

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева
Новомосковский институт

Лукасов А.С.,
Резвов Ю.Г.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Конспект лекций

Новомосковск 2008

УДК 53.08

ББК 22.3

Г 939

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор Проклов В.В. (ИРЭ РАН),
доктор технических наук Антонов С.Н. (ИРЭ РАН)

Гукасов А.С., Резвов Ю.Г.

Г939 **Физические основы измерений. Конспект лекций:** Учебное пособие / РХТУ им. Д.И.Менделеева; Новомосковский ин-т. Новомосковск, 2008. - 54 с.

Учебное пособие написано в соответствии с лекционным курсом кафедры физики НИ РХТУ. Рассмотрены фундаментальные физические механизмы формирования погрешности результатов измерений. Раскрыт современный научно-технический уровень микроэлектроники, квантового приборостроения и эталонной базы.

Пособие предназначено для студентов дневного и заочного отделений, изучающих данный курс.

Ил. 24. Библиогр.: 3 назв.

УДК 53.08

ББК 22.3

© Новомосковский ин-т Российского химико-технологического ун-та им. Д.И. Менделеева, 2008

Оглавление

Введение.....	5
1. Измерения в классической физике в отсутствие шумов.....	5
1.1. Линейный гармонический осциллятор.....	6
1.2. Особенности использования колебательных измерительных систем в различных режимах.....	10
2. Измерения в классической физике в присутствии шумов.....	12
2.1. Дробовой шум.....	13
2.2. Тепловой шум.....	13
2.3. Броуновское движение.....	14
3. Измерения в релятивистской физике.....	15
3.1. Экспериментальные истоки СТО. Опыт Майкельсона.....	15
3.2. Некоторые эффекты СТО.....	17
3.3. Элементы релятивистской динамики.....	18
4. Физические основы квантовой метрологии.....	19
4.1. Экспериментальные истоки квантовой физики.....	19
4.2. Основополагающие принципы квантовой механики.....	22
4.3. Соотношение неопределенностей Гейзенберга.....	23
4.4. Волновая функция. Интерпретация волновой функции.....	24
4.5. Уравнение Шредингера.....	25
4.6. Квантование энергии. Энергия гармонического осциллятора.....	26
4.7. Туннельный эффект.....	27
4.8. Принцип дополнительности. Неравенства Белла.....	28
4.9. Квантовые невозмущающие измерения.....	29
4.10. Сверхтекучесть.....	31
4.11. Сверхпроводимость.....	32
4.12. Эффект Джозефсона.....	33
4.13. Квантовый эффект Холла. Эффект Ааронова-Бома. Эффект Зеемана.....	34
4.14. Эффект Мёссбауэра (ядерный γ -резонанс).....	37
4.15. Индуцированное излучение.....	39
5. Физические принципы квантового приборостроения.....	40
5.1. Сканирующий туннельный микроскоп.....	40
5.2. СКВИД.....	41
5.3. Лазеры. Гелий-неоновый лазер.....	42
5.4. Применения лазеров. Лазерный гироскоп.....	44
5.5. Некоторые квантовые эталоны.....	45
6. Физические основы измерений в современной микроэлектронике.....	46
6.1. Физические основы современной микроэлектроники.....	47
6.2. Квантовые и статистические эффекты при работе микросхем.....	49
6.3. Управление качеством в микроэлектронике.....	50
Библиографический список.....	54

Введение

Для описания свойств окружающей материи и процессов, происходящих в ней, вводятся физические величины, которые характеризуют некие общие свойства разных объектов, но количественно, вообще говоря, различны. Измерение этой величины – экспериментальное определение её численного значения. Измерение служит основным инструментом познания материального мира.

В науке и технике существует огромное количество величин, измеряемых с помощью разнообразных методов. Независимо от метода сущность измерений состоит в экспериментальном определении отношения данной величины к подобной величине, принятой за единицу.

Важнейшая особенность процесса измерения – принципиальная невозможность получения результатов измерения, в точности равных истинному значению измеряемой величины. Невозможность полного достижения цели измерений приводит к необходимости оценивать степень близости результата измерения к истинному значению измеряемой величины.

Данный курс

1. Излагает фундаментальные свойства физических объектов и процессов, определяющие принципы построения современных измерительных приборов и эталонов.
2. Рассматривает фундаментальные физические механизмы формирования неопределенности (погрешности) результатов измерений.
3. Раскрывает современный научно-технический уровень микроэлектроники, квантового приборостроения и эталонной базы.

1. Измерения в классической физике в отсутствие шумов

Классическая физика формировалась в результате наблюдений за макроскопическими объектами. В результате используемые уравнения описывают с определенной точностью поведение некоторых моделей, которые получаются из реальных тел отбрасыванием несущественных в данной задаче особенностей. Таким образом, важно знать, какие основные особенности присущи тем или иным моделям.

Напомним некоторые модели классической физики.

1. Система отсчета – совокупность неподвижных друг относительно друга тел и отсчитывающих время часов. Роль часов может выполнять любой периодический процесс. Движение тела относительно различных систем отсчета имеет разный характер. В этом смысле движение относительно.

2. Материальная точка (частица) – это тело, размерами и формой которого можно пренебречь в данных условиях.

Также модельными являются понятия абсолютно твердого тела, идеального газа, несжимаемой жидкости, точечного заряда, бесконечной равномерно заряженной плоскости, прямого тока, плоской монохроматической волны, незатухающих колебаний и пр.

Используемые в классической физике модели неявно выражают привычные представления, которые подтверждаются многочисленными наблюдениями. Например, что время течет одинаково во всех системах отсчета, с какой бы скоростью друг относительно друга они не двигались. Или, что у любого тела есть в любой момент определенное положение на траектории и некоторая определенная скорость. Очень много таких привычных представлений пришлось отвергнуть при развитии релятивистских и квантовых представлений. Тем не менее, в огромном большинстве случаев уравнения классической физики с требуемой точностью описывают реальные процессы. Но надо четко знать, что классическое описание тех или иных объектов справедливо до определенных пределов.

1.1. Линейный гармонический осциллятор

Рассмотрим подробно одну модель классической физики – линейный гармонический осциллятор. Осциллятор – система или материальная точка, совершающая колебательное движение около положения устойчивого равновесия. Этот термин можно применить и к любой системе, если описывающие ее величины периодически изменяются со временем. Гармонический означает, что колебания происходят по простейшему закону – синусу (косинусу).

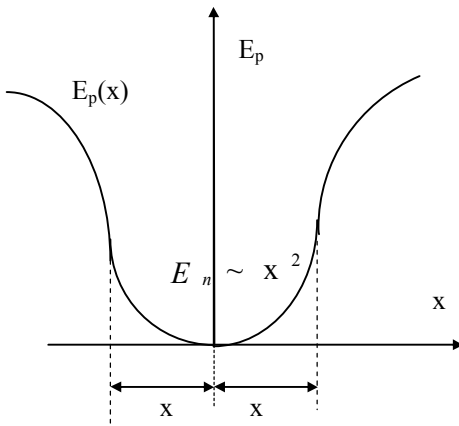


Рис 1.

Линейный гармонический осциллятор является основной моделью движения частиц в атомах, атомных ядрах, молекулах, твердых телах, а также при колебаниях тока и напряжения в контурах и генераторах. Значение линейного гармонического осциллятора для метрологии в том, что это модель простейшего измерительного прибора.

Рассмотрим одномерные гармонические колебания. Потенциальная энергия осцил-

лятора (рис. 1) $E_p = \frac{1}{2}kx^2$, где k – некий постоянный коэффициент, $x(t)$ – отклонение колеблющейся физической величины от положения равновесия. В случае груза на пружине k имеет смысл жесткости пружины. Как известно, любой потенциальной энергии соответствует некая консервативная сила. Это такая сила, работа которой при перемещении тела не зависит от формы траектории, а только от начального и конечного положения. Связь между консервативной силой и потенциальной энергией в однородном случае имеет вид $F_x = -\frac{dE_p}{dx}$, что в случае линейного гармонического осциллятора приводит к соотношению $F_x = -kx$. В случае груза на пружине в этом выражении можно узнать закон Гука.

Сила, зависящая от смещения по закону $F_x = -kx$, называется квазиупругой. Пусть тело колеблется только под действием квазиупругой силы. Согласно второму закону Ньютона $F_x = ma_x$, где m – масса тела, a_x – проекция его ускорения. Т.к. $a_x = \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{x}$, то

$$-kx = m\ddot{x} \Rightarrow \ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \Rightarrow \ddot{x} + \omega_0^2 x = 0,$$

где введено обозначение $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$. Полученное уравнение $\boxed{\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0}$

называют дифференциальным уравнением гармонических колебаний.

Его решение, т.е. зависимость смещения от времени, есть кинематическое уравнение гармонических колебаний: $\boxed{x = A \cos(\omega_0 t + \alpha)}$. Здесь ω_0

– циклическая частота колебаний; $\varphi = \omega_0 t + \alpha$ – фаза колебаний; α – начальная фаза; A – амплитуда колебаний (модуль максимального смещения от положения равновесия). График гармонических колебаний, то есть зависимость смещения от времени, приведен на рис. 2.

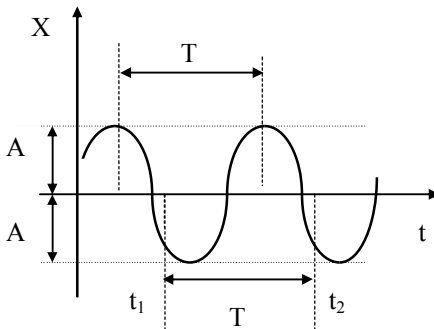


Рис 2.

Период колебаний T – время совершения одного полного колебания. За это время фаза меняется на 2π , поэтому

$\omega_0 T = 2\pi$, $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$. Частота колебаний ν – число колебаний в единицу

времени. Частота и период взаимно обратны друг другу: $\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega_0}{2\pi}$.

Скорость изменения колеблющейся величины
 $v_x = \frac{dx}{dt} = \dot{x} = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \alpha)$, поэтому $v_x = -v_m \sin(\omega_0 t + \alpha)$, где
 $v_m = A\omega_0$ – амплитуда скорости. Видно, что скорость меняется также по гармоническому закону.

Рассмотрим более близкие к реальности условия. Пусть, кроме квазиупругой силы, действует сила сопротивления. Во многих случаях это сила вязкого трения. При небольших скоростях она пропорциональна скорости: $\vec{F}_{mp} = -r\vec{v}$, где r – коэффициент сопротивления.

Для одномерных колебаний 2-й закон Ньютона в проекции на ось X имеет вид: $F_x + F_{mp,x} = ma_x$ или $-kx - rv_x = ma_x$. Т.к. $v_x = \dot{x}$, $a_x = \ddot{x}$, то $-kx - r\dot{x} = m\ddot{x}$ или $\ddot{x} + \frac{r}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0$.

Обозначим: $\frac{k}{m} = \omega_0^2$, $\frac{r}{m} = 2\beta$, β – коэффициент затухания. Получи-

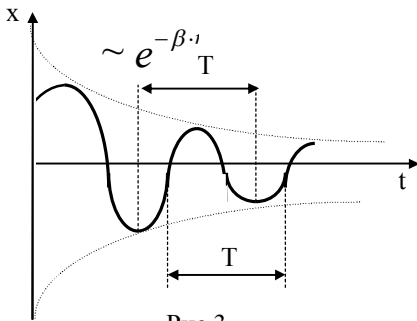


Рис 3.

ли дифференциальное уравнение затухающих колебаний:

$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$. Ясно, что ω_0 – циклическая частота, которую имела бы система в отсутствии сил трения. Ее называют собственной частотой.

Решение этого уравнения имеет разный вид в зависимости от соотношения между собственной частотой ω_0 и коэффициентом

затухания β .

Если $\beta < \omega_0$, решением уравнения является кинематическое уравнение затухающих колебаний: $x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha)$. Здесь $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$

– циклическая частота затухающих колебаний, A_0 – начальная амплитуда. Видно, что частота затухающих колебаний меньше частоты незатухающих

колебаний. График затухающих колебаний приведен на рис. 3. С течением времени амплитуда колебаний уменьшается по закону $A(t) = A_0 e^{-\beta t}$ – рис.4. Колебания постепенно прекращаются, т.к. механическая энергия переходит во внутреннюю энергию (выделяется в виде тепла). Скорость затухания определяется величиной β . Чем больше β , тем быстрее затухают колебания. Условное время существования колебаний дает время релаксации $\tau = 1/\beta$. За это время амплитуда колебаний уменьшается в $e \cong 2,71...$ раз.

Если $\beta \geq \omega_0$, то реализуется аperiодическое движение. Колебательный процесс отсутствует и система, выведенная из равновесия, постепенно возвращается к нему.

При применении осциллятора в качестве измерительного датчика необходимо знать, как влияют на движение возмущающие силы. Особенно важен случай периодической возмущающей силы. Как известно из теории рядов Фурье, любую периодическую функцию можно представить в виде совокупности гармонических колебаний, частоты которых кратны основной частоте. Поэтому важен случай периодического гармонического воздействия. Пусть возмущающая сила меняется по гармоническому закону с циклической частотой Ω : $F = F_0 \cos \Omega t$, где F_0 – амплитуда вынуждающей силы. После начала воздействия возникает переходный процесс, который постепенно затухает, и остаются установившиеся колебания. Можно показать, что установившиеся колебания будут иметь частоту вынуждающей силы: $x = A \cos(\Omega \cdot t + \alpha)$.

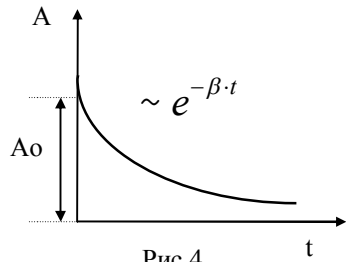


Рис 4.

Амплитуда A и сдвиг фазы α определяются соотношениями:

$$A = \frac{F_0 / m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2) + 4\beta^2 \Omega^2}},$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2\beta \Omega}{\Omega^2 - \omega_0^2}.$$

Амплитуда вынужденных колебаний зависит от частоты. Рассмотрим зависимость $A(\Omega)$ для различных значений β – рис. 5. При некоторой частоте Ω_p амплитуда вынужденных колебаний имеет максимум. Это явление называется резонанс, а частота Ω_p – резонансной. Так как при резонансе $A(\Omega)$ имеет максимум, то в этой точке $\frac{dA}{d\Omega} = 0$. Отсюда

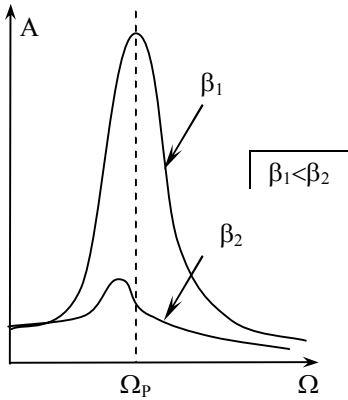


Рис 5.

находится резонансная частота $\Omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$. Чем больше β , тем меньше Ω_p . При небольшом затухании $\Omega_p \cong \omega_0$, т.е. резонанс наступает, когда частота вынуждающей силы близка к собственной частоте. Резонансное значение амплитуды $A_p = \frac{F_0/m}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$. Если рассмотреть случай малого затухания, то приближенно $A_p = \frac{F_0/m}{2\beta\omega_0}$. Если действовать на осциллятор статической силой F_0 , то по-

стоянное смещение будет равно $A_{cm} = \frac{F_0}{k}$.

1.2. Особенности использования колебательных измерительных систем в различных режимах

Полученные результаты имеют большую общность рассмотрения. Дифференциальные уравнения такого типа пригодны для приближенного описания очень многих автоматических следящих систем. Эти системы могут иметь и механические и электрические измерители.

Пусть колебательная система используется в качестве измерителя. Перейдем к обобщенным переменным, которые могут быть введены для разных систем. Чувствительность S – отношение выходной величины к входной. Она также есть отношение амплитуды вынужденных колебаний A к статическому смещению A_{cm} под действием той же силы. Пусть

$\eta = \frac{\Omega}{\omega_0}$ – отношение частоты вынуждающей силы к собственной частоте.

Введем параметр $b = \frac{\beta}{\omega_0}$ – степень успокоения. Тогда из уравнений вы-

нужденных колебаний можно получить зависимость чувствительности от частоты $S(\eta) = \frac{1}{\sqrt{(1-\eta^2)^2 + (2b\eta)^2}}$. Фазовая характеристика системы, то

есть зависимость фазового сдвига от частоты, определяется соотношением

$$\alpha(\eta) = \arctg \frac{2b\eta}{1-\eta^2}.$$

Из этих обобщенных уравнений следует, что при гармоническом воздействии выходная величина также меняется гармонически по закону $A = S(\eta)A_{cm} \cos(\Omega t - \alpha(\eta))$. Идеальный преобразователь должен быть таким, чтобы чувствительность не зависела от частоты, то есть должно выполняться условие $S(\eta) = 1$. Определенное условие необходимо наложить и на фазовую зависимость. В этом случае измеритель будет правильно отображать форму изменения входной величины независимо от скорости изменения.

Проанализируем различные режимы использования измерителя. Пусть $\Omega \ll \omega_0$, то есть частота внешнего воздействия много меньше собственной частоты колебаний датчика. Этот режим необходим для точной регистрации величины, меняющейся с течением времени. В этом случае при $\eta \ll 1$ разложение в ряд Тейлора по степеням величины η дает $S(\eta) \cong 1 + (1 - 2b^2)\eta^2 + s_4 \cdot \eta^4 + \dots$. Видно, что подбором коэффициента усовершенствования вблизи значения $b = \frac{1}{\sqrt{2}} \cong 0.71$ можно сильно уменьшить квадратичное слагаемое $(1 - 2b^2)\eta^2$, что резко снижает искажения. Например, при $b = 0.65 \div 0.70$ погрешность в записи амплитуды входной величины не превосходит 1 % в интервале частот от 0 до $0.6\omega_0$.

Если на датчик подают колебания очень высоких частот, таких что $\Omega \gg \omega_0$, то в этом случае $\eta \gg 1$, поэтому приближенно $S(\eta) \cong \frac{1}{\eta^2} \ll 1$.

Это означает, что высокочастотные колебания датчик плохо пропускает, то есть работает как фильтр низких частот. При этом отсекаются быстрые случайные колебания измеряемой величины. Кроме того, из теории автоматического управления известно, что чувствительность типа $S(\eta) \sim \frac{1}{\eta^2}$ обеспечивает интегрирующий режим измерений. В этом случае смещение датчика пропорционально интегралу по времени от силы, действующей на него.

Также для техники важен режим работы, когда преобразователь работает в резонансном режиме. Считаем, что затухание мало ($b \ll 1$), поэтому при работе вблизи резонансной частоты ($\Omega \cong \omega_0$) имеем $\eta \cong 1$. Ам-

плитудная характеристика вблизи этого значения дает $S(\eta) \cong \frac{1}{2b}$ и выглядит как острый пик на графике. Амплитуда колебаний во много раз больше статического отклонения, чувствительность очень высока. Но при работе в таком режиме возникают наибольшие частотные искажения, поэтому он применяется в особых случаях. Например, когда надо выделить слабые колебания известной частоты.

2. Измерения в классической физике в присутствии шумов

Все макроскопические тела, в том числе объекты измерения и инструменты измерения, состоят из огромного числа молекул (или атомов). Статистическая физика – раздел физики, который занимается исследованием свойств макроскопических тел, обусловленных свойствами этих частиц и взаимодействием между ними.

Именно огромное число составляющих частиц приводит к возникновению статистических закономерностей поведения макрообъектов. Одна из них состоит в том, что макроскопические параметры, характеризующие свойства тел, испытывают с течением времени беспорядочные малые колебания относительно неких средних значений. Это флуктуации. Они принципиально неустранимы и случайны по характеру.

Поэтому флуктуации в метрологии рассматриваются в качестве шума, которые принципиально ограничивают точность измерений. Эти шумы создают суммарный фон, который служит естественной физической границей чувствительности приборов.

Количественной мерой совокупных шумов в радиоэлектронной аппаратуре служит шумовая температура. Это температура резистора, сопротивление которого равно сопротивлению устройства, при которой мощность его теплового шума равна мощности шумов данного устройства.

Отношение $\frac{T_0}{T_{ш}}$, где $T_0 = 290\text{ K}$, называется шумовым числом. Шумовая температура реальных устройств обычно определяется сравнением с эталонными шумовыми генераторами.

В качестве примера можно привести фликкер-шум (эффект мерцания катода). Это медленные флуктуации тока и напряжения в электровакуумных приборах. Фликкер-эффект обусловлен рядом причин: испарением атомов вещества катода, диффузией этих атомов из глубинных слоев к поверхности катода, бомбардировкой катода положительными ионами и внедрением этих ионов на поверхность катода, структурными изменениями катода.

Рассмотрим подробнее некоторые характерные примеры проявления флуктуаций.

2.1 Дробовой шум

Дробовой шум — флуктуации силы тока в вакуумных или полупроводниковых приборах, обусловленные тем, что ток образован движением отдельных заряженных частиц. Небольшие флуктуации количества частиц, переносимых через рассматриваемую поверхность в единицу времени, приводит к флуктуациям тока.

Сам термин «дробовой шум» исходит из аналогии с шумом, который производят дробинки, падающие на поверхность. Моменты начала движения отдельных зарядов, поступающих в рабочую область электронного прибора, взаимно независимы и имеют случайный характер. Из этого можно получить важный вывод. Спектральная плотность дробового шума не зависит от частоты, т.е. дробовой шум имеет характер так называемого «белого» шума. Это верно в большой полосе частот, ограниченной сверху только скоростью пролета частиц через рабочую область.

Дробовой шум описывается в этом случае формулой Шоттки: $\overline{(\Delta I)^2} = 2qI \cdot \Delta f$, где $\overline{(\Delta I)^2}$ — средний квадрат флуктуаций тока, q — заряд движущихся частиц (электронов), I — сила тока, Δf — полоса частот, в которой измеряются шумы.

Дробовой шум вакуумных диодов, работающих в режиме насыщения, используется в качестве генератора эталонного шума при измерениях чувствительности радиоприемных устройств.

2.2. Тепловой шум

Тепловой шум — флуктуации разности потенциалов между концами проводника, что обусловлено тепловым движением носителей заряда. В результате этого движения разность потенциалов между краями проводника меняется случайным образом.

В металлах концентрация электронов проводимости высока, и длина свободного пробега электронов мала. Поэтому тепловые скорости молекул во много раз превосходят скорость направленного движения в электрическом поле. Из этого следует, что тепловой шум в металлах не зависит от приложенного напряжения, но зависит от температуры.

Тепловой шум в металлах можно оценить на основании теоремы Найквиста: $\overline{U^2} = kTR \cdot \Delta f$. Здесь $\overline{U^2}$ — усредненный квадрат случайной разности потенциалов, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, R — активное сопротивление образца, Δf — полоса частот, в которой проводятся измерения.

2.3. Броуновское движение

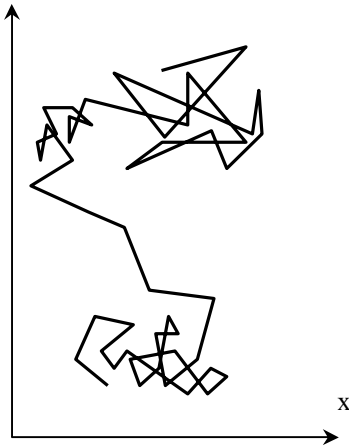


Рис. 6.

Рассмотрим еще один пример флуктуаций – броуновское движение. Это беспорядочные движения любых малых частиц, взвешенных в жидкости или газе. Причиной движения являются случайные соударения молекул окружающей среды. Если наблюдать за малыми частицами в микроскоп, то они совершают независимые неупорядоченные движения, описывая сложные зигзагообразные движения (рис. 6). Траектория частицы с ростом времени наблюдения становится все более сложной и запутанной. Интенсивность броуновского движения не зависит от времени, но возрастает с ростом температуры среды, а также при уменьшении вязкости среды и

при уменьшении размеров частиц.

Причина броуновского движения в том, что молекулы среды ударяют частицы со всех сторон, но невозможна точная компенсация ударов. Если вспомнить, что давление газа или жидкости трактуется как результат соударений молекул с поверхностью, то можно сказать, что причиной броуновского движения являются флуктуации давления.

Теория этого явления была построена в 1905 году А.Эйнштейном и М.Смолуховским. Согласно теории, средний квадрат проекции смещения частицы на какую-либо ось, пропорционален времени наблюдения:

$\overline{(\Delta x)^2} = \overline{(\Delta y)^2} = \overline{(\Delta z)^2} = 2D \cdot \Delta t$, где D – коэффициент диффузии броуновской частицы, Δt – время наблюдения. Коэффициент диффузии D зависит от формы и размеров частицы, температуры и вязкости среды, в которую помещена частица. Наиболее простое выражение получается, если

частицу считать шаром. В этом случае $D = \frac{kT}{6\pi\eta R}$, где k – постоянная

Больцмана, T – абсолютная температура, η – динамическая вязкость среды, R – радиус частицы.

Указанные соотношения были подтверждены экспериментально и позволили определить постоянную Больцмана и число Авогадро. В метрологии броуновское движение рассматривают как один из основных факторов, ограничивающих точность и чувствительность измерительных прибо-

ров. В этом смысле предел точности измерений будет достигнут, когда броуновское смещение подвижной части измерительного прибора будет сопоставимо с со смещением, вызванным измеряемым эффектом.

3. Измерения в релятивистской физике

Специальная теория относительности (СТО) изучает особенности механического движения, когда скорости тел сопоставимы со скоростью света. СТО Эйнштейна (релятивистская механика) основана на двух постулатах:

1. Принцип относительности Эйнштейна распространяет принцип Галилея на все физические явления. Он гласит, что все законы природы одинаковы во всех инерциальных системах отсчета. В эквивалентной формулировке, уравнения, выражающие законы природы, инварианты по отношению к преобразованиям координат и времени от одной инерциальной системы отсчета к другой.
2. Принцип постоянства скорости света утверждает, что скорость света в вакууме одинакова во всех инерциальных системах отсчета и не зависит от движения источников и приёмников света. Кроме того, скорость света является предельной. Ни одно тело и никакой сигнал не могут распространяться быстрее.

Значение СТО для метрологии состоит в следующем. Часто используются такие приборы, как электронно-лучевые трубки, электронные микроскопы, т.е. те устройства, в которых с огромной скоростью движутся заряженные частицы. Невозможно рассчитать параметры таких устройств, используя только классические соотношения. В этом смысле СТО является основой инженерных расчетов.

3.1. Экспериментальные истоки СТО. Опыт Майкельсона

Первоначально экспериментальной основой СТО был ряд оптических экспериментов. В частности, наиболее известен опыт, поставленный впервые в А.Майкельсоном в 1881 году. Позднее многие эксперименты подтверждали правильность релятивистских соотношений.

Рассмотрим подробнее опыт Майкельсона. Его цель состояла в измерении влияния движения Земли на скорость света. В конце 19 века предполагалось, что свет распространяется в некой мировой универсальной среде – эфире. При этом шли споры, является ли эфир неподвижным, или частично увлекается движущимся телом. Если считать, что эфир неподвижен, то можно наблюдать «эфирный ветер» и скорость света должна зависеть от направления светового луча относительно направления движения Земли.

Опыт проводился с помощью интерферометра, названного потом

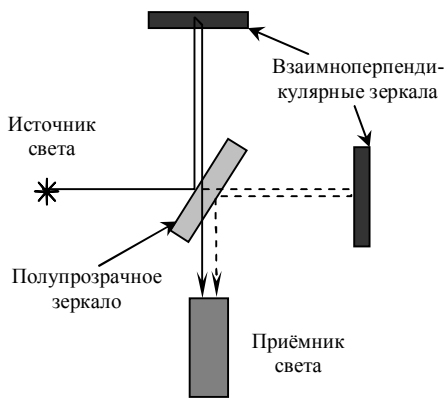


Рис. 7.

интерферометром Майкельсона.

Любой интерферометр использует интерференцию волн. Так как длина световых волн очень мала, то оптические интерферометры чрезвычайно чувствительны. Рассмотрим устройство рассматриваемого прибора (рис. 7). Параллельный пучок света выходит из объектива и падает на полупрозрачную разделительную пластинку. После нее пучок разделяется на 2 пучка, которые направляются к двум зеркалам строго перпендикулярно их поверхностям. После отражения пучки вновь объединяются пластиной и

направляются в объектив выходного коллиматора, где интерферируют. В результате наблюдается система светлых и темных полос. При малейшем смещении одного из зеркал или чрезвычайно малом изменении оптических свойств среды, через которую проходит один из пучков, полосы смещаются.

В опыте Майкельсона использовался подобный интерферометр с равными плечами. Одно плечо направлялось по движению Земли, другое — перпендикулярно ему. При повороте всего прибора на 90° разность хода лучей должна была менять знак и картина должна была сместиться. Этого не наблюдалось. Многократные повторения опыта со все более увеличивающейся точностью также не дали ожидаемого эффекта. В 1958 году в США был проделан аналогичный опыт, точность которого была в 500 раз лучше ожидаемого эффекта. И тем не менее смещения картины не наблюдалось.

В результате теория неподвижного эфира была отвергнута. Но подобный результат никак не согласовывался с другими явлениями электродинамики движущихся сред. Основываясь в наибольшей степени на этом опыте, Анри Пуанкаре в 1895 году высказал гипотезу, что принцип относительности верен при любой скорости движения тела. Этот принцип утверждает, что все физические явления при одинаковых начальных условиях протекают одинаково во всех инерциальных системах отсчета. Эйнштейн принял это утверждение в качестве одного из постулатов. Надо отметить, что принцип постоянства скорости света не имел к тому моменту экспериментального подтверждения.

Отметим еще несколько опытов, подтверждающих основные положения СТО.

1. Опыт Т.Альвегера с сотрудниками (1964 год). Этот опыт посвящен как раз экспериментальной проверке второго постулата и является наиболее точным среди аналогичных. Здесь измерялась скорость фотонов, полученных при распаде некоторых элементарных частиц. При этом эти частицы перед распадом двигались со скоростью, меньшей скорости света всего на 0,01%. Независимо от того, в какую сторону относительно регистрирующего устройства двигались частицы, скорость излученных фотонов была одна и та же с огромной точностью.
2. В 1984 году проверялась формула, выражающая релятивистский эффект Допплера. Достигнута относительная точность совпадения экспериментальных данных с теоретическими порядка 10^{-4} .
3. Эффект замедления времени был проверен в 1942 году С.Росси с сотрудниками. Наблюдалось совпадение с предсказанной зависимостью вплоть до $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \cong 10$.

3.2. Некоторые эффекты СТО

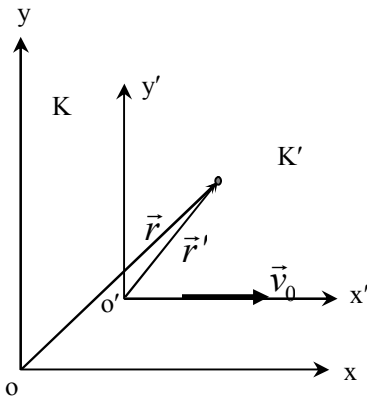


Рис. 8.

Рассмотрим две системы отсчета – рис.8. Пусть подвижная система отсчета K' движется с постоянной скоростью $\vec{v}_0$ относительно неподвижной системы отсчета K . Пусть при $t=0$ центры систем совпадают. В классической физике положения частицы P в этих систем связаны преобразованиями Галилея:

$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{v}_0 t, \quad t = t'.$$

Последнее равенство означает, что длительность некоторого события в разных системах одинаковое. В СТО при переходе из одной инерциальной системы отсчета в другую

координаты и время меняются по другим правилам. Эти соотношения называются преобразованиями Лоренца. Рассмотрим ряд следствий из преобразований Лоренца.

Пусть тело покоится в подвижной системе отсчета K' , поэтому

движется относительно K со скоростью $\vec{v}_0$. Пусть длительность события в K' $\Delta t_0 = t'_2 - t'_1$. Это время измерено по часам, движущимся вместе с телом, и называется собственным временем. Длительность этого события в системе K , т.е. измеренное по неподвижным часам: $\Delta t = t_2 - t_1$. С учетом

преобразований Лоренца имеем $\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}}$. Видно, что $\Delta t > \Delta t_0$. То

есть движущиеся часы идут медленнее, а собственное время наименьшее.

Рассмотрим изменение размеров движущегося тела. Пусть стержень движется вдоль своей оси со скоростью $\vec{v}_0$. Длина стержня l_0 в системе K' (длина покоящегося стержня) и длина стержня l в системе K разная, причем $l = l_0 \sqrt{1 - v_0^2/c^2}$. Видно, что $l < l_0$, т.е. у движущихся тел размеры их в направлении движения меньше, чем у покоящихся.

Также меняется в СТО классический закон сложения скоростей. Пусть K' движется со скоростью $\vec{v}_0$ относительно системы отсчета K . Если скорость частицы в системе K' есть $\vec{v}'$, то относительно неподвижной системы K скорость частицы $\vec{v} = \frac{\vec{v}' + \vec{v}_0}{1 + (\vec{v}', \vec{v}_0)/c^2}$. Только в случае малых скоростей, когда $v_0 \ll c$, приходим к классическому закону сложения.

3.3. Элементы релятивистской динамики

В релятивистской динамике импульс частицы $\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = m \vec{v}$,

где $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$. Здесь $\vec{v}$ – скорость частицы, m_0 – величина, не зависящая от скорости тела, называемая массой покоя, m – релятивистская масса. Релятивистское выражение второго закона Ньютона имеет вид:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = \sum_i \vec{F}_i.$$

Как известно, работа сил, действующих на тело, идет на приращение его кинетической энергии. С учетом предыдущей формулы можно получить выражение для энергии частицы: $E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = mc^2$. Если

частица покоится, получим энергию покоя $E_0 = m_0 c^2$. Кинетическая энергия равна разности этих энергий: $E_k = E - E_0 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right)$.

При $v = c$ подкоренное выражение теряет смысл, если $m_0 \neq 0$. Это означает, что частица с массой покоя $m_0 \neq 0$ не может двигаться со скоростью света. Наоборот, частица с $m_0 = 0$ всегда движется со скоростью света.

Связь между энергией и импульсом имеет вид $E = c\sqrt{p^2 + (m_0 c)^2}$.
При $m_0 = 0$ получим $E = cp$.

4. Физические основы квантовой метрологии

Квантовая метрология изучает процесс измерений, базирующихся на квантовых явлениях. Одна из её задач – выявление и изучение погрешностей, вызываемых ограничениями квантового характера. Эти принципиальные ограничения обусловлены тем, что ряд квантовых свойств не позволяет измерить какую-либо величину с произвольной точностью.

Естественно, что квантовая метрология базируется на результатах квантовой физики. Квантовая физика устанавливает способы описания и законы поведения физических систем, для которых характерны величины, имеющие размерность действия, сопоставимы с постоянной Планка $\hbar$. Обычно это поведение микрочастиц. Однако в некоторых случаях квантовыми свойствами обладают макросистемы.

4.1. Экспериментальные истоки квантовой физики

В классической физике можно отметить две группы явлений, которые не могли быть объяснены без привлечения квантовых представлений. Первая группа включает явления 1-4 (см. далее) и связана с развитием представлений о дуализме света и вообще материи. Вторая группа (опыты 5-8) связана с устойчивостью атомов и закономерностями их спектров. Установление связи между этими группами явлений и попытки объяснить их привели к созданию квантовой механики.

1. Теория теплового излучения. Существовавшая в конце 19 века теория была построена на основе классической электродинамики и статистической физики. Из этой теории следовало, что любое тело, температура которого не равна абсолютному нулю, должно очень быстро потерять за счет излучения всю свою энергию и остыть. Этот факт получил название «ультрафиолетовой катастрофы». М.Планк смог разрешить противоречие. Для

этого он предположил (1900 год), что вопреки законам классической физики энергия электромагнитного излучения испускается телами в виде отдельных порций. Эти порции – кванты света (фотоны). Энергия каждого кванта пропорциональна частоте излучения: $E = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$.

2. Фотоэффект. Принципиальная схема фотоэффекта приведена на рис. 9. Катод и анод помещают в баллон, из которого откачен воздух, для освещения баллона сделано окошко из кварцевого стекла. При освещении катода из него вылетают электроны, которые под действием электрического поля движутся от катода к аноду. Возникающий при этом ток измеряется гальванометром. Эйнштейн смог объяснить (1905) закономерности фотоэффекта, которые противоречили классической теории света. Развивая идеи

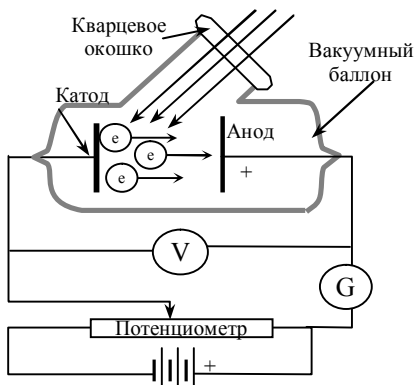


Рис. 9.

Планка, он предположил, что свет не только испускается, но и поглощается в виде отдельных порций – фотонов. Фотон, попадая в металл, может целиком поглотиться одним из свободных электронов металла. Отсюда следует, что дискретность есть некое свойство света.

3. Дальнейшее доказательство корпускулярного характера света было получено в 1922 году А.Комптоном. Он экспериментально показал (опыт Комптона), что при рассеянии рентгеновских лучей на свободных электронах происходит изменение длины волны излучения. Схема опыта приведена на рис. 10. Объяснить эффект можно, если рассматривать рассеяние

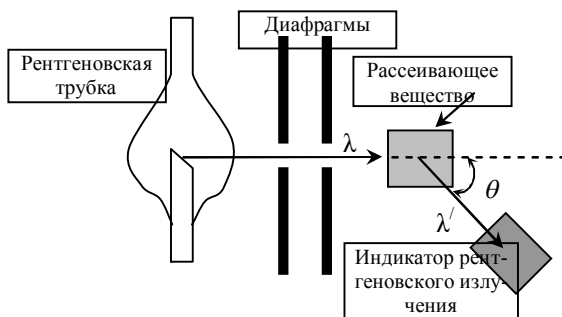


Рис. 10.

света как упругие соударения потока фотонов со слабосвязанными электронами вещества. В этом случае достаточно написать законы сохранения импульса и энергии для таких соударений (используя релятивистские выражения). В результате соударения фотон часть энергии отдает электрону.

Следовательно, после взаимодействия фотон имеет меньшую энергию, чем до рассеяния. Поэтому в рассеянном излучении появляется излучение с меньшей частотой (т.е. большей длиной волны).

4. В 1924 году Л. де Бройль выдвинул гипотезу о всеобщности корпускулярно-волнового дуализма. По этой гипотезе любой объект проявляет как волновые, так и корпускулярные свойства. В частности, в 1927 г. К. Дэвиссон и Л. Джермер наблюдали дифракцию электронов на отверстиях – рис. 11.

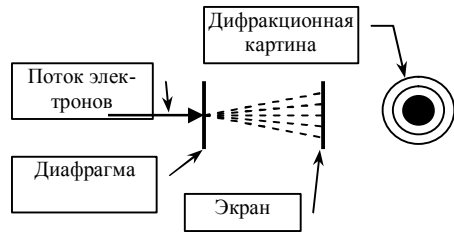


Рис. 11.

5. В 1905 году А.Эйнштейн построил теорию теплоемкости твердых тел, которая качественно согласовывалась с экспериментальными данными. Тепловое движение твердых тел можно свести к колебаниям атомов. Поскольку электромагнитное излучение должно излучаться и поглощаться порциями, то каждый осциллятор (колеблющийся атом) должен иметь только некоторые возможные состояния. Иначе говоря, энергия осциллятора обязательно должна квантоваться.

6. Опыты Э.Резерфорда по строению атома показали, что атом имеет планетарное строение. В центре малое массивное ядро, а вокруг него движутся электроны. Но из уравнений Максвелла следует, что заряд, движущийся с ускорением, обязательно должен излучать электромагнитные волны. Энергия электронов должна уменьшаться столь быстро, что через время 10^{-11} с он должен упасть на ядро. В результате атом исчезнет за столь малое время. Полное противоречие с опытом.

7. Для объяснения этого факта, Н.Бор в 1913 году предположил, что излучение атома подчиняется квантовым законам. В частности, излучение возникает лишь при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую. Совокупности стационарных орбит соответствует дискретный набор энергии атомов.

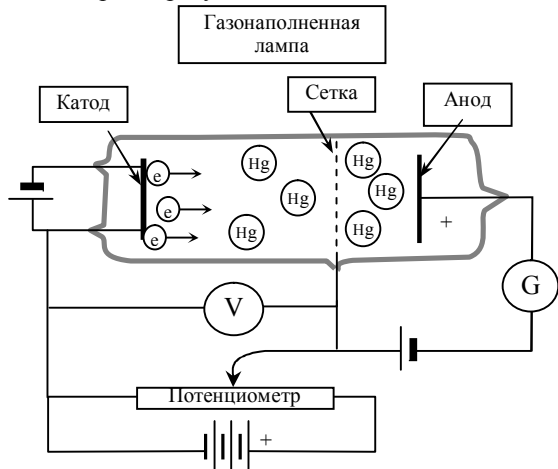


Рис. 12.

Из этих представлений удалось получить правильную формулу, которая объясняла закономерности спектральных линий атома водорода.

8. Существование дискретных уровней энергии атомов было экспериментально подтверждено в опытах Франка и Герца (1913-1914 гг.). Схема опыта приведена на рис. 12. К катоду и сетке электровакуумной лампы прикладывалось ускоряющее напряжение, а между сеткой и анодом – тормозящее. Лампа была заполнена парами ртути. Электроны ускорялись между катодом и сеткой и сталкивались с атомами ртути. Начиная с некоторой энергии, электроны сталкивались с атомами неупруго, передавая им часть энергии. Потеряв энергию, электрон не может пройти задерживающее напряжение, и анодный ток резко падал. Именно пики на вольтамперной характеристике (см. рис 13) лампы показывали, что атомы могут принимать энергию только порциями.

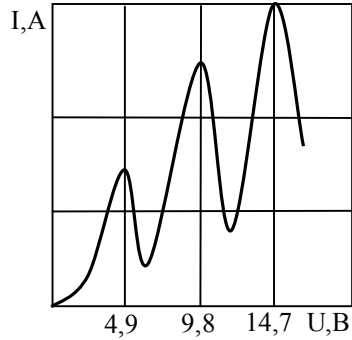


Рис. 13.

4.2. Основоплагающие принципы квантовой механики

Становление квантовой механики шло очень быстро в 20-х годах 20 века и формирование основ произошло уже к 1927 году. После этого в течение короткого времени квантовая механика была с успехом применена для описания широкого круга явлений. В её основе лежит несколько важнейших принципов, каждый из которых противоречит классической физике.

1. Корпускулярно-волновой дуализм. Это всеобщее и универсальное свойство материи, которое состоит в одновременном наличии и свойств частицы и свойств волны у любого материального объекта. Математическим выражением дуализма служат формулы де Бройля:

$$\boxed{\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}}, \quad \boxed{\omega = \frac{E}{\hbar}}$$

Они означают, что волна с циклической частотой ω и волновым вектором $\vec{k}$ может проявлять себя как поток частиц с импульсом $\vec{p}$ и энергией E . И наоборот, движущаяся частица, имеющая импульс $\vec{p}$ и энергию E , может проявлять свойства волны. С учетом того, что волновое число связано с длиной волны λ соотношением

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \text{ можно также написать } \boxed{\lambda = \frac{h}{p}} \text{ Дуализм подтверждается мас-}$$

сой экспериментов. Это свойство необходимо учитывать при исследо-

вании движения частиц. В частности, неверны представления о движении частицы по определенной траектории.

2. Принцип суперпозиции состояний. Этот принцип позволяет описать волновые явления в терминах корпускулярных представлений ценой отказа от некоторых классических понятий. Если система может находиться в N разных состояниях X_1, X_2, X_3 и т.д., в которых физическая величина f принимает значения f_1, f_2, f_3 и т.д. соответственно, то система может находиться и в состоянии X , которое является линейной суперпозицией («смешением») указанных состояний:

$$X = \sum_{i=1}^{i=N} c_i X_i.$$

При этом вероятность обнаружить систему в состоянии с номером n , то есть, в результате измерения физической величины f

получить значение f_n , есть

$$\frac{|c_n|^2}{\sum_{i=1}^{i=N} |c_i|^2}.$$

3. Вероятностное описание в квантовой механике. Совместить волновые и корпускулярные свойства материи позволяет отказ от детерминированного описания движения отдельной частицы и переход к описанию вероятностному. Вероятностное описание отвечает фундаментальным свойствам движения микрообъектов и не связана с какой-либо неполнотой сведений о них.

4.3. Соотношение неопределенностей Гейзенберга

Корпускулярно-волновой дуализм накладывает определенные ограничения на измерения состояний частиц. Корпускулярная природа описывается точной траекторией, заданием положения и скорости частицы. Волновая природа задается только направлением распространения, частотой и длиной волны. В отличие от частицы волна не имеет траектории. Плоская монохроматическая волна существует во всем пространстве. Значит, в соответствии с принципом дуализма частица не может иметь «точной» траектории. Может быть только некая линия, вблизи которой наиболее вероятно обнаружить частицу. То есть при измерении положения частицы принципиально невозможно получить точные данные.

Эти соображения приводят к принципу неопределенности. Согласно этому принципу существуют пары физических величин, точные значения которых микрочастица не может иметь одновременно. Причем чем больше неопределенность одной физической величины, тем больше неопределенность другой, так называемой «сопряженной». Часто можно поставить эксперимент, в котором можно достаточно точно определить одну из этих величин. Но этот же эксперимент покажет, что значение сопряженной

величины при этом может оказаться любым.

Математическим выражением этого принципа служит соотношение неопределенностей Гейзенберга, точной формулировкой которого воспользоваться трудно. Обычно используют приближенную формулировку в

виде $\Delta A \cdot \Delta B \geq \frac{\hbar}{2}$, где ΔA и ΔB – некие неопределенности значений сопряженных величин A и B . Смысл соотношения неопределенностей следующий: произведение неопределенностей значений двух сопряженных переменных не может быть по порядку величины меньше постоянной Планка. Так как соотношение неопределенностей в такой форме имеет оценочный характер, в правой части неравенства может стоять не только $\frac{\hbar}{2}$, но и $\hbar$, а также и h .

Наиболее известные сопряженные пары величин – это координата и проекция импульса на эту координату, а также пара энергия-время. Соответственно можно написать:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta y \cdot \Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta z \cdot \Delta p_z \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}.$$

Первая формула показывает, что частица не может иметь одновременно точно определенных значений координаты x и проекции импульса p_x на ось X . Аналогичен смысл и двух следующих формул. Интересно отметить, что, например, частица может иметь совместные определенные значения координаты x и проекции p_z . Соотношению энергия-время можно дать такую трактовку: определение энергии с точностью ΔE требует времени измерения не меньше, чем $\Delta t \cong \frac{\hbar}{\Delta E}$.

4.4. Волновая функция. Интерпретация волновой функции

Развивая идеи де Бройля, Эрвин Шрёдингер (1887-1961) сопоставил движению частицы комплексную функцию координат и времени, которую назвал волновой функцией и обозначил $\Psi(x, y, z, t)$ (пси-функция). Пси-функция характеризует состояние частицы.

Принятую до сих пор интерпретацию волновой функции дал Макс Борн (1882-1970) в 1926 году. В этой трактовке квадрат модуля волновой функции определяет вероятность нахождения частицы в малом объеме dV

вблизи рассматриваемой точки, т.е. $dP = |\Psi|^2 \cdot dV$, где dP – вероятность обнаружения частицы в малом объеме dV . Из этого следует, что квадрат модуля волновой функции есть плотность вероятности нахождения части-

цы в данном месте пространства: $|\Psi|^2 = \frac{dP}{dV}$.

Вероятность обнаружения частицы в конечном объеме определяется интегралом по этому объему: $P = \int_V |\Psi(x, y, z, t)|^2 \cdot dV$. Если частица существует, то вероятность обнаружить ее во всём пространстве равна 100%, т.е. единице. Отсюда следует условие нормировки $\int |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1$.

Из смысла волновой функции следует, что квантовая механика имеет статистический характер. Она не позволяет определить положение частицы и ее траекторию. Можно предсказать только, с какой вероятностью можно обнаружить частицу в разных точках.

4.5. Уравнение Шредингера

Основным уравнением нерелятивистской квантовой механики является уравнение Шредингера. Оно не может быть получено из других соотношений. Э.Шредингер предложил уравнение по аналогии между описанием траектории частиц и ходом световых лучей. Справедливость этого уравнения определяется тем, что следствия из него согласуются с опытными фактами.

Временное уравнение Шредингера определяет эволюцию волновой функции во времени. Оно имеет вид $-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$. Здесь m – масса частицы; $U(x, y, z, t)$ – некая функция, которая при независимости от времени имеет смысл потенциальной энергии; $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.

Пусть силовое поле, в котором движется частица, стационарно, т.е. не зависит от времени. Тогда $U = U(x, y, z)$ есть потенциальная энергия частицы. В этом случае решение уравнения Шредингера можно искать в виде $\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z, t) \cdot \exp\left(-i \frac{E}{\hbar} t\right)$. То есть решение представляется в виде произведения двух функций. Первая $\psi(x, y, z, t)$ тоже называется волновой функцией. Она зависит только от координат. Второй множитель зависит только от времени и описывает колебательный характер волновой функции во времени. E – полная энергия частицы, которая в случае стационарного поля остается постоянной.

Если подставить волновую функцию в указанном виде, то получим

стационарное уравнение Шредингера: $\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0$. Далее будем рассматривать только стационарное уравнение.

Плотность вероятности

$$|\Psi|^2 = \Psi \Psi^* = \psi \exp\left(-i \frac{E}{\hbar} t\right) \cdot \psi^* \exp\left(i \frac{E}{\hbar} t\right) = \psi \psi^* = |\psi|^2, \quad \text{т.е. определяется}$$

квадратом модуля функции $\psi(x, y, z)$. Видно, что плотность вероятности не зависит от времени и поэтому описывает стационарные состояния.

4.6. Квантование энергии. Энергия гармонического осциллятора

Стационарное уравнение Шредингера является дифференциальным уравнением определенного вида. Из теории таких уравнений и свойств волновой функции следует интересный факт. Стационарное уравнение Шредингера может иметь решения не при любых значениях энергии, а только при некоторых избранных значениях. Их называют собственными значениями энергии. Решения уравнения при таких значениях называют собственными волновыми функциями.

Совокупность собственных значений какой-либо величины называют её спектром. Если это набор отдельных значений, спектр дискретный. Иногда спектр может быть сплошным. При дискретном спектре собственные значения и функции можно пронумеровать: E_1, E_2, E_3 и т.д. Соответственно ψ_1, ψ_2, ψ_3 и т.д. Таким образом, квантование энергии получается в квантовой механике из самых общих соображений.

Рассмотрим поведение гармонического осциллятора в квантовой механике. В классической физике это частица, совершающая колебательное одномерное движение под действием квазиупругой силы $F = -kx$ (см.

1.3). В этом случае потенциальная энергия $U = \frac{1}{2} kx^2$. Собственная циклическая частота классического осциллятора $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$, где m – масса частицы.

Выразим потенциальную энергию через частоту: $U = \frac{1}{2} m \omega^2 x^2$ и подставим в стационарное уравнение Шредингера. В результате получим

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \right) \psi = 0. \quad \text{Здесь } E \text{ есть полная энергия гармонического осциллятора.}$$

Из теории дифференциальных уравнений известно, что спектр энер-

гии в этом случае будет дискретным, причём $E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega$, $n = 0, 1, 2, \dots$

Значения энергии (то есть уровни энергии), отстоят друг от друга на одно и тоже расстояние. Важная особенность в том, что наименьшее возможное значение энергии не равно нулю. Действительно при $n=0$ имеем

$E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$. Это нулевая энергия гармонического осциллятора. Существование нулевой энергии подтверждено экспериментально.

В квантовой механике показывается, что гармонический осциллятор может из какого-либо состояния перейти только в соседние. То есть, возможны только переходы, при которых $\Delta n = \pm 1$. Это правило отбора для гармонического осциллятора. Поэтому его энергия может меняться только порциями по $\hbar\omega$, что совпадает с гипотезой Планка при рассмотрении теплового излучения.

4.7. Туннельный эффект

Рассмотрим еще один специфический эффект – туннелирование, т.е. прохождение частицы через потенциальный барьер. Пусть частица движется слева направо и встречает потенциальный барьер высотой U_0 и шириной l (рис. 14). По классическим представлениям, если энергия частицы больше высоты барьера ($E > U_0$), то частица обязательно пройдет над барьером. При этом над барьером кинетическая энергия и скорость будут меньше. Если $E < U_0$, то частица отразится от барьера и будет двигаться в обратную сторону.

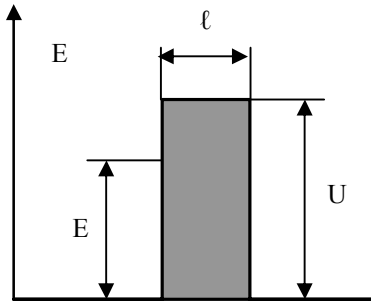


Рис. 14.

Совершенно иначе поведение частицы выглядит в квантовой механике. Если $E > U_0$, то существует вероятность отражения частицы. Если $E < U_0$, то может оказаться, что частица пройдет сквозь барьер и окажется в области справа от него.

Вероятность прохождения барьера при $E < U_0$ определяет коэффициент прохождения D . Обычно хорошо выполняется приближенная формула

$D \cong \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2ml(U_0 - E)}\right)$. Явление прохождения частицы через потенциальный барьер называют туннельным эффектом.

С классической точки зрения такое прохождение абсурдно, так как в области барьера кинетическая энергия частицы отрицательна. Но туннельный эффект – чисто квантовое явление, которое не имеет классических аналогов. В квантовой механике деление энергии на кинетическую и потенциальную лишено смысла, так как противоречит соотношению неопределенностей Гейзенберга. Действительно, кинетическая энергия определяется скоростью, а потенциальная – положением. Но точное совместное определение скорости и положения невозможно, как следует из соотношения неопределенностей.

4.8. Принцип дополнительности. Неравенства Белла

Принципиальным для метрологии в квантовой механике является принцип дополнительности (1927, Н.Бор). Он гласит: получение экспериментальной информации об одних физических величинах, описывающих микрообъект, неизбежно связано с потерей информации о так называемых дополнительных (они являются сопряженными к первым). С точки зрения Н.Бора этот принцип можно объяснить так (трактовка Бора): при измерении прибор, который является макроскопическим объектом, влияет на состояние микрообъекта. При точном измерении с помощью специального прибора одной из величин (например, координаты x), другая величина, сопряженная первой (в данном случае проекция импульса p_x) в результате взаимодействия объекта с прибором претерпевает полностью неконтролируемое изменение. Такое толкование подтверждается простейшими экспериментами.

Тем не менее, сейчас принята другая трактовка этого принципа. С позиций современной теории измерений, роль прибора заключается в «приготовлении» некоторого состояния квантовой системы. То есть, в соответствии с принципом суперпозиции, прибор обнаруживает квантовую систему в одном из возможных состояний. В соответствии с ШНГ, принципиально невозможны состояния, в которых сопряженные физические величины имели бы одновременно точно определенные значения. Таким образом, принцип дополнительности отражает объективные свойства квантовых систем, не связанные с существованием наблюдателя, проводящего эксперимент.

Существует теория скрытых параметров, которая могла бы объяснить наблюдаемый вероятностный характер поведения микрообъектов. В этой теории предполагается, что существуют некие дополнительные переменные, которые в настоящее время неизвестны. Их значения должны полностью характеризовать состояние системы и определять ее будущее более полно, чем принято сейчас в квантовой механике. Это позволило бы перейти от статистического (вероятностного) описания поведения микрообъектов к детерминированному. В этом случае будет известно поведение

с течением времени самих физических величин, а не их распределений вероятности.

Обычно скрытыми параметрами считаются различные поля или координаты и импульсы более мелких составных частей квантовых частиц. Однако, после множества косвенных экспериментов по изучению свойств кварков, оказалось, что их поведение подчиняется все-таки квантовой механике, как и поведение частиц, образованных кварками.

Кроме того, существует возможность прямой экспериментальной проверки гипотезы о скрытых параметрах. Проверка основана на доказанных в 1951 году неравенствах Белла. Эти неравенства были получены, чтобы продемонстрировать отличие предсказаний квантовой механики от предсказаний любой теории скрытых параметров, удовлетворяющей требованиям специальной теории относительности. Неравенства Белла справедливы в системах, подчиняющихся требованию локальности. Требование локальности состоит в том, что в любой классической статистической системе невозможно распространение сигналов со скоростью, превышающей скорость света.

Если не предполагать наличия скрытых параметров, то в общем случае в квантовой механике неравенства Белла не выполняются. Таким образом, экспериментальная проверка выполнения или нарушения неравенств Белла является мощным средством проверки и интерпретации квантовой механики. Поставленные в ряде лабораторий мира эксперименты полностью подтвердили предсказания квантовой механики.

Таким образом, на современном этапе сохраняется вероятностный характер квантовой механики. С точки зрения неравенств Белла, явления в квантовой механике являются нелокальными. Это можно трактовать следующим образом. Измерение, проводимое в одной точке, может влиять на результаты измерения, проводимого в другой точке. Это верно, даже если измерения проводятся одновременно, а расстояние между точками такое, что даже свет не успеет за время измерения пройти от одной точки до другой. Это также говорит о существовании более сильных корреляций между частицами, чем предсказывает любая локальная теория скрытых параметров.

Отсюда следует вывод, что, в общем случае, свойства частиц не могут существовать независимо от их наблюдения. Часть свойств частиц характеризуют не столько сам объект, сколько отношение объекта к прибору, которым наблюдается это свойство.

4.9. Квантовые невозмущающие измерения

Квантовая механика дает для теории измерений некоторые интересные возможности, обусловленные именно характером этой науки. Рас-

смотрим квантовые невозмущающие измерения (КНИ). Это измерения, которые не изменяют состояния исследуемой системы. Это возможно, только если состояние является собственным для оператора измеряемой величины. КНИ представляют собой реализацию идеального квантового измерения. Идея КНИ и сам термин предложены в 1974 году советскими учеными Брагинским и Воронцовым. Первая конкретная процедура КНИ была предложена ими же в 1977 году. Эта процедура позволяла провести точное измерение числа фотонов в электромагнитном резонаторе, не поглотив при этом ни одного фотона.

Развитие теории КНИ связано с тем, что уровень точности измерений, требуемый современной физикой и метрологией, обязательно должен учитывать квантовые свойства макроскопических систем. Необходимым условием реализации КНИ является уменьшение всех флуктуаций неквантовой природы до уровня, меньшего чисто квантовых. Современная физика часто позволяет это сделать. Измерительный прибор, сконструированный в соответствии с требованиями КНИ, принципиально не должен давать информации о величинах, которые являются сопряженными с измеряемой. Универсальным необходимым и достаточным условием КНИ является достаточно сложное условие, выраженное в терминах коммутаторности операторов.

При обнаружении малого внешнего воздействия на пробную квантовую систему требуется несколько измерений. Как минимум, это будут два измерения. Первое приготавливает состояние пробной системы, второе регистрирует изменение состояния под действием возмущения. Интересно отметить, что результат первого измерения не оказывает влияния на второе и последующие, только при выполнении особого условия. Это условие состоит в том, что измеряемая величина не является сопряженной самой себе в разные моменты времени. Поэтому она может быть измерена точно в разные моменты времени. Такие величины допускают непрерывное точное слежение (квантовое невозмущающее слежение).

Как пример величины, которая не допускает квантового невозмущающего слежения, приведем координату квантового линейного гармонического осциллятора. Она является сопряженной самой себе в различные моменты времени. Поэтому, если непрерывно следить за координатой, точность отслеживания принципиально будет ограничена величиной по-

рядка $\sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}$. Следовательно, этот же прибор сможет измерять энергию с

точностью порядка $\sqrt{\frac{1}{2}\hbar\omega E}$. Это ограничение не зависит ни от конкретной природы, ни от качества изготовления прибора. Точность может быть

хуже указанной, но лучше быть не может.

4.10. Сверхтекучесть

Рассмотрим ряд явлений, обусловленных когерентностью в квантовой механике. Вообще в физике, когерентность понимается как согласованное с некой степенью поведение большого количества частиц. В квантовой механике понятие когерентности относят к состояниям. Как следует из СНГ, произведение неопределенностей двух сопряженных величин не может быть по порядку величины меньше постоянной Планка. Больше – может, и намного больше тоже может быть. Когерентное состояние в квантовой механике – такое состояние, при котором произведение неопределенностей двух сопряженных величин минимально из возможных в рамках СНГ. Таким свойством обладает, например, гармонический осциллятор. Когерентность как согласованное поведение коллектива частиц тесно связано с когерентными состояниями. Возникновение когерентности позволяет наблюдать макроскопические квантовые эффекты. То есть, необычные свойства квантовых систем проявляются при размерах, характерных для бытового мира. Рассмотрим пример такого явления.

Явление сверхтекучести состоит в макроскопическом переносе массы вещества без трения. Открыл это явление П.Л.Капица в 1938 г. для жидкого гелия ^4He . Это возможно только при очень низких температурах. Например, для гелия ^4He должно быть условие $T \leq 2.17$ К. Причем, чем ниже этого предела температура, тем все большая часть жидкости становится сверхтекучей. Вблизи абсолютного нуля вся жидкость является сверхтекучей.

Объяснение этого явления дал Л.Д.Ландау, используя понятия квантовой физики. Все частицы делятся на 2 класса: бозоны и фермионы. Бозоны – частицы с так называемым целым спином. Для них проекция собственного момента импульса (спина) на произвольное выделенное направление есть целое число, умноженное на постоянную Планка: $M_{sz} = m_s \hbar$, m_s – целое число. К бозонам относятся фотоны, фононы – кванты звука, атомы вещества, некоторые элементарные частицы. Фермионы – частицы с так называемым полуцелым спином. Для них тоже $M_{sz} = m_s \hbar$, но m_s – полуцелое число. К фермионам относятся электрон, протон и часть других элементарных частиц.

Л.Д.Ландау показал, что при определенных условиях заметная доля атомов вещества (они являются бозонами) может перейти в так называемое состояние бозе-конденсата. Если взаимодействие между частицами мало, то такая конденсация означает накопление атомов в одном состоянии с наименьшей энергией, причем с нулевым импульсом. Все эти атомы

описываются одинаковой волновой функцией. Состояния бозе-конденсата с разными значениями фазы волновой функции имеют одинаковую энергию, но не являются тождественными.

Анализ показывает, что если соединить два коллектива конденсированных одинаковых частиц тонким каналом, то возникнет поток частиц.

Какие проявления сверхтекучести можно наблюдать? Например, долгоживущее течение жидкости в кольцевом канале без подвода энергии. Причем скорость такого движения является квантованной. То есть вся жидкость разбивается на части, которые перемещаются со строго определенных скоростями. Поэтому всевозможные течения разбиваются на классы. Переход формы течения из одного класса в другой требует определенного подвода энергии. Если воздействий не осуществлять, течение является устойчивым. Возможно такое движение, когда в потоке обычной компоненты жидкости движется сверхтекучая компонента в виде отдельных вихрей.

4.11. Сверхпроводимость

Явление сверхпроводимости состоит в полном исчезновении электрического сопротивления у многих материалов при понижении температуры ниже определенной критической температуры T_c .

$\rho, 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{м}$

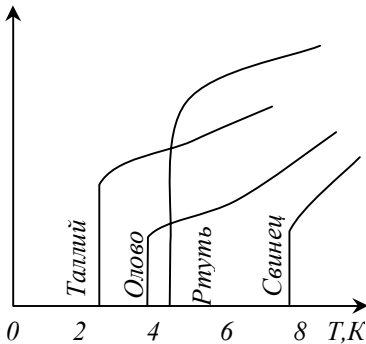


Рис. 15.

На рис. 15. приведены экспериментальные зависимости удельного сопротивления некоторых сверхпроводящих материалов от температуры. Сверхпроводимость открыл в 1911 году Камерлинг-Оннес при исследовании сопротивления ртути. Для ртути критическая температура $T_c = 4 \text{ К}$.

Сверхпроводящее (СП) состояние может быть разрушено пропусканием через образец тока определенной силы, или помещением образца в магнитное поле, индукция которого превышает так называемое критическое значение B_c .

В 1933 году Ф.В.Мейснер и Р.Оксенфельд обнаружили ещё одно важное свойство сверхпроводящих состояний (эффект Мейснера). Если внешнее магнитное поле не очень велико, то оно не проникает вглубь образца. Магнитное поле будет отлично от нуля лишь в тонком приповерхностном слое.

Существует большое количество СП-соединений. До 1986 года

наибольшая критическая температура составляла около 23 К. Такая низкая температура не позволяет практически использовать явление сверхпроводимости. В 1986 году был открыт новый класс СП-материалов. Это позволило за 2 следующих года поднять критические значения температуры до 125 К. Дальше прогресс замедлился.

В чем состоит природа сверхпроводимости? Если коллектив электронов (или его часть) становится сверхтекучим, то перенос заряда происходит без трения, следовательно, ток не будет затухать. Но проблема в том, что электроны являются фермионами (для них $m_s = \pm \frac{1}{2}$), а не бозонами. Поэтому коллектив электронов не может образовать состояние бозе-конденсата.

Это противоречие смогли преодолеть в 1957 году Дж.Бардин, Л.Купер, Дж.Шриффер (модель БКШ). Теория БКШ основана на понятии куперовских пар. В 1956 году Л.Купер показал, что два фермиона могут образовать одно связанное состояние. Это возможно, если между частицами есть малое притяжение. Состояние из двух связанных фермионов является бозоном. Поэтому часть электронов, которые перешли в связанные состояния, образуют бозе-конденсат. Такой коллектив частиц может проявить сверхтекучесть, а незатухающее течение заряженной жидкости и есть сверхпроводимость.

Но какие же силы могут притягивать электроны друг к другу? Оказывается, куперовские пары (связанное состояние электронов) образуют электроны, которые расположены далеко друг от друга. На таких расстояниях действует ослабленное другими электронами отталкивание, а притяжение возникает из-за обмена фононами, то есть квантами звуковых колебаний кристаллической решетки. Расстояние между электронами, образующими пару, во много раз больше среднего расстояния между электронами.

4.12. Эффект Джозефсона

Этот эффект был теоретически предсказан в 1962 году Б.Джозефсоном. Он заключается в протекании сверхпроводящего тока через тонкую прослойку диэлектрика или не сверхпроводящего материала, помещенного между двумя сверхпроводниками. Такую конфигурацию называют джозефсоновским контактом. В зависимости от силы протекающего тока эффект Джозефсона может быть стационарным и нестационарным.

Стационарный эффект Джозефсона существует при протекании малого тока через контакт. При этом весь ток сверхпроводящий и напряжение на контакте отсутствует. Существование тока обусловлено тем, что

куперовские пары способны туннелировать через тонкую прослойку, не разрушаясь при этом.

При увеличении тока через контакт и достижении некоторого критического значения I_c эффект становится нестационарным. При этом через джозефсоновский контакт туннелируют как куперовские пары, так и отдельные электроны. Соответственно ток имеет как сверхпроводящую составляющую, так и не сверхпроводящую. В результате на контакте возникает напряжение.

Анализ показывает, что в случае нестационарного эффекта сверхпроводящая часть тока (связанная с движением куперовских пар), становится переменной. Частота сверхпроводящего тока через контакт определяется соотношением

$\omega = \frac{2e}{\hbar} U$, где $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд (заряд электрона $q = -e$), $\hbar$ – постоянная Планка, U – напряжение на контакте. При этом контакт испускает кванты электромагнитного излучения с той же частотой. Возможен и обратный процесс. Если облучать контакт высокочастотным излучением, то кванты излучения поглощаются, и через контакт возникает дополнительный переменный сверхпроводящий ток.

Эффект Джозефсона подтверждает основную концепцию явления сверхпроводимости, т.е. наличие единой волновой функции и фазовой когерентности спаренных электронов в СП-состоянии. Этот эффект используется в ряде приборов и, в частности, дает очень точный эталон напряжения.

4.13. Квантовый эффект Холла. Эффект Ааронова-Бома. Эффект Зеемана

Рассмотрим ряд квантово-механических эффектов, имеющих большое значение для современной метрологии.

Классический эффект Холла заключается в том, что в проводнике с током, помещенным в магнитное поле, возникает поперечная разность потенциалов (рис. 16). Это можно объяснить действием силы Лоренца, которая отклоняет движущиеся носители. При этом поперечное напряжение монотонно зависит от напряженности магнитного поля, концентрации носителей и силы тока в образце.

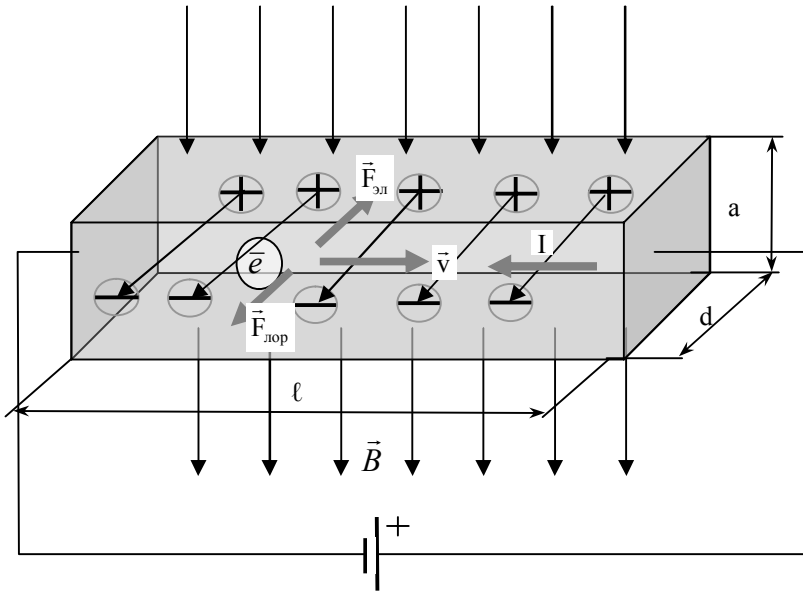


Рис. 16

Квантовый эффект Холла наблюдается при низких температурах в подготовленных особым образом полупроводниках. В этом случае поперечное напряжение квантуется, то есть может принимать только определенные дискретные значения. Продольное напряжение при увеличении поля уменьшается во много раз, т.е. почти исчезает. Квантовый эффект Холла был обнаружен экспериментально в 1982 году. При рассмотрении оказывается, что эффект определяется характерной величиной с размерно-

стью сопротивления: $\frac{2\pi\hbar}{e^2} \approx 25813 \text{ Ом}$. Этот эффект позволяет установить

эталон сопротивления с относительной точностью не меньше 10^{-7} .

Эффект Ааронова-Бома. Этот чисто квантово-механический эффект характеризует влияние на состояние частицы внешнего электромагнитного поля, сосредоточенного в недоступной для частицы области. В квантовой механике взаимодействие частицы с электромагнитным полем не сводится к воздействию на неё силы Лоренца. Это пример нелокального характера квантовой механики. В классическом пределе такой эффект исчезает.

Подробное рассмотрение эффекта проведено в 1959 году. Эффект ярко проявляется в таком опыте. Пусть на пути летящей заряженной частицы перпендикулярно ее траектории расположен бесконечно длинный соленоид (рис. 17). Пусть внутри соленоида есть магнитный поток, а соле-

ноид окружен непроницаемым для частиц экраном. Из рассмотрения такой задачи следует, что хотя сила на частицу не действует, ее волновая функция зависит от поля внутри соленоида. Поэтому появляется рассеяние потока частиц. Характерная особенность возникает, если поток внутри со-

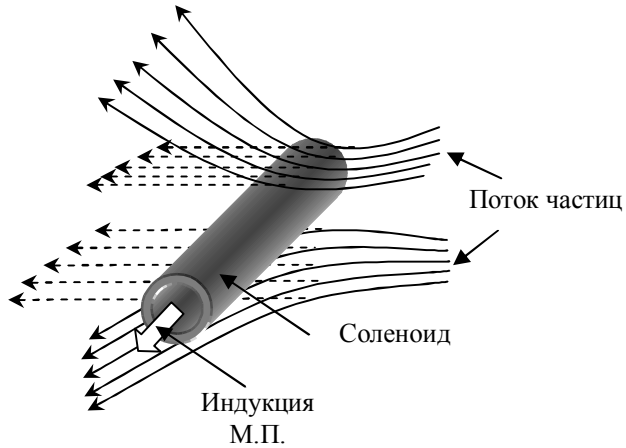


Рис. 17.

леноида равен $\Phi = n\Phi_0$, где n – целое число, а $\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{e}$ – квант магнитного потока. В этом случае рассеяние исчезает. Эксперименты по наблюдению такого эффекта были проделаны, начиная с 1960-х годов, и полностью подтвердили предсказания. Эффект Ааронова-Бома позволяет создать точный эталон магнитного потока.

Эффект Зеемана заключается в расщеплении спектральных линий и энергетических уровней в атомах, молекулах при помещении образцов в магнитное поле. Обнаружен впервые в 1896 году П.Зееманом. Каждая спектральная линия обычно расщепляется на 2-3 компоненты в зависимости от условий наблюдения. В сложных случаях число компонент достигает нескольких десятков. Величина расщепления очень мала и даже в сильных полях длины волн компонент отстоят друг от друга на сотые доли нанометра.

Полное объяснение этого эффекта дает квантовая механика. Электроны, и частицы ядра атома обладают моментом импульса. Кроме того, эти частицы обладают и собственным моментом, который называют спином. Полному моменту импульса атома M пропорционален магнитный момент атома μ_B . Проекция момента импульса на направление внешнего магнитного поля квантуется, т.е. может принимать только определенные значения: $M_B = m\hbar$, m – магнитное квантовое число. Поэтому квантуется и проекция магнитного момента μ_B .

Каждой проекции в магнитном поле соответствует свое значение энергетического уровня атома: $E = E_0 + m \cdot \Delta E(B)$. Здесь E_0 – энергия уровня, когда поля нет, $\Delta E(B)$ – небольшая энергия, которая зависит от магнитной индукции и дает расстояние между соседними энергетическими подуровнями, возникающими при расщеплении.

Эффект Зеемана применяется в спектроскопии, а также для точного измерения слабого магнитного поля в лабораторных или космических условиях. В частности, на этом эффекте основан квантовый магнитометр.

4.14. Эффект Мёссбауэра (ядерный γ -резонанс)

Атомы любого вещества могут принимать только дискретный значения энергии, называемые энергетическими уровнями. При поглощении фотонов атомы переходят на более высокие уровни. Атомы особенно интенсивно поглощают свет, который соответствует переходу из основного в ближайшее возбужденное состояние (резонансное поглощение). Возвращаясь в основное состояние, атомы излучают свет этой резонансной частоты (резонансное излучение).

Подобно атомам, ядра тоже имеют энергетические уровни, самый низкий из которых называется нормальным. Переходы между уровнями приводят к появлению коротковолнового электромагнитного излучения, которое называют γ -излучением. Для этого излучения долго не удавалось наблюдать резонансных явлений. Причина этого в следующем. При излучении или поглощении γ -кванта свободное неподвижное ядро приобретает импульс (в силу закона сохранения импульса) $p = \frac{E}{c}$, где E – энергия

кванта. Соответственно энергия поступательного движения ядра $T = \frac{p^2}{2m}$,

m – его масса. Из-за того, что ядро уносит часть энергии, энергия излучаемого кванта меньше энергии ядерного перехода E_0 на величину кинети-

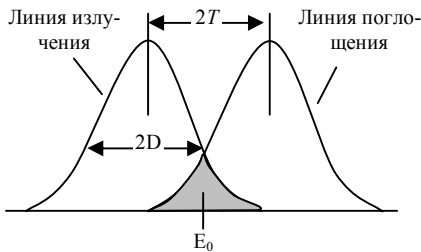


Рис. 18

ческой энергии ядра T . И наоборот, энергия квантов, испытывающих резонансное поглощение, больше энергии ядерного перехода E_0 на ту же величину T . Таким образом, линии излучения и поглощения смещены друг относительно друга на величину $2T$ по энергии и только немного перекрываются (см рис. 18).

Однако в 1958 году Р.Мёссбауэр открыл удивительный эффект. Результаты опыта с иридием показывали, что кроме обычной картины смещенных достаточно широких линий, в спектре излучения и поглощения присутствует очень узкая линия. Эта линия точно соответствует энергии ядерного перехода в обоих спектрах. Вскоре этот эффект обнаружили во многих веществах. Эффект Мёссбауэра наблюдается в настоящее время для 41 элемента.

Этот эффект можно объяснить только на основе квантовой механики. При излучении или поглощении кванта в общем случае энергия распределяется между квантом, ядром, всем телом (образцом) и колебаниями кристаллической решетки. Твердое тело как целое из-за закона сохранения импульса может получить только очень малую долю энергии. Если пренебречь этой энергией, то при испускании или поглощении фотона отдельным ядром возможны 2 разных варианта.

Первый – возбуждение колебаний решетки. Это происходит, когда в результате поглощения или излучения импульс отдачи передается отдельному ядру. Это ядро начинает двигаться, приводя (из-за сильной связи между атомами) в колебательное движение соседние атомы, которые в свою очередь передают движение дальше. В результате возникает набор разнообразных колебательных движений кристаллической решетки. Так как импульс отдачи передается отдельному ядру, то оно уносит значительную часть энергии. Поэтому энергия излученного кванта меньше энергии ядерного перехода E_0 , а энергия кванта, который способен поглотиться, должна быть больше величины E_0 .

Второй – передача импульса кванта всей решетке как целому, что является чисто квантово-механическим эффектом. Из квантовой механики следует, что вероятность такого процесса увеличивается с понижением температуры. В этом варианте импульс отдачи получает решетка как целое, поэтому все атомы одновременно приобретают малую одинаковую скорость. В результате не нарушается взаимное расположение атомов в решетке, а поэтому не возникает колебаний. Поскольку колебания можно рассматривать как особые частицы – фононы, то можно сказать, что в таком случае при поглощении или излучении кванта фононы не появляются и не исчезают. Именно этот вариант является причиной ЭМ. Так как импульс отдачи передается массивной кристаллической решетке (масса образца многократно больше массы отдельного атома), то энергия излучаемых и поглощаемых квантов практически точно равна энергии ядерного перехода E_0 .

Процессы излучения и поглощения квантов имеют вероятностный характер. В среднем на один излученный квант кристаллу передается

энергия T . С некой вероятностью (чем ниже температура, тем эта вероятность выше) происходят переходы, при которых фононы не возникают, а энергия поглощаемых и излучаемых квантов одинакова, что соответствует ЭМ. В остальных случаях переходы происходят с возбуждением колебаний решетки, а энергии поглощаемых и излучаемых квантов сдвинуты друг относительно друга.

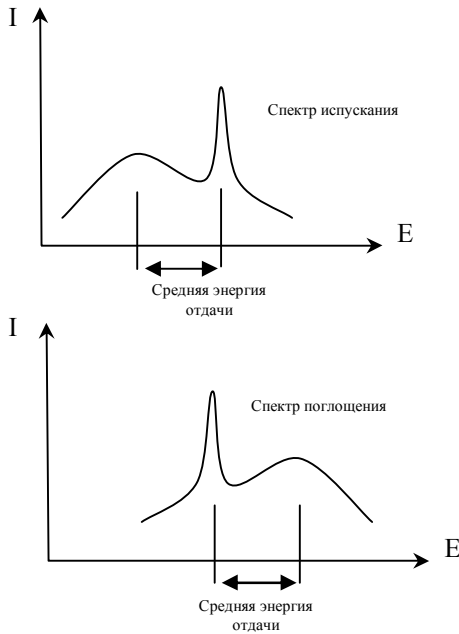


Рис. 19

стрировать изменение частоты γ -квантов (из-за изменения потенциальной энергии) при распространении вверх. При этом разность высот в опыте была всего 21 метр.

4.15. Индуцированное излучение

Обычно рассматривают 2 вида переходов между энергетическими уровнями атомов (молекул). Это спонтанные переходы с более высоких уровней на нижние и переходы под действием излучения на вышележащие уровни.

При переходах первого вида могут излучаться фотоны, а переходы второго вида происходят при поглощении излучения веществом. В 1918 году А.Эйнштейн обратил внимание, что этих переходов недостаточно для объяснения равновесия между веществом и излучением. Действительно,

В результате типичные спектры излучения и поглощения выглядят следующим образом (см. рис. 19). Оба спектра содержат очень узкие совпадающие линии, соответствующие энергии ядерного перехода (эффект Мёссбауэра – часть поглощений и излучений квантов проходит по второму варианту). Эти линии расположены на фоне широких смещенных линий, что соответствует процессам, происходящим в соответствии с первым вариантом. ЭМ имеет многочисленные применения. Ширина резонансных линий при ЭМ столь мала, что позволяет измерять энергию квантов с точностью до 15-й значащей цифры. В частности, с использованием этого эффекта удалось зарегистрировать изменение частоты γ -квантов (из-за изменения потенциальной энергии) при распространении вверх. При этом разность высот в опыте была всего 21 метр.

вероятность спонтанных переходов определяется только внутренними свойствами атомов и не зависит от интенсивности света. А вероятность поглощательных переходов зависит как от свойств атомов, так и от интенсивности падающего излучения. Чтобы существовало равновесие, следует допустить, что возможны переходы с излучением фотонов под действием падающего света. Вероятность таких переходов должна возрастать с ростом интенсивности света. Возникающее таким образом излучение называют вынужденным (индуцированным).

Исходя из термодинамических соображений, Эйнштейн показал, что вероятность вынужденных переходов, сопровождающихся излучением фотонов, равна вероятности переходов, при которых происходит поглощение фотонов. Таким образом, вынужденные переходы с равной вероятностью происходят как в одном, так и в другом направлении. Вынужденное излучение обладает важным свойством. Оно имеет ту же частоту, фазу и поляризацию, что и падающего излучения. И направлено оно точно так же. Значит, падающее излучение и вынужденное строго когерентны.

5. Физические принципы квантового приборостроения

Развитие квантовой физики, особенно рассмотренные когерентные эффекты, а также использование свойств индуцированного излучения, дало возможность создания принципиально новых устройств. В частности, современная метрология использует целый ряд квантовых измерительных приборов и квантовых эталонов. Рассмотрим несколько важных примеров использования квантовых эффектов в метрологии.

5.1. Сканирующий туннельный микроскоп

Сканирующий туннельный микроскоп (СТМ, сконструирован в 1982 году) – прибор для исследования поверхности твердых проводящих тел.

На рис. 20 приведена блок-схема СТМ. Здесь Y – усилитель туннельного тока; ОС – схема обратной связи; Д – пьезодвигатель острия; РО – устройство регистрации и обработки данных.

Конец металлического острия в СТМ расположен на расстоянии 0,3-1,0 нм от исследуемой поверхности П. При таком малом расстоянии напряжение U в несколько вольт создает очень сильное

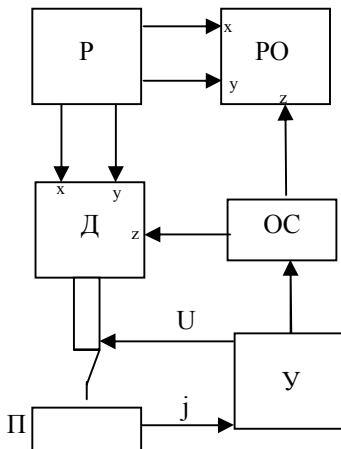


Рис. 20.

электрическое поле между металлическим острием и поверхностью. Этого будет достаточно для туннелирования электронов через потенциальный барьер, мешающий электронам вылетать из проводника. В результате между острием и поверхностью протекает малый туннельный ток j (1-10 нА).

Вероятность туннелирования резко меняется при изменении параметров потенциального барьера, поэтому туннельный ток сильно зависит от расстояния между острием и поверхностью. Если острие немного приподнять над поверхностью, ток резко падает, если приблизить, то возрастает. Поэтому по силе тока удобно производить точную автоматическую регулировку расстояния между острием и поверхностью.

СТМ автоматически проводит сканирование небольшого выбранного участка поверхности, поддерживая неизменную силу туннельного тока. Для этого над выступающими участками поверхности необходимо приподнимать острие, а при прохождении пониженных участков – опускать. В результате регистрации перемещения острия измеряется точный профиль поверхности.

Размер одновременно рассматриваемого участка поверхности очень мал (характерный размер $\sim$ до 10 мкм), так как увеличение огромно. Разрешающая сила микроскопа $\sim 0,1$ нм. Это позволяет рассмотреть отдельные атомы поверхности. Прибор работает в вакууме, газе и жидкости.

5.2. СКВИД

Сверхпроводящий квантовый интерферометр (СКВИД) предназначен для измерения и преобразования малого магнитного потока в электрический сигнал. Действие СКВИД основано на том, что в сверхпроводящем кольце с включенными в него контактами Джозефсона квантуется магнитный поток.

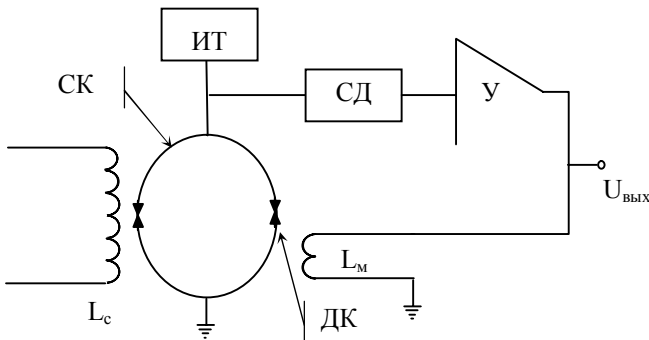


Рис 21.

Рассмотрим одну из схем (рис. 21). Через сверхпроводящее кольцо СК с двумя джозефсоновскими контактами ДК пропускают ток, большой критического значения, так что эффект Джозефсона является нестационарным. Схема также включает источник тока ИТ, операционный усилитель У, синхронный детектор СД, катушки L_c и L_m , а также дополнительные элементы – согласующее устройство, генератор и др.

На параллельно включенных контактах возникает постоянное напряжение $U_{\text{вых}}$, которое сильно зависит от магнитного потока через контур всего кольца. Эта зависимость от потока является периодической. В результате можно измерять магнитный поток с огромной точностью.

В метрологии СКВИД широко применяется, так как многие величины можно преобразовать в магнитный поток. СКВИД превосходит любые традиционные магнитометры в 100-1000 раз. СКВИД является составным звеном аппаратуры, воспроизводящей эталоны напряжения и сопротивления. Основным недостатком устройства является необходимость низких температур для поддержания сверхпроводящего состояния.

5.3. Лазеры. Гелий-неоновый лазер

В 50-х годах 20-го века были созданы устройства, при прохождении через которые электромагнитные волны усиливаются за счет примешивания вынужденного излучения, которое по характеристикам неотличимо от падающего. Через несколько лет были созданы аналогичные устройства, которые работают в оптическом диапазоне – лазеры. Чтобы получить усиление, надо, чтобы свет проходил через вещество, в котором заселенность верхнего энергетического уровня из двух рассматриваемых была бы больше, чем у нижнего. Такое состояние называется инверсной заселенностью. Создание лазеров стало возможным, когда нашли способы получить такое состояние.

Излучение лазеров имеет следующие характерные особенности

1. Оно строго монохроматично с точностью обычно порядка $\Delta\lambda = 10^{-11}$ м.
2. Луч лазера имеет высокую пространственную и временную когерентность.
3. Возможна большая интенсивность излучения;
4. Пучок лазерного излучения обычно является узконаправленным.

Наиболее известным и широко используемым является гелий-неоновый лазер, предложенный в 1960-м году (рис. 22). Основным элемент – газоразрядная трубка длиной до 2 м, которая наполнена смесью гелия и неона в определенной молярной пропорции под небольшим давлением $10^2 - 10^3$ Па. Концы трубки закрыты стеклянными или кварцевыми пластинами, которые установлены под углом Брюстера к оси. Это сделано для

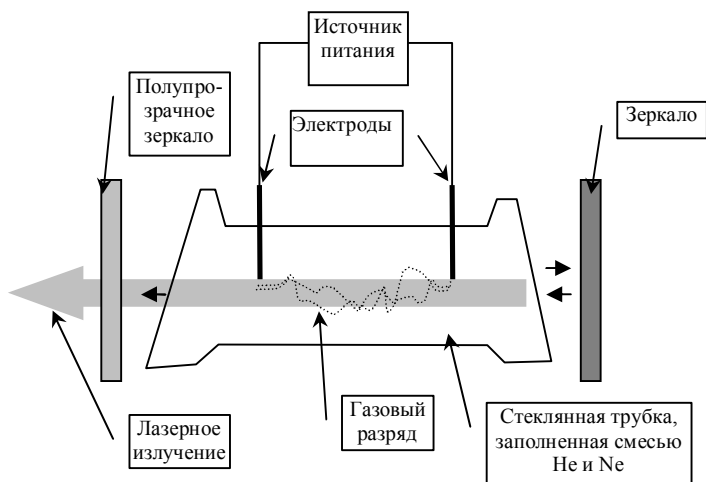


Рис. 22.

того, чтобы выходящий свет являлся плоскополяризованным.

При прикладывании напряжения между анодом и катодом возникает газовый разряд. В газе всегда малая часть атомов диссоциирована, поэтому среди атомов есть примесь положительных ионов и электронов. Если подать напряжение, то электроны разгоняются, сталкиваются с атомами и при столкновении ионизуют некоторые атомы. Поэтому количество электронов не уменьшается. Так как есть носители тока в виде электронов и ионов, то через газ течет ток. Это и есть газовый разряд. В *He – Ne* -лазере такое напряжение составляет 6-20 кВ.

Только малая часть столкновений приводит к ионизации. Более частым процессом при столкновениях является возбуждение атомов. При этом энергия атомов увеличивается. Возвращаясь в исходное состояние, атомы излучают фотоны. Так, например, возникает излучение ламп дневного света. При малых давлениях влияние атомов друг на друга невелико, поэтому атомы можно рассматривать как изолированные. Следовательно, энергетические уровни узкие.

Индукцированное излучение достаточно слабое для каждой линии. А для устойчивой генерации когерентного излучения надо, чтобы часть индукцированного излучения всегда находилась внутри трубки, и вызывало излучение все новых и новых атомов. В лампе дневного света индукцированное излучение быстро выходит и не способно воспроизводить само себя. Для генерации необходима обратная связь.

Для этого газоразрядную трубку помещают в оптический резонатор. В нашем случае это два зеркала с большим коэффициентом отражения. Индуцированное излучение хорошо отражается от зеркал (коэффициент отражения порядка 99% и больше) и только малая часть выходит наружу. Из-за этого излучение успевает много раз пройти через трубку. Плотность энергии внутри трубки во много раз больше, чем у выходящего луча, поэтому реализуются хорошие условия для генерации излучения.

Как возникает инверсная заселенность в этом лазере? Столкновения с электронами приводят к возбуждению атомов гелия, в частности, многие атомы переходят на уровни 2 и 3, энергия которых ϵ'_2 и ϵ'_3 (рис. 23). Эти уровни в атоме гелия являются метастабильными. Это означает, что в таких состояниях атом существует много дольше, чем в остальных возбужденных состояниях. Поэтому концентрация атомов гелия в этих состояниях велика. Эти уровни близки к энергетическим уровням 2s и 3s атома неона. Поэтому при столкновениях возбужденных атомов гелия с атомами неона последние забирают энергию у атомов гелия, причем излучения фотона не происходит. Атомы неона переходят на уровни 2s и 3s и доля таких атомов неона резко возрастает. В результате возникает инверсная населенность на переходах:

1. $3s \rightarrow 3p$, что соответствует длине волны излучения 3392 нм;
2. $2s \rightarrow 2p$, соответственно $\lambda = 1153$ нм;
3. $3s \rightarrow 2p$, соответственно $\lambda = 632,8$ нм;

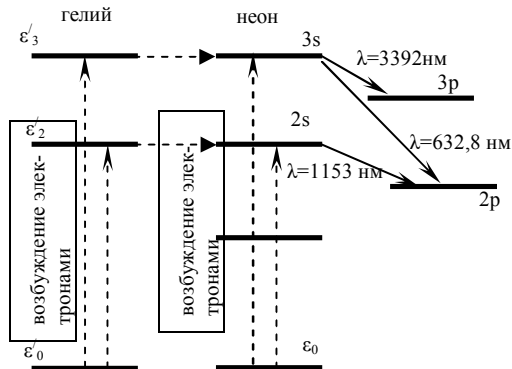


Рис. 23.

Возможна генерация на любой из указанных длин волн. Для этого надо подобрать зеркала с большим коэффициентом отражения для данного значения длины волны.

5.4. Применения лазеров. Лазерный гироскоп

Лазерное излучение в силу перечисленных свойств обладает рядом уникальных особенностей и широко используется в науке и технике.

Мощные твердотельные лазеры применяются для таких видов обработки, как сварка, сверление, закалка поверхности, её упрочнение. Мало-мощные газовые непрерывные лазеры (типа гелий-неонового) используют как стандарты частоты, в спектроскопии, при настройке оптических систем. Миниатюрные полупроводниковые лазеры применяют в оптических линиях связи, в системах оптической обработки информации, в цифровой мультимедийной аппаратуре. Газовые лазеры высокого давления применяют в медицине. Есть особый тип лазеров, активная среда которых представляет растворы красителей. Такие лазеры способны менять частоту излучения в широких пределах.

Рассмотрим в качестве примера использования лазерного излучения в метрологии лазерный гироскоп. Это прибор для обнаружения вращения и измерения угла поворота и угловой скорости. Состоит из нескольких зеркал, установленных так, чтобы луч света мог двигаться по замкнутой траектории, отражаясь от зеркал. Чувствительный элемент прибора – лазер, который генерирует излучение в виде двух встречных волн. Пока лазер неподвижен, частоты этих волн одинаковы. Как только начинается вращение, возникает разность между частотами встречных волн.

Причина этого в том, что волны проходят по замкнутой траектории разный путь в одно и то же время. Если вывести малую часть этих волн из гироскопа и смешать, то возникнут колебания интенсивности света. Это похоже на звучание двух струн, настроенных почти одинаково. Фотодетектор преобразует колебания интенсивности света в электрические колебания. По частоте этих колебаний можно определить скорость вращения, а потом угол поворота. Например, если использовать обычный *He – Ne* - лазер в гироскопе размером 10х10 см, то определение скорости вращения Земли дает возможность установить географическую широту с точностью около 1 угловой минуты. В реальных лазерных гироскопах за время отсчета ~ 1 с угловая скорость определяется с точностью 10^{-3} град/час. Предельная точность обусловлена неустраняемыми флуктуациями частот встречных волн в кольцевом резонаторе.

5.5. Некоторые квантовые эталоны

Рассмотрим принципы действия некоторых квантовых эталонов.

1. В современной метрологии единица длины – метр – воспроизводится через скорость света и единицу времени – секунду. Поэтому стало возможным формирование единого эталона времени, частоты и длины. Такой эталон представляет собой сложный комплекс разнообраз-

ных устройств. Основой эталона служат лазеры, частота которых исключительно стабильна, как в силу конструкции и выбора рабочего тела лазера, так и в силу использования стабилизирующих схем управления. Можно отметить, что наиболее высокая стабильность достигается при использовании излучения гелий-неонового лазера с длиной волны 3,39 мкм. Относительная точность воспроизведения указанных единиц в лучших национальных эталонах за время измерения $\sim 1-100$ с достигает $\sim 4 \cdot 10^{-15}$.

2. Единица сопротивления – Ом. Воспроизводится при помощи квантового эффекта Холла. При этом используется воспроизводимая величина, выраженная через фундаментальные постоянные, и имеющая размерность сопротивления: $R_0 = \frac{h}{e^2}$.
3. Единица напряжения – вольт. Воспроизводится при помощи эффекта Джозефсона. Используется связь между частотой излучения, падающего на джозефсоновский переход, и напряжением на переходе при нестационарном эффекте Джозефсона. Используется воспроизводимая величина, выраженная через фундаментальные постоянные, и имеющая размерность напряжения: $U_0 = \frac{h\nu}{2e}$.
4. Единица силы тока – Ампер. Национальный эталон России воспроизводится с использованием квантовых эталонов вольта и ома.

6. Физические основы измерений в современной микроэлектронике

Производство кремниевых кристаллов интегральных микросхем — это фундамент современной индустрии информационных и компьютерных технологий, бытовой электроники, индустрии развлечений (включая музыку и видео), медицины, военной и автомобильной промышленности и многого другого.

Собственно полупроводниковые технологии производства микросхем включают:

- ✓ научную разработку и воплощение все более быстрых и маленьких транзисторов, цепей связи между ними и прочими элементами микроструктур на кристалле;
- ✓ создание технологий изготовления рисунка линий и транзисторов на поверхности кремния;
- ✓ поиск новых материалов, удовлетворяющих растущим запросам, а также производство оборудования для их изготовления;

- ✓ развитие методов производства микросхем высокого качества, с большим количеством годных кристаллов на пластине, меньшим числом дефектов и разбросом рабочих параметров.

Стремление к миниатюризации элементов микросхем (транзисторов, в частности) обусловлено тем, что

- ✓ большее количество транзисторов на кристалле позволяет создавать более сложные, многофункциональные, и производительные микросхемы;
- ✓ все больше микросхем можно размещать на одной кремниевой пластине, что в итоге снижает себестоимость;
- ✓ уменьшение размеров микроэлементов позволяет им быстрее работать, что обусловлено, например, уменьшением величины паразитных емкостей.

6.1. Физические основы современной микроэлектроники

Первый транзистор был создан в 1947 г., а в 1956 г. за его создание Бардин, Браттейн и Шокли получили Нобелевскую премию по физике. Первая микросхема, создателями которой были Джек Килби (Нобелевская премия 2000 г.) и Роберт Нойс, заработала 12 сентября 1958 года.

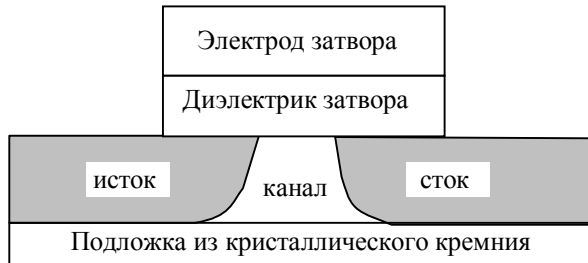


Рис. 24.

В основе подавляющего большинства современных микросхем лежит так называемый полевой транзистор (иначе МОП-транзистор). Базовая структура МОП-транзистора выглядит следующим образом – рис. 24. На гладкой поверхности подложки из кремния (Si – полупроводник) формируется тонкий слой оксида кремния (SiO_2 – диэлектрик), на который осаждается металл. Такая трехслойная структура дала название транзистору – металл-оксид-полупроводник (МОП). В тонком поверхностном слое подложки кремния формируются две неперекрывающиеся области с малым сопротивлением электрическому току — исток и сток. Промежуток между ними — канал — наиболее важная часть транзистора (именно через него

протекает рабочий ток). Сверху на канал наносится тончайший слой оксида кремния, при этом области стока и истока оставляют открытыми. Далее на оксидный слой напыляют пленку проводящего материала – затвор. Затем напыляют проводники (медь, алюминий и даже золото) к областям стока, истока, затвора и МОП-транзистор готов.

Если напряжение между затвором и истоком отсутствует, то концентрация носителей в канале мала, и ток не идет, независимо от напряжения между истоком и стоком – транзистор закрыт. При подаче на затвор необходимого напряжения канал резко обогащается носителями и ток способен идти от истока к стоку или наоборот, в зависимости от полярности приложенного напряжения – транзистор открыт.

В цифровых микросхемах (большинство микроэлектронных устройств реализуется на цифровых принципах) используется лишь два состояния транзистора — закрыто и полностью открыто. Именно размер канала полевого транзистора является одной из важнейших характеристик полевого транзистора. Чем короче канал транзистора (чем меньше длина затвора), тем быстрее работает транзистор.

Размеры МОП-транзисторов определяется существующим уровнем производственных возможностей. В основном это связано с возможностью формировать рисунок транзисторов и проводников на поверхности кристалла. В настоящее время уже используются технологические нормы 90 нм и 65 нм, в ближайшей перспективе – 45 нм. Эта величина определяет минимальный планарный размер элемента (минимальную толщину «рискуемых» линий). Существуют лабораторные образцы транзисторов, изготовленных по нормам 45, 32 и даже 22 нм. Ячейка кэш-памяти 90-нм процессора в сто раз меньше красной кровяной клетки (эритроцита), а один транзистор — величиной с вирус гриппа

В силу особенностей изготовления длина канала МОП-транзисторов меньше технологических норм производства. Текущие 90-нм транзисторы имеют длину канала в 50 нм, а 65-нм транзисторы – 30–35 нм.

Интегральные микросхемы делают на поверхности кремния, так как он является наиболее подходящим полупроводником. Электрическая проводимость полупроводников находится между проводимостью проводников (металлов, например) и диэлектриков.

В зависимости от количества и типа примесей кремний может выступать как в качестве диэлектрика, так и в качестве проводника, что широко используется при производстве микросхем.

Тонкие пластины подложки нарезаются из длинной цилиндрической болванки (на современных фабриках их диаметр составляет 300 мм) монокристаллического кремния, которая выращивается специальным пре-

цизионным способом. Пластины полируются механическими и химическими методами. Точное число формируемых слоев на подложке зависит от проекта конкретной микросхемы. Сотни идентичных микросхем создаются на одной кремниевой подложке, на финальной стадии разрезаются на отдельные прямоугольные кристаллы — чипы.

Процессы формирования различных слоев и рисунков на подложке достаточно сложны. Однако в основе лежит простая идея: материал осаждают на всю поверхность подложки, а затем аккуратно удаляют из тех мест, где он не нужен. Прежде всего, на подложке создают тонкий сплошной слой нужного материала. Далее на поверхность наносится слой светочувствительного материала (фоторезиста), пластину с фоторезистом помещают в прецизионную установку, где нужные участки поверхности облучают ультрафиолетом сквозь прозрачные отверстия в фотомаске. Маска содержит необходимый для данного слоя рисунок. Под действием ультрафиолета облученные участки фоторезиста меняют свои свойства, и их можно селективно удалить в определенных реактивах.

После удаления измененных областей фоторезиста остаются открытыми только те области нанесенного материала, которые необходимо удалить. После окончания процедуры травления материала остатки фоторезиста окончательно смывают с поверхности пластины, открывая сформированный рисунок в слое нужного материала. При производстве современных многослойных микропроцессоров такой цикл операций совершается до 25 раз, что занимает в совокупности несколько недель. Это слои изолирующих материалов, проводящих затворов, соединяющих транзисторы металлических проводников. Электрические соединения между транзисторами в микросхемах создаются при помощи нескольких металлических слоев.

Таким образом, на поверхности кремниевой пластины создается ядро микросхемы – сложная трехмерная структура толщиной в несколько микрон. Сверху схема покрывается слоем защитного диэлектрика, в котором предусмотрены окна для металлических контактных площадок, через которые на схему поступают электрические сигналы.

После завершения технологических процедур каждый из кристаллов на пластине тестируется, пластина разрезается на отдельные кристаллы – чипы, каждый из которых упаковывается в свой корпус.

6.2. Квантовые и статистические эффекты при работе микросхем

Чем тоньше слой оксида кремния под затвором МОП-транзистора, тем транзистор быстрее.

Современные микросхемы исполняются по таким технологическим нормам, что возникают специфичные квантовые эффекты. Например, за-

метный рост паразитного тока утечки затвора, что происходит из-за туннелирования электронов сквозь подзатворный диэлектрик. Эффект туннелирования экспоненциально растет с уменьшением толщины диэлектрика после значения 1 нм. Ток утечки, будучи умноженным на громадное число транзисторов на кристалле, заметно повышает потребление и тепловыделение микросхемы. Для борьбы с утечками тока толщину диэлектрика нельзя делать менее нескольких атомарных слоев.

Этот предел уже достигнут в современных микросхемах, производимых по 90-нм технологии. В новейших транзисторах толщина слоя оксида кремния составляет 1,2 нм, то есть пять-шесть атомарных слоев. Это предел — дальнейшее утончение приведет к существенному росту тока утечек и избыточному тепловыделению микросхемы в целом. В современных чипах почти 40% энергии теряется из-за утечек. Кроме того, туннельный эффект приводит к резкому возрастанию флуктуаций силы тока, что может привести к сбоям в работе транзистора.

Еще один эффект обусловлен миниатюризацией. С уменьшением размеров транзисторов до нескольких нанометров (и росте частоты их работы), уменьшается число электронов, задействованных в переносе тока. Вплоть до того, что на каждое переключение вентиля из 2 транзисторов «приходится» лишь несколько десятков или сотен носителей заряда. В результате, традиционные модели работы транзисторов (основанные на статистическом усреднении по огромному числу носителей), перестают адекватно отражать ситуацию. В ближайшей перспективе требуется пересмотр самой физики работы микроэлектронных приборов.

Сейчас один из вариантов решения этой проблемы — замена оксида кремния на другой диэлектрик с более высокой диэлектрической проницаемостью (планируется использовать в техпроцессе 45 нм).

6.3. Управление качеством в микроэлектронике

Одно из важнейших условий стабильности работы системы — надежность и качество ее комплектующих. И в первую очередь это касается микропроцессоров и других современных микросхем.

Еще на стадии проектирования проводится моделирование распространения сигналов и синхронизации, а также моделирование микросхемы и системы в целом на уровне компонентов. Например, только на стадии разработки процессоры Intel проходят 176 квадриллионов (то есть $176 \cdot 10^{15}$) циклов проверки. После выпуска образцов проводится строгое тестирование и проверка электрических параметров, а также всесторонние испытания на совместимость с различными операционными системами, приложениями, и сотнями периферийных устройств. Проверка включает более 250 тысяч отдельных тестов с использованием более чем шестисот

программных приложений и длится примерно 6–8 недель круглые сутки. Это гарантирует совместимость и оптимальную производительность для широчайшего спектра операционных систем, приложений, сетевых устройств и аппаратных компонентов.

Так как постоянно уменьшается размер транзисторов, то увеличивается вероятность появления ошибок в кристаллах, поэтому надежность и качество их работы выходят на первый план. Для этого ведущие производители разрабатывают и используют различные методы контроля, анализа и коррекции. В их основе лежат самые современные научные достижения физики твердого тела, оптики и других дисциплин, а также нанотехнологии.

Полупроводниковые фабрики используют только специализированные материалы, болты, конструктивные элементы, оборудование и пр. Дополнительные измерения необходимы, чтобы убедиться в виброустойчивости фундамента и установок. Фактически фабрика — это несколько зданий, отделенных друг от друга наибольшими (до 10 см) промежутками, и каждое здание имеет собственный фундамент. Это помогает гасить различные вибрации — как от внешних источников (автотранспорта, поездов), так и собственных вибраций оборудования.

Кристаллы микросхем должны производиться в условиях контролируемого и очень чистого воздуха. Функциональные элементы на микрочипах очень малы, поэтому любая чужеродная частица (пыль, дым или чешуйки кожи), попавшая на пластину, способна вывести из строя целый кристалл. «Чистые комнаты» класса 1, используемые в современном полупроводниковом производстве, примерно в тысячу раз чище, чем хирургическая операционная. «Чистая комната» управляет чистотой воздуха путем его фильтрации, удалением грязи с установок, ламинарным перемещением воздуха от потолка к полу, регулировкой влажности и температуры. Люди в «чистых комнатах» ходят в специальных скафандрах, закрывающих весь волосяной покров, а в особо ответственных случаях — даже с собственной системой дыхания. Для устранения вибраций чистые комнаты располагаются на собственном виброзащитном фундаменте.

В настоящее время разработаны методы обнаружения и устранения ошибок и неудачных мест в кремниевых кристаллах микросхем. Можно исправлять как блоки, так и отдельные транзисторы на поверхности кристалла.

Во-первых, очень широко применяется «разрушающий» анализ. Многие важные параметры микроструктур могут быть измерены только разрушающим способом. Для этого в готовых кристаллах делаются поперечные сечения или разрезы. А далее применяются известные в физике методы — оптическая микроскопия, сканирующая электронная микроско-

пия, просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения, рентгеновская дифракция, атомно-силовая микроскопия и другие.

Например сканирующая электронная микроскопия — оперативный и удобный метод контроля геометрических размеров создаваемых структур — транзисторов, металлических слоев и омических контактов между ними. На современных технологических установках такой электронный микроскоп дополнен ионной пушкой. При помощи сфокусированного ионного луча в нужном месте кристалла делается неглубокая вертикальная канавка — чтобы под углом в электронный микроскоп было видно сечение верхних слоев микросхемы. Аналогично можно определять и некоторые электронные свойства структур, а также контролировать количество дефектов на поверхности пластины.

Аналогичным образом делают сечения и в микроскопии высокого разрешения, что чаще применяется для анализа сечений современных нанотранзисторов. Тут же можно сделать и элементный анализ атомарных слоев — например, измерить распределение азота в слое.

При помощи традиционных методов поверхностного анализа измеряется профиль легирования слоев кремния атомами примеси. Фотоэлектронный микроскоп измеряет концентрацию азота в диэлектрике затвора. Атомно-силовой микроскоп определяет шероховатость поверхностей и размер зерен осаждаемых материалов.

Помимо этого, делают различные электрические тесты готовых структур. Например, тесты на электромиграцию и диэлектрический пробой. Тесты электромиграции необходимы, чтобы определить качество омических контактов в межсоединениях микропроцессора и оценить время жизни всей структуры. Для вычисления времени жизни контактов проводятся тесты на повышенной температуре — при 350–360 градусах Цельсия. О времени жизни судят по степени омической деградации контактов в течение определенного времени. Далее процесс экстраполируют на штатные рабочие температуры процессора. Тестировать кристаллы можно прямо на неразрезанных пластинах.

Диэлектрический пробой подзатворного диоксида кремния — бич современных транзисторов. Подзатворный диэлектрик сейчас предельно тонок (1,4–1,2 нм или пять–шесть атомарных слоев в современных процессорах), поэтому его изолирующие свойства со временем ухудшаются. Небольшое рабочее напряжение ~1,4 В, приложенное к такой тонкой прослойке, соответствует гигантскому электрическому полю — около $1 \cdot 10^6$ В/м (виниловая изоляция бытовых электропроводов рассчитана на поля примерно в тысячу раз меньше). Время жизни по отношению к диэлектрическому пробоему определяют при помощи ряда стресс-тестов: при повышенном напряжении (2,0–2,9 В), при повышенной температуре и на тран-

зисторах большей площади. Полученные результаты экстраполируются на реальные размеры и условия работы транзисторов и по спецификациям допустимого тока утечки вычисляется среднее время жизни.

Современная оптическая диагностика кристаллов микросхем использует микрозонд с импульсным лазером инфракрасного диапазона. Луч лазера проходит сквозь подложку кристалла микросхемы с обратной стороны (там, где нет слоев металлизации) и фокусируется на слое стоков-истоков и каналов работающих транзисторов. Слабый отраженный оптический сигнал модулируется в соответствии с изменениями зарядов и напряжений в канале транзистора. Обработанные сигналы с оптического датчика позволяют детально анализировать любой транзистор прямо во время работы микропроцессора. Сканирующий лазерный луч может дать контрастную карту транзисторов на выбранном участке микросхемы с хорошим разрешением.

Другим современным бесконтактным методом анализа полупроводниковых структур спектроскопия с временным разрешением. Переключающиеся транзисторы излучают слабые вспышки инфракрасного света (один фотон испускается примерно за 10 тысяч переключений). Подсчет этих фотонов во времени делает возможным получение осциллограмм работы транзисторов без какого-либо воздействия на транзистор. Здесь возможно достижение пикосекундного разрешения во времени и субмикронного в пространстве.

Основная идея еще одного метода — лазер сканирует по поверхности работающей микросхемы, и когда луч попадает на элемент, работающий в критическом режиме (с малым запасом надежности), тест дает сбой. Тем самым определяются наиболее слабые участки, работа которых с наибольшей вероятностью приведет к сбою микросхемы.

Для устранения обнаруженных дефектов на предварительном этапе отладки широко используется кремниевая микрохирургия. Обычно на чипах микросхем предусматривается некоторое место для размещения незадействованных в основной схеме транзисторов. Предположим, в процессе диагностики обнаружился дефект и моделирование на компьютере показывает, что этот дефект можно устранить, внедрив дополнительный элемент в схему. Тогда для проверки применяется микрохирургия, которая позволяет вставить резервный элемент прямо в основную схему на кристалле, разрезав по необходимости соединения. Для проведения такой операции с обратной стороны кристалла (в подложке) вытравливаются сужающиеся углубления. Точное место травления определяется оптическими методами, причем в процессе травления положение выемки постоянно корректируется. После того как углубление дошло до контакта со схемой, оно металлизировается для образования надежного электрического

контакта. Полученные металлические контакты к разным участкам схемы можно соединить между собой в нужной последовательности, напаяв перемычки с тыльной стороны пластины.

Модифицированная электронная схема кристалла тщательно проверяется заново, и если исправление дефектов прошло успешно, разрабатываются новые фотошаблоны. Если процедура исправления не дала удовлетворительных результатов, операцию можно повторять снова и снова (операция занимает всего несколько часов).

Описанный способ широко применяется при устранении проблем трех уровней:

- ✓ ошибки функционирования;
- ✓ недостаточная производительность;
- ✓ проблемы с энергопотреблением.

В частности, удается достаточно оперативно повысить рабочие частоты кристаллов, снизить потребляемую мощность, увеличить выход годных кристаллов.

Для анализа и устранения проблем энергопотребления применяется инфракрасный микроскоп, который позволяет наблюдать участки повышенного нагрева кристалла в работе (вплоть до отдельных транзисторов). Полученные термомикрограммы используются для поиска мест повышенных утечек в кристалле, наиболее разогревающихся элементов, и для выработки решений по улучшению кристаллов.

Библиографический список

1. Савельев И.В. Курс общей физики: Учебное пособие. В 3-х т. – 3-е изд., испр. – М.: Наука, 1988.
2. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. Учеб. пособие для втузов. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., «Высшая школа», 1977.
3. Физическая энциклопедия в 5 тт. под ред. А.М.Прохорова. М.: Советская энциклопедия.

Конспект лекций

Составители: ГУКАСОВ Александр Степанович
РЕЗВОВ Юрий Герасимович

Редактор Е.М. Туманова

Подписано в печать Формат 60х84^{1/16}
Бумага «Svetocopy». Отпечатано на ризографе.
Усл. печ.л. 2,4. Уч.-изд. л. 2,0. Тираж 50 экз.
Заказ № .

Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева.
Новомосковский институт. Издательский центр
Адрес университета: 125047, Москва, Миусская пл., 9
Адрес института: 301665, Новомосковск, Тульская обл., ул. Дружбы, 8