rightarrow 0$, экранировка не имеет места, и электрон взаимодействует непосредственно с ядром, имеющим заряд $+Ze$. При этом потенциальная энергия взаимодействия будет равна

$$U(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}, r \rightarrow 0$$

Для всей области изменения r можно записать

$$U(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z(r)e^2}{r} \quad (3.17)$$

где $Z(r)$ представляет собой некоторую функцию, плавно убывающую по мере увеличения r от величины Z до 1. Очевидно, на всем протяжении кривая $U(r)$ лежит ниже кривой для водородного потенциала:

$$U_H(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 88 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Ввиду сходства в строении атомов щелочных металлов и атома водорода у них оказываются аналогичными как расположение уровней энергии, так и спектры. Значит, прежде чем перейти к более детальному рассмотрению свойств щелочных атомов, целесообразно остановиться на квантовом описании атома водорода.

Квантовое описание атома водорода.

Решение квантовомеханического уравнения Шредингера для атома водорода приводит к следующим результатам.

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + [E - U_H(r)] \psi = 0$$

Прежде всего получается, что связанные состояния атома водорода образуют дискретный набор с определенными значениями энергии E_n :

$$E_n = -\frac{A}{n^2}, n = 1, 2, 3, \dots, \quad (3.18)$$

где $A = Rch = 13,6$ эВ - энергия ионизации атома водорода из основного состояния; $K = 109\,678 \text{ см}^{-1}$ - постоянная Ридберга; n - главное квантовое число, которое может принимать все целые значения, начиная с единицы. Уровни энергии n являются вырожденными, т. е. каждому уровню (а следовательно, и каждому главному квантовому числу n) отвечает несколько состояний, которые различаются формой электронного облака и величиной орбитального момента импульса электрона L . Орбитальный момент квантуется по закону



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 89 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

$$|L| = h\sqrt{l(l+1)}$$

где l - орбитальное квантовое число:

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1 \quad (3.19)$$

Состояния с разными значениями l принято обозначать латинскими буквами (таблица 1).

	s	p	d	f	g	h	I
$l =$	0	1	2	3	4	5	6

Таблица 1

и соответственно называть s-состояниями, p-состояниями, d-состояниями и т.д.

Общее представление о форме электронных облаков в состояниях с разными l дает рисунок 2. На нем изображены для двух состояний графики величины $\psi|^2 r^2$, характеризующей плотность вероятности обнаружить электрон в шаровом слое между радиусами r и $r+dr$.

Общая закономерность такова: электронные облака увеличиваются в размерах прямо пропорционально квадрату главного квантового числа n и перераспределяются к периферии с увеличением орбитального квантового числа l .



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 90 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

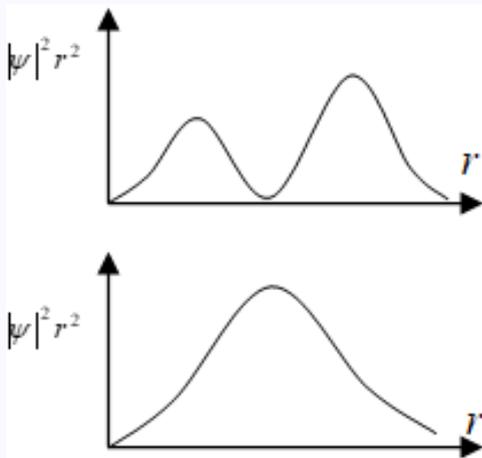


Рисунок 2 - плотность вероятности обнаружения электрона в шаровом слое

Следует подчеркнуть, что вырождение энергии по l в атоме водорода является случайным и связано с тем, что потенциал спадает как функция $(-1/r)$.

Помимо момента L , связанного с орбитальным движением, электрон имеет собственный, так называемый спиновый момент S , величина которого $|S| = h\sqrt{S(S+1)}$, где s – спиновое квантовое число (или просто спин), принимает одно единственное значение:

$$S = \frac{1}{2} \quad (3.20)$$

Полный момент импульса атома J представляет собой геометриче-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 91 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

скую сумму орбитального L и спинового S моментов, причем его абсолютная величина квантуется по закону

$$|J| = h\sqrt{j(j+1)} \quad (3.21)$$

где j - квантовое число полного момента (внутреннее квантовое число). При фиксированном l квантовое число принимает два значения:

$$j = l \pm \frac{1}{2} \quad (3.22)$$

т. е. состояния атома оказываются раздвоенными или, как говорят, дублетными. В s -состояниях орбитальный момент отсутствует, следовательно, полный момент J совпадает со спиновым S , а j принимает единственное значение: $j = 1/2$. Поэтому s -состояния синглетные (одиночные). Все возможные состояния атома водорода для четырех значений главного квантового числа приведены в таблице 2. Цифра перед символическим буквенным обозначением состояния указывает главное квантовое число n , цифра внизу справа - значение внутреннего квантового числа j , а цифра вверху слева - значение $2s + 1$ (мультиплетность). Например, символическое обозначение $3^2S_{1/2}$ читается так: «три дублет S одна вторая».

Уровни энергии щелочных атомов. Переходя к атомам щелочных металлов, в первую очередь следует учесть центральную симметрию поля, в котором находится внешний электрон. Именно благодаря этому



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 92 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

n	l	0	1	2	3
1		$1^2s_{1/2}$			
2		$2^2s_{1/2}$	$2^2p_{1/2}$		
3		$3^2s_{1/2}$	$3^2p_{3/2}$ $3^2p_{1/2}$	$3^2d_{3/2}$	
4		$4^2s_{1/2}$	$4^2p_{3/2}$ $4^2p_{1/2}$	$4^2d_{5/2}$ $4^2d_{3/2}$	$4^2f_{5/2}$
		$4^2s_{1/2}$	$4^2p_{3/2}$	$4^2d_{5/2}$	$4^2f_{7/2}$

Таблица 2

обстоятельству сохраняется момент импульса электрона и оказывается возможным охарактеризовать его состояние теми же квантовыми числами n , l , s , j , которые описывают состояние электрона в атоме водорода. Квантовые числа l , s , j , принимают значения, определяемые соответственно соотношениями (3.19)-(3.21). В сложных атомах из-за действия принципа Паули минимальное значение главного квантового числа n уже не равно единице. Согласно данному принципу, любые два электрона в атоме должны отличаться значением хотя бы одного квантового числа. Поскольку электроны атомного остова заполняют наиболее глубокие состояния с меньшими главными квантовыми числами, то для



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 93 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

внешнего электрона остаются состояния, для которых n принимает следующие целочисленные значения: $n = n_{min}, n_{min} + 1, n_{min} + 2, \dots$

Орбитальные и спиновые моменты всех внутренних электронов взаимно компенсируются, вследствие чего спиновый, орбитальный и полный моменты атома, а также его квантовые числа совпадают с соответствующими моментами и квантовыми числами внешнего электрона (таблица 3).

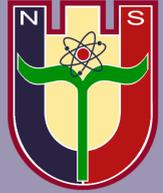
Элемент	Li	Na	K	Rb	Cs
Z	3	11	19	37	55
n_{min}	2	3	4	5	6
Основное состояние	$2^2s_{1/2}$	$3^2s_{1/2}$	$4^2s_{1/2}$	$5^2s_{1/2}$	$6^2s_{1/2}$

Таблица 3

Очевидно, что уровни энергии и спектры атомов щелочных металлов обусловлены исключительно состояниями и переходами внешнего электрона. Энергия стационарных состояний может быть записана с помощью формулы

$$E_{n,l} = -\frac{RchZ_{n,l}^*{}^2}{n^2} = -\frac{AZ_{n,l}^*{}^2}{n^2}, \quad (3.23)$$

которая похожа на формулу (3.18) для атома водорода. Однако в отличие от (3.18) в (3.22) входит эффективный заряд атомного остова



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 94 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

$Z_{n,l}^*$, зависящий от орбитального квантового числа l и главного квантового числа n (слабее). Следовательно, в щелочных атомах снимается вырождение уровней энергии по орбитальному квантовому числу.

Появление зависимости энергии от l объясняется тем, что потенциал поля многоэлектронных атомов, в соответствии с (3.17), спадает по мере приближения к центру гораздо быстрее, чем по закону $(-1/r)$. Тогда при достаточно глубоком проникновении внешнего электрона в атомный остов, заметная доля его потенциальной энергии оказывается связанной с той частью вероятностного облака электрона, которая располагается при малых r . У электрона в s -состоянии эта часть существенно больше, чем у электрона в p -состоянии (см. рисунок 3), а у электрона в p -состоянии больше, чем у электрона в d -состоянии, и т. д. Значит, при одинаковых n уровни будут лежать тем глубже, чем меньше l . Чем больше электронов в атоме, тем большее значение может принимать эффективный заряд $Z_{n,l}^*$ и тем значительнее оказывается расщепление уровней с разными l . В тяжелых атомах оно так велико, что при некоторых n уровни с большими значениями l расположены выше s -уровней с главным квантовым числом $n + 1$. Уровни с различными n при этом перемешиваются. И наоборот, чем больше n и l , тем дальше от атомного остова находится внешний электрон и тем меньше эффективный заряд $Z_{n,l}^*$ отличается от единицы. Следовательно, при больших n и l можно ожидать, что система уровней близка к водородной.

В спектроскопии принято уровни энергии атомов щелочных металлов



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 95 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

по аналогии с атомом водорода описывать формулой

$$E_{n,l} = -\frac{Rch}{(n - \Delta_l)^2} = -\frac{A}{(n - \Delta_l)^2}, \quad (3.24)$$

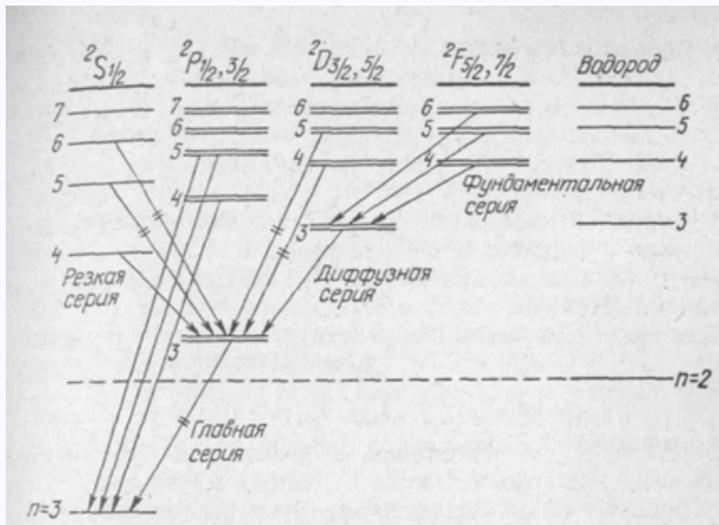


Рисунок 3 - Диаграмма уровня энергии натрия

где Δ_l - так называемая поправка Ридберга или квантовый дефект. Существенно, что он почти не зависит от n и резко уменьшается при увеличении орбитального квантового числа l.

Атом натрия. В данной работе изучается спектр испускания атома натрия. На его диаграмме уровней энергии (рисунок 3) для большей наглядности уровни с одинаковыми значениями орбитального квантового



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 96 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

числа выделены в отдельные «лесенки». Там же для сравнения показаны уровни энергии атома водорода. F- и C-уровни натрия практически не отличаются от водородных, и квантовые дефекты для них близки к нулю: $\Delta_f \approx 0$, $\Delta_d \approx 0$. Однако расположение нижних уровней s- и p-состояний заметно отличается от водородных. Так, уровень 4^2S лежит гораздо ниже, чем уровень 3^2D , т. е. имеет место уже упоминавшееся перемешивание уровней с разными n . (В отличие от состояний уровни энергии принято обозначать заглавными буквами S, P, D, F, G и т. д.)

Тонкая структура уровней. Все уровни с $l \neq 0$ состоят из двух близко расположенных компонент (дублетов). Это так называемая тонкая структура. Тонкой она называется потому, что расщепление уровней мало по сравнению с расстоянием между уровнями с различными n и l . Причиной тому является магнитное взаимодействие спинового и орбитального моментов электрона. Спиновый магнитный момент электрона μ_s , может принимать две различные ориентации в магнитном поле B_l , которое возникает вследствие его же орбитального движения. При этом появляется добавка к энергии атома $l_s = -\vec{\mu}_s \vec{B}_l$, которая принимает два разных значения в зависимости от взаимной ориентации векторов $\vec{\mu}_s$ и B_l . Двум ориентациям отвечают два значения внутреннего квантового числа $j = l - 1/2$ и $j = l + 1/2$, причем уровень при $j = l - 1/2$ обычно лежит ниже уровня при $j = l + 1/2$.

Количественное рассмотрение спин-орбитального взаимодействия упрощается в системе координат, жестко связанной с электроном, поскольку



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 97 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

именно в данной системе взаимодействие является чисто магнитным, причем поле B_l .

$$l-1/2, l+1/2 = Rch \frac{\alpha^2 Z_g^{*4}}{1} \quad (3.25)$$

из которой видна зависимость величины расщепления от орбитального квантового числа l и эффективного заряда ядра Z_g^* . Здесь α - постоянная тонкой структуры, которая равна

$$\alpha = (1/4\pi\epsilon_0) \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137}$$

Для S-уровней спин-орбитальное взаимодействие отсутствует. Они не расщепляются, т. е. являются синглетами, потому что в s-состояниях отсутствуют орбитальные механический и магнитный моменты и $Bl = 0$.

Следует иметь в виду, что эффективный заряд $Z_{n,l}^*$ не совпадает с эффективным зарядом Z_g^* , входящим в формулу (3.22), для энергии электрона: он оказывается заметно больше. Это объясняется тем, что экранировка магнитного взаимодействия электронами атомного остова значительно слабее по сравнению с экранировкой электростатического взаимодействия.

Правила отбора и спектр. Квантовые переходы между состояниями атома с испусканием или поглощением света возможны лишь при опре-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 98 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

деленных ограничениях, накладываемых на величину изменения квантовых чисел так называемыми правилами отбора.

Переходы возможны, если орбитальное квантовое число начального и конечного состояний атома различается на единицу, т. е.

$$\Delta l = \pm 1 \quad (3.26)$$

а квантовое число полного момента этих состояний либо также различается на единицу, либо имеет одинаковые значения (не нулевые!):

$$= 0, \pm 1 \quad (3.27)$$

Излучательные переходы при иных изменениях квантовых чисел l и j запрещены. Главное квантовое число n может изменяться при переходах на любую величину либо совсем не изменяться.

Правило отбора по орбитальному квантовому числу (3.25) связано с законом сохранения четности волновой функции.

Правило отбора по квантовому числу полного момента (3.26) станет понятным, если учесть, что фотон имеет спиновый момент импульса, равный $1\hbar$, и что при рождении или поглощении фотона должен выполняться закон сохранения момента импульса. Фотон может ориентироваться спином в момент вылета из атома параллельно, антипараллельно и перпендикулярно по отношению к полному моменту импульса атома в конечном состоянии. Если спин фотона параллелен конечному моменту



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 99 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

атома, то для выполнения закона сохранения момента импульса полный момент в конечном состоянии должен быть на $1\hbar$ меньше момента в начальном. Это происходит за счет уменьшения орбитального момента в процессе испускания фотона. При антипараллельной ориентации спина фотона по отношению к моменту конечного состояния по той же причине полный и орбитальный моменты конечного состояния должны быть на $1\hbar$ больше моментов начального состояния. Наконец, когда спин фотона перпендикулярен моменту конечного состояния, полный момент при испускании меняться не должен. Но орбитальный момент уменьшается на $1\hbar$ (ведь для образования фотона необходимо откуда-то взять момент, равный $1\hbar$). Однако, несмотря на уменьшение орбитального момента, полный момент не уменьшается потому, что в процессе излучения спин электрона переворачивается из антипараллельного положения в параллельное. Это и компенсирует уменьшение орбитального момента, входящего составной частью в полный момент.

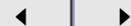
Правило отбора по орбитальному квантовому числу (3.25) связано как с законом сохранения момента импульса, так и с законом сохранения четности волновой функции. Поскольку фотон обладает отрицательной четностью, то в результате его испускания или поглощения четность волновой функции атома должна измениться. Четность P для атома с одним валентным электроном однозначно определяется орбитальным квантовым числом через соотношение $P = (-1)^l$, и переходы без изменения l (или $\Delta l = 0$) оказываются невозможными. Что касается переходов,



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 100 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

при которых $\Delta l = \pm 3, \pm 5, \dots$, то на них накладывает запрет закон сохранения момента импульса.

Правила отбора по l приводят к появлению в спектре испускания натрия нескольких серий спектральных линий. Как известно, серию образуют спектральные линии с общим нижним уровнем, причем обычно они располагаются в одной спектральной области (ультрафиолетовой, видимой, инфракрасной). Волновые числа $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ линий, входящих в серию, подчиняются простым закономерностям, называемым сериальными формулами. Ниже приводятся важнейшие серии атома натрия и их сериальные формулы, наблюдающиеся в испускании:

$$\text{главная серия } 3^2S - n^2P : \tilde{\nu} = R[1/(3 - \Delta_s)^2 - 1/(n - \Delta_p)^2];$$

$$\text{резкая серия } 3^2P - n^2S : \tilde{\nu} = R[1/(3 - \Delta_p)^2 - 1/(n - \Delta_s)^2];$$

$$\text{диффузная серия } 3^2P - n^2D : \tilde{\nu} = R[1/(3 - \Delta_p)^2 - 1/(n - \Delta_d)^2];$$

$$\text{фундаментальная серия } 3^2D - n^2F : \tilde{\nu} = R[1/(3 - \Delta_d)^2 - 1/(n - \Delta_f)^2],$$

где $n=4,5,6,\dots$

Главная серия наблюдается также в спектре поглощения, проявляя тем самым сходство с серией Лаймана для водорода. Некоторые квантовые переходы из приведенных серий показаны на рисунке 4.

Принятые в спектроскопии буквенные обозначения состояний с различными значениями орбитального квантового числа $l = 0, 1, 2, 3$ происходят как раз от наименования серий в спектрах щелочных элементов. Буквы s, p, d, f являются начальными буквами английских названий серий s (sharp - резкая), p (principal - главная), d (diffuse - диффузная), f



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 101 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

(fundamental - фундаментальная).

Тонкая структура линий. Зная тонкую структуру уровней, нетрудно выяснить характер расщепления линий различных серий. Учитывая правила отбора по j ($\Delta j = 0, \pm 1$), получаем:

Главная серия – дублеты ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2}, {}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$

Резкая серия – дублеты ${}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2}, {}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$

Диффузная серия – триплеты ${}^2P_{1/2} - {}^2D_{3/2}, {}^2P_{3/2} - {}^2D_{3/2}, {}^2P_{3/2} - {}^2D_{5/2}$

Фундаментальная серия – триплеты ${}^2D_{3/2} - {}^2F_{5/2}, {}^2D_{5/2} - {}^2F_{5/2}, {}^2D_{5/2} - {}^2F_{7/2}$.

При анализе экспериментальных данных надо учитывать быстрое убывание тонкого расщепления с увеличением n и l , следующее из формулы (3.24). Дублетное расщепление линий главной серии определяется тонкой структурой верхних уровней ${}^2P_{1/2,3/2}$, так как нижний уровень является синглетным (рис. 3.10). Поэтому дублетное расщепление особенно велико для головной линии главной серии ${}^3S_{1/2} - {}^2P_{1/2,3/2}$. При переходе к высшим, более коротковолновым членам серии оно быстро падает. Дублетное расщепление линий резкой серии, наоборот, полностью определяется тонкой структурой нижнего уровня ${}^3P_{1/2,3/2}$, и все линии резкой серии имеют в шкале частот или волновых чисел одинаковые дублетные расщепления.

Расстояние между двумя компонентами триплета ${}^2P_{1/2} - {}^2D_{3/2}$ и ${}^2P_{3/2} - {}^2D_{3/2}$ определяется расщеплением нижнего уровня и постоянно для всех линий серии (рис. 3.11). Расстояние же между компонентами ${}^2P_{3/2} - {}^2$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 102 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

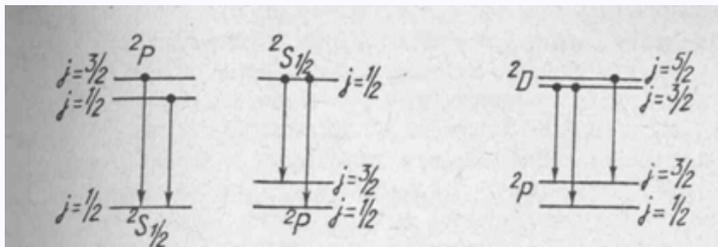


Рисунок 4

$D_{3/2}$ и ${}^2P_{3/2} - {}^2D_{5/2}$ определяемое расщеплением верхнего уровня, значительно меньше по величине и быстро убывает для высших членов серии. При небольшой разрешающей силе спектрального прибора эти компоненты не разрешаются и линии диффузной серии имеют вид дублетов. Аналогичным образом легко установить структуру линий фундаментальной серии.

Дублетное расщепление линий в шкале волновых чисел равно (см. формулу (3.24))

$$\Delta\tilde{\nu}_{l-1/2, l+1/2} = R \frac{\alpha^2 Z_g^{*4}}{n^3 l(l+1)} \quad (3.28)$$

ИЗМЕРЕНИЯ

В работе изучается спектр испускания атома натрия в видимой области. Свечение паров создается в специальной натриевой лампе ДНаС-18 при пропускании через нее электрического тока. Лампа питается от сети



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 103 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

переменного тока 220 В через последовательно включенный дроссель.

Для наблюдения спектра и измерения длин волн спектральных линий используется призмный монохроматор-спектрометр УМ-2. Проверив в соответствии с рекомендациями работы 1 градуировку монохроматора, устанавливают на рельсе натриевую лампу. Минут через десять после её включения приступают к исследованию спектра. Наиболее яркой линией натрия является жёлтая, соответствующая резонансному переходу $3^2S - 3^2P$. Левее наблюдается оранжевая линия $3^2P - 3^2S$ небольшой интенсивности. Правее от жёлтой хорошо видна вторая по интенсивности линия спектра $3^2P - 4^2D$. Далее следуют еще две линии: зеленая $3^2P - 6^2S$ и голубая $3^2P - 5^2D$. Все пять названных линий имеют дублетную структуру и легко отличаются от одиночных линий аргона, которые могут наблюдаться у некоторых экземпляров натриевых ламп. Для лучшего наблюдения дублетной структуры всякий раз после совмещения линий с указателем следует уточнять фокусировку с помощью маховичка б. При наблюдении желтой линии ширина щели должна быть минимальной, на остальных она несколько расширяется. Для дублетных компонент всех указанных линий находят отсчеты на барабане ϕ и с помощью градуировочного графика определяют длины волн λ .

ХОД РАБОТЫ

1. Полученные результаты могут быть использованы для определения



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 104 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

некоторых важных параметров атома натрия. Их обработку начинают с вычисления волновых чисел, после чего находят дублетное расщепление линий как в шкале волновых чисел, так и в шкале длин волн. Определяют средние значения волновых чисел спектральных линий, найденные путем усреднения по двум компонентам дублетной структуры, а также соответствующие энергии фотонов $\langle h\nu \rangle$.

2. Вычисляют энергию стационарных состояний атома натрия в электронвольтах. Сначала, используя водородоподобность d-состояний ($\Delta_d \approx 0$), по формуле (3.23) находят энергию E_{nd} уровней 4D – 8D. Далее с помощью правила частот Бора $E_n - E_m = h\nu_{nm} = hc\nu_{nm}$ и схемы переходов (см. рисунок 4) находят энергию уровней 3P и 3S, используя соответствующие значения $\langle h\nu \rangle$. Аналогичным образом находят энергию уровней 5S и 6S. (Энергию уровня 3P предпочтительнее определять по переходу 3P – 5D, поскольку водородоподобность состояния 5d лучше, чем состояния 4d.) Подставляя полученные значения $E_{3s}, E_{5s}, E_{6s}, E_{3p}$, в формулу (3.23), находят квантовые дефекты $\Delta_{3s}, \Delta_{5s}, \Delta_{6s}, \Delta_{3p}$. При этом следует обратить внимание на то что квантовые дефекты $\Delta_{3s}, \Delta_{5s}, \Delta_{6s}$, различаются незначительно. Их используют далее при вычислении энергии E_{ns} и E_{np} уровней 4S, 7S, 8S, 4P – 8P. Результаты будут более точными, если для вычисления E4s использовать среднее арифметическое квантовых дефектов Δ_{3s} и Δ_{5s} , а для вычисления энергии остальных S-уровней - квантовый дефект Δ_{6s} . Все вычисления энергии выполняют до сотых долей электронвольта.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 105 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

3. По полученным данным строят схему уровней энергии атома в масштабе 0,5 эВ/см (без учета дублетной структуры) и указывают на ней переходы, соответствующие наблюдавшимся линиям. Анализируя схему уровней энергии, находят энергию ионизации W_i атома натрия из основного состояния. С помощью формул (3.22) и (3.23) определяют эффективный заряд атомного остова $Z_{n,1}^*$ в состояниях s, p, и f.

4. По формуле (3.27) рассчитывают эффективный заряд Z_g^* , используя величину тонкого расщепления $\langle \Delta/\tilde{\nu}_{l-1/2, l+1/2} \rangle$, усредненную по всем линиям. (Предварительно надо убедиться, что такое усреднение имеет физический смысл.)

5. Находят минимальную и максимальную энергии фотонов, минимальное и максимальное волновые числа, а также максимальную и минимальную длины волн для главной, резкой, диффузной и фундаментальной серий атома натрия.

ЗАДАНИЕ

1. Проверить правильность градуировки монохроматора. В случае необходимости ввести поправку в показания градусной шкалы барабана.

2. Понаблюдать спектр излучения натрия. Измерить длины волн дублетных компонент для пяти описанных линий. Схематически зарисовать спектр, указать на рисунке длины волн и цвета линий.

3. Обработать результаты измерений в соответствии с указаниями



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 106 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

предыдущего параграфа. Построить масштабную диаграмму уровней энергии атома натрия.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какова структура атомов щелочных металлов?
2. Сравнить атом щелочного металла с атомом водорода.
3. Перечислить квантовые числа атома водорода и раскрыть их физический смысл.
4. Какова форма электронных облаков атома водорода?
5. В каких квантовых состояниях могут находиться атомы щелочных металлов?
6. В чем состоит физическая причина снятия вырождения энергии щелочных атомов по орбитальному квантовому числу?
7. Объяснить характер зависимости эффективного заряда $Z_{n,1}^*$ от квантовых чисел.
8. Какова физическая причина дублетной структуры уровней энергии?
9. От чего зависит дублетное расщепление?
10. Объяснить правила отбора по l и j .
11. Какие серии наблюдаются в спектре испускания атома натрия?
12. Какова тонкая структура линий в разных сериях?



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 107 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 8

Изучение колебательной структуры возбужденного электронного состояния двухатомных молекул йода

Цель:

Изучить колебательную структуру возбужденного состояния молекул йода

Оборудование:

Лабораторная установка

ТЕОРИЯ

Методы оптической спектроскопии оказываются очень эффективными при изучении структуры энергетических уровней молекул. Знание этой структуры позволяет рассчитывать основные параметры, характеризующие строение молекул любых веществ (например, энергию диссоциации молекулы, равновесные расстояния между атомами внутри молекулы и их расположение, частоты колебательных и вращательных движений и т.д.).

В данной работе по спектрам поглощения паров йода изучается структура колебательных энергетических уровней возбужденного электронного состояния двухатомных молекул йода и проводится расчет основных параметров, характеризующих молекулу йода в возбужденном со-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 108 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

стоянии: энергии диссоциации D , частоты собственных колебаний ω и константы ангармоничности χ .

Как показывает опыт, спектры молекул значительно сложнее линейчатых спектров атомов и имеют очень характерный вид. Так, например, в ультрафиолетовой и видимой областях наблюдаются полосатые спектры, состоящие из отдельных полос, которые при достаточной дисперсии спектрального прибора разрешаются на близко расположенные линии. В инфракрасной области (1 - 50 мкм) молекулы также обладают спектрами, состоящими из отдельных полос, которые при большой дисперсии могут быть разрешены на отдельные близко расположенные линии.

Такой вид спектров обусловлен тем, что в молекулах движение является более сложным, чем в атомах. Молекула представляет собой динамическую систему, состоящую из атомов, которые соединены в одно целое силами, обусловленными электронным взаимодействием квантового характера. В отличие от атома, в молекуле имеется три вида движений: электронное (движение электронов вокруг ядер), колебательное (колебание ядер около их положений равновесия) и вращательное (вращение молекулы как целого в пространстве). В достаточно строгом приближении энергия молекулы может быть представлена в виде суммы энергий указанных движений:

$$E = E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вращ}}.$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 109 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Все эти виды энергий являются квантованными и могут быть представлены как функции целых чисел (квантовых чисел). При изменении соответствующего квантового числа на единицу сильнее всего изменяется электронная энергия, т.е. порции (кванты) электронной энергии являются наибольшими. Следующими по величине являются порции колебательной энергии и самыми малыми являются порции вращательной энергии:

$$\Delta E_{\text{эл}} \gg \Delta E_{\text{кол}} \gg \Delta E_{\text{вращ}}.$$

Систему энергетических уровней можно представить в виде схемы, изображенной на рисунке 1, где индексом эл обозначены электронные, кол – колебательные, вращ – вращательные уровни.

Частота света, испускаемого или поглощаемого при изменении энергии, ω , значит, и состояния молекулы, запишется:

$$\omega = \Delta E_{\text{эл}}/h + \Delta E_{\text{кол}}/h + \Delta E_{\text{вращ}}/h.$$

Кванты света, рождающиеся при изменении только вращательной энергии, формируют в приборе спектральные линии, лежащие в далекой инфракрасной области (длина волны $10 \div 100$ мкм).

Кванты света, изменяющие колебательное состояние молекул, формируют спектральные линии, лежащие в ближней инфракрасной области (длина волны порядка нескольких микрон).



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 110 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Кванты света, изменяющие электронное состояние молекул, формируют спектральные линии, лежащие в видимой области спектра.

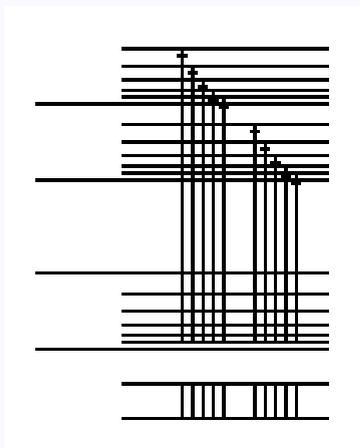


Рисунок 1 - Схемы энергетических уровней

Обычно при изменении электронного состояния одновременно изменяются и колебательное и вращательное. В этом случае имеют место переходы между энергетическими уровнями, изображенными на рисунка 6. Каждый такой переход дает в спектре поглощения (или излучения) свою линию. Причем, расстояние между линиями в спектре поглощения отражает структуру энергетических уровней верхних, возбужденных состояний. Расстояние между линиями, обусловленное наличием вращательных уровней, очень мало. В приборах со средней разрешающей способностью они сливаются, образуют целую полосу. По-этому



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 111 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

молекулярные спектры называют иногда полосатыми.

В данной работе мы имеем дело с электронно-колебательным спектром, отражающим колебательную структуру верхнего, возбужденного электронного состояния (вращательная структура не разрешена). Поэтому разберем более по-дробно теорию колебательных состояний.

В состоянии с наимизшей энергией атомы в молекуле занимают некоторое равновесное положение, характеризуемое равновесным расстоянием x . При нарушении этого равновесия за счет внешних воздействий атомы совершают колебательные движения. При малых отклонениях от положения равновесия эти колебания можно считать гармоническими, т.е. задачу можно свести к гармоническому осциллятору.

Уравнение движения такого одномерного осциллятора

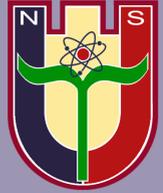
$$m\ddot{a} + kx = 0, \quad (1)$$

где m - приведенная масса молекулы, k - коэффициент упругости, x - величина отклонения от положения равновесия. Уравнение (1) имеет решение:

$x = x_0 \cos \omega t$, где $\omega = \sqrt{k/m}$ - частота собственных колебаний осциллятора. Потенциальная энергия

$$U = k \cdot x^2 / 2 = m \cdot \omega^2 \cdot x^2 / 2 \quad (2)$$

Таким образом, классический осциллятор обладает потенциальной



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 112 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

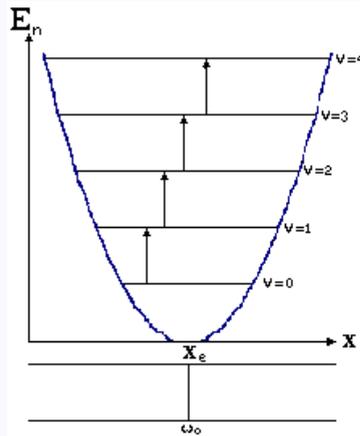


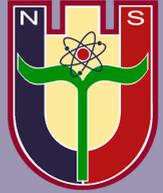
Рисунок 2

энергией, параболически зависящей от отклонения от положения равновесия. Кроме того, он обладает одной частотой, т.е. в поглощении он должен давать одну линию, что противоречит результатам эксперимента.

Квантовомеханический подход дает другой результат. В одномерном случае $\nabla^2\phi = d^2\phi/dx^2$. Поэтому уравнение Шредингера для линейного осциллятора выглядит следующим образом:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2}\right)\phi = 0 \quad (3)$$

где E - полная энергия осциллятора. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что **уравнение (3)** имеет конечные, однознач-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 113 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

ные и непрерывные решения при значениях параметра E , равных

$$E_v = (v + 1/2)h\omega (v = 0, 1, 2, \dots), \quad (4)$$

где $\omega = \sqrt{k/m}$ - классическая частота колебаний, v - колебательное квантовое число, определяющее дискретность колебательной энергии.

Выражению (4) отвечает система равноотстоящих уровней энергии (рисунок 3).

Квантовая теория показывает, что поглощение и испускание света гармоническим осциллятором может происходить только при переходе между двумя соседними уровнями, т.е. при соблюдении следующих правил отбора

$$\Delta V = \pm 1.$$

Таким образом, в спектре гармонического осциллятора должна быть только одна линия с частотой ω_0 , являющейся собственной частотой осциллятора. В этом смысле результаты квантовой и классической теории совпадают. Если амплитуды колебаний достаточно большие, то двухатомную молекулу уже нельзя моделировать гармоническим осциллятором. Колебания реальных молекул в большей или меньшей степени ангармоничны. Поэтому в данных условиях надо рассматривать общий вид потенциальной кривой $U(x)$ для широкой области значений x (**рисунок 4**). Хорошим приближением, описывающим такую потенциальную



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 114 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

кривую, является формула Морзе

$$U(x - x_e) = D(1 - \exp(-a(x - x_e)))^2, \quad (5)$$

где a - постоянная, характеризующая форму кривой; D - энергия диссоциации; $(x - x_e)$ - смещение от положения равновесия. Легко видеть, что при $x \rightarrow \text{inf}$ энергия $U(x - x_e) \rightarrow D$. При небольших значениях $(x - x_e)$, разложив $\exp(-a(x - x_e))$ в ряд по параметру $(x - x_e)$ и ограничившись первыми двумя членами, перепишем (5) в виде

$$U(x - x_e) = D(1 - 1 + a((x - x_e)))^2 = Da^2(x - x_e)^2, \quad (6)$$

Таким образом, при малых колебаниях формула Морзе переходит в уравнение параболы. Сравнивая формулы (2) и (6), находим, что $k = 2 D a^2$, т.е. коэффициент квазиупругой силы пропорционален энергии диссоциации молекулы.

Подставляя (5) в (3), получаем квантовые значения полной колебательной энергии ангармонического осциллятора:

$$E_{\text{кол}} = h\omega(v + \frac{1}{2}) - h\omega\chi(v + \frac{1}{2})^2, \quad (7)$$

где $\chi = h\omega/4D$, называется квантовой константой ангармоничности и характеризует степень отклонения колебаний молекулы от гармонических. Из (7) видно, что $E_{\text{кол}}$ никогда не бывает равной нулю. Наименьшее ее значение



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 115 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

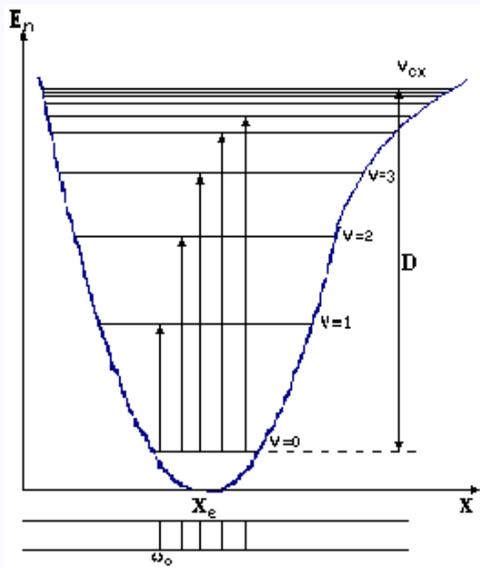


Рисунок 4

$$E_{\text{кол}}(0) = \hbar\omega/2(1 - \chi/2).$$

Расстояние между соседними уровнями в этом случае равно

$$E_{\text{кол}} = E_{\text{кол}}(v + 1) - E_{\text{кол}}(v) = \hbar\omega - 2\chi\hbar\omega(1 + v). \quad (8)$$

Из выражения (8) следует, что уровни энергии располагаются уже не на одинаковых расстояниях друг от друга, как у гармонического осциллятора, а образуют систему неравно отстоящих уровней, которые



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 116 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

постепенно сближаются по мере роста квантового числа v и, наконец, сливаются при $E_{\text{кол}} = E_{\text{кол}}(v_{cx})$. Там $E_{\text{кол}} = 0$. В этом случае

$$v_{cx} = (1/2\chi) - 1. \quad (9)$$

Существенно, что для ангармонического осциллятора изменяется и правило отбора:

$v = 1, 2, 3, \dots$, т.е. в этом случае возможны переходы между любыми уровнями (рисунок 4). Разность интервалов между соседними уровнями

$$\Delta\omega = \frac{(E_{v+1} - E_v) - (E_{v+2} - E_{v+1})}{h} = 2\chi\omega \quad (10)$$

Подставив (9) в (7), получим

$$E_{\text{кол}(cx)} = h\omega/4\chi(1 - \chi^2)$$

Из рисунка 4 видно, что

$$D = E_{\text{кол}(cx)} - E_{\text{кол}(0)} = h\omega/4\chi(1 - \chi)$$

Т.к. $\chi \ll 1$, то можно положить, что энергия диссоциации равна

$$D = h\omega/4\chi \quad (11)$$

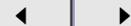
Используя (10) и (11), можно получить



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 117 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

$$D = h\omega^2/2\Delta\omega, \text{ где } h = 6,59 \cdot 10^{-16} \text{ эВс} \quad (12)$$

Спектры поглощения, обусловленные переходами между колебательными уровнями, лежат обычно в ближней инфракрасной области. Однако молекулы I_2 не дают таких переходов, т.к. молекула не обладает в обычных условиях дипольным моментом и ее колебания оптически не активны. Поэтому приходится использовать электронные переходы между различными электронными уровнями. Эти переходы обычно сопровождаются изменением колебательных и вращательных состояний. Анализ спектра поглощения производится следующим образом. Известно, что полоса, расположенная около $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ соответствует электронно-колебательному переходу с $v = 0$ на $v = 26$. Тогда соседняя со стороны длинных волн полоса соответствует переходу на $v = 25$ (рисунок 4). Используя формулу (10), получим

$$\Delta\omega = (\omega_{26} - \omega_{25}) - (\omega_{27} - \omega_{26})$$

Для нахождения значения ω в (12) воспользуемся соотношением

$$\omega_{26} - \omega_{25} = \frac{E_{\text{кол}(26)} - E_{\text{кол}(25)}}{h} = \omega - 52\chi\omega \quad (13)$$

С учетом выражения (10), соотношение (13) перепишется

$$\omega_{26} - \omega_{25} = \omega - 26\Delta\omega,$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 118 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

откуда $\omega = (\omega_{26} - \omega_{25}) + 26\Delta\omega$.

ПРИБОРЫ И ОБОРУДОВАНИЕ

1. Монохроматор УМ – 2 (позиция 6 на [рисунке 5](#));
2. Лампа накаливания с источником питания (позиция 1 на [рисунке 5](#));
3. Стеклоанная трубка с плоскими торцами, в которой находятся пары йода (позиция 2 на [рисунке 5](#));
4. Линза ($F = 94$ мм) (позиция 3 на [рисунке 5](#));
5. Линза ($F = 110$ мм) (позиция 5 на [рисунке 5](#));
6. Ртутная лампа с источником питания (позиция 4 на [рисунке 5](#)).



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 119 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

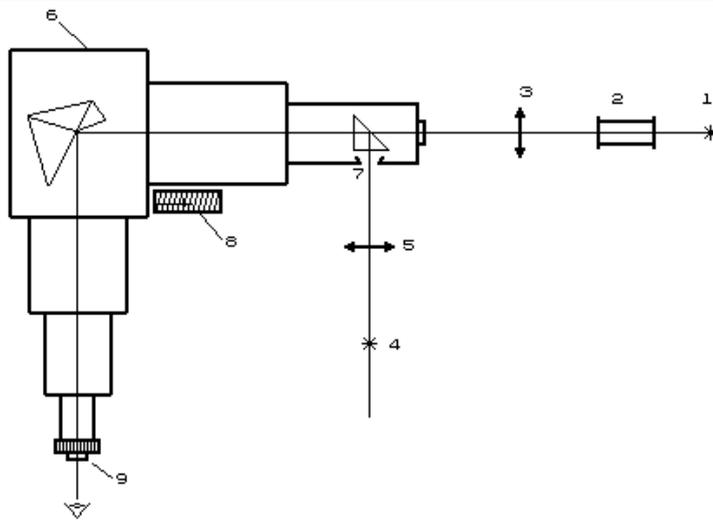


Рисунок 5 - Схема экспериментальной установки



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 120 из 262

Назад

На весь экран

Закреть



Рисунок 6 - Спектр атома ртути

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ

Перед измерениями необходимо:

1. С помощью линзы 3 сфокусировать нить лампы накаливания 1 на входную щель монохроматора на **рисунке 5**).
2. Установить необходимую ширину входной щели.
3. С помощью линзы 5 сфокусировать ртутную лампу на входную щель призмы сравнения 7 монохроматора.
4. Тщательно изучить наблюдаемые в окуляр 9 спектры на (**рисунке 6**).
5. С помощью барабана монохроматора 8 и градуировочного графика



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 121 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

определить:

а) положение первой линии желтого дублета ($5790,66 \cdot 10^{-10} \text{ м}$) в спектре ртути в делениях барабана;

б) положение второй линии желтого дублета ($5769,60 \cdot 10^{-10}$) в спектре ртути в делениях барабана;

в) положение 25-й полосы в спектре поглощения паров йода, ближайшей к ртутной линии ($5460,72 \cdot 10^{-10}$);

г) положение самой линии ($5460,72 \cdot 10^{-10}$) в спектре излучения ртути;

д) положение полос 26 и 27 в спектре поглощения паров йода. Примечание: При измерении необходимо учитывать "мертвый" ход барабана монохроматора. К измеряемым линиям всегда нужно "подходить" с одной стороны.

6. После проведенных измерений, значения энергии диссоциации D , частоты собственных колебаний и константы ангармоничности нужно рассчитать с помощью калькулятора или ЭВМ.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Задачи, решаемые в данной работе.
2. Какова структура энергетических уровней двухатомной молекулы? Чем она обусловлена?
3. Что такое электронно-колебательно-вращательные переходы?
4. Какова разница между структурой энергетических уровней гармо-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 122 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

нического и ангармонического осциллятора?

5. Что такое энергия диссоциации молекулы, константа ангармоничности?

6. Типы связей в молекулах.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 123 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 9

Электрон в одномерной потенциальной яме

Цель:

Проведение вычислительного эксперимента по изучению влияния параметров одномерной потенциальной ямы на уровни энергии, волновые функции и распределение электронной плотности для связанных состояний электрона.

Оборудование:

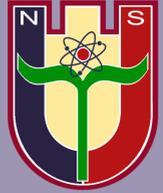
ЭВМ, микрокалькулятор "Электроника БЗ-34"

ТЕОРИЯ

Связанные состояния в симметричной потенциальной яме. Состояния электрона в данной задаче будут связанными (электрон не сможет уйти на бесконечность), если его полная энергия E будет в пределах $U_1 < E < U_2$, где U_1 – потенциальная энергия на „дне" ямы; U_2 – потенциальная энергия вне ее (см. рис. 2.2). В такой задаче удобно отсчитывать энергии от „дна" ямы, т. е. положить $U_1 = 0, U_2 = U_0$ (это, разумеется, не влияет на конечные результаты).

Задача сводится к нахождению совокупности $\psi_n(x)$ физически приемлемых решений одномерного стационарного уравнения Шредингера:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{h} [E - U(x)]\psi = 0$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 124 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Обеспечить ограниченность, непрерывность и гладкость $\psi(x)$ на всей оси $-\infty < x < \infty$ (в том числе и в точках $x = -a$ и $x = +a$) удастся лишь для двух типов решений: с четными и нечетными волновыми функциями.

Четные волновые функции (нечетные номера уровней энергии):

$$\psi(x) = \begin{cases} A \cos kx, & |x| \leq a; \\ Ce^{-x}, & x \geq a; \\ Ce^x, & x \leq -a, \end{cases}$$

где

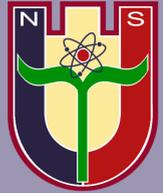
$$\zeta = ka = \sqrt{2mE/h^2a}$$

$$\rho_0 = \sqrt{2mU_0/h^2a} \quad (2.15)$$

Нечетные волновые функции (четные номера уровней энергии):

$$\psi(x) = \begin{cases} A \sin kx, & |x| \leq a; \\ Ce^{-x}, & x \geq a; \\ -Ce^x, & x \leq -a, \end{cases}$$

Условия „сшивания“ волновой функции внутри и вне ямы выполняются для тех значений энергии E_n , $n=2, 4, 6, \dots$, которые следуют из решения трансцендентного уравнения



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 125 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

$$ctg(\zeta) = -\sqrt{\rho_0^2/\zeta^2 - 1} \quad (2.16)$$

Квантование энергии является следствием того, что непрерывность волновой функции и ее первой производной на стенках ямы реализуется лишь при строго определенных значениях параметров k и x . Для примера приведены (рисунок 1а) графики нескольких волновых функций.

Наиболее просто разрешенные значения энергии E_n могут быть найдены для бесконечно глубокой потенциальной ямы, т. е. при $U_0 \rightarrow \infty$. При этом $\sqrt{\rho_0^2/\zeta^2 - 1} \rightarrow \infty$ и трансцендентные уравнения (2.14) и (2.16) принимают вид $tg(\zeta) = \infty$; $ctg(\zeta) = -\infty$

Их решения $\zeta_n = n\pi/2, n = 1, 2, 3, \dots$, могут быть объединены одной формулой которая непосредственно приводит к выражению для квантования

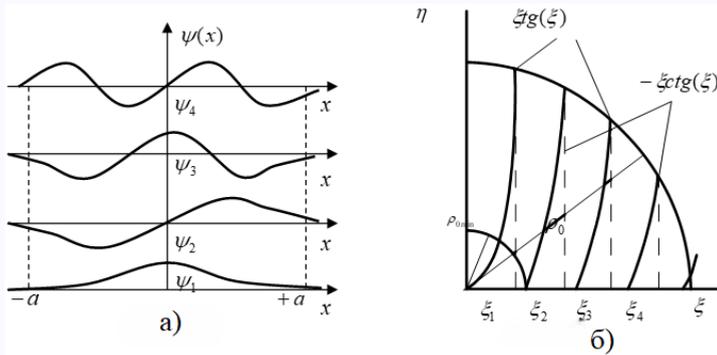
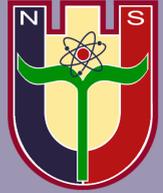


Рисунок 1 - а) Графики волновых функций, б) Зависимость η



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 126 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

энергии в случае бесконечно глубокой потенциальной ямы:

$$E_n^\infty = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2} n^2, n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.17)$$

При этом очевидно, нечетные n ($n=1, 3, 5, \dots$) соответствуют чётным волновым функциям, а четные ($n = 2, 4, 6, \dots$) – нечетным. Поскольку $\chi=\infty$, то волновые функции отличны от нуля лишь внутри потенциальной ямы, т. е. $|x| \leq a$

$$\psi_n(x) = A \cos(n\pi x/2a), n = 1, 3, 5, \dots;$$

$$\psi_n(x) = A \sin(n\pi x/2a), n = 2, 4, 6, \dots$$

Для ямы конечной глубины корни трансцендентных уравнений (2.14) и (2.16) можно найти с нужной степенью точности при помощи ЭВМ. В данной работе используется программируемый микрокалькулятор „Электроника БЗ-34“. Наиболее удобно вычисление корней производить по методу Ньютона (методу касательных). Необходимые для этих вычислений исходные значения корней проще всего определить графическим путем, предварительно преобразовав указанные уравнения введением еще одной переменной:

$$\eta = \chi a = \sqrt{2m(U_0 - E)/\hbar^2 a}$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 127 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Уравнения (2.14) и (2.16) принимают соответственно вид

$$\eta = \zeta \cdot tg(\zeta) \quad (2.18)$$

$$\eta = -\zeta \cdot ctg(\zeta) \quad (2.19)$$

Легко показать, что переменные η и ζ связаны соотношением

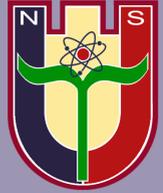
$$\eta^2 + \zeta^2 = \rho_0^2 \quad (2.20)$$

А это значит, что интересующие нас корни ζ определяются точками пересечения в области положительных значений η и ζ графиков функций (2.18) и (2.19) окружностью радиуса $\rho_0 = \sqrt{2mU_0a^2/h^2}$ с центром в начале координат (рисунок 1б). Располагая точными значениями корней ζ_0 разрешенные уровни энергии E_n находим по формуле

$$E_n = \frac{h^2}{2ma^2} \zeta_n^2 \quad (2.21)$$

непосредственно следующей из определения (2.15) переменной ζ .

Амплитудные коэффициенты А и С волновых функций можно определить из условия нормировки $2 \int_0^\infty \psi^2(x)dx = 1$ с учетом непрерывности волновой функции в точке $x=a$, что, в свою очередь, позволяет найти распределение плотности вероятности $w(x)$ обнаружить электрон вдоль координаты x (распределение электронной плотности): $w(x) = \psi^2(x)$,



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 128 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

а также рассчитать вероятность нахождения электрона внутри ямы: $W_{|x|\leq a} = 2 \int_0^a \psi^2(x)dx$ и вне ямы $W_{|x|\geq a} = 2 \int_a^\infty \psi^2(x)dx$. Несложные выкладки приводят к следующим результатам.

1. Четные волновые функции:

$$A^2 = \frac{1}{1 + (\sin 2\zeta)/(2\zeta) + (\cos^2 \zeta)/\eta} \quad (2.22, a)$$

$$C^2 a = A^2 a \cos^2 \zeta / \exp(-2\eta) \quad (2.22, b)$$

$$W_{|x|\leq a} = \frac{1 + (\sin 2\xi)/(2\zeta)}{1 + (\sin 2\xi)/(2\zeta) + (\cos^2 \zeta)/\eta} \quad (2.23, a)$$

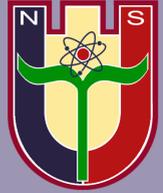
$$W_{|x|\geq a} = \frac{1}{\eta(1 + (\sin 2\zeta)/(2\zeta)) / (\cos^2 \zeta) + 1} \quad (2.23, b)$$

2. Нечетные волновые функции:

$$A^2 a = \frac{1}{1 - (\sin 2\zeta)/(2\zeta) + (\sin^2 \zeta)/\eta} \quad (2.24, a)$$

$$C^2 a = A^2 a \sin^2 \zeta / \exp(-2\eta) \quad (2.24, b)$$

$$W_{|x|\leq a} = \frac{1 - (\sin 2\zeta)/(2\zeta)}{1 - (\sin 2\zeta)/(2\zeta) + (\sin^2 \zeta)/\eta} \quad (2.25, a)$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 129 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

$$W_{|x| \geq a} = \frac{1}{\eta(1 - (\sin 2\zeta)/(2\zeta))/(\sin^2 \zeta) + 1} \quad (2.25, b)$$

Асимметричная потенциальная яма. Часть полученных результатов будет описывать поведение частицы также и в асимметричной потенциальной яме половинной ширины a с одной бесконечно высокой стенкой (рисунок 2). В данном случае на бесконечно высокой стенке ($x = 0$) волновая функция должна обращаться в нуль. Следовательно, граничным условиям в точке $x = 0$ удовлетворяют решения уравнения лишь с нечетными волновыми функциями:

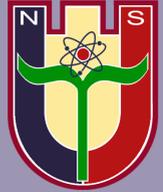
$$\psi(x) = \begin{cases} A \sin kx, & x \leq a \\ Ce^{-x}, & x \geq a \end{cases}$$

которым соответствуют уровни энергии с четными номерами $E_{2, 4, \dots}$. Именно эти состояния и реализуются в асимметричной яме.

Несколько видоизменяется условие нормировки: $\int_0^\infty \psi(x) dx = 1$ и выражения для амплитудных коэффициентов:

$$A^2 a = \frac{2}{1 - (\sin 2\zeta)/(2\zeta) + (\sin^2 \zeta)/\eta}; \quad C^2 a = \frac{A^2 a \sin^2 \zeta}{\exp(-2\eta)}$$

Вероятности нахождения электрона внутри и вне ямы будут определяться формулами (2.25).



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 130 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

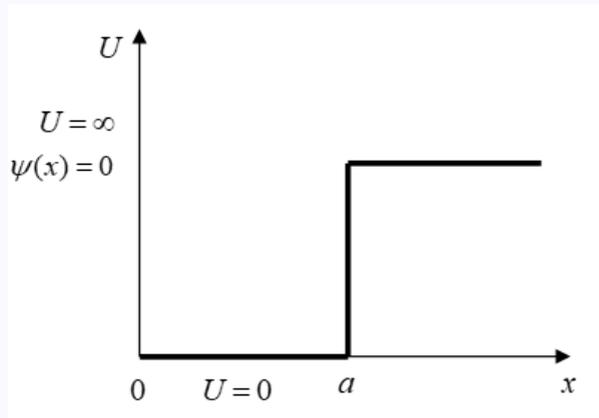
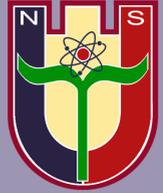


Рисунок 2 - Асимметричная потенциальная яма

В отличие от симметричной ямы, в которой всегда реализуется, по крайней мере, одно связанное состояние, рассматриваемая асимметричная яма не может удерживать частицу, если ее параметр ρ_0 меньше некоторого критического значения ρ_{0min} . Критические параметры асимметричной ямы можно найти из очевидного условия, состоящего в том, что окружность радиуса ρ_{0min} достигает самой нижней точки первой ветви графика $\eta = -\zeta \operatorname{ctg}(\zeta)$, для которой $\zeta = \pi/2$. Следовательно, $\rho_{0min} = \pi/2$ и $(U_0 a^2)_{min} = \pi^2 \hbar^2 / 8m$. Таким образом, для того чтобы удерживать частицу в связанном состоянии, асимметричная потенциальная яма не должна быть слишком мелкой и узкой.

Рассмотрение одномерной асимметричной потенциальной ямы с бесконечно высокой стенкой представляет непосредственный практический



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 131 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

интерес, поскольку к ней сводятся некоторые реальные трехмерные задачи о движении частицы в центральном силовом поле (например, задача о ядре дейтерия).

В ходе проведения вычислительного эксперимента исследуется влияние параметров симметричной потенциальной ямы (ее глубины и ширины) на физические состояния находящегося в яме электрона.

Определяется количество его связанных состояний и соответствующие им уровни энергии. При фиксированной глубине ямы изучается влияние ее ширины на число уровней. Сравнивается положение аналогичных уровней в ямах с конечной и бесконечной высотой стенок. Прослеживается влияние глубины узкой ямы на положение в ней единственного уровня.

Кроме того, сравниваются волновые функции и соответствующие им распределения электронной плотности для разных уровней. Исследуется связь между положением уровня в яме и вероятностью нахождения электрона за пределами ямы.

Предметом изучения являются также особенности решения задачи для ямы с одной бесконечно высокой стенкой.

ХОД РАБОТЫ

Последовательность выполнения работы. Прежде всего подробно исследуются симметричные ямы.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 132 из 262

Назад

На весь экран

Закреть



1. Вычисляют значения параметра ρ_0 и энергетической константы $h^2/(2ma^2)$ для всех симметричных ям, указанных в задании к работе.

2. На прилагаемых графиках функций (2.18) и (2.19) выполняют построение окружностей радиусом ρ_0 и по точкам пересечения их с графиками определяют число связанных состояний, а также приближенные значения корней ζ_n^{nach} для каждой ямы.

3. Вводят в программную память микрокалькулятора программу вычислений (см. приложение 3) для уровней энергии с четными номерами и проверяют ее работоспособность контрольным расчетом. До начала работы с программой по расчету каждой ямы вручную вычисляют значения уровней энергии E_n^∞ для ямы той же ширины с бесконечно высокими стенками (используя внесенное в регистр P1 значение $h^2/(2ma^2)$).

4. По программе производят вычисления ζ_n , E_n^∞ , η_n , $W_{|x|>a}$, A^2a , C^2a для каждого из нечетных уровней и записывают их с точностью до четырех значащих цифр. В случаях, которые оговорены заданием к работе, рекомендуется до перехода к вычислениям по очередному уровню выполнить расчеты, необходимые для построения графиков зависимостей $\psi(x)$ и $\psi^2(x)$ (см. п. 9).

5. Подготавливают микрокалькулятор к вычислениям по уровням энергии с четными номерами, заменив некоторые команды введенной ранее программы, и проверяют ее работоспособность.

6. Выполняют все вычисления для четных уровней в порядке, указанном в п. 4.

7. Используя результаты вычислений, строят диаграммы уровней энергии E_n в ямах, расположив диаграммы в порядке уменьшения ширины и глубины ямы. На диаграммах пунктиром отмечают положения соответствующих уровней E_n^∞ . Выявляют общую закономерность поведения уровней в зависимости от ширины ямы.

8. Для наиболее широкой ямы строят график зависимости вероятности $W_{|x|>a}$ нахождения электрона за пределами ямы от глубины уровня $U_0 - E_n$ по отношению к краям ямы.

9. Для двух ям, указанных в задании, строят все графики $\psi(x)$ и $\psi^2(x)$, расположив их один над другим в порядке повышения соответствующих уровней энергии. Отмечают на графиках границы ямы, измеряют амплитудные коэффициенты A и C ($^{-1/2}$) и их квадраты A^2C^2 ($^{-1}$)

Для построения графиков в первую очередь следует найти значения x , соответствующие узлам и пучностям внутри ямы. При вычислениях следует учесть, что координата x связана с фазой kx соотношением $x=(kx)(a/\zeta_n)$. Значения фазы в промежуточных точках находят по формуле $kx=(\zeta_n/a)x$. Показатель степени в экспоненциальной части волновой функции за пределами ямы определяют по аналогичной формуле $-(\chi x)=(-\eta_n/a)x$. В ходе вычислений величины ζ_n и η_n берут из адресуемых регистров PД и P4.

10. Проводят аналогичное исследование асимметричной ямы с одной бесконечно высокой стенкой при тех же самых значениях параметра a . (В данном случае a представляет собой ширину ямы. Таким образом,



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 134 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

исследуемые асимметричные ямы в 2 раза уже по сравнению с симметричными, где параметр a является полушириной.) Строят диаграммы уровней энергии, а также графики волновых функций $\psi(x)$ и их квадратов $\psi^2(x)$. Кроме того, определяют критическую глубину ям U_{0min} при указанных значениях ширины a .

11. Выполнить вычислительный эксперимент с симметричными и асимметричными ямами при следующих значениях параметров U_0 и a (табл. 1).

12. Графики $\psi(x)$ и $\psi^2(x)$ построить для двух симметричных ям с параметрами $U_0 = 100, a = 0, 1; U_0 = 6, 25, a = 0, 0125; U_0 = 100, a = 0, 1$.

13. Сделать общие выводы по эксперименту.

$U_0, \text{эВ}$	100					50	25	12,5	6,25
$a, \text{нм}$	0,2	0,1	0,05	0,025	0,0125	0,0125			

Таблица 1

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Волновая функция и ее интерпретация.
2. Постановка квантовомеханических задач на основе уравнения Шредингера.
3. Получить из граничных условий для волновой функции трансцендентные уравнения (2.14) и (2.16).



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 135 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

4. Дать обоснование графического метода определения уровней энергии в потенциальной яме.
5. Вывести формулы (2.22) и (2.24) для амплитудных коэффициентов.
6. Вывести формулы (2.23) и (2.25) для вероятности нахождения электрона внутри ямы и за ее пределами.
7. Какие решения для симметричной ямы можно распространить на случай асимметричной ямы с одной бесконечно высокой стенкой и почему?



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 136 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 10

Исследование спектра фотопроводимости полупроводникового фоторезистора

Цель:

1. Изучить принцип действия фоторезисторов.
2. Экспериментально получить спектр фотопроводимости фоторезистора.

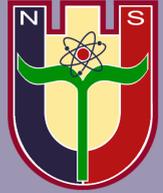
Оборудование:

1. Фоторезистор.
2. Блок питания электрической цепи.
3. Милливольтметр.
4. Монохроматор.
5. Градуировочная кривая монохроматора.
6. Лампа накаливания с блоком питания.

ТЕОРИЯ

В общем случае электропроводность полупроводникового соединения равна

$$\sigma = \frac{1}{p} = e(nU_n + pU_p) \quad (1)$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 137 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

где “n” и “p” – концентрация свободных электронов и дырок, U_n и U_p – их подвижности.

В случае примесной проводимости один тип носителей обычно преобладает над другим и в формуле (1) одним из слагаемых можно пренебречь. Тогда в полупроводниках, у которых преобладают донорные примеси, σ будет равна

$$\sigma = enU_n \quad (2)$$

А в полупроводниках с преобладающими акцепторными примесями, выражение для σ будет

$$\sigma = epU_p \quad (3)$$

Одна из особенностей полупроводников заключается в том, что концентрация свободных носителей (электронов или дырок) у них может легко изменяться в очень широких пределах. Это можно делать либо изменяя температуру полупроводника, либо облучая полупроводник квантами света.

Явления изменения электропроводности полупроводников под действием света называется фотопроводимостью (это явление еще называют внутренним фотоэффектом). Фотопроводимость широко используется в практических целях для создания устройств, предназначенных для регистрации световых потоков (фоторезисторы).



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 138 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Как известно, разрешенные значения энергий электронов в полупроводниках (как и во всех твердых телах) образуют широкие зоны (у свободных атомов и молекул их разрешенные значения энергий образуют дискретные уровни). Эти зоны образуются из дискретных атомных уровней, расположенных очень близко друг от друга.

У изоляторов и полупроводников самая верхняя зона, имеющая электроны, полностью ими заполнена, а ближайшая по энергии зона полностью пустая. Т.е., в рассматриваемом твердом теле при очень низких температурах отсутствуют электроны, энергия которых попадает в область значений пустой зоны. Самая нижняя по энергии зона, заполненная электронами, называется валентной зоной, а все выше расположенные зоны – зонами проводимости.

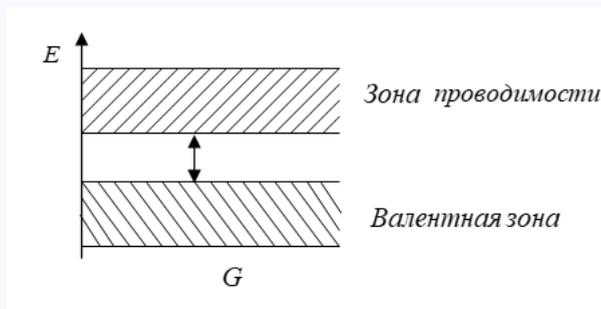


Рисунок 1 - Энергетические зоны в твердом теле

Дно зоны проводимости обычно отделено от вершины валентной зоны энергетическим промежутком, который называется запрещенной зоной



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 139 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

G. Значение ширины запрещенной зоны G у разных полупроводников различно и колеблется от десятых долей эВ (германий, кремний), до нескольких эВ (например, фосфид галлия).

Электроны, находящиеся в полностью заполненной валентной зоне, не могут принимать участие в проводимости.

Это обусловлено тем, что, участвуя в проводимости, они, разгоняясь приложенным внешним электрическим полем, должны увеличивать свою энергию, т.е. перескочить на более высоко расположенные энергетические уровни. Но все энергетические уровни в пределах валентной зоны уже заняты (зона полностью заполнена). Перескочить в зону проводимости они не могут, т.к. энергии электрического поля для такого переброса недостаточно (случай электрического пробоя мы не рассматриваем).

Для того чтобы электрон смог принять участие в проводимости, ему необходимо под действием внешних энергетических воздействий перескочить в зону проводимости. Электроны, находящиеся в зоне проводимости, называются свободными. Находясь в зоне проводимости, электрон уже может увеличивать свою энергию (здесь много вышерасположенных свободных уровней), а, значит, ускоряться внешним полем, т.е. обуславливать проводимость.

После перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости в валентной зоне остается «пустое место». Оно называется дыркой. При наличии внешнего электрического поля дырки могут перемещаться и



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 140 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

обуславливать так называемую дырочную проводимость. Вернее, перемещаются в определенном направлении электроны валентной зоны, а «пустое место» перемещается в противоположном направлении. Т.е. дырка ведет себя так, как будто это частица с положительным зарядом. В формулах (1–3) стоят концентрации таких свободных электронов и дырок.

Идеально чистых соединений в природе не существует. В реальных полупроводниках небольшая часть узлов кристаллической решетки занята чужеродными атомами. Иногда в узле решетки просто отсутствует атом, либо чужеродный атом сидит между узлами. Такие нарушения идеальности кристаллической решетки, которые называются примесями, обуславливают появлению в запрещенной зоне дискретных энергетических уровней, заполненных электронами либо дырками (т.е. свободные от электронов). Электроны и дырки с таких дискретных уровней могут переходить в зоны и обуславливать соответствующие типы примесных проводимостей (электронную или дырочную). Примесные уровни, расположенные вблизи зоны проводимости и занятые электронами при очень низких температурах, называются донорными, а расположенные вблизи валентной зоны и занятые дырками называются акцепторными.

Переход электронов из валентной зоны в зону проводимости и на примесный уровень, занятый дыркой, либо с примесного уровня в зону проводимости может осуществляться при поглощении ими фотонов. При этом поглощаются будут только те фотоны, энергия которых и по-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 141 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

явление свободных электронов и дырок за счет поглощения внешних фотонов называется процессом генерации свободных носителей. Концентрация свободных носителей определяется интенсивностью светового потока, падающего на полупроводник. Таким образом, если включить фоторезистор в электрическую цепь, то σ фоторезистора, а значит, и ток в цепи будет зависеть от интенсивности светового потока, падающего на фоторезистор.

Если выключить внешний световой поток, то концентрация свободных носителей быстро уменьшится и примет свои равновесные значения, определяемые температурой полупроводника. Этот процесс перехода в равновесное состояние обуславливается явлением рекомбинации свободных носителей, т.е. обратным «схлопыванием» электрона и дырки. Концентрация свободных носителей в определенный момент времени в условиях внешнего освещения определяется скоростями процесса генерации и рекомбинации, которые идут одновременно.

Свет с различными σ будет по-разному поглощаться фоторезистором и по-разному влиять на концентрацию свободных носителей.

Спектр фотопроводимости фоторезистора зависит от ширины запрещенной зоны полупроводникового материала из которого он изготовлен, от энергетических промежутков между примесными уровнями и соответствующими зонами.

Для измерения спектра фотопроводимости фоторезистора необходимо включить его в электрическую цепь и освещать последовательно све-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 142 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

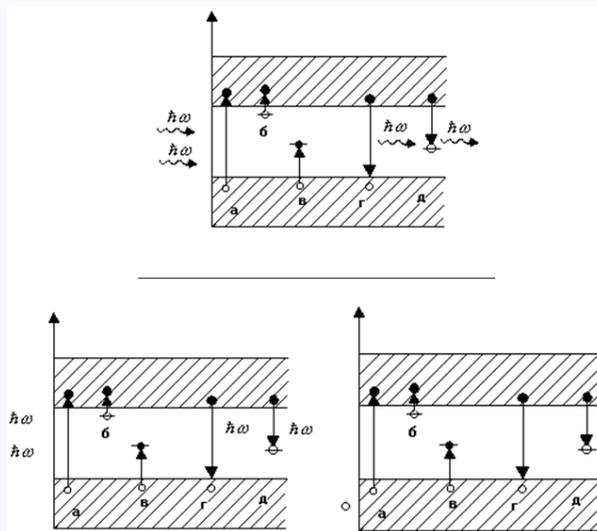


Рисунок 2 - Переходы между зонами

товыми потоками разных λ . Величина тока "i" в цепи будет пропорциональна проводимости σ фоторезистора, которая в свою очередь равна

$$\sigma = \gamma_{\lambda} \phi_{\lambda} \quad (4)$$

где ϕ_{λ} – световой поток, поглощенный фоторезистором, γ_{λ} – коэффициент, характеризующий спектральную чувствительность фоторезистора.

Набор значений γ_{λ} для различных δ и образует спектр фотопроводимости. Из (4) следует, что

$$\gamma_\lambda = \frac{\sigma}{\phi_\lambda} \quad (5)$$

Поскольку ток i пропорционален λ , то (5) можно переписать

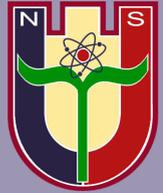
$$\gamma_\lambda = \frac{i_\lambda}{\phi_\lambda} \quad (6)$$

Если в качестве источника света взять лампу накаливания, то зная температуру нити, можно рассчитать распределение энергии в спектре ее излучения (считая ее абсолютно черным телом и зная поправочные коэффициенты для вольфрама). Пропустив свет лампы через монохроматор, на его выходе мы получим монохроматические световые пучки известных интенсивностей ϕ_λ (в относительных единицах). При этом необходимо учитывать то, что коэффициент пропускания монохроматора зависит от λ (- монохроматический свет, вошедший в монохроматор, - вышедший из монохроматора).

Значения интенсивностей монохроматических световых потоков, выходящих из монохроматора (в относительных единицах), приведены в таблице (для нити накаливания при $T=2740$ К)

Температура нити 2740 К устанавливается при следующих параметрах цепи $U=12$ В.

Белый свет от лампы накаливания, которая питается напряжением 12 В, с помощью линзы L загоняется в монохроматор (на входную щель



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 144 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

λ , нм	450	460	470	480	490	500	510	520	530	540
Φ	3,2	3,9	4,6	5,4	6,2	7,2	8,2	9,3	10,5	11,8

λ , нм	550	570	590	610	630	650	670	690
Φ	13,2	16,2	19,6	23	26,6	30,6	34,7	39,0

Таблица 1

проектируется изображение нити лампы). Выходящий из монохроматора монохроматический пучок попадает на фоторезистор ΦP , который включен в электрическую цепь, состоящую из источника постоянного напряжения и миллиамперметра, регистрирующего ток. Вращением барабана монохроматора можно изменять λ света на его выходе.

ХОД РАБОТЫ

1. Включить в цепь фоторезистора источник постоянного напряжения на 4В и миллиамперметр.
2. Включить в сеть миллиамперметр, установить его световой индикатор на нулевой отметке.
3. Включить лампу накаливания на 12В, сфокусировать ее нить на входную щель монохроматора.
4. Установить ширину входной и выходной щели монохроматора, чтобы при изменении λ с помощью барабана монохроматора световой указатель миллиамперметра не уходил за пределы шкалы.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 145 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

5. Используя градуировочную кривую монохроматора, последовательно устанавливая значения λ , указанные в таблице 1, каждый раз, измеряя значения тока.

Используя данные измерения, полученные в пункте 5, данные таблицы 1 и формулы (6), рассчитать значения для всех значений λ . Результаты оформить в виде графика.

6. На барабане монохроматора установить деление, соответствующее значению длины волны, при которой чувствительность фоторезистора максимальна.

7. Вращая винт входной щели против часовой стрелки, установить его нулевое деление. Это определяется по моменту, когда ток в цепи фоторезистора становится равным нулю.

8. Открывая входную щель и устанавливая определенные значения ее ширины (например, 0,05; 0,1; 0,15; 0,2; ...) измеряют зависимость фототока от значений ширины входной щели. В случае источников со сплошным спектром величина светового потока, выходящего из выходной щели монохроматора, пропорциональна ширине входной щели.

9. Построить график зависимости фототока от ширины входной щели.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какова особенность полупроводников. От чего зависит их прово-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 146 из 262

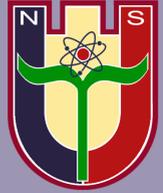
Назад

На весь экран

Закреть

димось (объяснить с помощью зонной теории)?

2. Как можно изменять величину проводимости полупроводников?
3. Принцип действия фоторезисторов. От чего зависит спектр фотопроводимости фоторезистора?
4. Как можно измерить спектр фотопроводимости?



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 147 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 11

Изучение спектров поглощения полупроводниковых пленок. Определение ширины запрещенной зоны

Цель:

1. Измерить спектр поглощения пленки PbI₂.
2. Оценить по спектру поглощения ширину запрещенной зоны PbI₂.

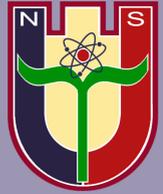
Оборудование:

1. Спектрометрическая установка, состоящая из монохроматора, МУМ, фотоэлемента, регистрирующего устройства, источника света.
2. Образец в виде тонкой пленки, заключенной между двумя стеклами.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение спектров излучения и поглощения различных веществ сыграло огромную роль в становлении современной физики, позволило изучить строение атомов и молекул, проникнуть в сущность процессов, протекающих внутри атомов, молекул и кристаллов. Раздел оптики, в котором изучают спектры и получают из них информацию о строении атомных систем, называется спектроскопией.

Оптическая спектроскопия базируется на постулатах Бора. Измерив



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 148 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

энергию излучаемых или поглощаемых атомной системой квантов света, можно узнать энергетическую структуру, т.е. набор разрешенных энергетических уровней.

Для определения спектрального состава излучаемого света служат спек-тральные приборы. Их назначение – пространственное разделение световых квантов с различной энергией.

Устройство и принцип действия спектрометрической установки

В данной работе измерение спектров поглощения осуществляется с помощью монохроматора. Схема монохроматора приведена на рисунке 1 (1 - источник света, 2 - конденсорная линза для освещения входной щели монохроматора, 3 - входная щель монохроматора, 4, 6 - маховички регулировки ширины входной щели и фокусировки объектива, 5 – коллиматорный объектив, 7 - призма, 8 - камерный объектив, 9 - барабан поворота призмы, 10 - стрелка указателя, 11 - окуляр).

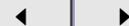
Свет от источника с помощью линзы направляется в монохроматор на вы-ходе которого получаем монохроматическое излучение, длина волны которого зависит от положения барабана на фотоэлемент. Ток фотоэле-мента фиксируется с помощью регистрирующего устройства. Показания шкалы этого устройства определяются величиной светового потока, па-дающего на фотоэлемент.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 149 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

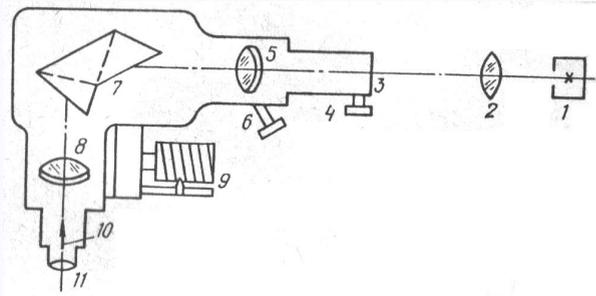


Рисунок 1 - Оптическая схема монохроматора УМ—2

Если образец перед монохроматором отсутствует, то показания регистрирующего устройства дают значения I_0 , если поставить образец, то показания регистрирующего устройства дадут значения I . Здесь мы не учитываем ослабления света при прохождении образца за счет отражения от поверхности стекол и поверхности самой пленки.

Измерение спектра поглощения полупроводникового образца. определение ширины запрещенной зоны

1.Измерение коэффициента поглощения.

Свет, проходя через вещество, взаимодействует с ним. Это взаимодействие характеризуется определенными параметрами, величины которых зависят от свойств вещества, его природы, строения, химического состава и т. д.

Зависимость одного из этих параметров от длины волны света на-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 150 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

зывается спектром. Например, говорят о спектре поглощения, т. е. зависимости коэффициента поглощения от длины волны света, о спектре отражения, люминесценции и т. д.

При прохождении света через вещество, находящееся в термодинамическом равновесии, интенсивность света уменьшается по закону:

$$I = I_0 \cdot e^{-kd}, \quad (1)$$

где I_0 - начальная интенсивность, d – толщина поглощающего слоя вещества, k – коэффициент поглощения, зависящий от длины волны.

Формула (1) справедлива для случая т.н. линейной оптики, когда значение “ k ” не зависит от интенсивности светового потока и определяется только свойствами вещества и длиной волны света. Зависимость коэффициента поглощения k от λ , называется спектром поглощения.

Из формулы (1) можно получить:

$$k_\lambda = \frac{1}{d} \ln \frac{I_{0\lambda}}{I_\lambda}, \quad (2)$$

Т.о., измерение значения k_λ сводится к измерению светового потока I_ω входящего в образец толщиной d и вышедшего I_λ .

Однако формула (2) не учитывает, что при прохождении света через образец ослабление потока происходит не только за счет поглощения, но и за счет рассеивания на неоднородностях, отражение от границ раздела двух сред. Если явление отражения и рассеивания света незначительны,



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 151 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

и ими можно пренебречь, то при расчете значений можно пользоваться формулой (2).

2. Определение ширины запрещенной зоны PbI_2 . Атомы, находясь в свободном состоянии (например, газообразном) и не испытывая внешних возмущений, характеризуются набором дискретных энергетических уровней. Такая энергетическая структура приводит к тому, что спектры излучения и поглощения свободных атомов представляют собой набор узких линий (линейные спектры).

В кристалле каждый атом находится в окружении соседних атомов, расположенных на расстояниях в несколько ангстрем. Возмущающее действие со стороны соседних атомов приводит к тому, что каждый атомный энергетический уровень, на которых находятся верхние, валентные электроны, расщепляются в целую зону.

Если кристалл состоит из N атомов, то каждая зона оказывается из N тесно расположенных уровней. На каждом из них, согласно принципу Паули, располагается по два электрона. В зависимости от свойств атомных уровней, из которых образовались энергетические зоны кристалла, эти зоны в нормальном состоянии могут быть либо полностью заполненными, либо частично заполненными электронами, либо совсем пустыми.

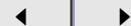
Для металлов характерным является то, что самая "верхняя" (по энергиям) зона, в которой в нормальном состоянии еще есть электроны, заполнена не полностью. Это обуславливает хорошую электро- и



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 152 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

теплопроводимость металлов.

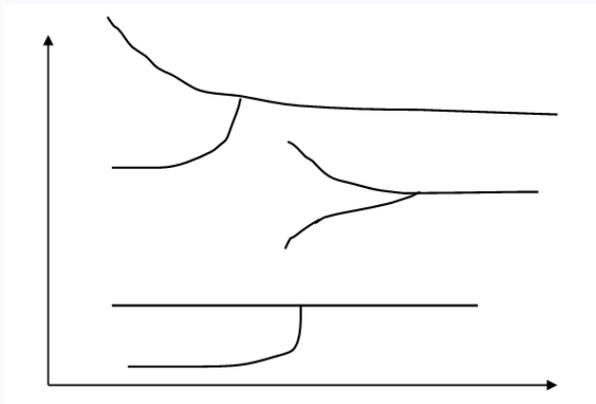


Рисунок 2 - Зависимость степени расщепления энергетических уровней атомов от расстояния между атомами.

У изоляторов самая "верхняя" зона, в которой есть электроны, заполнена полностью (эту зону называют валентной), а следующая зона полностью пустая (ее называют зоной проводимости). Причем энергетический промежуток между потолком валентной зоны и дном зоны проводимости, этот промежуток называют запрещенной зоной, достаточно велик (порядка нескольких электрон-вольт). Электроны, находясь в полностью заполненной валентной зоне, не могут участвовать в проводимости, а запаса энергии у них не хватает для преодоления запрещенной зоны. Это связано с тем, что электроны подчиняются принципу Паули,



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 153 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть



согласно которому в одном квантовом состоянии не может находиться более одного электрона. Участвуя в проводимости, электроны должны ускоряться внешним энергетическим полем, т.е. увеличивать свою энергию, а, значит, переключить на более высоко расположенный свободный энергетический уровень в валентной зоне. Однако таких свободных уровней в валентной зоне, если она полностью заполнена, нет для перехода в зону проводимости, где есть свободные уровни, у электронов не хватает энергии, следовательно, такие электроны не смогут ускоряться внешним полем и принимать участие в проводимости.

У собственных полупроводников (т.е. чистых) ширина запрещенной зоны E_g невелика ($E_g \approx 10^{-1} \text{эВ}$) и под действием тепловой энергии электроны могут “перескакивать” в зону проводимости, находясь в которой обуславливают проводимость. Вероятность таких “перескоков” в большинстве случаев можно записать в виде:

$$W \approx \exp \left\{ -\frac{E_g}{2kT} \right\},$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, т.о. с ростом температур концентрация электронов в зоне проводимости растет и растет проводимость σ , т.к.

$$\sigma \approx neU,$$

где n – концентрация электронов в зоне проводимости, U – подвиж-

ность, e – заряд.

Кроме собственно полупроводников, ширина запрещенной зоны которых $E_g \approx kT$ мала, существуют примесные полупроводники (случай “д” рисунок 3), ширина запрещенной зоны которых велика (такого же порядка как у типичных изоляторов). Наличие примесных атомов обуславливает появление в запрещенной зоне локальных энергетических уровней, электроны которых могут “питать” зону проводимости.

Переход электронов из валентной зоны в зону проводимости может происходить также за счет энергии поглощаемых фотонов света. Но для этого необходимо, чтобы $h\nu \gg E_g$. Значит, свет, энергия фотонов которого $h\nu < E_g$ не будет поглощаться кристаллом, значения коэффициента поглощения для соответствующих длин волн будет практически, нулевыми. Однако, начиная с $h\nu = E_g$, наблюдается резкий рост поглощения света, а, значит и “К”. Теперь энергии фотонов достаточно для переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Участок резкого возрастания коэффициента поглощения называют краем собственного поглощения.

Т.о., определив значение K_g , при котором начинается резкий рост коэффициента поглощения можно приблизительно оценить значение ширины запрещенной зоны полупроводников. Для получения E_g в электрон-вольтах, подставим λ_g , выраженное в микронах, в формулу: $E_g = \frac{2\pi c}{\lambda} h$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 155 из 262

Назад

На весь экран

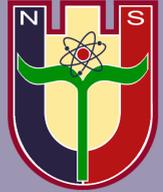
Заккрыть

$$Eg = \frac{1.239}{\lambda_g(\text{мкм})} = Eg(\text{эВ})$$

Т.о., измерив спектр поглощения полупроводника, можно легко оценить один из важнейших его параметров – ширину запрещенной зоны.

ИЗМЕРЕНИЯ

- 1) Включить регистрирующее устройство.
- 2) Включить источник питания лампы накаливания.
- 3) Установить барабан монохроматора таким образом, чтобы установить ширину входной и выходной щелей так, чтобы показания измерительного устройства были 100.
- 4) При каждом делении барабана провести измерения значений (интервал измерений 450-550 нм).
- 5) Установить образец перед входной щелью монохроматора. (Исследуемый образец помещен между двумя стеклами и требует бережного обращения).
- 6) Для тех же значений делений барабана измерить значения.
- 7) Результаты записать в таблицу:
- 8) Провести соответствующие расчеты с помощью программируемого микрокалькулятора. Построить график зависимости k от λ , (толщина образца $d=3\text{мм}$).



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 156 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

№ п/п	Деления бара- бана	λ	I_0	I	$\frac{I_0}{I}$	$\ln \frac{I_0}{I}$	k

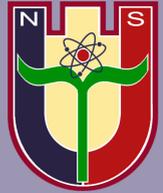
9) Определить значение λ , при котором начинается резкий рост коэффициента поглощения. По формуле:

$$Eg = \frac{1.239(\text{эВ})}{\lambda_g(\text{мкм})}$$

Оценить значение ширины запрещенной зоны Eg .

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие задачи решает спектроскопия?
2. Устройство и принцип действия монохроматора.
3. Методы измерения коэффициента поглощения.
4. Ширина запрещенной зоны, методы ее измерения.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 157 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 12

Исследование температурной зависимости электропроводности металлов и полупроводников

Цель:

1. Измерить температурную зависимость электропроводности металлического и полупроводникового резисторов в диапазоне температур (от 20 до 100°C), выяснить их принципиальную разницу.
2. Из температурной зависимости электропроводности полупроводника определить ширину запрещённой зоны.

Оборудование:

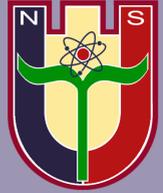
1. Металлический и полупроводниковый резисторы, помещённые в электропечь.
2. Милливольтметр для измерения э.д.с. термопары.
3. Градуировочный график термопары.
4. Цифровой омметр.

ТЕОРИЯ

В выражении закона Ома в дифференциальной форме

$$j = \sigma \cdot E$$

величина электропроводности может быть выражена как



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 158 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

$$\sigma = e \cdot n \cdot \mu_p, \quad (1)$$

где e - заряд электрона; n - концентрация электронов; μ_n - подвижность электронов, численно равная дрейфовой скорости электрона в электрическом поле напряженностью в 1 В/см.

В полупроводниках, где в электрическом токе, кроме электронов, могут участвовать подвижные носители положительного заряда (+) - дырки - формула (1) должна быть записана несколько в ином виде:

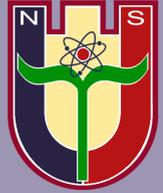
$$\sigma = e \cdot n \cdot \mu_n + e \cdot p \cdot \mu_p, \quad (2)$$

где p - концентрация дырок в единице объёма; μ_p - подвижность дырок.

Из соотношений (1) и (2) видно, что температурная зависимость электропроводности различных веществ $\sigma(T)$ определяется фактически изменением с температурой подвижности $\mu(T)$ и концентрации свободных носителей заряда $n(T)$ или $p(T)$.

Рассмотрим сначала температурную зависимость концентрации свободных носителей заряда n . В металлах концентрация свободных электронов велика $10^{22} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$ и не меняется с температурой.

Проводящее состояние полупроводников является возбуждённым, поскольку в нём при $T \rightarrow 0$ и в отсутствии освещения $\sigma = 0$ при этом валентная зона полностью заполнена электронами, а зона проводимо-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 159 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

сти, отделённая от валентной запрещенной зоной шириной ΔE , пуста. Если повысить температуру кристалла, то часть атомов кристаллической решетки полупроводника ионизируется, что на языке зонной теории означает переход электрона из валентной зоны в зону проводимости. При этом в равных количествах возникнут электроны n_i и дырки p_i , а концентрация их будет следующим образом зависеть от температуры:

$$n_i = p_i = A \exp \left\{ -\frac{\Delta E}{2kT} \right\}, \quad (3)$$

где k - постоянная Больцмана, ΔE - ширина запрещенной зоны.

Это так называемая собственная проводимость проводника.

Аналогичная экспоненциальная зависимость концентрации от температуры наблюдается и при ионизации примесей. Однако, поскольку энергия ионизации примесей E_{np} зачастую существенно меньше энергии ионизации атомов основного вещества $E_{np} \approx 10^{-2} \Delta E$, то проводимость, обусловленная ионизацией примесей, и собственная наблюдаются при существенно различных температурах.

При этом характерно существование такого диапазона температур, в котором уже все примесные атомы ионизированы и больше не могут поставить электронов в зону проводимости (или дырок в валентную зону материал p-типа), а концентрация собственных носителей заряда ($n_i = p_i$) ещё чрезвычайно мала. В этом диапазоне температур концентрация свободных носителей заряда постоянна, а этот интервал температур



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 160 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

называется областью истощения примесей. На рисунке 1 представлена температурная зависимость концентрации электронов в полупроводниках. Диапазон температур $T_2 - T_1$ соответствует области истощения примесей.

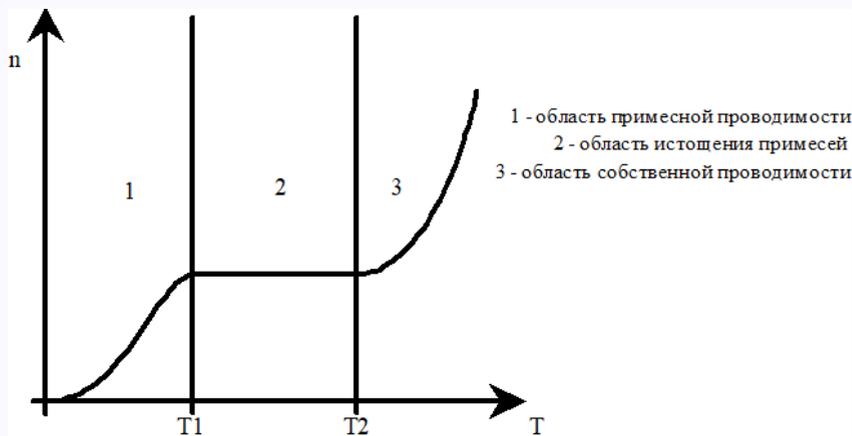


Рисунок 1 - Температурная зависимость концентрации электронов в полупроводниках

Подвижность в кристаллических твердых телах связана с рассеянием носителей заряда на дефектах (отступлениях от идеальности) кристаллической решётки.

Мы рассмотрим один вид таких дефектов: тепловые колебания атомов около положения равновесия при $T > 0$. В своём тепловом колебательном движении атомы периодически смещаются из положения равновесия, и это является тем отступлением от идеальности кристаллической решётки, которое вызывает рассеяние носителей заряда. Чем боль-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 161 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

ше средняя энергия колебаний $\sim kT$, тем больше амплитуда колебаний атомов в узлах кристаллической решётки и тем меньше подвижность. Т.е. с повышением температуры подвижность падает. Строгий расчёт показывает, что

$$\mu \sim T^{-\alpha}, \quad (4)$$

Для металлов $\alpha \approx 1$, для полупроводников $\alpha \approx 2/3$.

Проанализировав температурные зависимости концентрации и подвижности, мы можем сделать некоторые предварительные заключения о температурной зависимости металлов и полупроводников.

1. В металлах $n = \text{const}$, поэтому температурная зависимость проводимости определяется $\mu(T)$: с повышением температуры проводимость металлов падает (сопротивление растёт).

$$\sigma = e\mu n \sim T^{-\alpha} \exp\left\{-\frac{E}{2kT}\right\},$$

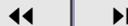
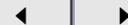
Видно, что пока $E \gg 2kT$ (показатель экспоненты велик), из двух температурных законов определяющим будет экспоненциальный, и проводимость будет расти с повышением температуры. (В этом отличие температурной зависимости σ металлов и полупроводников.) И только в области истощения примесей ($n = \text{const}$) температурная зависимость проводимости полупроводников такая же, как у металлов: с повышением



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 162 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

температуры проводимость падает. Температурные зависимости проводимости полупроводников и металлов представлены на рисунке 2. На этом же рисунке пунктиром показана зависимость концентрации носителей заряда в полупроводниках от температуры.

В данной работе исследование электропроводности полупроводников и металлов будет проводиться при $T \geq T_2$.

Поскольку в полупроводниках при $T > T_2$ наблюдается собственная проводимость, то по зависимости $\sigma(T)$ может быть определена ширина запрещённой зоны.

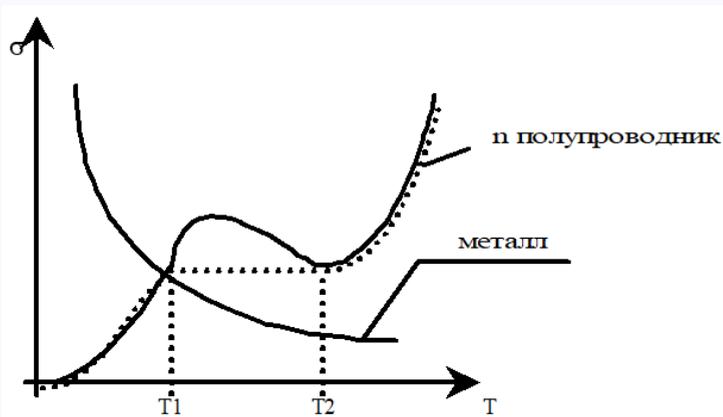


Рисунок 2 - Зависимость электропроводности полупроводников от температуры

Действительно, в этом случае



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 163 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

$$\sigma = e \cdot n_i \cdot \mu_n + e \cdot p_i \cdot \mu_p = e \cdot n_i (\mu_n + \mu_p) \cdot \exp \left\{ -\frac{E}{2kT} \right\}, \quad (5)$$

$$(n_i = p_i)$$

т.к. μ_n и μ_p слабо по сравнению с экспонентой зависят от температуры, то (5) можно приближенно записать:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp \left\{ -\frac{\Delta E}{2kT} \right\},$$

или

$$\ln \cdot \sigma = \ln \cdot \sigma_0 - \frac{\Delta E}{2kT},$$

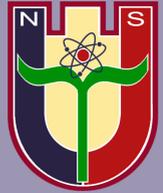
$$y = b - ax, x = 1/T,$$

т.е. тангенс угла наклона зависимости $\ln(\sigma) = f(1/T)$ равен $\frac{\Delta E}{2k} = \operatorname{tg}(\alpha)$.

Откуда

$$\Delta E = 2k \operatorname{tg}(\alpha), \quad (6)$$

где $k = 1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 164 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

ИЗМЕРЕНИЯ

Исследуемый металлический и полупроводниковый резисторы помещены в электропечь. При нагреве печи мы тем самым нагреваем резисторы. Измерение температуры осуществляется с помощью термопары, э.д.с. которой измеряется милливольтметром. Снятие данных имеет смысл делать в процессе остывания предварительно нагретой печи. Поскольку процесс остывания идёт медленно, то можно считать температуры резисторов равной температуре печи в любой момент времени.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СХЕМА

С помощью двухполюсного переключателя можно поочерёдно подключать к измерителю сопротивлений либо металлический, либо полупроводниковый резистор. В левом положении ключа, когда замкнуты клеммы 4-6 и 3-5, подключённым оказывается металлический резистор, в правом, когда замкнуты клеммы 1-3 и 2-4, подключается полупроводниковый резистор. Измерение сопротивлений осуществляется с помощью цифрового омметра.

1. Включить электропечь в сеть и нагреть её до 80°C . **ВНИМАНИЕ!!!** Электропечь нагревать до $75 - 77^{\circ}\text{C}$, но не больше, т.к. после выключения электропечи температура некоторое время будет повышаться.

2. Выключить электропечь и дать ей свободно остывать, делая заме-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 165 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

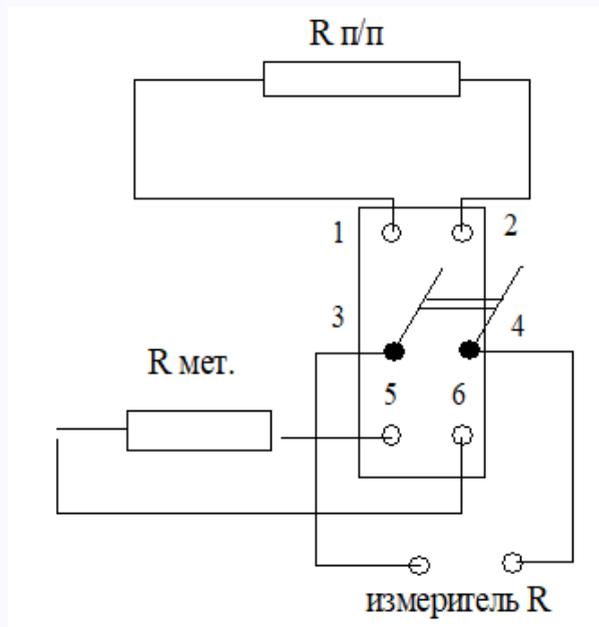


Рисунок 3 - Электрическая схема установки

ры сопротивлений обоих резисторов через каждые $10 - 15^\circ\text{C}$.

3. Построить графики зависимости сопротивлений резисторов от температуры. Сравнить результаты.

4. Построить график зависимости сопротивления полупроводника в координатах $\ln(R)$ от $1/T$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. От каких факторов зависит проводимость металлов и полупроводников?
2. Что такое собственная и примесная проводимость?
3. Каково принципиальное отличие температурного поведения проводимости полупроводников и металлов? Чем это обусловлено?
4. Что такое ширина запрещённой зоны полупроводника? Как её определить из температурной зависимости проводимости?



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 167 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 13

Эффект Рамзауэра

Цель:

Изучение квантовой природы эффекта Рамзауэра, экспериментальное определение критических значений энергии электронов, соответствующих максимуму и минимуму прозрачности ксенона. Вычисление глубины и ширины потенциальной ямы атома ксенона. Определение его потенциала ионизации.

Оборудование:

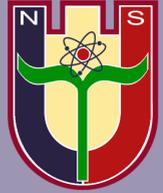
Лабораторная установка

ТЕОРИЯ

Особенности упругого рассеяния электронов на атомах

В физике плазмы и газовых разрядов важную роль играют упругие столкновения электронов с атомами. От них зависит прохождение электронных пучков через газы, которое приводит к ослаблению этих пучков.

Первые исследования упругого рассеяния медленных электронов были проведены Ф.Ленардом еще в 1903 г., но количественные измерения



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 168 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

были начаты лишь в 1921 г., когда К. Рамзауэр предложил метод определения эффективного сечения рассеяния электронов. Эффективное сечение σ характеризует вероятность процесса упругого столкновения электрона с отдельным атомом и численно равно площади кружка с центром в ядре атома, при попадании в который электрон отклоняется от своего первоначального направления. Эффективное сечение σ связано простым соотношением с коэффициентом ослабления K_0 электронного пучка: $K_0 = \sigma \cdot n$, где n - число атомов в единице объема газа. Нетрудно показать, что уменьшение интенсивности пучка при прохождении через слой газа толщиной x является экспоненциальным:

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-K_0 x} = I(0) \cdot e^{-\sigma n x}. \quad (1)$$

Пользуясь этой формулой, по измеренной величине ослабления $I(0)/I(x)$ можно определить эффективное сечение упругого рассеяния - важную характеристику атомов и молекул. Оказалось, что она сильно зависит от скорости электронов (**Рисунок 1.**). По оси абсцисс откладывают величину кинетической энергии электронов, выраженную в электрон-вольтах. Для большинства атомов и молекул σ монотонно убывает с увеличением скорости электронов. Однако для определенных благородных газов (аргона, криптона, ксенона) на плавный ход кривой накладывается резкий провал. При некоторой критической энергии электронов E_0 эффективное сечение оказывается близким к нулю, вследствие чего электроны проходят через газ практически беспрепятственно. В этом заключается



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 169 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

эффект Рамзауэра.

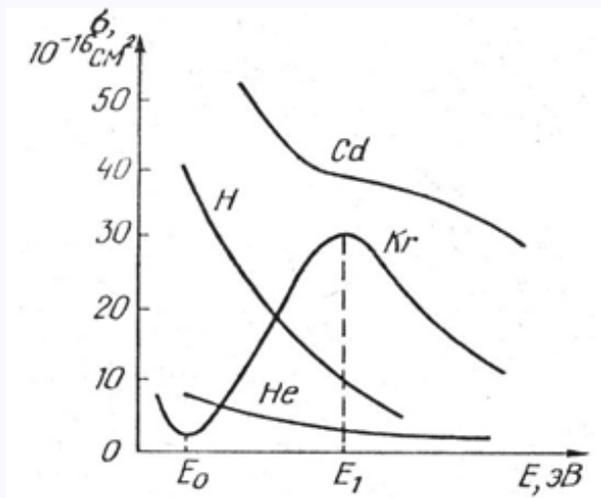


Рисунок 1 - Эффективное сечение упругого рассеяния атомов и молекул

Эффект Рамзауэра резко противоречит классической теории рассеяния: она предсказывает монотонное уменьшение сечения с увеличением скорости электронов, связанное с уменьшением времени взаимодействия. Для интерпретации наблюдаемого рассеяния потребовалось привлечение квантовой механики. Более того, необходимость объяснить рассеяние медленных электронов дала мощный толчок развитию квантовой теории атомных столкновений.

Главным фактором, определяющим вероятность столкновения, приводящего к рассеянию, является потенциальное поле атома мишени, со-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 170 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

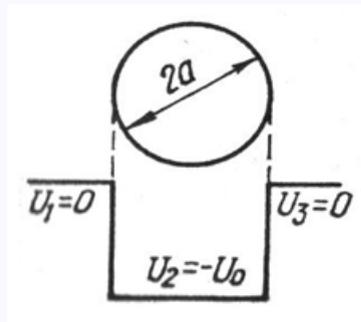


Рисунок 2 - Глубокая узкая потенциальная яма

здаваемое входящим в его состав электронами и ядром. В таком поле налетающие электроны изменяют направление своего движения. Важную роль играет искажение потенциального поля падающими электронами вследствие образования у частицы мишени наведенного дипольного момента. Поле этого наведенного диполя вызывает добавочное притяжение между электроном и атомом-мишенью и оказывается решающим для появления эффекта Рамзауэра.

Результирующее потенциальное поле можно приближенно представить как глубокую узкую потенциальную яму, подобную приведенной на рисунке 2 вместе с изображением атома - мишени.

Эффект Рамзауэра является следствием деструктивной интерференции электронных волн, отраженных от противоположных стенок ямы. На самом же деле она имеет не отвесные, а пологие стенки. Модель прямоугольной потенциальной ямы оказывается достаточно хорошим



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 171 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

приближением не для всех атомов, а лишь для атомов тяжелых благородных газов, отличающихся наиболее компактной структурой и резкой внешней границей. Крутизна стенки потенциальной ямы увеличивается с возрастанием атомного номера, и именно в связи с этим эффект Рамзауэра наиболее сильно выражен у ксенона.

Точное квантово-механическое рассмотрение эффекта Рамзауэра с использованием модели трехмерной сферической потенциальной ямы является достаточно сложным. Ограничимся описанием данного явления на основе модели одномерной прямоугольной потенциальной ямы, позволяющим, тем не менее, выяснить его основные черты и получить приближенные количественные соотношения.

Движение в области прямоугольной потенциальной ямы. Объяснение эффекта Рамзауэра

Перейдем теперь к рассмотрению движения электронов в области одномерной прямоугольной ямы глубиной U_0 и шириной $2a$, моделирующей взаимодействие электронов с атомами тяжелых благородных газов (рисунок 3). Предположим, что поток электронов направлен слева направо, Согласно классической физике, ни один электрон (если $E > 0$) не повернет обратно от ямы, но квантовая теория приводит к тому, что они будут отражаться от мест с резким изменением потенциала в точках $X = -a$ и $X = +a$. Решения уравнения Шредингера во всех трех



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 172 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

областях являются синусоидальными, причем $k_1 = k_3 = \sqrt{2me/h^2}$ и $k_2 = \sqrt{2m(E + U_0)/h^2}$. Соответственно длина волны волновой функции в областях I и III оказывается одинаковой: $\lambda_1 = \lambda_3 = 2\pi\sqrt{h^2/2mE}$, причем больше, чем длина волны $\lambda_2 = 2\pi\sqrt{h^2/2m(E + U_0)}$ в потенциальной яме (область II).

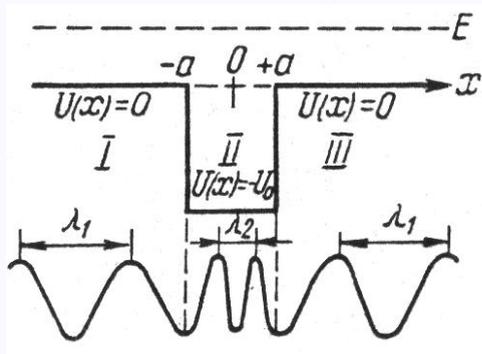


Рисунок 3 - Одномерная прямоугольная потенциальная яма

Решение «автоматически» учитывает, что в области I происходит интерференция волн, отраженных от передней и задней стенок ямы. Волновые функции для разных областей должны сшиваться на границах (при $X=-a$ и $X=+a$) с обеспечением непрерывности ψ и ψ' , что позволяет выразить амплитуды отраженных и прошедших волн через амплитуду падающей волны. В конечном счете, алгебраическая структура решения оказывается очень сложной.

Иногда, однако, интерференция приводит к простому результату. По-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 173 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

сколько отражения при $X = \pm a$ приблизительно равны по амплитуде и отличаются на π по фазе, то, если разность хода, равная удвоенной ширине ямы $4a$, удовлетворяет условию $4a = \lambda_2$, обе отраженные волны почти полностью погашаются вследствие деструктивной интерференции. Таким образом, если кинетическая энергия электрона E_0 соответствует глубине и ширине потенциальной ямы:

$$4a = 2\pi \sqrt{h^2/2m(E_0 + U_0)}. \quad (2)$$

то в области I совсем не будет отраженной волны. Иными словами, проходят все электроны: поток электронов ведет себя так, как если бы ямы и рассеяния вообще не было.

Эта простая теория и объясняет в общих чертах эффект Рамзауэра, причем в (2) под a следует понимать радиус атома. Полученное выражение, естественно, является приближенным. Более адекватно отражает существо явления модель трехмерной потенциальной ямы. Электроны, пролетающие мимо атома с заданной скоростью V , испытывают рассеяние, зависящее от прицельного расстояния. В квантовой механике одновременное задание скорости и прицельного расстояния невозможно в связи с соотношением неопределенностей. Значит, решая задачу при фиксированной начальной скорости (кинетической энергии электронов), приходится допускать широкий спектр величин прицельного параметра и момента количества движения M . Возможные значения момента определяются орбитальным квантовым числом l :



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 174 из 262

Назад

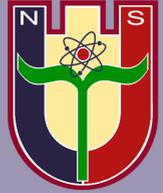
На весь экран

Закреть

$$|L| = h\sqrt{l(l+1)}.$$

а соответствующие им собственные функции пропорциональны полиномам Лежандра $P_l(\cos\theta)$. Поэтому волновую функцию представляют в виде разложения по указанным полиномам. При малых скоростях, когда наблюдается эффект Рамзауэра, в ее разложении обычно существен только первый член с $l = 0$, определяющий изотропное рассеяние. Уменьшение эффективного сечения рассеяния связывают с условиями, при которых сдвиг фазы нулевой гармоники в области взаимодействия отличается на π от сдвига фазы при отсутствии взаимодействия. Волновая функция вдали от атома такая же, как и при отсутствии взаимодействия, и, следовательно, амплитуда рассеяния, соответствующая нулевой гармонике, обращается в нуль. Гармоники с $l = 0$ дают малый вклад в сечение рассеяния, что и приводит к глубокому минимуму сечения при $E = E_0$. Аналогичный эффект в принципе должен наблюдаться и при больших скоростях, при которых сдвиг фаз в области взаимодействия равен целому кратному π . Однако соответствующие минимумы сглаживаются, поскольку с увеличением скорости возрастает влияние гармоник с $l > 0$.

Значение энергии, соответствующее максимуму рассеяния при эффекте Рамзауэра, может быть приближенно найдено в модели одномерной ямы из условия $4a = \lambda_2 + (1/2)\lambda_2 = (3/2)\lambda_2$. Размещение на удвоенной ширине ямы дополнительной полуволны $(1/2)\lambda_2$ приводит к то-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 175 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

му, что происходит полная компенсация сдвига фаз, возникающего при отражении от передней стенки, и, следовательно, интерференционное усиление рассеянной волны. Энергию E_1 , соответствующую максимуму рассеяния, можно найти из условия

$$4a = (3/2)2\pi\sqrt{h^2/2m(E_1 + U_0)}. \quad (3)$$

Из формул (2) и (3) легко получить приближенное соотношение, связывающее энергии E_0 , E_1 и глубину потенциальной ямы U_0 :

$$U_0 = 0,8E_1 - 1,8E_0. \quad (4)$$

Методы экспериментального исследования эффекта Рамзауэра с помощью тиратронов

В данной работе эффект Рамзауэра на атомах ксенона исследуется с помощью тиратронов ТГЗ-0,1/1,3 (рисунок 4) или ТГ1-0,1/1,3, наполненных

ксеноном при низком давлении. Катод 2 и анод 6 помещены внутрь первой сетки, имеющей вид коробки 1 с перегородками, в которых проделаны щели 3 и 5, параллельные катоду и аноду. Вторая сетка - две параллельные пластины 4 - помещена за щелью 3 первой сетки. Тиратрон ТГ1-0,1/1,3 устроен аналогично и отличается только большими размерами. Если обе сетки соединить, а между катодом и сетками приложить



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 176 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

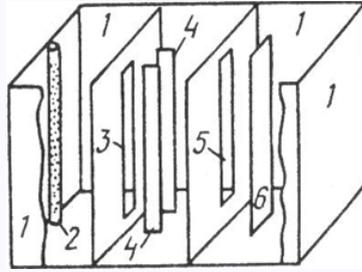
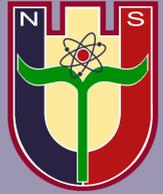


Рисунок 4 - Тиратрон ТГЗ-0,1/1,3

ускоряющее напряжение, величина которого меньше первого потенциала возбуждения ксенона, то ускоренные электроны, пройдя щель 3, далее в пространстве между второй сеткой 4 и щелью 5 движутся с постоянной скоростью и попадают на анод 6. На всем пути электроны претерпевают упругие столкновения с атомами ксенона. Чем больше эффективное сечение рассеяния σ , тем меньше анодный ток, поскольку рассеянные электроны падают на сетки и поглощаются ими. Изменяя ускоряющее напряжение, можно по точкам построить вольтамперную характеристику (рисунок 5). Она, согласно формуле (1), представляет собой обратную зависимость эффективного сечения упругого рассеяния электронов от их энергии. Очевидно, что максимум тока при энергии электронов E_0 соответствует рамзауэровской резонансной прозрачности ксенона, а минимум тока при E_1 - максимуму эффективного сечения. Крутой излом вольтамперной характеристики, наступающий при дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения свыше E_i , связан с началом ионизации



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 177 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

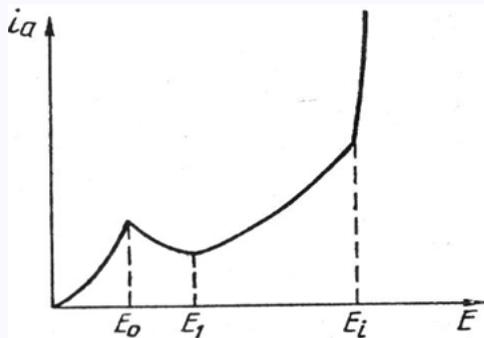


Рисунок 5 - Вольтамперная характеристика тиратрона ТГЗ-0,1/1,3

электронными ударами.

Появление в процессе ударной ионизации положительных ионов приводит к частичной компенсации объемного отрицательного заряда возле катода и уменьшению запирающего действия этого заряда, в результате чего ток начинает заметно превышать значение, предписываемое формулой Богуславского-Ленгмюра. Следовательно, E_i имеет смысл энергии ионизации наполняющего тиратрон ксенона.

Другой метод исследования эффекта Рамзауэра основывается на осциллографировании анодного тока при подаче на сетку периодически изменяющегося напряжения. В данной работе используется синусоидальное напряжение звуковой частоты, которое создает пульсации тока в положительные полупериоды. В отрицательные полупериоды ток через тиратрон не течет.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 178 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

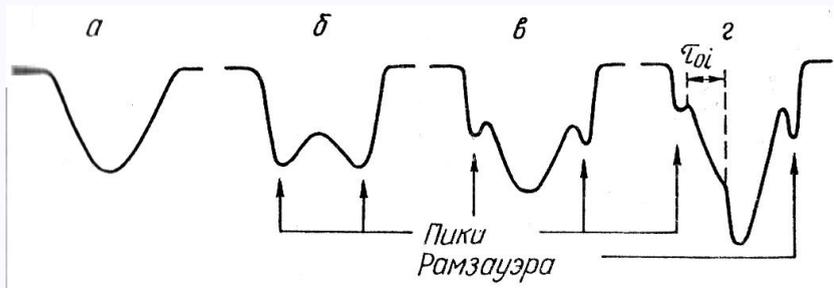


Рисунок 6 - Пики Рамзауэра

Пока амплитудное значение в вольтах не превышает величину E_0 , выраженную в электронвольтах, пульсация тока имеет наиболее простую, приблизительно синусоидальную форму (рисунок 6,а). Дальнейшее увеличение амплитуды напряжения приводит к появлению на возрастающей и ниспадающей ветвях пульсации тока четко выраженных пиков Рамзауэра, появляющихся в те моменты времени, когда напряжение проходит через значение E_0 . Как только амплитудное значение напряжения становится больше величины E_1 , в середине пульсации вместо минимума начинает формироваться максимум (рисунок 6,б,в). Превышение амплитудным значением напряжения величины энергии ионизации E_i приводит к резкому излому перед серединой пульсации (рисунок 6,г), обусловленному ионизационным усилением тока, механизм которого рассмотрен выше.

Необходимо отметить, что ионизационное усиление тока не прекращается моментально с прекращением процесса ионизации, а происходит



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 179 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

еще на протяжении времени, необходимого для рекомбинации ионов и их исчезновения из межэлектродного пространства. Поэтому, если частота ускоряющего напряжения превышает некоторое значение, при котором интервал времени τ_{0i} между появлением значений напряжения и оказывается меньше характерного времени рекомбинации $\tau_{рек}$, то будет происходить ионизационное усиление рамзауэровского пика на ниспадающей ветви осциллограммы анодного тока. В результате пульсация тока приобретает асимметричную форму.

Очевидно, амплитудные значения напряжений, при которых осциллограммы пульсаций имеют форму, промежуточную между а и б, б и в, в и г (рисунок 6), будут равны соответственно E_0 , E_l , E_i .

Определив E_0 и E_i , можно по формуле (4) вычислить глубину потенциальной ямы, а затем по формуле (2) - ее радиус a .

Экспериментальная установка. Измерения

Экспериментальная установка (рисунок 7) предусматривает возможность использования рассмотренных выше методов исследования эффекта Рамзауэра. Она содержит блок для подключения тиратронов, вольтметр и микроамперметр, звуковой генератор ГЗ-33 и осциллограф.

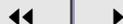
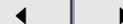
Когда переключатель Т2 на блоке тиратронов находится в положении - на сетку тиратрона подается постоянное напряжение от стабилизированного источника питания, причем величину этого напряжения можно



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 180 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

регулировать потенциометром R_1 , а измерять вольтметром V_{\sim} .

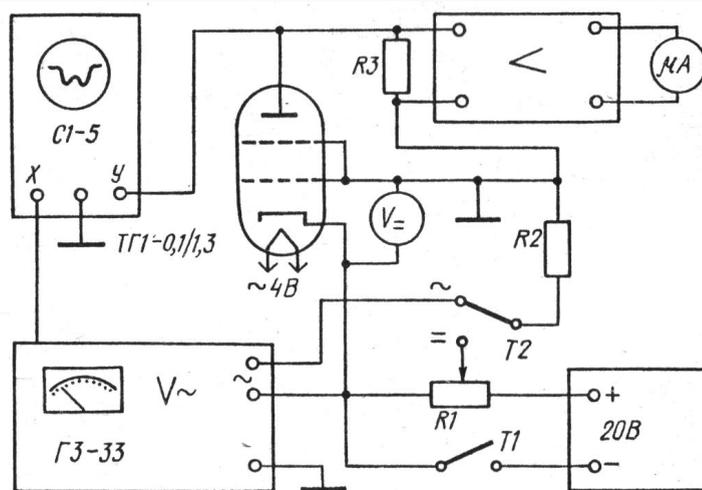


Рисунок 7 - Экспериментальная установка

Поскольку анодный ток весьма мал, то его непосредственное измерение затруднено. С целью упрощения процедуры измерения тока в схему введен усилитель, собранный на основе микросхемы, позволяющий обходиться обычным микроамперметром μA .

Если же переключатель T_2 перевести в положение " \sim ", на сетку тиратрона будет поступать переменное синусоидальное напряжение от звукового генератора. Частоту и амплитуду напряжения можно изменять ручками, находящимися на лицевой панели прибора. Вольтметр, встроенный в генератор, позволяет измерять эффективное значение перемен-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 181 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

ного напряжения $U_{эф}$, которое в $\sqrt{2}$ раз меньше амплитудного значения $U_{ампл} : U_{ампл} = \sqrt{2}U_{эф}$. Напряжение плавно регулируется ручкой «регулировка выхода» от нуля до значения, равного большему пределу шкалы вольтметра (соответствующего множителю 2). Изменение пределов регулировки напряжения осуществляется переключением ручки «пределы шкал, ослабление».

Осциллографирование анодного тока тиратрона проводится с помощью осциллографа, на вход $У$ которого подается падение напряжения с резистора $RЗ$, включенного в анодную цепь, а линейная непрерывная развертка синхронизирована напряжением задающего генератора.

Выполнение работы удобнее начинать с осциллографических исследований. Они позволяют сразу же получить общее представление о форме вольтамперной характеристики, а также быстро найти напряжения, характеризующие эффект Рамзауэра и процесс ионизации. Для этого тумблеры на блоке тиратронов следует поставить в нужные положения.

После прогрева приборов (в течение 10 мин) можно приступить к наблюдениям и измерениям. Плавно увеличивая напряжение ручкой «регулировка», наблюдать появление осциллограммы анодного тока. Ручками осциллографа «частота плавно» и «синхронизация» добиться того, чтобы осциллограмма была неподвижной, а на экране разместилось 1—2 ее периода. Проследить за эволюцией осциллограммы, доведя напряжение до 10В.

Измерить эффективные значения напряжения $U_{эф0}$, $U_{эф1}$, $U_{эфi}$, соот-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 182 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

ветствующие энергиям электронов E_0 , E_1 , E_i . Измерения следует производить на тех пределах регулировки напряжения, на которых отсчет вольтметра составляет не менее половины его шкалы.

Основываясь на асимметрии осциллограммы, можно произвести экспериментальную оценку времени рекомбинации ионов. Сохраняя неизменной величину напряжения на таком уровне, чтобы его амплитуда заметно превышала E_i , путем перестройки звукового генератора плавно увеличивают частоту до тех пор, пока не появится асимметрия рамзауэровских пиков. Измеренный на осциллограмме интервал τ_{0i} даст при этом значение времени рекомбинации $\tau_{рек}$.

После завершения осциллографических исследований выключить осциллограф и приступить к измерениям на постоянном токе. Для этого необходимо переключить тумблеры на блоке тиратронов. Увеличивая потенциометром R_1 напряжение на сетке, снять показания микроамперметра μA . В областях более быстрого изменения тока отсчеты следует делать чаще. Данные занести в таблицу, которая используется для построения вольтамперной характеристики. По ней найти значения E_0 и E_1 , определяющие эффект Рамзауэра.

В установке предусмотрена также возможность осциллографического наблюдения вольтамперной характеристики (рисунки 5) и измерения ее особых точек: на сетку тиратрона подается пилообразное напряжение от развертки осциллографа. Напряжения, соответствующие энергиям электронов E_0 , E_1 и E_i , измеряются с помощью специального элек-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 183 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

тронного блока, который вырабатывает короткий импульс (метку), накладываемый на осциллограмму. Путем изменения напряжения смещения импульс выводят на нужную точку осциллограммы. Напряжение смещения при этом в точности совпадает с напряжением данной точки вольтамперной характеристики; его измеряют с помощью вольтметра.

Как и в работе по определению потенциала ионизации атома ртути, наличие контактной разности потенциалов между катодом и сеткой тиратрона завышает полученные из вольтамперной характеристики напряжения на несколько десятых вольта. Поэтому контактную разность необходимо учитывать введением соответствующей поправки, которая приводится для каждого экземпляра тиратрона.

Для вычисления параметров потенциальной ямы, соответствующей взаимодействию электрона с атомом ксенона, следует использовать средние арифметические значения E_0 и E_1 , найденные разными методами.

Задание

1. Выполнить осциллографическое исследование эффекта Рамзауэра для атомов ксенона на частоте 300 Гц, в ходе которого определить критические значения энергии электронов E_0 , и E_1 , а также энергию ионизации E_i (с учетом контактной разности потенциалов). Зарисовать с экрана осциллографа осциллограммы анодного тока.

2. Увеличивая частоту до нескольких тысяч герц, проследить влия-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 184 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

ние частоты на форму осциллограммы. Зарисовать типичные осциллограммы. Объяснить происхождение асимметрии рамзауэровских пиков. Оценить время рекомбинации ионов в тиратроне.

3. Произвести измерения, необходимые для построения вольтамперной характеристики. Построить вольтамперную характеристику и с ее помощью определить критические значения энергии электронов E_0 , E_1 и E_i . Ввести поправку на контактную разность потенциалов.

4. Найти глубину U_0 и радиус a потенциальной ямы, соответствующей взаимодействию электрона с атомом ксенона, используя средние арифметические значения E_0 и E_1 , определенными разными методами.

Контрольные вопросы

1. Понятие эффективного сечения упругого столкновения и его связь с коэффициентом ослабления.

2. В чем состоит сущность эффекта Рамзауэра?

3. За счет чего создается потенциальное поле атома-мишени, приводящее к его взаимодействию с налетающим электроном?

4. Квантовомеханическое описание движения в области прямоугольной потенциальной ямы.

5. Объяснение эффекта Рамзауэра на одномерной модели. Условие отсутствия упругого рассеяния электронов.

6. Вывести приближенное соотношение, связывающее глубину потен-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 185 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

циальной ямы U_0 с энергиями минимального и максимального рассеяния электронов E_0 и E_1 .

7. Какие особенности конструкции тиратрона приводят к влиянию упруго-го рассеяния электронов на анодный ток?

8. Объяснить особенности вольтамперной характеристики тиратрона, связанные с эффектом Рамзауэра.

9. Объяснить сущность осциллографического метода исследования эффекта Рамзауэра.

10. Объяснить осциллографический метод определения энергии ионизации ксенона.

11. В каких условиях появляется асимметрия рамзауэровских пиков по интенсивности и в чем заключается ее причина?

12. Рассказать об устройстве экспериментальной установки для исследования эффекта Рамзауэра.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 186 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лабораторная работа № 1

Изучение радиометра на базе счетчика Гейгера-Мюллера. Измерение активности образцов относительным методом

Цель: 1. Ознакомиться с устройством, принципом действия счетчика заряженных частиц и радиометра на его основе, измерить относительным методом активность радиоактивных образцов, измерить коэффициент поглощения γ -излучения в свинце и алюминии.

Оборудование: Радиометр со счетчиком Гейгера–Мюллера, пересчетное устройство, радиоактивные образцы, пластинки различной толщины из свинца и алюминия

ТЕОРИЯ

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.

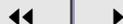
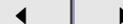
Различают первичные и вторичные взаимодействия. Первичные взаимодействия вызываются частицами, обладающими электрическим за-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 187 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

рядом, вторичные — нейтральными частицами, световыми, рентгеновскими и γ -квантами. Заряженные частицы (α -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.

γ — 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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 188 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

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 (α , β , γ —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 γ —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 10^6 до 10^9 Ом прикладывается напряжение в несколько сот вольт.

Принципиальная схема включения счетчика приведена на рисунке 1.

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:



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 189 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

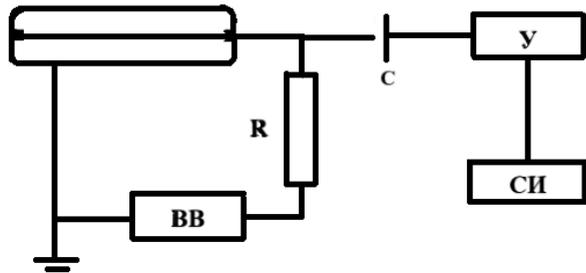


Рисунок 1 - Схема включения счетчика Гейгера-Мюллера
 ВВ - высокочастотный выпрямитель, У - усилитель, СИ – счетчик импульсов

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.

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.



Кафедра
 общей и
 теоретической
 физики

Начало

Содержание



Страница 190 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Искусственной радиоактивностью называется радиоактивность изотопов, полученных в результате ядерных реакций.

Самопроизвольный распад атомных ядер подчиняется закону радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$

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 , λ — 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 λ и $T_{1/2}$:



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 191 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (2)$$

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 (s^{-1}). Единица активности называется беккерель (Бк).

Измерение коэффициентов поглощения γ – лучей в свинце и алюминии:

γ –лучи, испускаемые ядрами, при радиоактивных превращениях, имеют обычно энергию от нескольких сотен электрон–вольт до нескольких миллионов электрон–вольт.

Поглощение γ –лучей в веществе связано с фотоэлектрическим эффектом, с комптоновским рассеянием и с рождением пар. Рассмотрим эти эффекты.

Фотоэлектрическое поглощение:

При фотоэффекте γ –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:



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 192 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

$$E_e = h\omega - A_L \quad (3)$$

где $h\omega$ — энергия γ -кванта, а A_L — энергия связи электрона на L — оболочке.

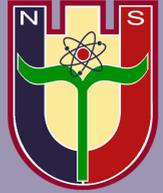
С наибольшей вероятностью фотоэффект происходит на электронах K — оболочки (если $h\omega > A_K$). Чаще всего освободившееся место заполняется затем электронами с вышележащих оболочек. При таких переходах возникает характеристическое рентгеновское излучение.

Вероятность фотоэффекта сложным образом зависит от энергии γ -лучей и заряда ядер. Для оценок можно пользоваться грубой формулой:

$$(\sigma) = \frac{BZ^5}{(h\omega)^{7/2}} \quad (4)$$

где B — константа, Z — заряд ядра.

Правильно передающей основные черты явления ($\sigma_{\text{ф}}$ — сечение фотоэффекта, рассчитанное на атом). Из формулы (1) видно, что вероятность фотоэффекта быстро падает с увеличением энергии γ -квантов и очень сильно зависит от атомного номера. При ослаблении γ -лучей с помощью экранов существенно иметь в составе защиты элементы с большим Z , например, свинец.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 193 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Комптоновское рассеяние:

Комптоновским рассеянием (или комптон – эффектом) называется упругое столкновение γ -кванта с электроном. При таком столкновении γ -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 γ -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 γ -кванта много больше энергии покоя электрона, формула сильно упрощается, и выражение для сечения комптон–эффекта приобретает простой вид:

$$\sigma_{k,L} = \frac{\pi r_e^2 m_0 c^2}{h\omega \left(\ln\left(\frac{2h\omega}{m_0 c^2}\right) \right)} + \frac{1}{2} \quad (5)$$

где $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ – классический радиус электрона, а m_0 – масса



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 194 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

электрона.

Из формулы (5) следует, что сечение комптон-эффекта с ростом энергии фотонов падает далеко не так резко, как сечение фотоэффекта, и начинает, наконец, играть главную роль.

Сечение (5) относится 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 γ -квантов, а к их рассеянию и к уменьшению их энергии. С уменьшением энергии гамма-квантов они начина-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 195 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

ют, однако, все эффективнее поглощаться и рассеиваться и, наконец, погибают вовсе.

Образование пар:

При энергиях, превышающих $2m_0c^2=1,02$ МэВ становится возможен процесс поглощения γ -лучей, связанный с образованием электронно-позитронных пар.

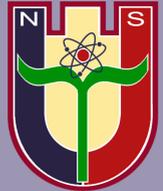
Рождение пар не может происходить в вакууме, но возникает в электрическом поле ядер. Вероятность этого процесса приблизительно пропорциональна Z^2 и сложным образом зависит от энергии фотона. При энергиях, больших $2m_0c^2$, фотоэффект даже для самых тяжелых ядер уже не играет практически никакой роли. Вероятность образования пар должна поэтому сравниваться с вероятностью комптоновского рассеяния. При энергиях, с которыми приходится 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 γ -квантов при прохождении через вещество равно сумме сечений всех трех рассмотренных процессов :

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_k + \sigma_{\text{п}} \quad (6)$$

При практических расчетах более удобно пользоваться не атомными



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 196 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

сечениями $\sigma_{\text{ф}}, \sigma_{\text{к}}, \sigma_{\text{п}}$, а соответствующими макроскопическими коэффициентами поглощения $\mu_{\text{ф}}, \mu_{\text{к}}, \mu_{\text{п}}$.

Рассмотрим параллельный пучок γ -квантов, падающих на вещество. Число выбывших из пучка квантов, пропорционально интенсивности пучка I и толщине слоя X :

$$-dI = \mu I dx \quad (7)$$

Коэффициент пропорциональности μ определяется прозрачностью вещества для γ -квантов и носит название коэффициента поглощения. Интегрируя уравнение (7) от нулевой толщины до заданной получим:

$$I = I_0 e^{-\mu X} \quad (8)$$

Откуда:

$$\mu = \frac{1}{x \ln\left(\frac{I_0}{I}\right)} \quad (9)$$

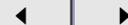
Для определения коэффициента поглощения нужно, таким образом, измерить толщину образца X , число падающих частиц I_0 и число I частиц, прошедших через образец.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 197 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

ХОД РАБОТЫ

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 $N_{\text{Э}}$, даваемых эталонным образцом за время Δt , а также число импульсов N_X , даваемых за время Δt исследуемым образцом при тех же условиях, можно определить активность исследуемого изотопа по формуле:

$$A_X = \frac{A_{\text{Э}} N_X}{N_{\text{Э}}} \quad (10)$$

где A_X – активность исследуемого образца, $A_{\text{Э}}$ – активность эталонного образца, N_X – число импульсов за время Δt , даваемое исследуемым образцом (с поправкой на фон), $N_{\text{Э}}$ – число импульсов за время Δt , даваемое эталонным образцом (с поправкой на фон).

В данном упражнении ставится задача определить активность радиоактивных образцов. Активность эталонного образца принять равной 1.

Проведение измерений:

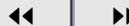
1. Измерить за время $\Delta t = 100\text{с}$ естественный радиоактивный фон, вызываемый в счетчике космическими лучами, радиоактивными примесями в материалах, из которых изготовлен счетчик и окружающие



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 198 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

приборы, и самопроизвольными разрядами.

2. Установить радиоактивный препарат (эталон) в предназначенное для него место на счетчике.

3. Определить число импульсов за $\Delta t = 100\text{с}$ для радиоактивного препарата (эталоны).

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.

Измерение коэффициентов поглощения γ -излучения в свинце и алюминии:

Для определения коэффициентов поглощения измерьте число частиц падающих на счетчик за 100с 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.

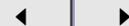
Определите $\ln(\frac{N_0}{N})$ γ -лучей при разных толщинах образцов, затем постройте кривую зависимости логарифма $\frac{N_0}{N}$ от толщины поглотителя. Постройте график этой зависимости, выразив толщину в мм. Коэффициент поглощения μ найдите методом наименьших квадратов с помощью программируемого калькулятора. Зная коэффициент поглощения $\mu \text{ см}^{-1}$, по графику, приведенному на рисунке (2), оцените энергию



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 199 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

γ -кванта.

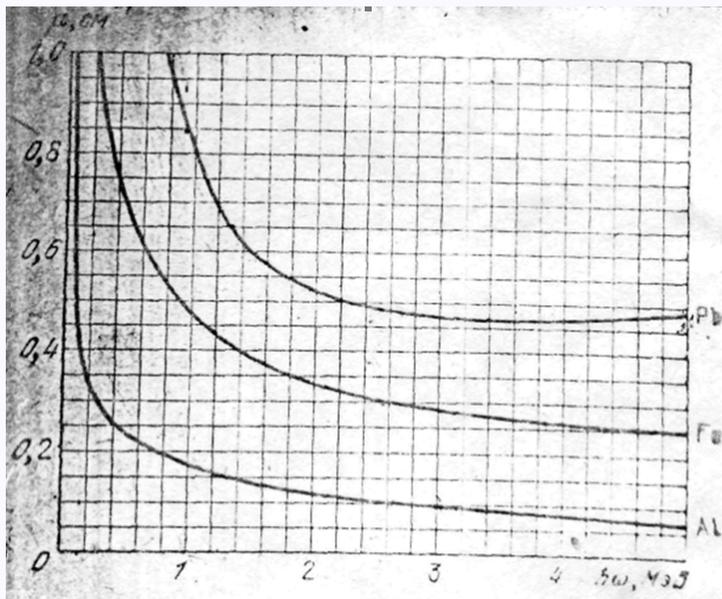


Рисунок 2 - зависимость коэффициента поглощения от энергии γ -кванта

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Методы регистрации излучения. Счетчик Гейгера—Мюллера (устройство и принцип работы).
2. Радиоактивность. Закон радиоактивного распада. Характеристики устойчивости ядер.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 200 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

3. Может ли происходить фотоэффект на свободных электронах?
4. Покажите, что превращение γ -кванта в электронно-позитронную пару невозможно без присутствия ядра.
5. При каких предположениях справедлив экспоненциальный закон поглощения фотонов? Справедлив ли он для комптоновского рассеяния?
6. Приведите примеры процессов, в которых γ -кванты проявляют волновые и корпускулярные свойства.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 201 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Лабораторная работа № 2

Изучение статистических закономерностей при ядерных измерениях

Цель:

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.

Оборудование:

Экспериментальная установка

ТЕОРИЯ

2.1 Необходимость статистического подхода в ядерно-физическом эксперименте.

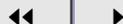
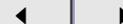
При рассмотрении явлений микромира, в частности, в области ядер-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 202 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

ной 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, взаимодействуют 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 Δt , находящимся в постоянном поле излучения:



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 203 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

$$P_k = \frac{\bar{k}^k \cdot e^{-\bar{k}}}{k!}, \quad (1)$$

где P_k - это вероятность того, что за время Δt наблюдалось k отсчетов. Как видно из (1), положение распределения P_k на числовой оси полностью определяется заданием одного параметра - среднего числа отсчетов (математического ожидания) \bar{k} :

$$\bar{k} = \sum_{k=0}^{\infty} P_k \cdot k, \quad (2)$$

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 интервал времени пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью попадания одного события.

Графически распределение Пуассона (гистограмма) приведено на рисунке 1.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 204 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

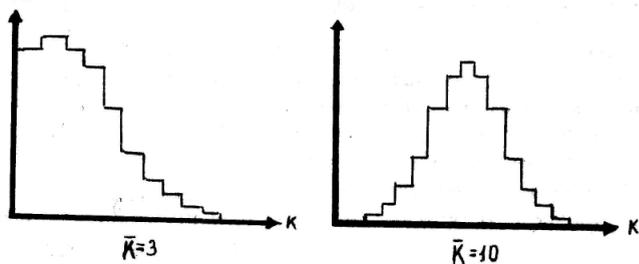


Рисунок 1 - Распределение Пуассона

Как видно из рисунка 1 с увеличением k распределение Пуассона становится все более симметричным относительно $K = \bar{k}$ и при больших значениях K распределение Пуассона можно заменить, согласно центральной предельной теореме теории вероятности, распределением Гаусса.

Степень разбросанности случайной величины k (в нашем случае – числа отсчетов) около среднего значения k описывается дисперсией:

$$D_k = \sum_{k=0}^{\infty} (k - \bar{k})^2 P_k = \bar{k}^2 - \bar{k}^2, \quad (3)$$

Причем, для случайных величин, распределенных по закону Пуассона, дисперсия D_k равна k . Такая связь между дисперсией и средним значением случайной величины является отличительной особенностью закона Пуассона.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 205 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

$$D_k = \bar{k}, \quad (4)$$

Для наглядной характеристики степени разбросанности случайной величины вокруг среднего значения удобнее 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 σ_k случайной величины k в случае распределения Пуассона равно:

$$\sigma_k = \sqrt{D_k} \quad \delta_k = \frac{\sigma_k}{k} = \frac{1}{\sqrt{k}}, \quad (5)$$

где δ_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 Δt в нашем эксперименте при ограниченном числе опытов n принимается среднее арифметическое числа отсчетов:



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 206 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

$$\bar{k}^* = \sum_{i=1}^n k_i/n, \quad (6)$$

При достаточно большом объеме статистического материала среднее арифметическое числа отсчетов будет с большой вероятностью весьма близко к среднему числу отсчетов (математическому ожиданию).

$$\bar{k}^* \rightarrow \bar{k}, \quad (7)$$

при

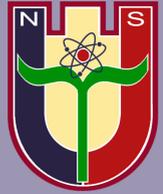
$$n \rightarrow \infty$$

В качестве оценки для дисперсии D_k можно использовать статистическую дисперсию:

$$D_k^* = \bar{k}^2 - \bar{k}^{*2}, \quad (8)$$

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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 207 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

с гипотезой о том, что данная случайная величина подчинена тому или иному закону распределения.

Попробуем в нашей лабораторной работе после проведения эксперимента оценить правдоподобность гипотезы о тождественности полученного экспериментально распределения P_k (где число опытов n было невелико) с распределением Пуассона P_k . Для этого можно воспользоваться критерием проверки гипотез, например критерием согласия χ^2 Пирсона.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

3.1. Необходимые приборы и принадлежности

Установка для изучения распределения числа отсчетов счетчика состоит из:

- блока детектирования γ -излучения (БДЭГ), включающего в себя сцинтилляционный детектор $\text{NaI}(\text{Tl})$, 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.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 208 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

3.2. Структурная схема экспериментальной установки

Структурная схема экспериментальной установки приведена на [рисунке 2,а](#). Гамма-излучение радиоактивного источника (1) на базе изотопа Cs-137, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора NaI(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 эмиттерный 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).

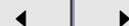
При выполнении данной темы с блока детектирования сигнал можно подавать непосредственно на вход пересчетного блока ПСО2-5 (разъем "Сигнал"), минуя блок дискриминатора. Однако данный эксперимент предлагается провести в следующем режиме: сигнал с блока детектирования подать на вход дискриминатора, а с 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).



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 209 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

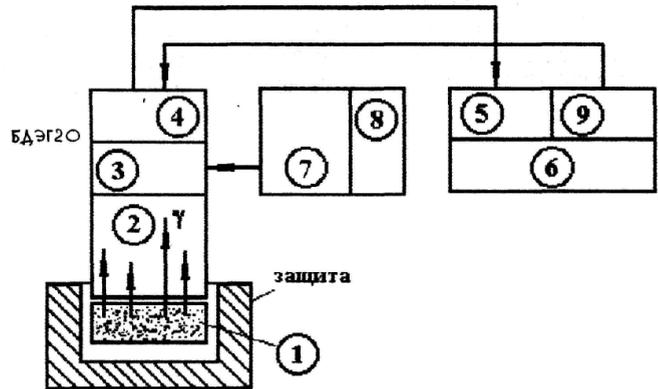


Рисунок 2, а - структурная схема экспериментальной установки

На рисунке 2б 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 радиоактивный фон земного и космического происхождения.

3.3 Методика проведения эксперимента по изучению взаимодействия гамма-излучения с веществом

Задание 1. Измерить распределение числа отсчетов счетчика.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 210 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

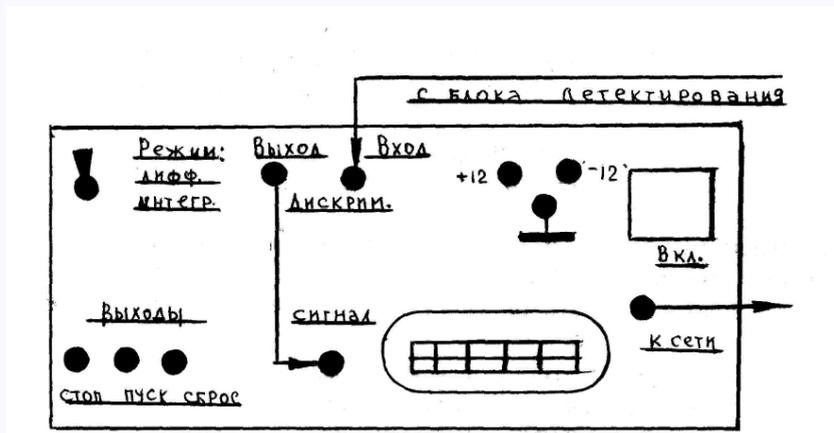


Рисунок 2, б - Вид задней панели пересчетного устройства ПСО2-5

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 
- переключатели "Режим" перевести в положение "N" и "Раб";
- переключатель "управление" перевести в положение "Внутр.";
- переключатель "вывод" перевести в положение "однократно".

Начало

Содержание



Страница 211 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Требуемое время измерения устанавливается включением переключателя "Уст.эксп." и его выключением в момент загорания точки напротив требуемой экспозиции. При загорании светодиода Z 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 [рисунке 2, б](#) 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 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 ± 12 В, ± 24 В

- провода от блока детектирования (по которым поступает питание ± 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 штекер к гнезду "1", белый штекер к гнезду -12 В, красный - +12



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 212 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

В.

- подключение низковольтного блока питания на $\pm 24\text{В}$ к высоковольтному блоку БНВ-30 осуществляется через разъем на задней панели высоковольтного блока (в третье снизу левое гнездо №43Б разъема подается $+24\text{ В}$; 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 $\pm 24\text{ В}$ и ПС02-5 в сеть $\sim 220\text{ В}$; 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 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 $U_{\text{раб}} =$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 213 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

600 В; (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 $T = 300 \cdot \Delta t$.

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 I.

к	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	и т.д.
P_k^*													
P_k													

Таблица 1.

14. На основании результатов эксперимента построить гистограмму (смотреть **рисунок 1**): по оси у откладывать P_k^* , по оси х - к.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 214 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

15. Найти оценку среднего числа отсчетов k_* в интервале времени Δt и дисперсию D_k^* :

$$\bar{k}^* = \sum_k k \cdot P_k^*$$

$$D_k^* = \overline{k^2} - \bar{k}^{*2}$$

Проверить выполнение

$$\bar{k}^* \approx D_k^*$$

16. Найти среднеквадратичное отклонение отдельного измерения σ_k и оценки среднего значения $\sigma_{\bar{k}^*}$ случайной величины: $\sigma_k = \sqrt{\bar{k}^*}$ и $\sigma_{\bar{k}^*} = \sqrt{\bar{k}^*}/n$

Найти относительное среднеквадратичное отклонение оценки среднего значения \bar{k}^* :

$$\sigma_{\bar{k}^*} = \frac{\sigma_{\bar{k}^*}}{\bar{k}^*} \cdot 100\% = \frac{100\%}{\sqrt{\bar{k}^*} \cdot n} = \frac{100\%}{\sqrt{K}}$$

где n - число измерений, равное 300, а K - общее число отсчетов за время $T = n \cdot \Delta t = 300 \cdot 3$ сек.

Из (9) следует, что точность измерений зависит только от общего числа частиц K , зарегистрированных счетчиком, независимо от того,



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 215 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

зарегистрированы они в одном измерении (опыте) за какой-то интервал времени T или в серии из n опытов, каждый из которых Δt длился гораздо меньше времени, чем интервал T . Например, если необходимо измерить величину с $\delta=1\%$, то должно быть зарегистрировано всего $K = 10\,000$ отсчетов

$$\delta = \frac{100\%}{\sqrt{K}}$$

17. Используя вычисленное значение \bar{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.

I. 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 χ^2 (хи-квадрат).

Для этого необходимо построить случайную величину χ^2 по следующему правилу

$$\chi^2 = n \cdot \sum_k \frac{(P_k^* - P_k)^2}{P_k}$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 216 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

Чем меньше различие экспериментальных и теоретических вероятностей, тем меньше будет величина χ^2 и тем более правдоподобной будет наша гипотеза.

2. Сравнить рассчитанную величину χ^2 с критическим значением $\chi_{кр}^2$, которое для различных степеней свободы r и уровня значимости 0,05 приведено в таблице 2. Для данного эксперимента число степеней свободы $r = k_{max} - k_{min} - 2$; а уровень значимости, равный 0,05 означает, что только в 5 случаях из 100 экспериментальное χ^2 может превысить $\chi_{кр}^2$ при справедливости начальной гипотезы. Поэтому, если в результате эксперимента окажется, что $\chi^2 > \chi_{кр}^2$ гипотезу о справедливости закона Пуассона следует отвергнуть, как маловероятную.

В случае же, когда $\chi^2 < \chi_{кр}^2$ следует сделать вывод о том, что экспериментальные данные не противоречат начальной гипотезе, т.е. она является правдоподобной.

r	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$\chi_{кр}^2$	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

Таблица 2.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 217 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

4.1. Что такое закон (распределение) Пуассона?

4.2. Перечислить свойства закона Пуассона и условия его применимости.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 218 из 262

Назад

На весь экран

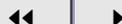
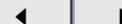
Закреть



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 219 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Лабораторная работа № 3

Изучение законов радиоактивного распада. Методы определения активности.

Цель:

В настоящей работе студенты должны:

- ознакомиться с законом радиоактивного распада;
- ознакомиться с типами радиоактивного распада;
- познакомиться с задачами радиометрии и разобраться с методами определения активности;
- изучить устройство гамма-радиометра и измерить активность источника.

Оборудование:

Экспериментальная установка

ТЕОРИЯ

2.1 Закон радиоактивного распада.

Атомное ядро, состоящее из протонов и нейтронов, называется нуклидом. Атомы, имеющие ядра с одинаковым числом протонов, но раз-

личающиеся по числу нейтронов, относятся к разновидностям одного и того же химического элемента и называются изотопами (изотопными нуклидами). Некоторые нуклиды стабильны, т.е. в отсутствие 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 λ

Смысл величины λ , (постоянной распада) состоит в том, что если взять большое число одинаковых нестабильных ядер M , то за единицу времени в среднем будет распадаться λM 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 λ :



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 220 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

$$dM = -\lambda M \cdot dt, \quad (1)$$

В результате решения этого уравнения имеем:

$$M = M_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

где M_0 - число радиоактивных ядер в произвольно выбранный момент $t = 0$. Выражение (2) носит название закона радиоактивного распада.

Через постоянную распада λ , 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:

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda, \quad (3)$$

Учитывая (3), выражение (2) можно переписать в следующем виде:

$$M = M_0 \cdot e - \left(\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot t \right), \quad (4)$$

2.2. Типы радиоактивного распада.

Каждый акт радиоактивного распада сопровождается испусканием частиц определенного типа; в зависимости от этого обстоятельства, ра-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 221 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

диоактивный распад подразделяется на несколько типов, среди которых наиболее распространенными являются альфа (α) и бета (β) - 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:



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:

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M({}_2He^4), \quad (6)$$

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.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 222 из 262

Назад

На весь экран

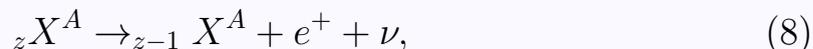
Закреть

В случае бета-распада, когда изменяется заряд ядра, а массовое число (или число нуклонов) A в начальном и конечном состоянии ядра одинаково, происходит лишь превращение нейтрона начального ядра в протон конечного ядра или превращение протона в нейтрон.

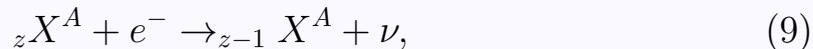
При β^- -распаде ядро ${}_Z X^A$ с порядковым номером Z и массовым числом A переходит в изобарное ядро ${}_{Z+1} X^A$:



При β^+ -распаде ядро ${}_Z X^A$, "перегруженное" протонами, испытывает превращение в изобарное ядро ${}_{Z-1} X^A$:



Ядра, "перегруженные" протонами, или так называемые нейтронодефицитные ядра, наряду с позитронным распадом испытывают также захват электрона из электронной оболочки своего же атома; наиболее вероятным является захват электрона ядром из К-слоя:



Энергетическое условие возможности B^- -распада ядра с массовым числом A и зарядом Z записывается так:

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e, \quad (10)$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 223 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

для β^+ распада:

$$M(A, Z + 1) > M(A, Z) + m_e, \quad (11)$$

для e^- захвата (К-захвата):

$$M(A, Z) < M(A, Z + 1) + m_e, \quad (12)$$

Высвобождающаяся при альфа- и бета-распадах энергия передается вылетающим частицам: α , e^- , e^+ , $\tilde{\nu}$, ν 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 γ -излучения.

2.3. Активность. Методы определения активности.

Старейшей и до сих пор используемой единицей для измерения активности является внесистемная единица кюри (Ки): $1\text{Ки} = 3,7 \cdot 10^{10}$ расп/с.

Современной единицей измерения активности является беккерель (Бк): 1Бк - это один распад за 1 секунду.

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.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 224 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

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:

$$n = A \cdot C, \quad (13)$$

где C - коэффициент, учитывающий условия эксперимента (то есть: эффективность регистрации детектора η ; телесный угол, под которым облучается детектор радиоактивным источником Ω ; поправку на мертвое время детектора $f\tau$; поглощение и обратное рассеяние в источнике fd и т.д.:

$$C = \eta \cdot \Omega \cdot f\tau \cdot fd \dots$$

Определение C - задача трудоемкая. Поэтому абсолютный метод измерения активности, в котором активность источника A 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 $A^э$, и если эксперимент проводят в равных физических условиях, то есть когда $c_x = c_э$, то при $n_э = C_э \cdot A_э$ и $n_x = c_x \cdot A_x$:

$$A^x = A^э - n^x/n^э, \quad (14)$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 225 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Так как величины p^{α} и p^x - определяются в процессе эксперимента, то зная A^{α} , можно определить A^x .

Поскольку для каждого вида излучения требуется свой особый детектор, активность относительным методом можно определить лишь в том случае, если известен 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.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

3.1. Необходимые приборы и принадлежности

Установка для определения неизвестной активности исследуемого γ -источника состоит из:

- блока детектирования γ -излучения (БДЭГ), включающего в себя



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 226 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

сцин-тилляционный детектор $\text{NaI}(\text{Tl})$, 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;
- двух источников γ - излучения

3.2. Структурная схема экспериментальной установки

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1, а.

Гамма-излучение радиоактивного источника (1) на базе изотопа Cs-137 , взаимодействуя с веществом сцинтиллятора $\text{NaI}(\text{Tl})$ (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 эмиттерный 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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 227 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

блока низковольтного питания (± 24 В) (8). Для питания предусилителя используется блок низковольтного питания на $+/- 12$ В, вмонтированный в пересчетное устройство (9).

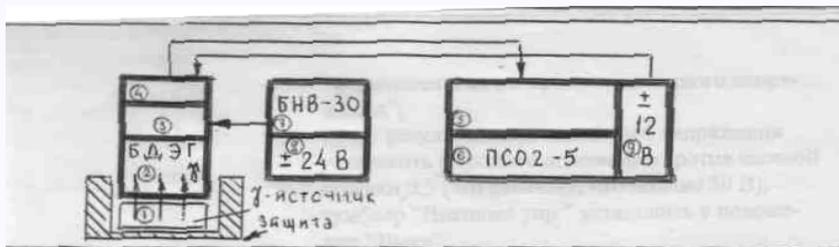


Рисунок 1, а - Схема экспериментальной установки

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";



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 228 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

- 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 З значение времени измерения следует умножить на 3. Сигнальный кабель блока детектирования БДЭГ соединить с выходным разъемом пересчетного устройства ПСО2-5, расположенном на задней панели пересчетного устройства (внимательно изучить 1, б и подпись к нему)

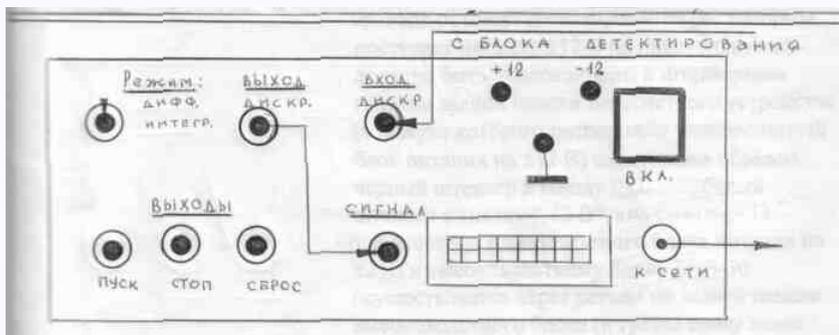


Рисунок 1, б - Вид задней панели пересчетного устройства

При выполнении данной темы с блока детектирования сигнал можно подавать непосредственно на вход пересчетного блока ПСО2-5 (разъем



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 229 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

"Сигнал"), минуя блок дискриминатора. Однако данный эксперимент предполагается 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 1,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 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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 230 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

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 ± 12 В, ± 24 В

- провода от блока детектирования (по которым поступает питание ± 12 В на предусилитель) должны быть подсоединены к штеккерным гнездам задней панели пересчетного устройства (в кожухе которого расположен низковольтный блок питания на ± 12 В) следующим образом: черный штеккер к гнезду "1 белый штеккер к гнезду 12 В красный - " +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 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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 231 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

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 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 $U_{\text{раб}} = (645,0/650,0)\text{В}$; (положение регулятора - (6,45/6,50))

9. Измерить число отсчетов счетчика, обусловленных фоном, за $t = 100$ с 5 раз. Обозначим результаты как N_i^0 . Найти среднее значение:

$$\overline{N^0} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 N_i^0$$

Определить среднюю скорость счета (число отсчетов счетчика в единицу времени):

$$\overline{n^0} = \frac{\overline{N^0}}{t}$$

Данные занести в **таблицу 1**.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 232 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

10. Получить у преподавателя эталонный гамма-источник с известной активностью A_0 и установить его напротив сцинтиллятора. ($A_0 = 2 \cdot 10^3$ Бк)

11. Измерить число отсчетов счетчика, обусловленных фоном и эталонным источником, за время $t = 100$ с 5 раз. Обозначим результаты как N_i^{0+y} . Найти среднее значение:

$$\overline{N^{0+y}} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 N_i^{0+y}$$

Определить среднюю скорость счета:

$$\overline{n^{0+y}} = \frac{\overline{N^{0+y}}}{t}$$

Сделать поправку на фон:

$$n^{\text{э}} = \overline{n^{0+y}} - \overline{n^0}$$

Данные занести в **таблицу 1**.

Определить калибровочный коэффициент с радиометра

$$c = \frac{n^{\text{э}}}{A^{\text{э}}}$$

Задание 2. Определить неизвестную активность предлагаемого радиоактивного гамма-источника.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 233 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

№ п.п	<u>t, с</u>	$\overline{n^{\delta}}$, ИМП/с	$n^{\delta+y}$, ИМП/с	n^{α} , ИМП/с	$n^{\phi+x}$, ИМП/с	n^x , ИМП/с

Таблица 1.

1. Получить у преподавателя гамма-источник неизвестной активности A^x установить его напротив сцинтиллятора.

2. Измерить число отсчетов счетчика, обусловленных фоном и источником с неизвестной активностью за время $t = 100$ с N_i^{0+x} 5 раз.

Найти среднее значение $\overline{N^{0+x}} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 N_i^{0+x}$

Определить среднюю скорость счета $\overline{n^{0+x}} = \overline{N^{0+x}}/t$

Сделать поправку на фон $\overline{n^{0+x}} - \overline{n^0} = n^x$.

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:

$$A^x = \frac{n^x}{c}, \text{ Бк}$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 234 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

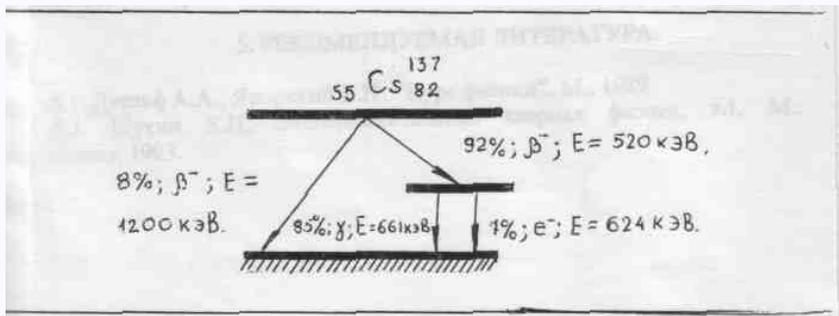


Рисунок 2 - Распад Cs

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

- 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 β^- распада последующих радионуклидов: ${}_{55}^{134}\text{Cs}$, ${}_{55}^{137}\text{Cs}$, ${}_{38}^{90}\text{Sr}$, ${}_{53}^{131}\text{I}$, ${}_{19}^{40}\text{K}$
- 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?



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 235 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Лабораторная работа № 4

Изучение принципа действия и основных характеристик сцинтилляционного счетчика гамма-излучений и работа с ним.

Цель:

В настоящей работе студенты должны:

- познакомиться с основами сцинтилляционного метода;
- разобраться в устройстве сцинтилляционных счетчиков;
- снять счетную характеристику $n = f(u)$;
- выбрать рабочее напряжение $U_{\text{раб}}$;
- определить эффективность регистрации сцинтилляционного счетчика η .

Оборудование:

Экспериментальная установка

ТЕОРИЯ

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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 236 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

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, органические и неорганические, должны удовлетворять некоторым требованиям



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 237 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

как общего характера, так и специальным требованиям, обусловленным природой регистрируемых частиц.

Прежде всего вещество сцинтиллятора должно обладать высоким световым выходом χ , определяемым как отношение среднего числа фотонов \bar{a} , возникающих в процессе одной сцинтилляции, к энергии E , потерянной регистрируемой частицей в сцинтилляторе.

$$\chi = \frac{\bar{a}}{E}, \quad (1)$$

Кроме светового выхода, можно ввести понятие энергетического выхода ξ , выражающего отношение энергии E_a фотонов люминесценции, возникающие в процессе одной сцинтилляции, к энергии E , потерянной регистрируемой частицей в сцинтилляторе:

$$\xi = \frac{E_a}{E} = \frac{\bar{a} \cdot \overline{h\nu}}{E} = \chi \cdot \overline{h\nu}, \quad (2)$$

где $\overline{h\nu}$ - средняя энергия фотона сцинтилляции. Так как практический интерес представляет число фотонов, выходящих из сцинтиллятора \bar{a}_{BH} , то целесообразно ввести понятие внешнего светового выхода сцинтиллятора χ_{BH} :

$$\chi_{BH} = \frac{\bar{a}_{BH}}{E} = \frac{\bar{a} \cdot \phi}{E} = \chi \cdot \phi, \quad (3)$$



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 238 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

где $\phi = \frac{\bar{a}_{BH}}{a}$ - 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:

$$\chi_{BH} = \chi, \quad (4)$$

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 τ затухания процесса:

$$J = J_0 \cdot e^{-t/\tau}, \quad (5)$$

Величина τ - время, в течение которого интенсивность высвечивания J падает в e раз.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 239 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

В экспериментах, где требуется высокое временное разрешение, сцинтилляторы выбираются с достаточно малым временем высвечивания.

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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 240 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

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 последовательно 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 σ , 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 фотоумножи-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 241 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

теля.

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 ϵ 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. Зависимость ϵ от длины волны λ 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 $F_{BH}(\nu)$ сцинтилляции со спектральной характеристикой $\epsilon(\nu)$ данного ФЭУ, определяемая коэффициентом согласования:



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 242 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

$$K = \left[\int_0^{\infty} F_{BH}(\nu) \cdot \epsilon(\nu) \cdot d\nu \right] / \left[\int_0^{\infty} F_{BH}(\nu) \cdot d\nu \right], \quad (6)$$

Для практического сравнения сцинтилляторов на данном ФЭУ целесообразно ввести величину:

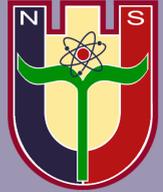
$$K^* = K \cdot \chi_{BH} = K \cdot \xi_{BH} \sqrt{h\nu_{BH}} = K \cdot \bar{a}_{BH} / E, \quad (7)$$

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 диод характеризуется коэффициентом сбора l , который может принимать значения от 0 до 100%.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 243 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Указанные выше светотехнические параметры фотокатода допустимо перенести на ФЭУ в целом, умножая их на коэффициент сбора Γ .

Умножительная система ФЭУ характеризуется коэффициентом усиления M . 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 σ - коэффициент, определяющий долю электронов, попадающих с одного динода на другой; σ_i - коэффициент вторичной эмиссии i -го динода.

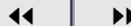
Нужно отметить, что коэффициент вторичной эмиссии зависит не только от материала и состояния поверхности динода, но и от энергии первичных электронов (т.е. от ускоряющей разности потенциалов, приложенной к двум соседним динодам): с увеличением энергии электронов, σ вначале растет, а затем выше энергии 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.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 244 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Зависимость коэффициента усиления M от напряжения питания приведена на **рисунке 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 M , 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 $\sim 1\text{мА}$.

Так как одно из главных требований к фотоумножителям при работе со сцинтилляционным счетчиком - это требование постоянства коэффициента усиления M , то, в силу резкой зависимости коэффициента усиления ФЭУ M 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 ФЭУ все-таки наблюдается некоторый ток, называемый темновым.

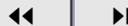
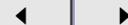
Причиной этого является термоэлектронная эмиссия с поверхности фотокатода и первых динодов, автоэлектронная холодная эмиссия, некоторая радиоактивность материала, из которого изготовлен ФЭУ, и ряд других причин.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 245 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

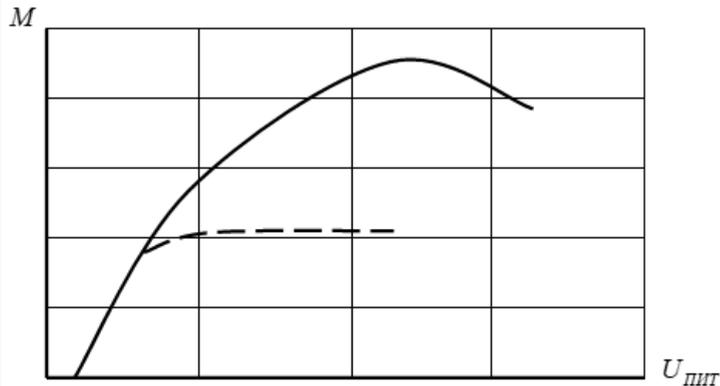


Рисунок 1 - Работа сцинтилляционного счетчика
Основные параметры счетчика и особенности сцинтилляционного метода.

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 тон-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 246 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

кий 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 **рисунке 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 распре-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 247 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

деление 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 $\Phi(E)$:

$$N(A) = \Phi(E) \cdot G(E, A) \cdot dE, \quad (8)$$

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 η , 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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 248 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

может зафиксировать отдельно). 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 оказы-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 249 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

вається пропорціональна* втраченої енергії частини. Це дозволяє створювати на основі сцинтиляційного лічильника різні прилади для вимірювання енергії радіоактивного випромінювання, що неможливо в разі гейгеровських лічильників.

І тільки в разі, коли імпульси струму на виході ФЭУ достатньо великі, лінійність може порушуватися, як було вказано вище, через спотворення поля просторовим зарядом в області анода і останніх діодів. Цей фактор порушує фокусировку і тим самим порушує лінійність.

Виходячи з вищевикладеного, можна зробити висновок, що сцинтиляційний метод має ряд переваг перед іншими видами детектування (в частині, перед лічильниками Гейгера-Мюллера), завдяки чому область застосування сцинтиляційних лічильників надзвичайно широка.

2.5. Реєстрація γ - квантів сцинтиляційним лічильником.

При роботі з сцинтиляційним лічильником, призначеним для рішення тієї чи іншої фізичної задачі, слід врахувати одне дуже важливе специфічне обставина: оскільки властивості випромінювань, підлягають реєстрації, в тому чи іншому разі можуть бути різко різні, особливу увагу слід приділити раціональному вибору сцинтилятора, конкретні властивості якого повинні найкращим чином



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 250 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

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 γ - квантов. Для параллельного моноэнергетического пучка γ - квантов, падающих нормально на сцинтиллятор толщиной x , эффективность регистрации оценивается как

$$\eta \approx (1 - e^{-\tau x}) \cdot C, \quad (9)$$

где C - коэффициент, учитывающий тот факт, что не все сигналы детектора можно зарегистрировать регистрирующей системой ($C < 1$). Так как коэффициент поглощения γ - квантов, а следовательно, и эффективность регистрации η , сильно зависит от атомного номера поглотителя, в сцинтилляционных счетчиках для регистрации γ - 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.

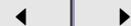
1. Радиоактивный источник.
2. Сцинтиллятор.
3. Светопровод (вазелиновое масло)
4. Фотокатод ФЭУ.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 251 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

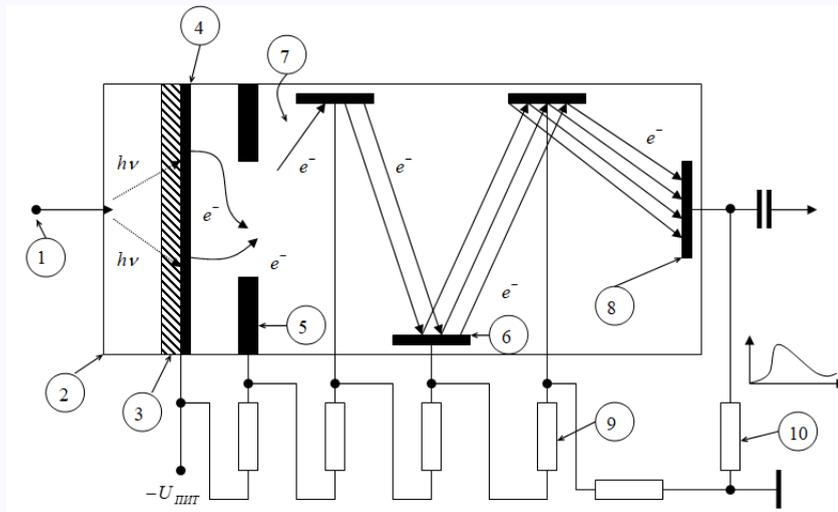


Рисунок 2 - Система включения ФЭУ

5. Фокусирующие электроды.
6. Диноды.
7. Фотоэлектроны.
8. Анод
9. Делитель ФЭУ
10. Сопротивление нагрузки.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

3.1. Необходимые приборы и принадлежности.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 252 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

Установка для изучения работы сцинтилляционного счетчика состоит из:

- блока детектирования γ - 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 γ - излучения.

3.2. Структурная схема экспериментальной установки.

Структурная схема экспериментальной установки приведена на [рисунке 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 дискриминато-



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 253 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

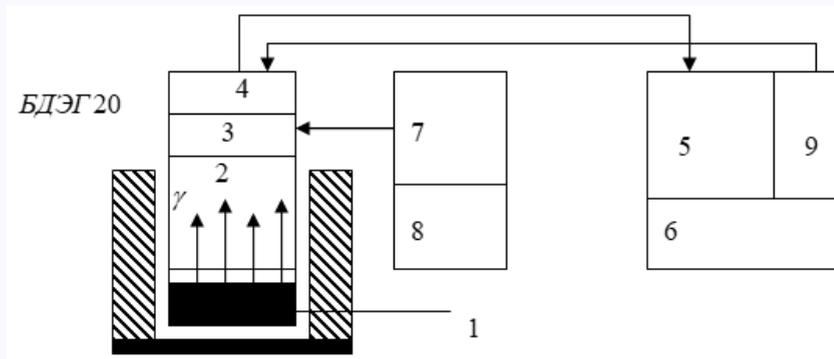


Рисунок 3, а - Схема экспериментальной установки

ра (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).

3.3. Методика проведения эксперимента по изучению сцинтилляционного счетчика гамма-излучений.

Задание I. Исследовать зависимость скорости счета выходных импульсов от напряжения питания фотоэлектронного умножителя $\bar{a} = f(U_{\text{пит}})$ и выбрать рабочее напряжение $U_{\text{РАБ}}$.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 254 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

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 Z 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 **рисунок 3б** и подпись к нему).

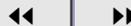
При выполнении данной темы с блока детектирования сигнал можно подавать непосредственно на вход пересчетного блока ПСО2-5 (разъем "Сигнал"), минуя блок дискриминатора. Однако данный эксперимент



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 255 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

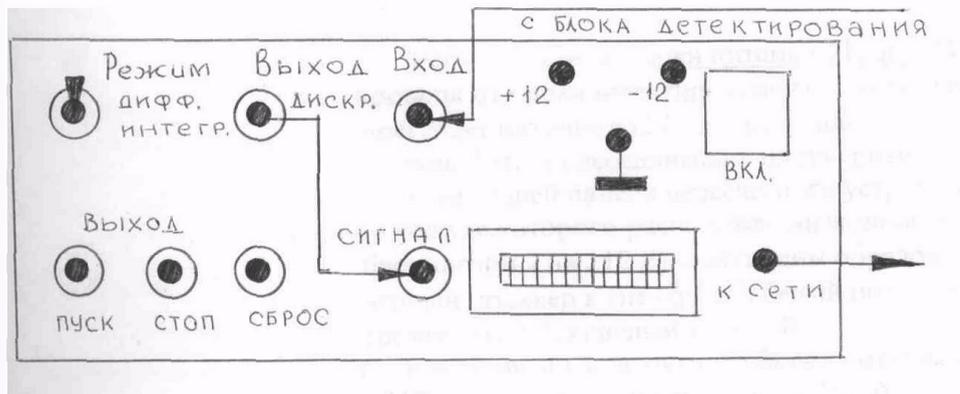


Рисунок 3, б - Вид задней панели пересчетного устройства ПСО2-5

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 3б](#) 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 ГТСО2-5.

Высоковольтный блок питания БНВ-30:

- до начала работ предварительно высоковольтный блок должен быть



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 256 из 262

Назад

На весь экран

Закрыть

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 ± 12 В. ± 24 В

- провода от блока детектирования (по которым поступает питание ± 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 штеккер 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



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 257 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

блока на +24 В и ПСО2-5 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 "0" и пересчетное УСТРОЙСТВО 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 сцинтиллятором.

9. Измерить зависимость числа отсчетов $\overline{n^{\Phi+И}} = \frac{\overline{N^{\Phi+И}}}{t}$ от напряжения питания ФЭУ $U_{\text{ПИТ}}$, где $\overline{n^{\Phi+И}}$ - среднее число отсчетов, обусловленных радиоактивным источником и фоном за время $t=100$ с. $\overline{N^{\Phi+И}} = \frac{1}{5} \cdot \sum_{i=1}^5 N^{\Phi+И}$.

10. Напряжение питания $U_{\text{ПИТ}}$ изменять с шагом $\Delta U_{\text{ПИТ}} - 50$ В. Допустимые напряжения питания до - 950 В.

Между делениями потенциометра высоковольтного блока и выходным напряжением имеется следующее соответствие:



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 258 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть

Значение на счётчике оборотов	Выходное напряжение, В
0,5	50
1,0	100
2,0	200
3,0	300
...	...
9,5	950

Таблица 1.

11. Результаты измерения занести в предлагаемую **таблицу 2**.

12. Повторить измерения при убранном гамма - радиоактивном источнике. В этом случае сцинтиляционным 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 $\overline{n^{\Phi+И}} - \overline{n^\Phi} = n$, где n - среднее значение числа отсчетов счетчика в единицу времени (или скорость счета), обусловленное излучением радиоактивного источника за вычетом фона.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 259 из 262

Назад

На весь экран

Заккрыть



№ П.П.	$U_{\text{пит.}}$ В	t с	$N_i^{\Phi+H}$, ИМП	$\overline{N^{\Phi+H}} = \frac{1}{5} \cdot \sum_{i=1}^5 N^{\Phi+H}$, ИМП	$\overline{n^{\Phi+H}} = \frac{\overline{N^{\Phi+H}}}{t}$, ИМП/с	$\overline{n^{\Phi}}$, ИМП/с	$\overline{n^{\Phi+H}} - \overline{n^{\Phi}} = n$, ИМП/с
1		100					
2		100					
3		100					
И т.д.							

Таблица 2.

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 (смотрите рисунок 4)

Задание 2. Определить эффективность регистрации сцинтилляционного счетчика η гамма - излучения.

1. Зная, что число гамма - квантов, падающих на поверхность сцинтиллятора в единицу времени равно m , можно определить эффективность η согласно выражения (10):

$$\frac{n}{m} \cdot 100\% = \eta, \quad (10)$$

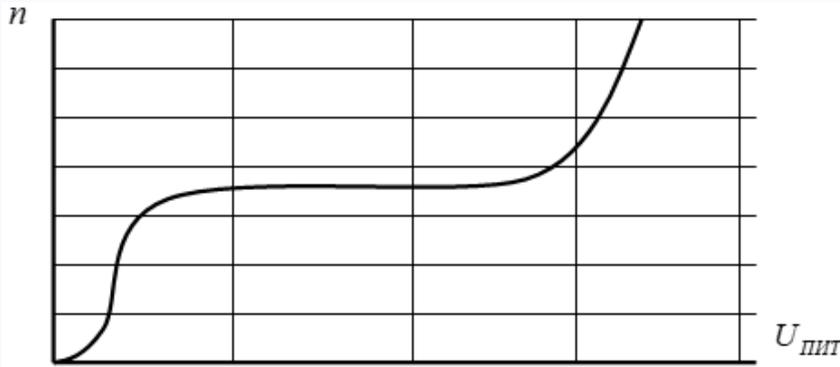


Рисунок 4 - Зависимость напряжения питания от скорости счета

где n - число отсчетов счетчика (обусловленных излучением радиоактивного источника) за ту же единицу времени при выбранном рабочем напряжении $U_{\text{РАБ}}$; $m = 500$ частиц/с.

4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

4.1. Какое физическое явление положено в основу сцинтилляционного метода регистрации излучения?

4.2. Основные преимущества сцинтилляционного метода регистрации гамма-излучения.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 261 из 262

Назад

На весь экран

Закреть

ТЕСТ

Тест в редакторе тестов Айрон.



Кафедра
общей и
теоретической
физики

Начало

Содержание



Страница 262 из 262

Назад

На весь экран

Закреть