

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Пензенский государственный университет
архитектуры и строительства»
(ПГУАС)

П.П. Мельниченко

ФИЗИКА

ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕРМОДИНАМИКИ. ОПТИКА И КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ И ТВЁРДЫХ ТЕЛ. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Рекомендовано Редсоветом университета
в качестве учебного пособия
для бакалавров по направлению подготовки
20.03.01 «Техносферная безопасность»

Под общей редакцией
доктора технических наук, профессора Г.И. Грейсуха

Пенза 2016

УДК 53(075.8)
ББК 22.3я73
М48

Рецензенты: кандидат педагогических наук, доцент
Т.В. Ляпина (кафедра «Общая физика
и методика обучения физики», ПГУ);
кандидат технических наук, доцент
Н.А. Очкина (кафедра «Физика и
химия», ПГУАС)

Мельниченко П.П.

М48 Физика: Основы молекулярной физики и термодинамики, Оптика и квантовая природа излучения. Элементы квантовой физики атомов, молекул и твёрдых тел. Элементы физики атомного ядра и элементарных частиц: учеб. пособие по направлению подготовки 20.03.01 «Техносферная безопасность» / П.П. Мельниченко. – Пенза: ПГУАС, 2016. – 320 с.

Кратко и доступно изложен учебный материал по разделам «Основы молекулярной физики и термодинамики», «Оптика и квантовая природа излучения», «Элементы квантовой физики атомов, молекул и твёрдых тел», «Элементы физики атомного ядра и элементарных частиц», программы курса «Физика».

Учебное пособие подготовлено на кафедре «Физика и химия» с учётом компетентностного подхода к процессу обучения и предназначено для усвоения, закрепления и повторения пройденного материала на лекциях, подготовки к экзаменам и использования на лабораторных и практических занятиях по направлению подготовки 20.03.01 «Техносферная безопасность». Может быть полезно при обучении на подготовительных отделениях и курсах, в учреждениях общего и среднего образования: гимназиях, лицеях, колледжах, школах.

© Пензенский государственный университет
архитектуры и строительства, 2016

© Мельниченко П.П., 2016

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее учебное пособие «Физика: Основы молекулярной физики и термодинамики; Оптика и квантовая природа излучения; Элементы квантовой физики атомов, молекул и твёрдых тел; Элементы физики атомного ядра и элементарных частиц» разработано в соответствии с программой курса «Физика» ФГОС ВО третьего поколения для направления подготовки 20.03.01 «Техносферная безопасность» и имеет целью совершенствование компетенций как в процессе овладения студентами знаниями о явлениях природы в вузе, так и в последующей профессиональной и научной деятельности.

Учебное пособие составлено из четырёх разделов: «Основы молекулярной физики и термодинамики»; «Оптика и квантовая природа излучения»; «Элементы квантовой физики атомов, молекул и твёрдых тел»; Элементы физики атомного ядра и элементарных частиц. В конце каждого раздела приводятся контрольные вопросы.

Материал, включённый в пособие, изложен без громоздких математических выкладок. Особое внимание обращено на описание физической сути явлений, а также на преемственность современной и классической физики.

В конце пособия изложены основные уравнения, описывающие суть физических величин и связи их друг с другом на основе законов.

Рассмотрены основные физические величины и понятия, даны толкования физических законов, приведены основные уравнения, отслежена логическая связь между рассматриваемыми физическими явлениями. Отбор содержания материала и его изложение (одна страница – одна тема) нацелен на быстрое усвоение сути изучаемого материала, восстановление в памяти необходимой информации при его повторении и закреплении.

Учебное пособие позволяет осуществлять процесс обучения и учения на основе компетентностного, личностно-ориентированного подхода.

Систематическая работа с пособием, как в аудитории, так и во внеаудиторное время способствует формированию у студентов:

знаний фундаментальных законов физики;

умений правильно применять законы физики для анализа и решения физических задач; самостоятельно работать с учебной, научной и справочной литературой; осуществлять самооценку и самоанализ на основе самопроверки в процессе выполнения заданий.

Работа с учебным пособием в аудитории под руководством преподавателя в коллективе с другими студентами позволяет **овладеть** способностью к коммуникации в устной и письменной формах; способностью работать в коллективе.

Внеаудиторная работа (самостоятельное решение задач различного уровня сложности) позволяет **овладеть** способностью к самоорганизации и самообразованию; навыками работы с дополнительной литературой.

Успешное освоение физических и теоретических основ молекулярной физики и термодинамики, оптики и квантовой природы излучения, элементов квантовой физики атомов, молекул и твёрдых тел, элементов физики атомного ядра и элементарных частиц позволит выпускнику-бакалавру:

владеть научными основами управления процессами в области техносферной безопасности;

уметь применять систему фундаментальных знаний (математических, естественнонаучных, инженерных и экономических) для идентификации, формулирования и решения технических и технологических проблем в области техносферной безопасности.

Для эффективного усвоения содержания физики в тексте учебного пособия наиболее важные положения и термины, а также формулировки законов и формулы выделены **жирным шрифтом** и **курсивом**.

ВВЕДЕНИЕ

Физика изучает наиболее простые и вместе с тем наиболее общие формы движения материи и их взаимные превращения путём введения физических величин.

Материя – это окружающий нас мир и всё объективно существующее вокруг нас. Существование материи в виде вещества и поля обнаруживается человеком посредством ощущений.

Движение – неотъемлемое свойство материи и способ её существования. Движение в природе связано с всевозможными изменениями материи, начиная от простых перемещений в геометрическом пространстве к более сложным движениям в виде процессов мышления.

Механическая, тепловая и другие виды движения материи присутствуют во всех высших и более сложных формах движения материи (химических, биологических и т.д.), отнесенных к предметам изучения других наук (химии, биологии и др.).

По современным представлениям все взаимодействия в природе осуществляются посредством силовых полей.

Поле наряду с веществом является одной из форм существования материи. Физика изучает гравитационные, электромагнитные, ядерные и слабые поля. Одной из важных проблем современной физики является решение задачи по объединению полей в единое поле. Если эта задача будет решена, то это позволит найти элементарные материальные объекты, из которых было построено мироздание на начальной стадии его формирования.

Физические законы следует рассматривать как устойчивые и повторяющиеся объективные закономерности, существующие в природе. Законы обязательно подтверждаются на опытах и описываются различными по форме уравнениями для физических величин.

Опыты – это наблюдение исследуемых явлений в точно учитываемых условиях, позволяющих проследить за их ходом и воспроизводством при повторении заданных условий.

Гипотеза – научное предположение, которое выдвигается для объяснения физического явления. Гипотеза превращается в достоверную научную теорию после её проверки на опыте и теоретических обоснований.

Физика – связана с другими естественными науками и отраслями естествознания (астрономия, геология, химия, биология и др.),

– создала ряд новых смежных дисциплин (астрофизика, геофизика, физическая химия, биофизика и др.)

– заложила основы всех технических наук,

– является базой для создания новых отраслей техники (электронная техника, ядерная техника и др.).

Открытия в области физики и их философское обобщение формируют научное мировоззрение.

Физика, рассматривая природу как объективную реальность существующую независимо от сознания человека, изучает процессы и явления объективно существующие в неорганической природе и представляющие собой различные движения вещества и поля:

- пространственное перемещение материальных объектов;
- движение элементарных частиц и полей – электромагнитные, гравитационные, сильные и слабые взаимодействия, процессы превращения элементарных частиц и др.;
- движение и превращение атомов и молекул, включающее в себя химические реакции;
- изменения в структуре макроскопических тел – тепловые процессы, изменение агрегатных состояний, звуковые колебания и другое;
- геологические процессы;
- изменение космических систем различных размеров: планет, звезд, галактик и их скоплений.

Вещество и поле связаны друг с другом и образуют физическое пространство, в котором протекают все физические явления.

В классической механике движение любого тела полностью определено для всех моментов времени, если для какого-либо момента времени, который может быть выбран в качестве начального, заданы одновременно его положение в пространстве и импульс. Таким образом, движение в классической механике предполагается строго детерминированным.

Однако эти представления не могут быть полностью перенесены на движение микрообъектов – частиц, масса которых сравнима с массой атомов или еще меньше её. Их движение описывается вероятностными волновыми соотношениями и носит статистический характер. Последнее означает, что движение отдельных частиц не подчиняется законам классической механики и в этом смысле не детерминировано. Определенные выводы и предсказания о движении таких частиц можно сделать при наблюдениях за поведением либо коллектива частиц, либо отдельной частицы в течение достаточно большого промежутка времени.

Квантовый статистический характер движения микрочастиц приводит к тому, что на описание их движения в терминах классической механики наложены определенные ограничения.

Развитие физики в XX в. и переход от классической физики к современной происходили по двум направлениям. С одной стороны, выяснилось, что законы классической механики справедливы только для медленных по сравнению со скоростью с движений. Созданная трудами Эйнштейна (1879-1955) теория (так называемая специальная теория относительности, или классическая релятивистская механика) явилась

обобщением классической механики Ньютона (1642–1727) на случай сколь угодно больших скоростей, вплоть до предельной скорости движения равной скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

С другой стороны, стало бесспорным, что классическая механика совершенно непригодна для описания движения электронов в атомах и взаимодействия электромагнитного излучения с веществом.

Квантовая механика, заложенная в работах Планка (1858-1947) и Бора (1885-1962), а затем развитая де Бройлем (род. 1892 г.), Гейзенбергом (род. 1901 г.) и Шредингером (1887-1960), явилась обобщением нерелятивистской классической механики и стала пригодной для описания процессов в микромире.

Поэтому для описания свойств микрочастиц должна применяться релятивистская квантовая теория. Создателем релятивистской квантовой теории является английский физик Дирак (род. 1902 г.) и другие исследователи. Развитие релятивистской квантовой теории до сих пор ещё не завершено.

Бурный темп развития физики и связь её с техникой указывает на значительную роль курса физики. По этой причине курс физики – это фундаментальная база для теоретической подготовки бакалавров, магистров и инженеров, без которой нельзя обеспечить их успешную деятельность.

1. ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕРМОДИНАМИКИ

1.1. Молекулярно-кинетическая теория идеальных газов

В разделах физики «Молекулярная физика» и «Термодинамика» изучаются макроскопические процессы в твёрдых, жидких и газообразных веществах (телах) состоящих из огромного числа атомов (молекул) $N > 10^{23}$.

Молекулярная физика анализирует строение и свойства вещества (тела) исходя из молекулярно-кинетических представлений.

Основными её положениями являются:

1. *Вещество имеет зернистую структуру: оно состоит из молекул (атомов). В одном моле любого вещества (тела) независимо от его агрегатного состояния содержится $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ молекул. Число N_A называется числом Авогадро.*

Число Авогадро играет роль своеобразного мостика между макро- и микрохарактеристиками вещества (тела). Пользуясь им можно выразить через плотность и массу молекулы (атома) вещества такую микрохарактеристику вещества, как среднее расстояние между молекулами (атомами) вещества.

2. *Молекулы (атомы) в веществе находятся в непрерывающемся тепловом движении.*

3. *Характер теплового движения молекул (атомов) зависит от характера их взаимодействия друг с другом и изменяется при переходе вещества (тела) из одного агрегатного состояния в другое.*

4. *Интенсивность теплового движения молекул (атомов) зависит от внутренней энергии вещества (тела) U характеризуемой абсолютной температурой T .*

5. *С точки зрения молекулярно-кинетической теории полная энергия вещества (тела) является суммой следующих слагаемых:*

$$E = E_K + \Pi + U ,$$

где E_K – кинетическая энергия вещества (тела) как целого;

Π – потенциальная энергия вещества (тела) как целого в некотором внешнем силовом поле;

U – внутренняя энергия вещества (тела) связанная с тепловым движением молекул (атомов).

Учёт внутренней энергии вещества (тела) при анализе различных энергетических балансов является характерной чертой молекулярно-кинетической теории.

Таким образом, согласно молекулярно-кинетических представлений все вещества (тела) содержат огромное число малых структурных элементов в виде атомов, молекул, а также ионов и электронов.

В твёрдых веществах элементы расположены относительно друг друга упорядочено. В жидких и газообразных (плазменных) веществах данный порядок нарушается и элементы участвуют в непрерывном беспорядочном хаотическом движении.

Термодинамика не учитывает наличие структурных элементов, а изучает общие свойства макроскопических систем в состоянии термодинамического равновесия, а также процессы перехода между этими состояниями.

Замечание. «Молекулярная физика» и «Термодинамика» взаимно дополняют друг друга и отличаются только лишь разными методами исследования.

Основой молекулярной физики является статистический метод исследования.

Статистический метод исследования анализирует системы (газ, плазма), состоящие из большого числа частиц (атомов, молекул, ионов, электронов) и оперирует статистическими (вероятностными) закономерностями, позволяющими оценивать средние значения физических величин характеризующих всю совокупность частиц.

Примерами являются наиболее вероятная скорость v_B , среднеквадратичная скорость $\langle v_{KB} \rangle$, среднее значение скорости теплового движения частиц (атомов, молекул) $\langle v \rangle$ и среднее значение энергии частиц (атома или молекулы) $\langle \epsilon \rangle$.

Основой термодинамики является термодинамический метод исследования.

Термодинамический метод исследования рассматривает различные вещества как сплошные среды и системы, состоящие из большого числа частиц (атомов, молекул и оперирует на основе законов физическими величинами, характеризующими систему в целом.

Типичными примерами физических величин в термодинамике являются давление p , объём V и температура T газа (плазмы). Микроструктура (зернистость в виде атомов или молекул) и совершающиеся в системе микропроцессы в термодинамике не рассматриваются. И этим термодинамический метод отличается от статистического метода исследования.

Открытые термодинамические системы – это совокупности макроскопических веществ (тел), которые взаимодействуют и обмениваются энергией и веществом между собой и с другими внешними веществами (внешними телами).

Замкнутые термодинамические системы не обмениваются с внешней средой ни энергией, ни веществом.

Термодинамические параметры (параметры состояния) – это совокупность физических величин, характеризующих свойства термодинамической системы. Обычно в качестве параметров состояния системы выбирают давление p , объем V и температуру T .

Термодинамическим процессом считается любое изменение в термодинамической системе, которое связано с изменением хотя бы одного из параметров состояния системы T , p или V .

Термодинамическое равновесие в системе существует при условии, что её состояние с течением времени не меняется. При этом предполагается, что внешние условия в рассматриваемой системе не изменяются.

Абсолютная температура T – важный термодинамический параметр вещества (тела):

1. Абсолютная температура T одно из основных понятий, которое используется не только в термодинамике, но и в физике в целом.

2. Абсолютная температура T является физической величиной характеризующей состояние термодинамического равновесия макроскопической системы.

3. Изучение пространственного распределения абсолютной температуры $T = T(\vec{r})$ в веществе (среде) определяет направление, в котором происходит теплообмен между его областями.

Закон Бойля – Мариотта. Закон Авогадро. Закон Дальтона

По закону Бойля – Мариотта при постоянной температуре газа $T = \text{const}$ произведение давления газа на его объём есть величина постоянная для данной массы газа:

$$pV = \text{const} .$$

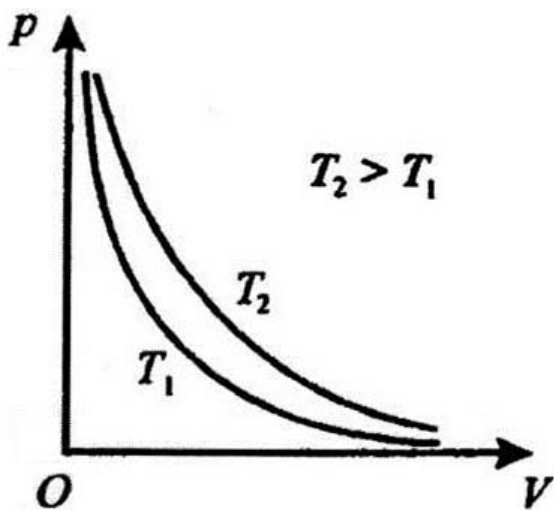


Рис.1

Кривая зависимости давления от объёма газа $p = \frac{\text{const}}{V}$ при постоянной температуре (рис. 1) называется изотермой.

Изотермы – гиперболы расположены на указанном рисунке в соответствии неравенством температур $T_2 > T_1$. Поэтому чем больше температура газа, тем выше расположена на графике изотерма.

По закону Авогадро моли любых газов при одинаковых температуре и давлении занимают одинаковые объемы.

При нормальных условиях этот объем равен $V_m = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль}$.

Количество вещества ν – это физическая величина, определяющая число специфических структурных элементов (атомов, молекул, ионов, электронов) из которых состоит вещество. Единица количества вещества 1 моль.

Количество вещества системы, содержащей столько же структурных элементов, сколько содержится в нуклиде углерода $^{12}_6\text{C}$ массой 0,012 кг, равно числу Авогадро: $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$.

В одном моле различных веществ содержится одно и то же число молекул равное числу Авогадро N_A и поэтому число структурных элементов, содержащихся в массе вещества (среды) m , равно

$$N = \frac{m}{\mu} N_A = \frac{m}{\mu} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1},$$

где μ – молекулярная масса структурных элементов вещества (среды). Единицей молекулярной массы вещества является 1 кг/моль.

По закону Дальтона давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений газов, входящих в состав смеси:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n.$$

Парциальные давления газа p_1, p_2, \dots, p_n – это такие давления, которые оказывали бы газовые смеси, если бы они занимали объем, равный объему смеси V при той же температуре T .

Закон Гей-Люссака

По закону Гей-Люссака объем постоянной массы газа $m = \text{const}$ при постоянном давлении $p = \text{const}$ изменяется (рис.2) по линейному закону в зависимости от температуры по шкале Цельсия t в $^\circ\text{C}$:

$$V = V_0(1 + \alpha t),$$

где V_0 – объем газа при температуре $t = 0 \text{ } ^\circ\text{C}$, постоянный коэффициент $\alpha = 1/273 \text{ K}^{-1}$.

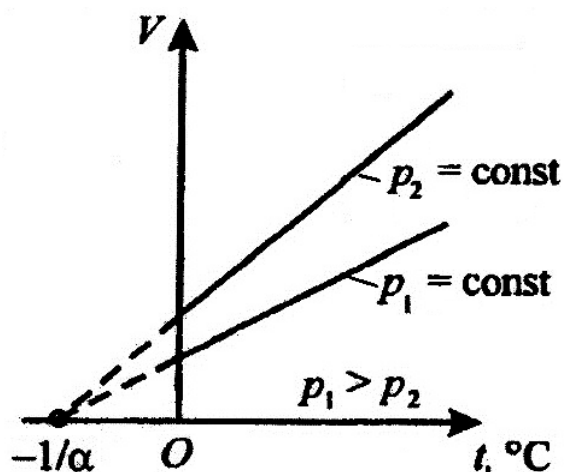


Рис.2

Процесс, протекающий при постоянном давлении, называется *изобарным*. На диаграмме в координатах V, t этот процесс изображается прямой, называемой *изобарой*.

По закону Шарля давление постоянной массы газа $m = \text{const}$ при постоянном его объеме $V = \text{const}$ изменяется по линейному закону в зависимости от температуры по шкале

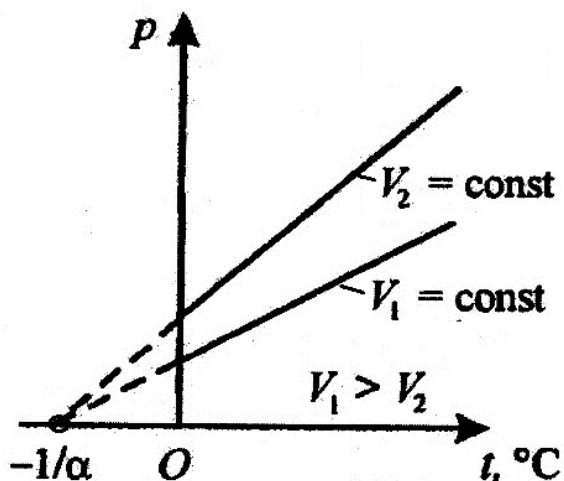


Рис.3

Цельсия $t^\circ\text{C}$ (рис.3):

$$p = p_0(1 + \alpha t),$$

где p_0 – давление газа при температуре $t = 0^\circ\text{C}$, постоянный коэффициент $\alpha = 1/273\text{K}^{-1}$.

Процесс, протекающий при постоянном объеме, называется *изохорным*. На диаграмме в координатах p, t он изображается прямой, называемой *изохорой*.

Из обоих рисунков следует, что изобары и изохоры пересекают ось температур в точке $t = -1/\alpha = -273^\circ\text{C}$. Если начало отсчёта сместить в эту точку, то происходит переход к шкале абсолютных температур Кельвина (рис.4).

$$T = t + 1/\alpha \text{ или } T = t + 1/\alpha = t + 273(^{\circ}\text{K}).$$



Рис.4

Закон Гей-Люссака и Шарля с учётом термодинамической шкалы температур T записывается в формах

1. $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$ при $p = \text{const}$ и $m = \text{const}$,
2. $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$ при $V = \text{const}$, $m = \text{const}$.

Уравнение Клапейрона – Менделеева является уравнением состояния идеального газа. Оно получено путём объединения законов Бойля – Мариотта и Гей-Люссака.

Изотермический процесс изменения давления и объёма газа при температуре T_1 и изохорный процесс изменения давления за счёт уменьшения температуры от T_1 до T_2 (рис.5) описывают соотношения:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 \text{ и } \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Исключая из них давление p_1' можно получить $\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}$.

Поскольку состояния газа 1 и 2 выбраны произвольно, то последнее соотношение Клапейрон записал в виде

$$\frac{pV}{T} = B = \text{const},$$

где B – постоянная величина зависящая от природы газов.

Данное соотношение является уравнением Клапейрона.

Уравнение Клапейрона – Менделеева

Уравнение Клапейрона – Менделеева получено путём объединения уравнения Клапейрона с законом Авогадро. Для этого уравнение записывалось для 1 моля газа и использовался молярный объем газа V_m .

Согласно закону Авогадро при одинаковых давлениях p и температурах T моли всех газов занимают одинаковый молярный объем V_m . При таких условиях постоянная B будет одинакова для всех газов. Поэтому уравнение Клапейрона – Менделеева для моля газа приобретает вид:

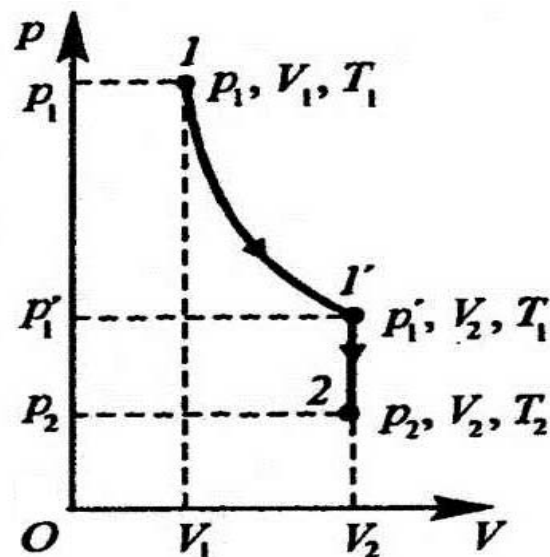


Рис.5

$$pV_m = RT,$$

где $R=8,31$ Дж/(моль·К) – универсальная молярная газовая постоянная.

Уравнение Клапейрона – Менделеева для любого числа молей газа

$\nu = \frac{m}{\mu}$ записывают с учётом объёма $V = \frac{m}{\mu} \cdot V_m$ в форме

$$pV = \frac{m}{\mu} RT = \nu RT,$$

где $\nu = m / \mu$ – количество вещества;

μ – молярная масса (масса 1 моля вещества).

Уравнение состояния газа получают с помощью постоянной Больцмана k , оцениваемой из уравнения

$$k = R / N_A = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К.}$$

Для этой цели уравнение записывают в виде

$$p = RT / V_m = kN_A T / V_m = nkT ,$$

где $n = N / V = mN_A / \mu V = N_A / V_m$ – концентрация атомов молекул.

Таким образом давление газа p определяется из уравнения состояния газа

$$p = nkT .$$

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории (МКТ)

Основное уравнение МКТ записывают в виде

$$p = \frac{1}{3} nm_0 \langle v_{\text{KB}} \rangle^2 ,$$

где p – давление газа;

n – концентрация молекул;

m_0 – масса одной молекулы;

$\langle v_{\text{KB}} \rangle^2$ – квадратичная скорость молекул.

Учитывая, что $n = N / V$ получают

$$pV = \frac{1}{3} Nm_0 \langle v_{\text{KB}} \rangle^2 = \frac{2}{3} N \frac{m_0 \langle v_{\text{KB}} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3} E ,$$

где E – суммарная кинетическая энергия поступательного движения всех молекул газа.

Учитывая, что масса газа $m = Nm_0$ основное уравнение МКТ записывают в виде:

$$pV = \frac{1}{3} m \langle v_{\text{KB}} \rangle^2 .$$

Для одного моля газа (когда масса газа $m = \mu$) и учёте молярного объёма V_m данное уравнение приобретает вид

$$pV_m = \frac{1}{3} M \langle v_{\text{KB}} \rangle^2 .$$

Средняя квадратичная скорость молекул оценивается с учётом того, что в объёме V имеется N молекул движущихся со скоростями $v_1, v_2, v_3, \dots, v_N$

$$\langle v_{\text{KB}} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2} .$$

Согласно уравнению Клапейрона – Менделеева $pV_m = RT \rightarrow RT = \frac{1}{3}M\langle v_{\text{KB}} \rangle^2$.

Таким образом, средняя квадратичная скорость определяется из уравнения

$$\langle v_{\text{KB}} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}},$$

где $k = R / N_A$ – постоянная Больцмана.

Средняя кинетическая энергия поступательного движения одной молекулы идеального газа определяется из уравнения

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{m_0 \langle v_{\text{KB}} \rangle^2}{2} = \frac{3}{2}kT.$$

Это уравнение, записываемое в форме

$$T = \frac{2}{3} \langle \varepsilon_0 \rangle,$$

устанавливает молекулярно-кинетическое толкование абсолютной температуры вещества (среды) T .

Таким образом, абсолютная температура вещества (среды) T – это мера средней кинетической энергии поступательного движения молекул идеального газа.

Закон Максвелла о распределении молекул идеального газа по скоростям

Закон о распределении молекул идеального газа по скоростям был установлен Максвеллом на основе четырёх предположений:

1. Газ состоит из большого числа N одинаковых молекул.
2. Температура газа постоянна $T = \text{const}$.
3. Молекулы газа совершают тепловое хаотическое движение.
4. На газ не действуют силовые поля (поле силы тяготения и др.).

Функция распределения молекул по скоростям определяет относительное число молекул $dN(v) / N$, скорости которых лежат в интервале от v до $v + dv$:

$$f(v) = \frac{dN(v)}{Ndv}.$$

По закону Максвелла функция распределения молекул идеального газа по скоростям записывается в виде

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-m_0 v^2 / 2kT}.$$

Форма функции $f(v)$ зависит от рода газа (m_0 – масса молекулы) и от параметра состояния газа (от температуры T).

Графики функции $f(v)$ для различных температур T_1 и T_2 изображены на рис.6.

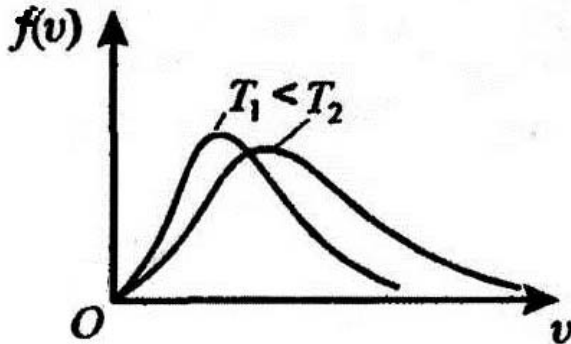


Рис.6

Скорость, при которой функция $f(v)$ имеет максимальное значение, была названа наиболее вероятной скоростью v_B .

Исследуя функцию $f(v)$ на максимум приравняем первую производную по скорости к нулю $\frac{df(v)}{dv} = 0$ и получаем уравнение для

наиболее вероятной скорости в виде

$$v_B = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}.$$

Из этого уравнения следует (см. графики на рис. 6), что с повышением температуры от T_1 до T_2 максимум $f_2(v)$ смещается вправо и скорость v_B увеличивается.

Общее число частиц газа не изменяется. Поэтому с повышением температуры от T_1 до T_2 площади, ограниченные под кривыми линиями $f_1(v)$ и $f_2(v)$ одинаковые и поэтому максимальное значение $f_2(v)_{\text{макс}}$ уменьшается.

Средняя скорость атомов (молекул) газа $\langle v \rangle$ оценивается из уравнения

$$\langle v \rangle = \int_0^{\infty} v f(v) dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}.$$

Барометрическая формула. Распределение Больцмана

Барометрическая формула описывает изменение давления газа в атмосфере в зависимости от высоты h над поверхностью Земли при условии, что поле тяготения однородное (ускорение силы тяжести g не зависит от h), температура постоянна и масса всех молекул одинаковая.

Если атмосферное давление на высоте h равно p , то на высоте $h + dh$ оно равно $p + dp$ (при $dh > 0, dp < 0$, так как давление высотой убывает). Разность давлений p и $p + dp$ равна весу газа, заключенного в объеме цилиндра высотой dh с основанием площадью равной единице площади:

$$p - (p + dp) = \rho g dh \rightarrow dp = -\rho g dh,$$

где ρ – плотность газа на высоте h .

Учитывая, что $\rho = m/V$, а $pV = (m/\mu)RT$ (m – масса газа; μ – молярная масса газа), получаем

$$dp = -\frac{\mu g}{RT} p dh \rightarrow \frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh.$$

С изменением высоты от h_1 до h_2 давление изменяется от p_1 до p_2 , поэтому, интегрируя

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} \int_{h_1}^{h_2} dh,$$

получаем барометрическую формулу в виде уравнения

$$p_2 = p_1 e^{-Mg(h_2-h_1)/(RT)}.$$

Распределение Больцмана описывает изменение концентрации n или потенциальной энергии Π молекул атмосферного газа от высоты h над поверхностью Земли

Обычно высоты h определяются относительно уровня моря, то барометрическую формулу можно записать в виде

$$p = p_0 e^{-\mu gh/(RT)},$$

где p – давление на высоте h .

Используя уравнение состояния газа $p = nkT$, получаем:

$$n = n_0 e^{-\mu gh/(RT)},$$

где n – концентрация молекул на высоте h ; n_0 – то же, на высоте $h = 0$.

Учитывая, что $\mu = m_0 N_A$ (m_0 – масса одной молекулы; N_A – постоянная Авогадро) и $R = kN_A$, получаем распределение Больцмана

$$n = n_0 e^{-m_0 gh/(kT)} \rightarrow n = n_0 e^{-\Pi/(RT)},$$

где $\Pi = m_0 gh$ – потенциальная энергия молекулы в поле тяготения Земли.

Из последнего уравнения следует, что при постоянной температуре плотность атмосферного газа большая в тех областях, где меньше потенциальная энергия его молекул.

Средняя длина свободного пробега молекул. Некоторые опыты, подтверждающие МКТ

Средняя длина свободного пробега молекул $\langle l \rangle$ – это путь, который в среднем проходят молекулы между двумя последовательными столкновениями.

За время равное 1 с молекула проходит в среднем путь, определяемый средней арифметической скоростью $\langle v \rangle$. Поэтому средняя длина свободного пробега молекул $\langle l \rangle$ с учётом среднего числа столкновений $\langle z \rangle$, испытываемых одной молекулой газа за 1 с равна

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}.$$

Используем уравнение для среднего числа столкновений в форме $\langle z \rangle = \sqrt{2} \pi d^2 n \langle v \rangle$ (d – эффективный диаметр молекулы) и получаем уравнение для средней длины свободного пробега молекул

$$\langle l \rangle = 1 / (\sqrt{2} \pi d^2 n).$$

Эффективный диаметр молекулы d – это минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул.

Диаметры молекул d для различных газов представлены в таблицах.

Броуновское движение подтверждает вывод молекулярно-кинетической теории о существовании хаотического теплового движения атомов и молекул.

Любые частицы малых размеров (порядка $\approx 10^{-6}$ м = 1 мкм), взвешенные в газе или жидкости, совершают сложное зигзагообразное движение, названное броуновским. Броуновское движение взвешенных частиц вызывается ударами молекул среды, в которой частицы взвешены.

Опыт Штерна позволяет оценивать распределение молекул по скоростям $f(v)$.

Штерн проводил опыт на установке, состоящей из двух цилиндров. Вдоль оси внутреннего цилиндра с щелью была натянута платиновая проволока, покрытая слоем серебра и нагреваемая током при откачанном воздухе. При нагревании серебро испаряется. Атомы серебра, вылетая через щель, попадали на внутреннюю поверхность второго цилиндра, давая изображение щели.

Если прибор привести во вращение вокруг общей оси цилиндров, то атомы серебра осядут не против щели, а сместятся на некоторое расстояние s . Изображение щели получается размытым. Исследования толщины осажденного слоя, позволили Штерну оценить распределение молекул по скоростям и установить, что оно соответствует максвелловскому распределению.

Явления переноса

Явления переноса – это необратимые процессы в термодинамически неравновесных системах. В таких системах происходит пространственный перенос в пространстве тепловой энергии Q , массы m и импульса p .

1) *Теплопроводность в газе обусловлена переносом тепловой энергии Q .*

Перенос энергии в форме теплоты описывается законом Фурье:

$$\vec{j}_Q = -\lambda \frac{dT}{dx},$$

где $j_Q = \frac{Q}{St}$ – плотность теплового потока, определяемая энергией, переносимой в форме теплоты в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси x ;

λ – теплопроводность газа;

$\frac{dT}{dx}$ – градиент температуры, равный скорости изменения температуры вещества (среды) на единицу длины x в направлении нормали к этой площадке.

Знак минус указывает, что тепловая энергия Q переносится в пространстве в направлении убывания температуры $\Delta T < 0$.

Теплопроводность газа определяется из уравнения

$$\lambda = \frac{1}{3} c_V \rho \langle v \rangle \langle l \rangle,$$

где c_V – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме;

ρ – плотность газа (жидкости);

$\langle v \rangle$ – средняя скорость теплового движения молекул;

$\langle l \rangle$ – средняя длина свободного пробега.

Процесс теплопроводности возникает и продолжается до тех пор, пока существует градиент температуры $\frac{dT}{dx} > 0$ или $\frac{d\rho}{dx} > 0$.

2) Диффузия в газе обусловлена переносом массы газа m .

Явление диффузии для химически однородного газа подчиняется закону Фика:

$$j_m = -D \frac{d\rho}{dx},$$

где $j_m = \frac{m}{St}$ – плотность потока массы, определяемая массой вещества, диф-

фундирующего в единицу времени через единичную площадку перпендикулярную оси x ;

D – коэффициент диффузии;

$\frac{d\rho}{dx}$ – градиент плотности, равный скорости изменения плотности на

единицу длины x в направлении нормали к этой площадке.

Знак минус показывает, что перенос массы m происходит в направлении убывания плотности газа $\Delta \rho < 0$.

Коэффициент диффузии согласно кинетической теории газов равен:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle.$$

Процесс диффузии возникает и продолжается до тех пор, пока существует градиент плотности $\frac{d\rho}{dx} > 0$ или $\frac{d\rho}{dx} < 0$.

В течение диффузионного процесса происходит:

- самопроизвольное проникновение и перемешивание частиц у двух соприкасающихся газов, жидкостей и твердых тел;
- обмен масс частиц газов, жидкостей и твердых тел.

Внутреннее трение (вязкость) в идеальных газах или жидкостях не существует.

Внутреннее трение (вязкость) в реальных газах или жидкостях обусловлено явлениями переноса импульса от одного слоя газа или жидкости к другому. В идеальных газах и жидкостях перенос импульса отсутствует.

Механизм возникновения внутреннего трения описывается существованием обмена молекулами между параллельными слоями газа (жидкости), движущимися с различными скоростями. Этот обмен возникает из-за их хаотического теплового движения.

В результате такого обмена импульс слоя, движущегося быстрее, уменьшается, а движущегося медленнее – увеличивается. Данное явление приводит к торможению слоя, движущегося быстрее, и ускорению слоя, движущегося медленнее.

Взаимодействие двух слоев газа или жидкости согласно второму закону Ньютона можно рассматривать как процесс, при котором от одного слоя к другому в единицу времени передается импульс, который по модулю равен действующей силе.

Внутреннее трение по закону Ньютона описывает уравнение

$$j_p = \eta \frac{dv}{dx},$$

где j_p – плотность потока импульса, определяемая полным импульсом, переносимым в единицу времени в положительном направлении оси x через единичную площадку, перпендикулярную оси x ;

η – динамическая вязкость в газе или жидкости;

$\frac{dv}{dx}$ – градиент скорости.

Знак минус в уравнении указывает, что импульс переносится в направлении убывания скорости $\Delta v < 0$.

С учётом молекулярно-кинетической теории газов и жидкостей динамическая вязкость η определяется из уравнения

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle.$$

Законы Фурье, Фика и Ньютона были установлены задолго до того, как они были обоснованы и выведены из молекулярно-кинетической теории.

Эта теория установила, что внешнее сходство математических уравнений для трёх законов обусловлено общностью лежащего в основе явлений теплопроводности, диффузии и внутреннего трения молекулярного механизма перемешивания молекул в процессе их хаотического движения и столкновений друг с другом.

Закономерности, описанные выше для всех явлений переноса, сходны между собой и уравнения для коэффициентов переноса (коэффициент теплопроводности λ , коэффициент диффузии D и коэффициент внутреннего трения η) связаны с характеристиками теплового движения молекул $\langle v \rangle$ и $\langle l \rangle$.

Кроме уравнений для коэффициентов λ , D и η были установлены зависимости между ними в следующих формах:

$$\eta = \rho D \text{ и } \lambda = \eta c_V.$$

Контрольные вопросы

1. По какой причине термодинамический и статистический (молекулярно-кинетический) методы исследования макроскопических систем качественно различны, но взаимно дополняют друг друга?

2. Перечислите и разъясните физическую суть термодинамических величин и параметров, характеризующих макроскопические системы.

3. Объясните закон Бойля – Мариотта с точки зрения молекулярно-кинетической теории.

4. Какие уравнения для термодинамических параметров описывают изобарные и изохорные процессы?

5. Разъясните физический смысл постоянной Авогадро и числа Лошмидта.

6. Оцените объём занимаемый 1 молем водорода при некотором значении температуры T и давления p при условии, что азот при таких же параметрах занимает объём 20 л.

7. Сформулируйте на основе молекулярно-кинетических представлений понятия «давление газа» и «термодинамическая температура».

8. В чем заключается содержание основного уравнения молекулярно-кинетической теории газов и какую цель достигают при его выводе?

9. Разъясните физический смысл понятий «функция распределения молекул по скоростям» и «функция распределения молекул по энергиям».

10. Как преобразовать уравнение для максвелловской функции распределения молекул по скоростям в уравнение для максвелловской функции распределения по энергиям?

11. Каким образом определяется наиболее вероятная скорость молекул и средняя скорость молекул?

12. Во сколько раз и как изменится средняя скорость движения молекул при замене газа кислорода на водород?

13. Разъясните физический смысл понятия «функция распределения Больцмана».

14. Запишите уравнение для средней длины свободного пробега молекул и объясните по какой причине данная величина зависит от абсолютной температуры газа?

15. Оцените изменение средней длины свободного пробега молекул при увеличении давления.

16. Перечислите явления переноса в среде. В чем состоит их физическая сущность и при каких условиях они возникают?

17. Разъясните физическую сущность законов Фурье, Фика и Ньютона.

18. Каков физический механизм теплопроводности ультраразреженных газов?

1.2. Основы термодинамики

Внутренняя энергия. Число степеней свободы

С точки зрения молекулярно-кинетической теории полная энергия E вещества (среды) является суммой следующих слагаемых:

$$E = E_K + E_{II} + U,$$

где E_K – кинетическая энергия вещества (среды) как целого объекта;

E_{II} – потенциальная энергия вещества (среды) как целого объекта помещенного в некоторое внешнее силовое поле;

U – внутренняя энергия связанная с тепловым движением атомов (молекул) вещества (среды) и энергией силового поля их взаимодействия друг с другом.

Внутренняя энергия термодинамической системы U' определяется суммой энергии хаотического (теплового) движения микрочастиц системы (молекул, атомов, электронов, ядер и т.д.) U и энергии силового поля взаимодействия этих микрочастиц друг с другом E_{II} .

$$U' = U + E_{II}.$$

Внутренняя энергия U' однозначная функция термодинамического состояния системы. В каждом состоянии система обладает определенной внутренней энергией U' . Величина U' не зависит от того, как система пришла в данное состояние.

Кинетическая энергия движения термодинамической системы (в виде вещества находящегося в газообразном состоянии) как целого объекта E_K

и потенциальная энергия этой системы во внешних силовых полях $E_{\text{п}}$ не учитывается. Поэтому внутренняя энергия вещества, находящегося в газообразном состоянии, определяется энергией теплового движения атомов и молекул вещества (среды) U .

При переходе системы из одного состояния 1 в другое 2 изменение внутренней энергии ΔU_{12} оценивается разностью значений внутренней энергии этих состояний

$$\Delta U_{12} = U_2 - U_1.$$

Изменение внутренней энергии термодинамической системы ΔU_{12} не зависит от пути её перехода из одного состояния 1 в другое 2.

Число степеней свободы определяется числом независимых переменных, полностью определяющих положение термодинамической системы в пространстве (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

Газ		одноатомный	двухатомный	многоатомный
	Модель молекулы			
Число степеней свободы	поступательных	3	3	3
	вращательных	—	2	3
	всего	3	5	6

Закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул

Закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул указывает:

1. Независимо от общего числа степеней свободы молекул три степени их свободы всегда поступательные.

2. Ни одна из поступательных степеней свободы не имеет преимущества перед другими. Поэтому на каждую из них приходится в среднем

$$\text{одинаковая энергия } \langle \varepsilon_i \rangle = \frac{\langle \varepsilon_0 \rangle}{3} = \frac{1}{2} kT.$$

Закон Больцмана о равномерном распределении энергии описывает свойства статистической системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия:

1. На каждую поступательную и вращательную степени свободы приходится в среднем кинетическая энергия равная

$$\langle \varepsilon_{\text{ипост}} \rangle = \langle \varepsilon_{\text{ивращ}} \rangle = \frac{1}{2} kT .$$

2. На каждую колебательную степень свободы приходится в среднем энергия равная

$$\langle \varepsilon_{\text{икол}} \rangle = kT .$$

Колебательная степень свободы «обладает» вдвое большей энергией потому, что на неё приходится не только кинетическая энергия (как в случае поступательного и вращательного движений), но и потенциальная. Причем средние значения кинетической и потенциальной энергий одинаковы.

Средняя энергия молекулы определяется из уравнения

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kT ,$$

где i – сумма числа поступательных, числа вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы:

$$i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{колеб}} .$$

Внутренняя энергия 1 моля идеального газа при учёте отсутствия взаимодействия между его молекулами определяется суммированием кинетических энергий молекул, содержащихся в одном моле любого вещества:

$$U_m = \frac{i}{2} k N_A T = \frac{i}{2} RT ,$$

где N_A – число молекул, содержащихся в одном моле любого вещества, равное числу Авогадро.

Внутренняя энергия любой массы идеального газа оценивается из уравнения:

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT = \nu \frac{i}{2} RT ,$$

где μ – молярная масса газа;

ν – количество вещества.

Первое начало термодинамики

Первое начало термодинамики описывает термодинамическую систему, у которой внутренняя энергия изменяется ($\Delta U > 0$, или $\Delta U < 0$), а механическая энергия, оцениваемая кинетической энергией, остаётся неизменной $\Delta E_K = 0$.

Такие условия в термодинамической системе возникают при совершении над системой работы A , либо при передаче тепловой энергии Q .

Поэтому в природе существуют два канала (две формы) передачи энергии от одних тел к другим:

1. *Работа совершаемая внешними силами A .*

2. *Теплота возникающая за счёт уменьшения внутренней энергии внешних тел* $Q = \Delta U_{\text{внеш}}$.

Энергия механического движения может превращаться в энергию теплового движения и наоборот. При этих превращениях соблюдается закон сохранения и превращения энергии.

Первое начало термодинамики проверялось экспериментально.

Опыты подтвердили, что в соответствии с законом сохранения энергии при любом способе перехода системы из первого состояния во второе изменение внутренней энергии $\Delta U = U_2 - U_1$ будет одинаковым и равным разности (сумме) между количеством теплоты Q полученным системой от внешних тел, и работой A совершенной самой системой против внешних сил (работой A совершенной внешними телами над системой):

$$\Delta U = Q - A \text{ или } \Delta U = Q + A.$$

Знак « $-$ » перед A ставится при работе совершаемой самой системой против внешних сил, а знак « $+$ » – когда работу A совершают внешние тела над системой.

Первое начало термодинамики можно записать также относительно конечного значения количества теплоты Q

$$Q = \Delta U + A \text{ или } Q = \Delta U - A$$

и в дифференциальной форме:

$$\delta Q = dU + \delta A \text{ или } \delta Q = dU - \delta A,$$

где dU – бесконечно малое изменение внутренней энергии системы;

δA – элементарная работа;

δQ – бесконечно малое количество теплоты.

Бесконечно малое изменение внутренней энергии системы dU является полным дифференциалом, а величины δA и δQ таковыми не являются.

Таким образом первое начало термодинамики по своей сути является законом сохранения и превращения энергии применительно к термодинамическим процессам

Если система периодически возвращается в первоначальное состояние, то изменение её внутренней энергии $\Delta U = 0$ и согласно первому началу термодинамики можно записать уравнение

$$A = Q.$$

Из данного равенства можно сделать вывод о том, что работа совершаемая системой A полностью определяется количеством теплоты Q подводимой от внешних тел. При таких условиях может существовать вечный двигатель первого рода.

Двигателем первого рода считается периодически действующий механический двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщенная ему извне энергия. Однако, создать такой двигатель на практике невозможно.

Этот вывод позволяет дать новое толкование первому началу термодинамики:

«Вечный двигатель первого рода в природе не существует!»

Работа газа при изменении его объема

Идеальный газ совершает работу в сосуде, содержащем металлический поршень (рис.7), при условии увеличения его объема.

При расширении газ передвигает поршень на расстояние dl и производит над поршнем работу равную

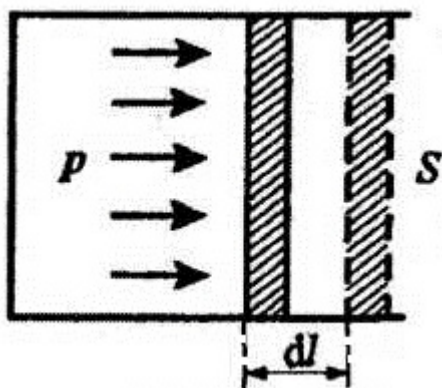


Рис.7

$$\delta A = Fdl = pSdl = pdV \rightarrow \delta A = pdV .$$

Дифференциальное уравнение для бесконечно малой работы $\delta A = pdV$ справедливо при любом изменении объема твердых, жидких и газообразных тел dV .

Полная работа A , совершаемая газом при изменении его объема от V_1 до V_2 рассчитывается интегрированием

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV .$$

Работа, совершаемая газом, оценивается на основе графиков зависимости давления от объема $p = p(V)$ (рис.8).

Изменение давления газа при его расширении может изображаться произвольной кривой линией $p = p(V)$ (см. рис.).

Бесконечно малая работа, совершаемая газом, dA определяется произведением давления p на бесконечно малый объем dV

$$dA = pdV .$$

Данная работа численно равна площади закрашенной полоски на графике.

Полная работа, совершаемая газом при расширении от объема V_1 до объема V_2 , определяется по графику площадью, ограниченной осью абсцисс, кривой $p = p(V)$ и прямыми линиями $V_1 = \text{const}$ и $V_2 = \text{const}$.

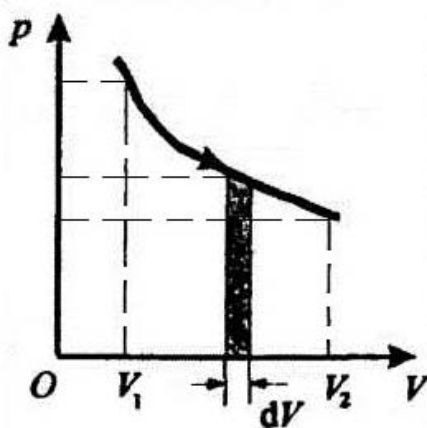


Рис.8

Следует усвоить, что графически можно изображать равновесные процессы. Такие процессы всегда состоят из последовательности равновесных состояний и протекают так, что изменение термодинамических параметров за конечный промежуток времени бесконечно мало.

Все реальные процессы в Природе неравновесные, но в ряде случаев неравновесностью реальных процессов можно пренебречь. Поэтому чем медленнее протекает процесс; тем он ближе к равновесному.

Теплоёмкость (1)

Удельная теплоёмкость вещества – это мера, определяемая количеством теплоты, необходимым для нагревания 1 кг вещества на 1К

$$c = \frac{\delta Q}{m dT}.$$

Единица \Rightarrow 1Дж/(кг·К)

Отсюда бесконечно малое количество теплоты, необходимое для нагревания любой массы m , оценивают из уравнения

$$\delta Q = c m dT.$$

Молярная теплоёмкость – это мера, определяемая количеством теплоты, необходимым для нагревания 1 моль вещества на 1 К

$$C_m = \frac{\delta Q}{\nu dT},$$

где $\nu = m / \mu$ – количество вещества.

Единица \Rightarrow Дж/(моль·К)

Отсюда бесконечно малое количество теплоты, необходимое для нагревания любого числа молей вещества ν , оценивают из уравнения

$$\delta Q = C_m \nu dT.$$

Молярная и удельная теплоёмкости связаны друг с другом соотношением

$$C_m = c \mu.$$

Если в процессе нагревания вещества его объем или давление поддерживаются постоянными, то для оценки теплоты Q необходимо использовать удельную и молярную теплоёмкости при постоянном объёме c_V и C_V , а также удельную и молярную теплоёмкости при постоянном давлении c_p и C_p .

Молярную теплоемкость при постоянном объеме можно оценить из первого начала термодинамики.

В дифференциальной форме первый закон термодинамики записывают в виде

$$\delta Q = dU + \delta A.$$

Подставляем $\delta A = p dV$ и $\delta Q = C_m \nu dT$ в это уравнение и, учитывая, что $\nu = m / \mu = 1$ (моль), получаем

$$C_m dT = dU_m + p dV.$$

При изохорическом процессе объём газа не изменяется $dV = 0$ и поэтому работа внешних сил равна нулю $\delta A = 0$. Теплота, подводимая к газу

при данном процессе δQ , расходуется только на изменение его внутренней энергии $\delta Q = dU_m \rightarrow C_V dT = dU_m$.

Отсюда молярная теплоёмкость при постоянном объеме определяется операцией дифференцирования внутренней энергии U_m по температуре T

$$C_V = \frac{dU_m}{dT},$$

где C_V численно равна изменению внутренней энергии 1 моль газа при изменении его температуры на 1 К.

Учитывая, что $U_m = \frac{i}{2}RT$ и $dU_m = \frac{i}{2}RdT$, получаем уравнение для молярной теплоёмкости при постоянном объеме в виде

$$C_V = \frac{i}{2}R.$$

Теплоемкость (2)

Уравнение Майера устанавливает связь между удельными и молярными теплоёмкостями при постоянном давлении (c_p и C_p), а также между удельными и молярными теплоёмкостями при постоянном объеме (c_V и C_V).

Если газ нагревается при постоянном давлении, то первый закон термодинамики можно записать в виде

$$C_p dT = dU_m + pdV \rightarrow C_p = \frac{dU_m}{dT} + \frac{pdV}{dT}.$$

Внутренняя энергия газа U_m является величиной зависящей только от температуры газа $U_m = \frac{i}{2}RT$. Поэтому первая производная от внутренней

энергии моля газа по температуре равна $\frac{dU_m}{dT} = \frac{i}{2}R$, не зависит от вида процесса изменения параметров газа (p и V) и всегда определяет удельную теплоёмкость газа при постоянном объеме $\frac{dU_m}{dT} = \frac{i}{2}R = C_V$.

Учитывая уравнение Клапейрона – Менделеева $pV = RT$, оцениваем $pdV = RdT$ при $p = \text{const}$ и получаем два вида уравнений Майера для удельных и молярных теплоёмкостей:

$$c_p = c_V + R,$$

$$C_p = C_V + R.$$

Из уравнений Майера видно, что удельные теплоёмкости при постоянном давлении всегда больше удельных теплоёмкостей при постоянном объеме. Разница между ними равна молярной газовой постоянной R .

Существование этой разницы объясняется тем, что при нагревании газа при постоянном давлении $p = \text{const}$ требуется ещё дополнительное количество теплоты на совершение работы расширения газа.

Кроме этого, постоянство давления газа при нагреве идеального газа обеспечивается за счёт увеличения его объема.

Молярные теплоемкости газа при постоянном давлении $p = \text{const}$ идеального газа можно оценивать с учётом числа степеней свободы термодинамической системы.

Учитывая, что $C_V = \frac{i}{2}R$, из уравнения Майера получаем:

$$C_p = \frac{i+2}{2}R.$$

При рассмотрении термодинамических процессов в газах очень важно иметь информацию об отношениях удельных теплоёмкостей при постоянном давлении и удельных теплоёмкостей при постоянном объёме для каждого газа:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}.$$

Из полученного выражения видно, что величина отношения C_p / C_V определяется только лишь числом степеней свободы системы и не зависит от температуры T .

Данное утверждение следует из молекулярно-кинетической теории. Оно справедливо в довольно широком интервале температур только лишь для одноатомных газов.

У двухатомных газов число степеней свободы, используемое при расчёте теплоёмкости, зависит от температуры T .

Молекулы двухатомного газа обладают тремя поступательными, двумя вращательными и одной колебательной степенями свободы. Однако, последние из них учитываются только лишь при высоких температурах T .

Анализ изопроцессов в газах по первому началу термодинамики (1)

Изопроцессы в газах – это равновесные процессы, в которых один из основных параметров газов не изменяется.

Изобарный процесс происходит при постоянном давлении $p = \text{const}$ (рис.9).

Диаграмма этого процесса (изобара) в координатах (p, V) изображается прямой, параллельной оси объёма V .

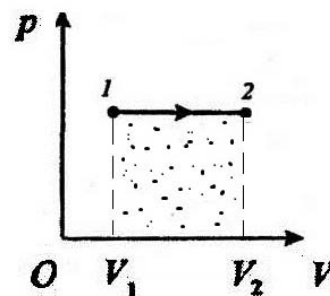


Рис.9

При изобарном процессе работа газа при увеличении объема от V_1 до V_2 определяется интегрированием

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1).$$

По графику данная работа равна площади закрашенного прямоугольника.

Используя уравнение Клапейрона – Менделеева $pV = \frac{m}{M}RT$, получаем:

$$V_2 - V_1 = \frac{m}{M} \frac{R}{p} (T_2 - T_1).$$

Отсюда работа изобарного расширения идеального газа равна

$$A = \frac{m}{M} R (T_2 - T_1).$$

Из этого уравнения можно получить уравнение для универсальной газовой постоянной R в форме

$$R = \frac{A}{\nu(T_2 - T_1)}$$

и сформулировать физическое толкование универсальной газовой постоянной R :

«Универсальная газовая постоянная R численно равна работе изобарного расширения 1 моль идеального газа при нагревании его на 1 К».

В изобарном процессе при сообщении газу массой m количества теплоты $\delta Q = \frac{m}{M} C_p dT$ его внутренняя энергия возрастает на величину

$dU = \frac{m}{M} C_v dT$. Поэтому первое начало термодинамики для произвольной

массы газа записывают в виде

$$\delta Q = dU + \delta A \text{ или } \frac{m}{M} C_p dT = \frac{m}{M} C_v dT + p dV.$$

Изохорный процесс осуществляется при постоянном объеме $V = \text{const}$ (рис.10).

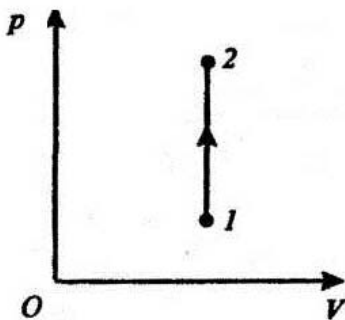


Рис.10

Диаграмма этого процесса (изохора) в координатах (p, V) изображается прямой, параллельной оси ординат (процесс 1 – 2 отображает изохорное нагревание).

В изохорном процессе газ над внешними телами работы не совершает:

$$\delta A = p dV = 0.$$

Поэтому из первого начала термодинамики $\delta Q = dU + \delta A = dU + 0 = dU$ следует, что для изохорного процесса вся теплота, сообщаемая газу, расходуется на увеличение его внутренней энергии.

Согласно уравнению для внутренней энергии $dU = C_V dT$ и тогда для произвольной массы газа

$$\delta Q = dU = \frac{m}{M} C_V dT.$$

Изотермический процесс осуществляется при постоянной температуре $T = \text{const}$ (рис.11).

Диаграмма этого процесса (изотерма) в координатах (p, V) изображается гиперболой $pV = \text{const}$.

Работа изотермического расширения газа при переходе 1 – 2 с учётом $\delta A = pdV$

и $pV = \frac{m}{M} RT \rightarrow p = \frac{m}{\mu} \frac{RT}{V}$ оценивается

из интегрального уравнения

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{M} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Из первого начала термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$ следует, что при изотермическом процессе $\delta Q = \delta A$. Это означает, что всё количество теплоты, сообщаемое газу, расходуется на совершение им работы против внешних сил:

$$Q = A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Для того, чтобы при работе расширения газа температура не уменьшалась, к газу в течение изотермического процесса необходимо подводить количество теплоты, которое равно внешней работе расширения.

Адиабатный процесс

Адиабатный процесс – это процесс в идеальном газе, в течение которого теплообмен между системой и окружающей средой отсутствует.

Изменение тепловой энергии в таком процессе равно нулю $\delta Q = 0$ и первое начало термодинамики, записываемое в форме $\delta Q = dU + \delta A$, преобразуется к виду $0 = dU + \delta A$ или $\delta A = -dU$.

Поэтому внешняя работа совершается идеальным газом за счет изменения внутренней энергии системы.

$$pdV = -\frac{m}{M} C_V dT.$$

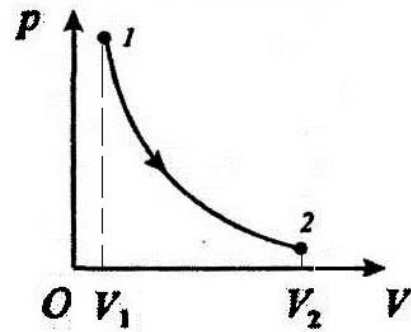


Рис.11

Продифференцируем уравнение газового состояния $pV = \frac{m}{\mu}RT$:

$$pdV + Vdp = \frac{m}{M}RdT$$

и поделим его на предыдущее. Учитываем, что $R = C_p - C_v$, $C_p / C_v = \gamma$ и получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V}.$$

Интегрируя это уравнение в пределах от p_1 до p_2 и соответственно от V_1 до V_2 , получим:

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = \int_{V_1}^{V_2} -\gamma \frac{dV}{V},$$

а затем, потенцируя $\ln p \Big|_{p_1}^{p_2} = -\gamma \ln V \Big|_{V_1}^{V_2}$, $\ln \frac{p_2}{p_1} = -\gamma \ln \frac{V_2}{V_1}$, получаем соотношение

$$p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma.$$

Так как состояния идеального газа 1 и 2 были выбраны произвольны, то в общем виде уравнение адиабатного процесса записывают в виде

$$pV^\gamma = \text{const}.$$

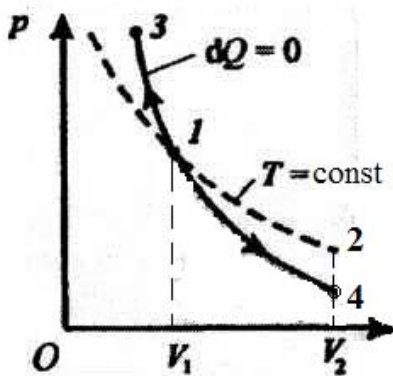


Рис.12

На рис.12 нанесены две диаграммы в координатах (p, V) .

Диаграмма адиабатного процесса (адиабата), изображаемая гиперболой, указывает на более резкое изменение давления газа от объёма по сравнению с изотермой ($T=\text{const}$). Это объясняется тем, что при адиабатном сжатии 1-3 увеличение давления p обусловлено не только уменьшением объёма V (как при изотермическом процессе), но и повышением T .

Работа газа в адиабатном процессе при переходе газа из состояния 1 в 2 рассчитывается из дифференциальных уравнений $\delta A = -dU$, $\delta A = -\frac{m}{M}C_v dT$. Интегрируем и получаем:

$$A = -\frac{m}{M}C_v \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{M}C_v (T_1 - T_2).$$

Работа адиабатного расширения 1-2 (согласно рис. 12), определяемая площадью фигуры 1V₁ V₂2 меньше, чем при изотермическом процессе

(фигура 1V₁ V₂4). Это связано с тем, что при адиабатном расширении происходит охлаждение газа, а при изотермическом расширении газа температура газа T поддерживается постоянной за счёт подвода извне эквивалентного количества теплоты Q .

Процесс, в котором теплоёмкость остаётся постоянной $C = \text{const}$ называют политропным.

Политропный процесс описывается соотношением

$$pV^n = \text{const},$$

где $n = \frac{C - C_p}{C - C_v}$ – показатель политропы.

Политропа на диаграмме (p, V) имеет форму гиперболы и занимает промежуточное положение между изотермой и адиабатой.

Если показатель политропы равен нулю $C = 0$, то $n = \frac{C_p}{C_v} = \gamma$ и урав-

нение политропы преобразуется в уравнение для адиабаты $pV^\gamma = \text{const}$. При $C = \infty$ показатель $n = 1$ и уравнение политропы преобразуется в уравнение для изотермы $pV = \text{const}$. При $C = C_p$ показатель $n = 0$ и в результате получается уравнение изобары. Когда $C = C_v$ показатель $n = \pm\infty$ и в результате получается уравнение изохоры.

Таким образом, все изопроцессы, рассмотренные выше, являются частными следствиями политропного процесса.

Круговой процесс (цикл)

Круговой процесс (цикл) – это процесс (рис.13). при котором термодинамическая система осуществляет переход 1-a-2 через ряд состояний, характеризуемых различными давлениями p и объёмами V , и возвращается в начальное (исходное) по переходу 2-b-1.

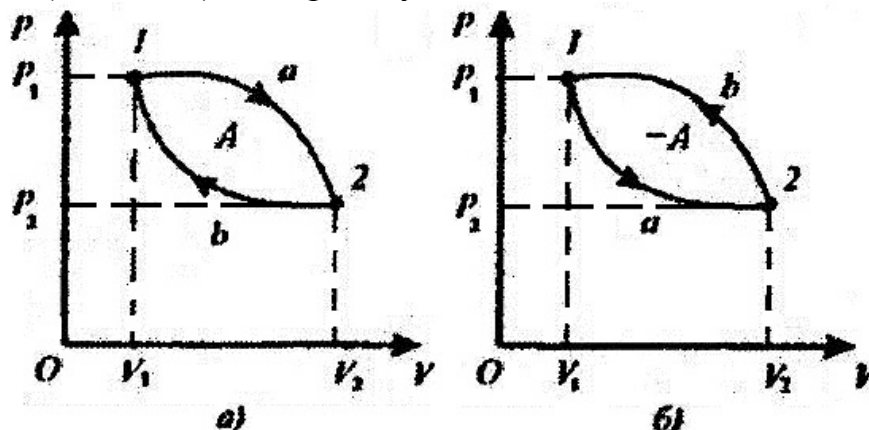


Рис.13

Циклы, изображаемые на Рис.13 замкнутыми кривыми на диаграмме процессов в координатах (p, V) , можно разделить на процессы расширения

газа (переход 1-2) и сжатия газа (переход 2-1) газа. Работа, совершаемая в обоих процессах, оценивается интегрированием

$$A = \int p(V)dV .$$

При расширении газа $dV > 0$. Поэтому работа, совершаемая газом и определяемая площадью фигуры $1a2V_2V_11$, положительная по знаку $A > 0$. При сжатии газа $dV < 0$. Поэтому работа, совершаемая над газом и определяемая площадью фигуры $1b2V_2V_11$, отрицательная по знаку $A < 0$.

Работа за цикл определяется по графику площадью, охватываемой замкнутой кривой $1a2b1$.

Цикл называется прямым (рис. 13,а), если изменение параметров газа происходит по замкнутой кривой $1a2b1$ по часовой стрелке. Работа, совершаемая газом за этот цикл, положительная по знаку $A = \oint pdV > 0$.

Цикл называется обратным (рис. 13, б), если изменение параметров газа происходит по замкнутой кривой $1a2b1$ против часовой стрелки. Работа, совершаемая над газом за этот цикл, отрицательная по знаку $A = \oint pdV < 0$.

Термический коэффициент полезного действия (КПД) для кругового процесса (цикла) оценивают с учётом того, что внутренняя энергия системы при переходе по замкнутой кривой $p = p(V)$ не изменяется $dU \approx \Delta U = U_2 - U_1 = 0$.

Согласно первому началу термодинамики $\delta Q = dU + \delta A = 0 + \delta A = \delta A$.

Отсюда работа, совершаемая системой (газом) за цикл, всегда равна количеству полученной извне теплоты

$$\delta Q \approx \Delta Q = Q_1 - Q_2 = \delta A ,$$

где Q_1 – количество теплоты полученное системой (газом);

Q_2 – количество теплоты отданное системой (газом).

Поэтому термический КПД системы, в которой реализуется циклический процесс, определяется отношением работы, совершаемой системой (газом) за цикл A , к количеству тепловой энергии, полученной системой (газом) извне Q_1 :

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} .$$

Обратимые и необратимые процессы

Обратимые процессы в системе – это такие процессы, при которых система, изменяя своё состояние при переходе в прямом и в обратном направлении, возвращается в исходное состояние и в окружающей среде и в этой системе никаких изменений не происходит.

Всякий процесс, не удовлетворяющий этим условиям, является необратимым.

Необратимые процессы в системе – это такие процессы, при которых система, изменяя своё состояние при переходе в прямом и в обратном направлении, не возвращается в исходное состояние и в окружающей среде и в этой системе происходят изменения.

Все процессы, происходящие в природе, являются необратимыми и поэтому они названы реальными процессами.

Таким образом обратимые процессы – это идеализация реальных процессов.

Энтропия

Энтропия – это физическая величина, определяемая как функция состояния термодинамической системы (вещества, среды).

Мерой энтропии является приведенное количество теплоты $\frac{\delta Q}{T}$.

Приведенное количество теплоты $\frac{\delta Q}{T}$ оценивают отношением теплоты Q , полученной системой (вещество или среда) в изотермическом процессе, к температуре T теплоотдающей системы (вещество или среда).

Приведенное количество теплоты, сообщаемое телу на бесконечно малом участке процесса, равно $\frac{\delta Q}{T}$.

Приведенное количество теплоты, сообщаемое телу в любом обратимом круговом процессе, равно нулю:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0,$$

где подынтегральное выражение представляет собой полный дифференциал некоторой функции, определяющей состояние системы

$$\frac{\delta Q}{T} = dS.$$

Состояние системы, описываемое этой функцией, не зависит от пути, по которому система пришла в это состояние. Поэтому энтропия, обозначаемая символом S , является функцией состояния системы.

Дифференциал этой функции равен приведенному значению теплоты:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}.$$

Неравенство Клаузиуса, записываемое в виде

$$\Delta S \geq 0,$$

утверждает

1. Необратимые (реальные) процессы происходящие в замкнутой термодинамической системе всегда сопровождаются возрастанием энтропии S . О возрастании энтропии указывает положительный знак изменения энтропии $\Delta S > 0$;

2. Обратимые (идеальные) процессы происходящие в замкнутой термодинамической системе, сопровождаются сохранением энтропии $S = \text{const}$. Сохранение энтропии подтверждается равенством изменения энтропии нулю $\Delta S = 0$.

Если система совершает равновесный переход из состояния 1 в состояние 2, то изменение энтропии записывают в виде

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{dU + \delta A}{T},$$

где $dU = \frac{m}{\mu} C_V dT$ – дифференциал от внутренней энергии системы (газ);

$\delta A = p dV = \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V}$ – работа системы, рассчитанная с учётом уравнения газового состояния для произвольной массы системы (газа) $p = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT}{V}$.

$$\text{Отсюда } \Delta S_{1 \rightarrow 2} = \frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right).$$

Анализируя полученное уравнение, можно сделать выводы:

- Первое уравнение определяет энтропию с точностью до аддитивной постоянной.
- Физический смысл имеет не сама энтропия, а разность энтропий.
- Изменение энтропии идеального газа при переходе его из состояния 1 в состояние 2 не зависит от вида процесса перехода $1 \rightarrow 2$.

Изоэнтропийный процесс – это адиабатный обратимый процесс происходящий в системе (газе).

Такой процесс описывается уравнениями

$$\delta Q = 0, \quad S = \text{const} \quad \text{и} \quad \Delta S = 0.$$

Термодинамическая вероятность состояния системы определяется

- ✓ числом способов, которыми может быть реализовано данное состояние макроскопической системы или
- ✓ числом микросостояний системы, осуществляющих данное макросостояние системы.

По определению термодинамическая вероятность больше или равна единицы $W \geq 1$. Поэтому термодинамическая вероятность W отличается от вероятности в математическом смысле, которая не может быть больше единицы и удовлетворяет условию $W \leq 1$.

В случае необратимых процессов энтропия и термодинамическая вероятность состояний замкнутой системы должна возрасть

$$\Delta S > 0 \text{ и } \Delta W > 0.$$

В случае обратимых процессов энтропия и термодинамическая вероятность состояний замкнутой системы должны оставаться постоянными

$$\Delta S = 0, \Delta W = 0 \text{ или } S = \text{const}, W = \text{const}.$$

Согласно принципу возрастания энтропии все процессы в замкнутой термодинамической системе ведут к увеличению ее энтропии.

Этот вывод обоснован тем, что все реальные процессы в природе являются необратимыми. При статистическом толковании энтропии это означает, что процессы в замкнутой системе всегда осуществляются в направлении увеличения числа микросостояний. Другими словами, процессы в замкнутой системе всегда происходят от менее вероятных состояний к более вероятным.

Уравнение Больцмана устанавливает связь между энтропией S и термодинамической вероятностью W .

Это уравнение записывают в виде

$$S = k \ln W,$$

где k – постоянная Больцмана.

Из этого уравнения можно сформулировать толкование энтропии S : «Энтропия S определяется логарифмом числа микросостояний, с помощью которых может быть реализовано данное макросостояние системы».

Таким образом статистическое толкование энтропии рассматривает энтропию, как меру неупорядоченности системы.

Это связано с тем, что чем больше число микросостояний, реализующих данное макросостояние, тем больше энтропия. Кроме этого, наиболее вероятным состоянием системы является состояние равновесия в ней. При равновесии число микросостояний в системе максимально и согласно уравнению Больцмана энтропия системы также максимальна.

Второе начало термодинамики

Второе начало термодинамики определяет направление протекания термодинамических процессов. Оно указывает, какие термодинамические процессы в природе осуществляются, а какие – нет.

Необходимость введения второго начала термодинамики обусловлена тем, что первое начало термодинамики, выражая закон сохранения и превращение энергии, не позволяет установить направление протекания термодинамических процессов. Кроме того, существует множество процессов в природе, которые не противоречат первому началу термодинамики. В процессе реализации таких процессов энергия сохраняется, а в природе они не наблюдаются.

Второе начало термодинамики имеет следующие формулировки:

1. Формулировка Кельвина:

«Невозможен круговой процесс в термодинамической системе, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу».

2. Формулировка Клаузиуса:

«Невозможен круговой процесс в термодинамической системе, единственным результатом которого является передача теплоты от менее нагретого тела – к более нагретому телу».

З а м е ч а н и е . Если процессы, о которых идет речь в формулировках 1 и 2 не являются единственными, то запреты второго начала термодинамики не действуют.

3. Две формулировки, основанные на законе возрастания энтропии:

3.1 *«Любой необратимый процесс в замкнутой термодинамической системе происходит так, что энтропия системы при этом возрастает»*

3.2 *«В процессах, происходящих в замкнутой системе, энтропия не убывает».*

4. Формулировка на основе статистического толкования: *«Возрастание энтропии означает переход системы из менее вероятных в более вероятные состояния.»*

З а м е ч а н и е . Данная формулировка второго начала термодинамики обоснована статистическим законом, описывающим закономерности хаотического движения большого числа частиц составляющих замкнутую систему.

5. Формулировка на основе толкования вечного двигателя второго рода:

«Вечный двигатель второго рода – периодически действующий двигатель, совершающий работу за счёт одного источника теплоты, – невозможен.»

Тепловой двигатель. Теорема Карно

Тепловой двигатель – это периодически действующее техническое устройство, совершающее механическую работу A за счёт теплоты Q_1 переданной рабочему телу от внешнего тела (твёрдое, жидкое и газообразное топливо) и теплоты Q_2 передаваемой второму внешнему телу (холодильник двигателя).

Функцию рабочего тела в тепловых двигателях выполняет газ получающий теплоту Q_1 при сгорании топлива при температуре T_1 , участвующий в прямом циклическом процессе.

В состав двигателя входят два термостата, которые представляют собой термодинамические системы, которые могут обмениваться теплотой с телами без изменения температур T_1 и T_2 .

Принцип работы теплового двигателя, описываемый блок – схемой изображённой на рис.14, состоит в том, что от термостата имеющего высокую температуру T_1 и называемого нагревателем, за цикл отбирается количество теплоты Q_1 , а термостату находящемуся при более низкой

температуре $T_2 < T_1$ называемому холодильником, за цикл передается количество теплоты Q_2 .

При циклическом процессе рабочее тело (газ) совершает механическую работу $A = Q_1 - Q_2$.

Коэффициент полезного действия (КПД) теплового двигателя оценивают из уравнения

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

Из этого уравнения можно сделать ошибочный вывод о том, что максимальное значение КПД равное единице $\eta=1$ можно достигнуть при отсутствии холодильника $Q_2=0$:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - 0}{Q_1} = 1 - \frac{0}{Q_1} = 1 - 0 = 1.$$

При таком условии вся тепловая энергия будет израсходована на работу совершаемую двигателем

$$A = Q_1.$$

Для выполнения таких условий тепловой двигатель должен иметь один источник теплоты Q_1 .

Однако, Карно обосновал невозможность создания данного двигателя работающего от одного источника теплоты и доказал, что при создании теплового двигателя необходимо использовать не менее двух источников теплоты Q_1 и Q_2 с различными температурами T_1 и T_2 . Иначе это противоречит второму началу термодинамики).

Согласно теореме Карно:

➤ Наибольшим КПД из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей (T_1) и холодильников (T_2), обладают тепловые машины, у которых рабочее тело совершает обратный круговой процесс и обменивается энергией с другими телами.

➤ КПД обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей (T_1) и холодильников (T_2), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

Холодильная машина

Холодильная машина – это периодически действующая установка, в которой за счёт работы совершаемой внешними силами происходит перенос теплоты к телу, имеющему более высокую температуру.

В состав машины входят два термостата. Один из них имеет низкую температуру T_2 , а другой – более высокую температуру T_1 .

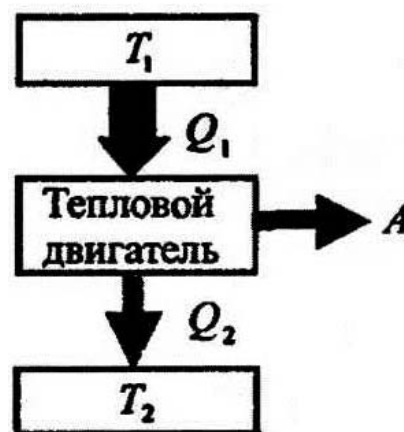


Рис.14

Принцип работы холодильных машин, описываемый блок – схемой изображённой на рис.15, состоит в том, что система за цикл отнимает количество теплоты Q_2 от термостата имеющего низкую температуру T_2 и отдаёт количество теплоты Q_1 термостату имеющему более высокую температуру T_1 .

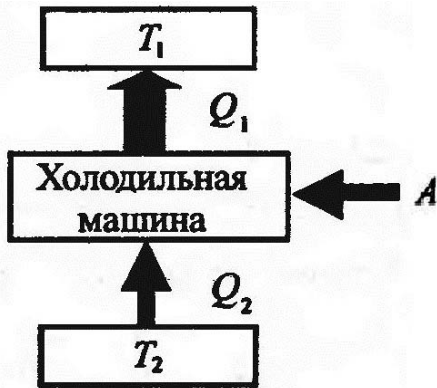


Рис.15

Для кругового процесса $Q = A$, но согласно условию $Q = Q_2 - Q_1 < 0$,

Поэтому $A < 0$ и $Q_2 - Q_1 = -A$ или $Q_1 = Q_2 + A$

Из этого уравнения видно, что количество теплоты Q_1 , отданное системой источнику теплоты имеющему высокую температуру T_1 , больше количества теплоты полученного от источника теплоты имеющего более низкую температуру T_2 на величину работы,

совершенной над системой.

Следовательно, для совершения работы нельзя отбирать теплоту от менее нагретого тела и отдавать ее более нагретому. Это утверждение есть не что иное, как второе начало термодинамики в формулировке Клаузиуса .

В принципе второе начало термодинамики не запрещает переход теплоты от менее нагретого тела к более нагретому. На практике такой переход осуществляется в холодильной машине. При этом следует обратить внимание на то, что внешние силы в холодильной машине совершают работу над системой и данный переход не является единственным результатом данного процесса.

Эффективность работы холодильной машины характеризуют холодильным коэффициентом полезного действия η' . Этот параметр определяется отношением количества теплоты Q_2 отнятой от термостата, имеющего более низкую температуру T_2 , к работе A затрачиваемой внешним телом на приведение холодильной машины в действие:

$$\eta' = \frac{Q_2}{A}.$$

Данная работа численно равна

$$A = Q_1 - Q_2,$$

где $Q_1 - Q_2$ – разница между количеством теплоты Q_1 передаваемой от термостата имеющего высокую температуру T_1 и количеством теплоты Q_2 отбираемой от термостата имеющего более низкую температуру T_2 .

Поэтому холодильный коэффициент полезного действия η' оценивают из уравнения

$$\eta' = \frac{Q_2}{A} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2}.$$

Цикл Карно

Цикл Карно – это прямой обратимый круговой процесс, состоящий из двух изотерм и двух адиабат (см. диаграмму (p, V) на рис.16).

Тепловая машина, в которой рабочее тело в виде идеального газа изменяет давление p и объём V по циклу Карно, имеет максимальный КПД. Поэтому данная машина из-за высокой экономичности названа идеальной тепловой машиной.

Согласно циклу Карно, в термодинамической системе (идеальный газ) осуществляются последовательные переходы 1–2 (изотермическое расширение), 2–3 (адиабатное расширение), 3–4 (изотермическое сжатие) и 4–1 (адиабатное сжатие).

Процессы изменения параметров состояний газа в каждом переходе и работа совершаемая самим газом и внешними телами над газом представлены в табл. 2).

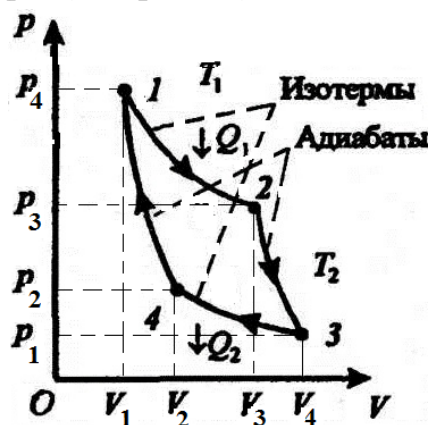


Рис.16

Т а б л и ц а 2

Последовательные термодинамические процессы цикла	
1. Изотермическое расширение газа 1 – 2 при $T_1 = \text{const}$ и $V_2 > V_1$	1. Работа газа $A_{12} = \frac{m}{M} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1$
2. Адиабатное расширение газа 2 – 3 при $Q_{23} = 0$ и $T_2 < T_1$	2. Работа газа $A_{23} = -\frac{m}{M} C_V (T_2 - T_1)$
3. Изотермическое сжатие газа 3 – 4 при $T_2 = \text{const}$ и $V_4 < V_3$	3. Работа над газом $A_{34} = \frac{m}{M} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2$
4. Адиабатное сжатие газа 4 – 1 при $Q_{41} = 0$ и $T_2 < T_1$	4. Работа над газом $A_{41} = -\frac{m}{M} C_V (T_1 - T_2) = -A_{23}$

Таким образом общая работа за один цикл равна сумме работ для каждого из четырёх переходов в системе:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 - A_{23} = Q_1 - Q_2,$$

где $A_{12} = Q_1$, $A_{23} = \Delta U_{23}$, $A_{34} = -Q_2$ и $-A_{41} = \Delta U_{41}$.

Эта работа определяется по графику циклического процесса площадью, ограниченной изотермами и адиабатами

$$A = Q_1 + A_{23} - Q_2 - A_{41}.$$

Так как $A_{23} = -A_{41}$, то работа за один цикл равна

$$A = Q_1 - Q_2.$$

Эта работа определяется по графику циклического процесса площадью, ограниченной изотермами и адиабатами.

Термический КПД цикла равен $\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$.

Применяя уравнение адиабатного процесса в виде $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ и используя параметры газа, получаем $T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$, $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$, откуда

$$V_2 / V_1 = V_3 / V_4.$$

Учитывая это соотношение и выше проведенные расчёты для работы A_{12} , A_{34} , получаем уравнение для термического КПД цикла в форме

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{M} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{M} R T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{M} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Контрольные вопросы

1. Что означает понятие «степень свободы атома или молекулы».
2. Разъясните физическую суть закона Больцмана о равнораспределении энергии по степеням свободы молекул.
3. По какой причине на колебательную степень свободы молекул приходится вдвое большая энергия по сравнению с энергией на степень свободы поступательного движения и степень свободы вращательного движения?
4. Разъясните понятия «теплота», «внутренняя энергия идеального газа», «работа совершаемая газом (или над газом)».
5. Перечислите физические величины, определяющие внутреннюю энергию идеального газа, работу и тепловую энергию.
6. Какие процессы могут изменять внутреннюю энергию системы?
7. Что такое теплоемкость газа?
8. Сформулируйте понятия теплоемкостей газа c_V , c_P , C_V , C_P . Каковы связи между ними?

9. Чем можно объяснить температурную зависимость молярной теплоемкости водорода?

10. Чему равна работа изобарного расширения моля идеального газа при нагревании на 1 К?

11. Нагревается или охлаждается идеальный газ, если он расширяется при постоянном давлении?

12. Установите, согласно первому началу термодинамики, соотношение между внутренней энергией U идеального газа, количеством теплоты Q и совершенной работой A при следующих условиях: $T = \text{const}$, $V = \text{const}$ и $p = \text{const}$.

13. Изобразите графически переходы газа из одного и того же начального состояния 1 в одно и то же конечное состояние 2 в результате следующих процессов: а) изотермического; б) изобарного; в) изохорного. Оцените условия, при которых работа расширения газа максимальна и газу сообщается максимальное количество теплоты.

14. Изобразите графически переходы газа из одного и того же начального состояния 1 в одно и то же конечное состояние 2 в результате: а) изобарного процесса; б) последовательных изохорного и изотермического процессов. Оцените изменение внутренней энергии ΔU и затраченное количество теплоты Q и сделайте выводы.

15. Почему ход адиабаты на диаграмме (p, V) более крутой по сравнению с ходом изотермы?

16. Как изменится температура газа при его адиабатическом сжатии?

17. Нагревается или охлаждается идеальный газ при сжатии, если показатель политропы удовлетворяет неравенству $n > 1$?

18. В чем заключается различие обратимых и необратимых процессов? По какой причине все реальные процессы необратимы?

19. В каком направлении может изменяться энтропия замкнутой системы? незамкнутой системы?

20. Сформулируйте определение понятия «энтропия» и её размерность. Запишите математическое выражение энтропии для различных процессов.

21. Изобразите в системе координат T, S изотермический и адиабатический процессы.

22. Можно ли осуществить процесс, при котором теплота, взятая от нагревателя, полностью преобразуется в работу?

23. Изобразите графически цикл Карно на диаграмме (p, V) и укажите какой площадью на графике определяется: 1) работа, совершенная над газом; 2) работа, совершенная самим газом.

24. Изобразите на графике цикл Карно в переменных T и S .

25. Что означают понятия «прямой цикл» и «обратный цикл»?

26. Какие уравнения описывают термические коэффициенты полезного действия идеальной тепловой машины и идеальной холодильной машины?

1.3. Реальные газы, жидкости и твердые тела

Любые газы, существующие в природе, содержат в своём составе атомы и молекулы, которые взаимодействуют друг с другом. По этой причине при изучении реальных газов необходимо учитывать короткодействующие силы межмолекулярного взаимодействия проявляющиеся на малых расстояниях $\leq 10^{-9}$ м.

На рис.17 приведены качественные функциональные графики зависимостей сил отталкивания $F_0 = F_0(r)$, сил притяжения $F_n = F_n(r)$ и равнодействующей силы $F = F(r)$, а также потенциальной энергии $\Pi = \Pi(r)$ взаимодействия атомов (молекул) от расстояния r между ними.

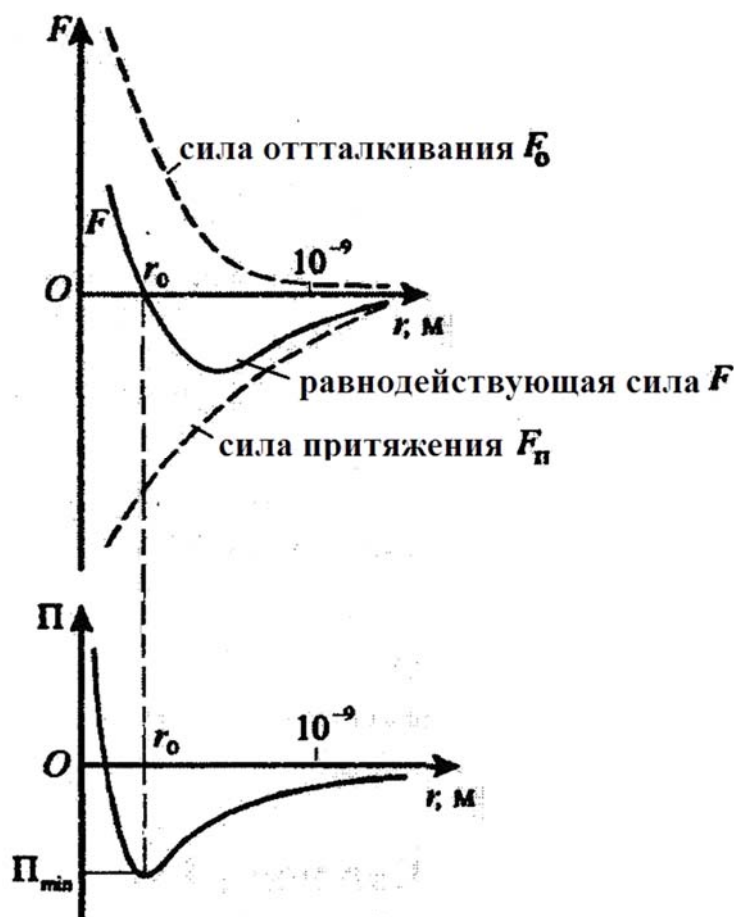


Рис.17

Из графика $F = F(r)$ видно, что при $r=r_0$ силы притяжения и отталкивания уравновешивают друг друга, равнодействующая сила равна нулю $F = 0$ и потенциальная энергия $\Pi = \Pi(r)$ взаимодействия атомов (молекул) достигает минимального значения Π_{\min} .

Поэтому расстояние r_0 соответствует равновесному состоянию между молекулами. На этом расстоянии молекулы могли бы находиться в отсутствие теплового движения.

Когда $r < r_0$, то преобладают силы отталкивания $F_0 > 0$, а при $r > r_0$ – силы притяжения $F_n > 0$. На расстояниях $r > 10^{-9}$ м межмолекулярные силы взаимодействия практически отсутствуют $F \rightarrow 0$.

Агрегатные состояния у любых веществ определяются соотношениями между минимальной потенциальной энергией взаимодействия атомов (молекул) Π_{\min} и энергией теплового движения, оцениваемой средней кинетической энергией атома (молекулы) kT .

Поэтому агрегатные состояния веществ устанавливают следующие критерии:

- I. *Вещество находится в газообразном состоянии, если $\Pi_{\min} \ll kT$.*
- II. *Вещество находится в жидком состоянии, если $\Pi_{\min} \approx kT$.*
- III. *Вещество находится в твердом состоянии, если $\Pi_{\min} \gg kT$.*

Уравнение Ван-дер-Ваальса (уравнение состояния реальных газов)

При анализе термодинамических параметров реальных газов необходимо:

- учитывать собственный объём молекул;

Наличие сил отталкивания, которые противодействуют проникновению в занятый молекулой объём других молекул, сводится к тому, что фактический свободный объём, в котором могут двигаться молекулы реального газа, будет не молярный объём V_m , а объём $V_m - b$, где b – объём занимаемый самими молекулами равный учетверённому собственному объёму молекул.

- учитывать притяжение молекул;

Действие сил притяжения газа приводит к появлению дополнительного давления на газ, называемого внутренним давлением. По вычислениям Ван-дер-Ваальса, внутреннее давление обратно пропорционально квадрату молярного объёма:

$$p' = a / V_m^2,$$

где a – постоянная Ван-дер-Ваальса учитывающая силы межмолекулярного притяжения;

V_m – молярный объём газа.

Уравнение Ван-дер-Ваальса для моля реального газа, полученное путём внесения поправок в уравнение описывающее состояние моля идеального газа $pV_m = RT$, имеет вид:

$$(p + a / V_m^2) \cdot (V_m - b) = RT .$$

Для произвольного количества вещества $\nu = m / \mu$ и произвольного объёма $V = \nu V_m$ данное уравнение приобретает вид:

$$\left(p + \frac{\nu^2 a}{V^2} \right) \cdot \left(\frac{V}{\nu} - b \right) = RT.$$

Для определения поправок a и b , которые являются постоянными величинами для каждого газа, составляют уравнения Ван-дер-Ваальса для двух известных из опыта состояний газа и объединяя их в систему решают их относительно a и b .

Данное уравнение можно записать в виде

$$pV_m^3 - (RT + pb)V_m^2 + aV_m - ab = 0.$$

При заданных давлениях p и температурах T – это уравнение третьей степени относительно V_m . Следовательно, оно может иметь либо три вещественных корня, либо один вещественный и два мнимых. Причем физический смысл имеют лишь вещественные положительные корни.

Изотермы Ван-дер-Ваальса – это кривые линии 1, 2, 3 и 4 (рис.18), отображающие зависимости $p=p(V_m)$ при заданных температурах $T_1 > T_2 > T_3 > T_4$. Эти линии определяются из уравнений Ван-дер-Ваальса для моля газа.

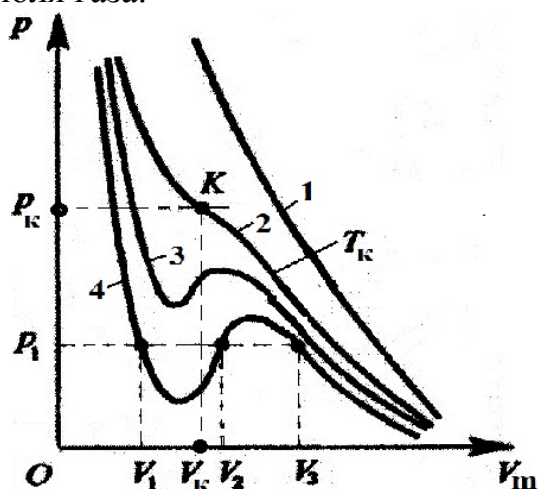


Рис.18

На изотерме 2 видно, что при некоторой температуре T_2 названной критической и обозначенной символом T_k существует одна точка перегиба. В этой точке касательная к ней параллельна оси абсцисс. Точка К названа критической точкой. Соответствующие этой точке объём V_k и давление p_k называются также критическими. Поэтому изотерма 2 при $T_2 = T_k$ называется критической изотермой.

При высокой температуре $T > T_k$ изотерма реального газа отличается от изотермы идеального газа только некоторым искажением ее формы, оставаясь монотонно спадающей кривой.

При низкой температуре $T < T_k$ изотермы $p=p(V_m)$ имеют волнообразные участки. Сначала кривые $p=p(V_m)$ монотонно опускаются вниз, затем монотонно поднимаются вверх и снова монотонно опускаются вниз. Кроме этого, по изотермам реального газа при низкой температуре $T < T_k$ можно

сделать вывод о том, что одному значению давления p_1 соответствуют значения объема V_1 , V_2 и V_3 , а при $T > T_k$ – одно значение объёма.

В критической точке K все три объема (три корня) совпадают и равны V_k , поэтому уравнение Ван-дер-Ваальса можно приобретает вид

$$p_k(V - V_k)^3 = 0 \text{ или } p_k V^3 - 3p_k V_k V^2 + 3p_k V_k^2 V - p_k V_k^3 = 0.$$

Записываем уравнение (1) (см. 77) для точки K и получаем:

$$p_k V^3 - (RT_k + p_k b)V^2 + aV - ab = 0.$$

Два последних уравнения тождественны, поэтому в них должны быть равны и коэффициенты при неизвестных соответствующих степеней:

$$p_k V_k^3 = ab, \quad 3p_k V_k^2 = a \text{ и } 3p_k V_k = RT_k + p_k b.$$

Решая эти уравнения, получаем уравнения для оценки критических параметров реального газа в виде

$$V_k = 3b, \quad p_k = a / (27b^2), \quad T_k = 8a / (27Rb).$$

Из анализа изотермы Ван-дер-Ваальса (номер 3), соответствующей температуре $T < T_k$ (рис.19), можно сделать следующие выводы:

➤ На участке 1–3 и 5–7 при уменьшении объема V_m давление p возрастает.

➤ На участке 3–5 сжатие вещества приводит к уменьшению давления. Однако, на практика такие состояния вещества в природе не осуществляются.

➤ Наличие участка 3–5 означает, что при постепенном изменении объема вещество не может оставаться все время в виде однородной среды и в некоторый момент должно наступить скачкообразное изменение состояния и распад вещества на две фазы.

➤ Таким образом, истинная изотерма имеет вид ломаной линии 7 – 6 – 2 – 1 и часть изотермы 7 – 6 отвечает газообразному состоянию, а часть 2 – 1 – жидкому.

➤ В состояниях, соответствующих горизонтальному участку изотермы 6-2, наблюдается равновесие жидкой и газообразной фаз вещества.

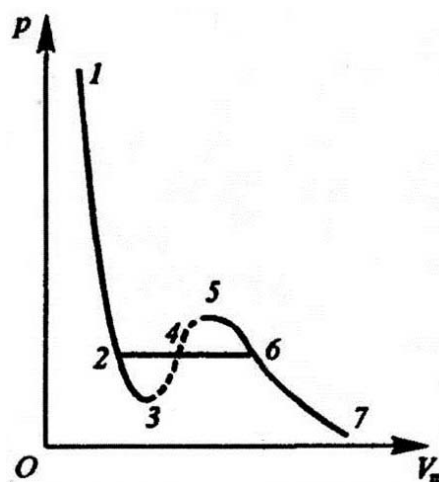


Рис.19

Если через крайние точки горизонтальных участков семейства изотерм провести линию, то получается колоколообразная кривая (рис.20), ограничивающая область двухфазных состояний вещества.

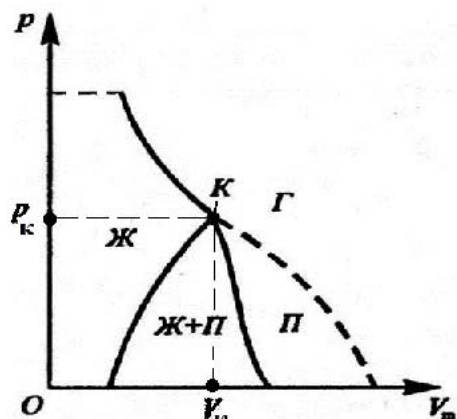


Рис.20

Эта кривая и критическая изотерма делят диаграмму p, V_m под изотермой на три области:

I. Область двухфазных состояний (жидкость и насыщенный пар) внутри колоколообразной кривой «Ж+П»;

II. Область жидкого состояния слева от колоколообразной кривой «Ж»;

III. Область пара справа от колоколообразной кривой «П».

З а м е ч а н и е .

❖ Пар – это вещество, которое находится в газообразном состоянии при температуре ниже критической $T < T_k$.

❖ Насыщенный пар – это пар, который находится в равновесии со своей жидкостью.

❖ Пар отличается от остальных состояний тем, что при изотермическом сжатии его можно подвергнуть сжижению.

❖ Газ находящийся при температуре выше критической не может быть превращен в жидкость ни при каком давлении.

Внутренняя энергия моля реального газа

Внутренняя энергия моля реального газа U' складывается из кинетической энергии теплового движения его молекул и потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия.

$$U' = U + \Pi.$$

Кинетическая энергия теплового движения молекул одного моля реального газа, определяющая внутреннюю энергию идеального газа, равна

$$U = C_V T.$$

Потенциальная энергия реального газа обусловлена только силами притяжения между молекулами. Наличие сил притяжения приводит возникновению внутреннего давления на газ равного

$$p' = a / V_m^2.$$

Из механики известно, что работа в газе совершается против сил притяжения действующих между молекулами. Эта работа идёт на увеличение потенциальной энергии системы $\delta\Pi$:

$$\delta\Pi = \delta A.$$

Учитываем, что $\delta A = p' dV_m = \frac{a}{V_m^2} dV$ и в результате получаем дифференциальное уравнение для оценки потенциальной энергии системы $\delta \Pi = \frac{a}{V_m^2} dV$. Интегрируем

$$\int_0^{\Pi} \delta \Pi = \int_0^{V_m} \frac{a}{V^2} dV = \int_0^{V_m} a \cdot V^{-2} dV \rightarrow \Pi = -a \cdot (V^{-1}) \Big|_0^{V_m} = -a / V_m.$$

Таким образом, уравнение для внутренней энергии моля реального газа записываем в виде

$$U'_m = C_V T - a / V_m.$$

Из уравнения видно, что внутренняя энергия моля реального газа растет с повышением температуры T и увеличением объема V_m .

Если газ, участвуя в адиабатном процессе расширяется без теплообмена с окружающей средой ($\delta Q = 0$), и при расширении в вакууме не совершает внешней работы ($\delta A = 0$), то на основании первого начала термодинамики $\delta Q = (U_2 - U_1) + \delta A$ получаем, что

$$U_1 = U_2.$$

Это равенство формально справедливо как для идеального, так и реального газов. Однако из физических соображений интерпретация этого равенства для обоих случаев совершенно различная.

Для моля идеального газа равенство $U_1 = U_2$ означает равенство температур газа $T_1 = T_2$ (или $T = \text{const}$) при адиабатном его расширении в вакуум от объема V_1 до V_2 .

Равенство $U'_1 = U'_2$ для моля реального газа с учётом $U'_1 = C_V T_1 - a / V_1$ и $U'_2 = C_V T_2 - a / V_2$ означает, что

$$C_V T_1 - a / V_1 = C_V T_2 - a / V_2 \rightarrow T_1 - T_2 = \frac{a}{C_V} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right).$$

Анализируем полученное соотношение для реального газа и делаем вывод о том, что при адиабатическом расширении ($V_2 > V_1$) его температура уменьшается ($T_2 < T_1$). Другими словами, реальный газ при адиабатном расширении в вакуум охлаждается.

Жидкости и их описание

Пространственными мерами жидкости являются радиус и сфера молекулярного действия (рис.21).

Радиус молекулярного действия r – это расстояние (порядка 10^{-9} м), при котором можно пренебречь силами притяжения между молекулами жидкости.

Сфера радиусом r называется сферой молекулярного действия.

Молекулярное внутреннее давление в жидкости формируется результирующими силами, действующими со стороны всех молекул поверхностного слоя.

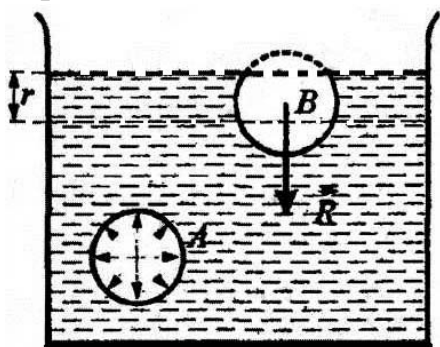


Рис.21

Силы, с которыми молекулы, находящиеся внутри сферы молекулярного действия радиусом r , действуют на молекулу А (см. рис.21), направлены в разные стороны и в среднем скомпенсированы, поэтому результирующая сила, действующая на молекулу внутри жидкости со стороны других молекул, равна нулю.

Для молекулы В сфера молекулярного действия лишь частично расположена внутри жидкости. Поэтому в данном случае равнодействующая сил \vec{R} , приложенных к каждой молекуле поверхностного слоя не равна нулю и направлена внутрь жидкости.

Таким образом, результирующие силы всех молекул поверхностного слоя оказывают на жидкость давление, называемое молекулярным (или внутренним).

Поверхностная энергия – эта дополнительная энергия, которой обладают молекулы в поверхностном слое жидкости.

Существование этой энергии связано с тем, что для перемещения молекулы из глубины жидкости в поверхностный слой надо затратить работу A . Эта работа совершается за счет кинетической энергии молекул и идет на увеличение их потенциальной энергии $П$. Поэтому молекулы поверхностного слоя жидкости обладают большей потенциальной энергией, чем молекулы внутри жидкости. Эта дополнительная энергия, которой обладают молекулы в поверхностном слое жидкости называется поверхностной энергией.

Равновесное состояние в жидкости характеризуется минимумом потенциальной энергии. Следовательно, жидкость при отсутствии внешних сил будет принимать такую форму, чтобы при заданном объеме она имела минимальную поверхность в форме шара. Наблюдения мельчайших капелек, взвешенных в воздухе показывают, что они действительно имеют форму деформированных шариков из-за действия сил земного притяжения.

Поверхностное натяжение жидкостей

Поверхностное натяжение жидкостей численно равно силе со стороны поверхностного слоя воздействующей на единицу длины контура, ограничивающего данную поверхность.

Энергия поверхностного слоя жидкости изменяется пропорционально площади слоя ΔS :

$$\Delta E = \sigma \Delta S,$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Любое жидкое вещество сохраняет свою геометрическую форму при минимальной энергии поверхностного слоя и при заданном объеме у него должна быть наименьшая площадь поверхности. Поэтому жидкость стремится сократить площадь своей свободной поверхности. В этом случае поверхностный слой жидкости можно уподобить растянутой упругой пленке, в которой действуют силы натяжения.

Рассмотрим поверхность жидкости, ограниченную замкнутым криволинейным контуром (рис.22).

Под действием сил поверхностного натяжения, направленных по касательной к поверхности жидкости и перпендикулярно участку контура стремящихся сократить поверхность до минимума, рассматриваемый контур переместится в положение, обозначенное светло-серым цветом.

Силы, действующие со стороны выделенного участка на границах с участком, совершают работу

$$\Delta A = f \Delta l \Delta x,$$

где f – сила поверхностного натяжения, действующая на единицу длины контура поверхности жидкости.

Данная работа совершается за счет уменьшения поверхностной энергии $\Delta A = \Delta E$. Учитывая, что $\Delta x \Delta l = \Delta S$ получаем $f \Delta x \Delta l = \sigma \Delta S$. Отсюда

$$\sigma = f.$$

Таким образом поверхностное натяжение численно равно силе поверхностного приходящейся на единицу длины контура, ограничивающего поверхность. Единица $\rightarrow 1 \text{ Н/м}$

В ы в о д ы :

- Поверхностное натяжение существенно образом зависят от примесей, имеющихся в жидкостях.
- Вещества, которые ослабляют поверхностное натяжение жидкости, называются поверхностно – активными.
- Наиболее известными поверхностно – активными веществами по отношению к воде является мыло и различные стиральные порошки.

Смачивание

Смачивание – это явление искривления свободной поверхности жидкости при соприкосновении жидкости с поверхностью твердого тела (рис.23, а).

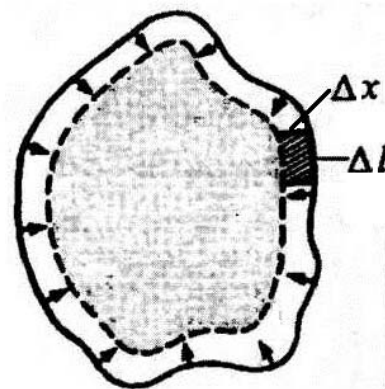


Рис.22

Явление смачивания зависит от характера сил, действующих между молекулами поверхностных слоев соприкасающихся тел 1, 2 и 3.

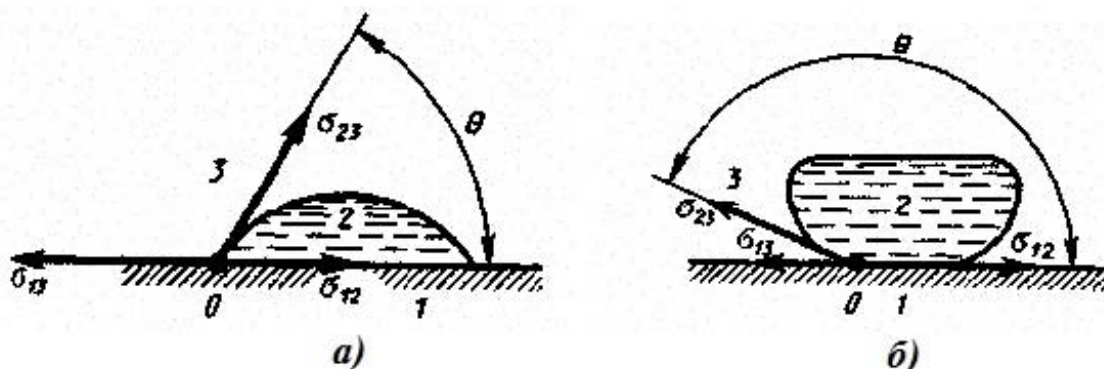


Рис.23

Краевым углом θ называют угол между касательными к поверхности жидкости и твердого тела.

Капля воды растекается на стекле, а ртуть на той же поверхности превращается в несколько сплюснутую каплю.

Жидкость смачивает твердое тело, если краевой угол острый:

$$0 < \theta < \frac{\pi}{2}.$$

Вода смачивает стекло в связи с тем, что силы притяжения между молекулами жидкости и твердого тела здесь больше, чем между молекулами самой жидкости. При таких условиях жидкость стремится увеличить поверхность соприкосновения с твёрдым телом.

Жидкость не смачивает твердое тело, если краевой угол тупой (см. рис. 23, б):

$$\frac{\pi}{2} < \theta < \pi.$$

Ртуть не смачивает стекло в связи с тем, что силы притяжения между молекулами жидкости и твердого тела здесь меньше, чем между молекулами жидкости. При таких условиях данная жидкость стремится уменьшить поверхность своего соприкосновения с твёрдым телом.

Жидкость, смачивающая одну твердую поверхность, может не смачивать другую. Примерами являются вода смачивающая стекло и не смачивающая парафин; ртуть не смачивающая стекло и не смачивающая чистые поверхности металлов. Поэтому физические понятия «Смачивание» и «Несмачивание» являются относительными.

Капиллярные явления

Капиллярные явления – это явления, которые обусловлены изменениями высоты уровня жидкости h в узких цилиндрических трубках (капиллярах) с радиусом $r \leq 0,5$ мм и помещённых одним концом в жидкость налитую в широкий сосуд (рис.24).

Вследствие смачивания или несмачивания жидкостью стенок трубки поверхность жидкости внутри неё становится искривлённой и приобретает

форму мениска. Если жидкость смачивает материал трубки, то мениск поверхность жидкости имеет вогнутую форму (рис. 24, а), если не смачивает – выпуклую форму (рис. 24, б).

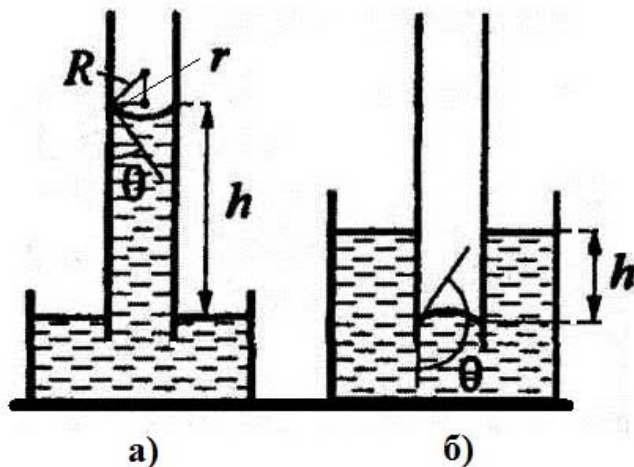


Рис.24

Избыточное давление Δp – это давление на искривленную поверхность жидкости, обусловленное силами поверхностного натяжения f .

По закону Лапласа избыточное давление оценивается из уравнения

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R},$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости;

R – радиус кривизны поверхности жидкости.

Избыточное давление Δp для выпуклой поверхности положительно по знаку $\Delta p > 0$, а для вогнутой – отрицательное по знаку $\Delta p < 0$.

Жидкость в капилляре поднимается или опускается под действием этого давления на определённую высоту h до тех пор, пока гидростатическое давление столба жидкости $p = \rho gh$ не уравновешивается избыточным давлением Δp . Условие равновесия записываем в виде

$$\Delta p = p \rightarrow \frac{2\sigma}{R} = \rho gh.$$

Отсюда высота поднятия (или глубина опускания) жидкости в капилляре равна:

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g R} = \frac{2\sigma}{\rho g r} \cos \theta,$$

где ρ – плотность жидкости;

r – радиус капилляра;

R – радиус кривизны поверхности жидкости;

g – ускорение свободного падения.

Из анализа последнего уравнения следует, что высота поднятия (опускания) жидкости в капилляре изменяется обратно пропорционально радиусу капилляра r .

Если жидкость смачивает твёрдое тело, то высота его поднятия в капиллярах достаточно большая. Например, вода в капилляре диаметром $d=2r=10$ мкм с учётом её плотности $\rho=1000$ кг/м³ и коэффициента поверхностного натяжения $\sigma=0,073$ Н/м поднимается при условии смачивания ($\theta=0$) на высоту $h \approx 3$ м.

Твёрдые тела: кристаллические и аморфные

Твёрдые тела следует рассматривать как агрегатные состояния вещества, характеризующиеся постоянством формы и объёма. Структурные элементы (атомы, молекулы, ионы) из которых состоят твёрдые тела, участвуют в тепловых движениях. Тепловые движения представляют собой хаотические колебания частиц относительно положений равновесия.

Кристаллические тела – это твёрдые тела, имеющие упорядоченное, периодически повторяющееся расположение частиц (атомов, молекул, ионов).

Кристаллическая решётка – это пространственная структура, для которой характерно регулярное расположение частиц с периодической повторяемостью в трёх измерениях x, y, z .

Узлы кристаллической решётки – это точки, в которых расположены частицы. Колебания в твердых телах происходят относительно частиц, расположенных в узлах.

Аморфные тела – это твёрдые тела, физические свойства которых одинаковы по всем направлениям ($\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$) в пространстве. Поэтому у этих тел наблюдается изотропия свойств.

Для аморфных тел и жидкостей, характерен ближний порядок в расположении частиц. В отличие от жидкостей подвижность частиц в них довольно мала.

Особенностью аморфных тел является отсутствие у них определенной точки плавления. Поэтому невозможно определить температуру, выше которой можно было бы наблюдать жидкое состояние вещества, а ниже – твердое состояние вещества.

Экспериментально установлено, что в аморфных телах с течением временем может наблюдаться процесс кристаллизации. Например, в стекле появляются кристаллики и оно, теряя пластичность, начинает мутнеть и превращаться в поликристаллическое тело.

Полимеры – это органические аморфные тела. Молекулы у этих тел имеют довольно сложное строение, состоящее из большого числа одинаковых длинных молекулярных цепочек, объединённых химическими связями. К полимерам относятся каучук, клетчатка, пластмасса, резина и другие искусственные пластмассы.

Полимеры имеют высокую прочность и эластичность. Некоторые из них выдерживают удлинение в $5 \div 10$ раз превышающее их первоначальную длину l_0 .

Моно- и поликристаллы

Моно- и поликристаллы – это твёрдые тела, частицы которых образуют единую кристаллическую решетку. К монокристаллам относится большинство минералов.

По закону постоянства углов внешняя форма монокристаллов одного вида может быть различной, но углы между соответствующими гранями у них остаются постоянными.

Крупными монокристаллами в природе являются лёд, поваренная соль, исландский шпат, а другие из них встречаются довольно редко.

В настоящее время разработана технология по выращиванию многих монокристаллов. Такие кристаллы названы искусственными.

Анизотропия монокристаллов обусловлена зависимостью их упругих, механических, тепловых, электрических, магнитных и оптических свойств от направлений $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ в пространстве.

Объясняется это явление неодинаковой плотностью расположения частиц по граням кристаллической решетки по разным направлениям указанным пунктирными линиями на рис.25. В связи с этим свойства кристаллов вдоль этих направлений различаются и в этом состоит проявление анизотропии.

Поликристаллы – это твердые тела, имеющие мелкокристаллическую структуру. Горные породы, металлы и сплавы составлены из множества беспорядочно ориентированных кристаллических зерен.

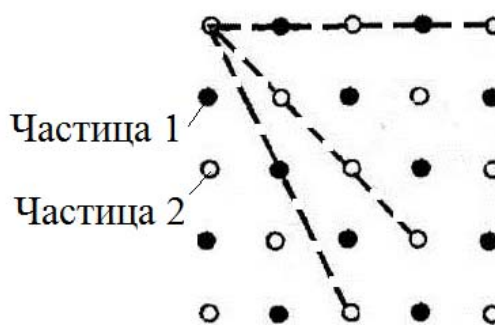


Рис.25

Анизотропия в поликристаллах наблюдается только для отдельных кристалликов, но их различная ориентация приводит к тому, что свойства поликристалла по всем направлениям в среднем одинаковы.

Поэтому можно считать, что поликристаллы обладают свойством изотропии.

Изотропны аморфные твердые тела представляют собой переохлажденные жидкости.

Классификация кристаллов проводится по двум признакам:

1. Кристаллографический признак учитывает периодичность в пространственном расположении частиц. Каждая из частиц рассматривается как точка в пространстве;

2. Физический признак учитывает природу частиц, расположенных в узлах кристаллической решетки и характер сил взаимодействия между ними.

Кристаллографический признак кристаллов

Согласно кристаллографическому признаку, кристаллическая решетка может обладать различными видами симметрии.

Симметрия кристаллической решетки связана с её свойством совмещаться с собой при некоторых пространственных перемещениях. Примерами таких перемещений являются параллельные переносы, повороты, отражения или их комбинации и т.д.

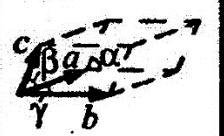
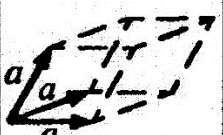
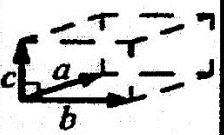
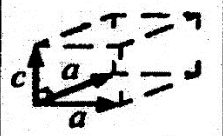
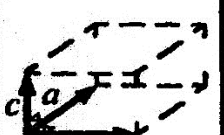
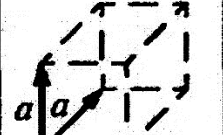
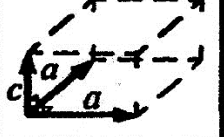
Кристаллической решетке присущи 230 комбинаций элементов симметрии, или 230 различных пространственных групп.

С переносной симметрией в трехмерном пространстве связывают понятие трехмерной периодической структуры названной пространственной решеткой или решеткой Бравэ.

Всякая пространственная решетка может быть составлена повторением в трех различных направлениях одного и того же структурного элемента названного элементарной ячейкой.

В кристаллофизике используют 14 типов решеток Бравэ, которые различаются по виду переносной симметрии. Решетки Бравэ распределяются по семи кристаллографическим системам или сингониям, представленным в порядке возрастающей симметрии в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

Кристаллографическая система	Характеристика элементарной ячейки	Форма элементарной ячейки	Кристаллографическая система	Характеристика элементарной ячейки	Форма элементарной ячейки
Триклинная	$a \neq b \neq c,$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma$		Ромбоэдрическая (тригональная)	$a = b = c,$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$	
Моноклинные	$a \neq b \neq c,$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ \neq \alpha$		Гексагональная	$a = b \neq c,$ $\alpha = \beta = 90^\circ$ $\gamma = 120^\circ$	
Ромбическая	$a \neq b \neq c,$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$		Кубическая	$a = b = c,$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	
Тетрагональная	$a = b \neq c,$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$				

Типы кристаллов согласно физическому признаку

Согласно физическому признаку, кристаллы подразделяют на следующие типы:

1. Ионные кристаллы

В узлах кристаллической решетки ионных кристаллов поочередно располагаются ионы с противоположными знаками зарядов. Типичный представитель таких кристаллов поваренная соль NaCl с ионами Na^+ и Cl^- изображён на рис.26.

Связь в ионных кристаллах обусловлена кулоновскими силами притяжения между разноименно заряженными ионами. По этой причине данная связь называется ионной связью.

Ионный кристалл необходимо рассматривать как одну гигантскую молекулу, а не структуру, составленную из отдельных молекул.

2. Атомные кристаллы

В узлах кристаллической решетки атомных кристаллов располагаются нейтральные атомы. Атомы удерживаются в узлах решётки ковалентными связями квантово-механического происхождения. У соседних атомов кристалла обобществлены валентные электроны, наименее связанные с атомом. Типичными представителями атомных кристаллов являются алмаз, графит, германий и т.д. Структура кристаллической решетки алмаза изображена на рис.27.

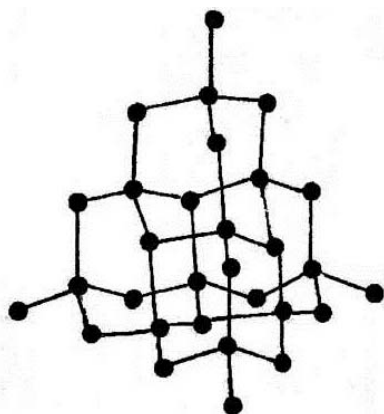


Рис.27

Металлические кристаллы

В узлах кристаллической решетки металлических кристаллов располагаются положительные ионы металла. При образовании кристаллической решетки валентные электроны, слабо связанные с атомами, отделяются от атомов и коллективизируются.

При таких условиях они уже принадлежат не одному атому, как в случае ионной связи, и не соседним атомам, как в случае ковалентной связи, а всему кристаллу в целом.

Молекулярные кристаллы

В узлах кристаллической решетки молекулярных кристаллов располагаются нейтральные молекулы вещества. Силы взаимодействия между нейтральными молекулами обусловлены незначительным взаимным смещением электронов в электронных оболочках атомов.

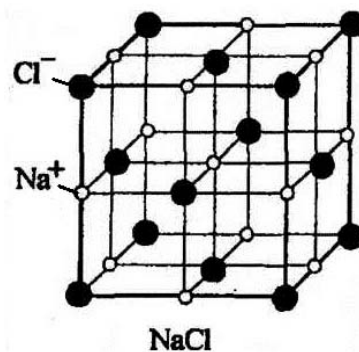


Рис.26

Эти силы, названные ван-дер-ваальсовыми, имеют такую же природу, что и силы притяжения, действующие между молекулами приводящими к отклонению газов от идеальности.

Дефекты в кристаллах

Дефекты кристаллической решетки, представляют собой отклонения частиц от их упорядоченного расположения в узлах кристаллической решетки.

Существуют следующие типы дефектов:

❖ **Макроскопические дефекты** возникающие в процессе образования и роста кристаллов. К ним относятся трещины, поры, инородные макроскопические включения.

❖ **Микроскопические дефекты**, обусловленные микроскопическими отклонениями от периодичности в расположении частиц (рис.28).

К микроскопическим дефектам отнесены:

I. Точечные дефекты нарушают ближний порядок в расположении частиц. К таким дефектам отнесены:

1) «*Вакансия*» при условии отсутствия атома в узле кристаллической решетки (рис. 28, а).

2) «*Междоузельный атом*», когда атом внедряется в междоузельное пространство (рис. 28, б).

3) «*Примесный атом*», когда атом примеси замещает атом основного вещества в кристаллической решетке (рис. 28, в), либо внедряется в междоузельное пространство (рис. 28, б).

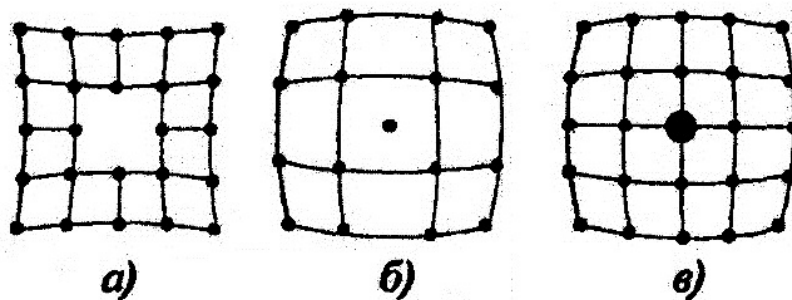


Рис.28

II. Линейные дефекты нарушают дальний порядок в расположении частиц. К таким дефектам отнесены:

1) «*Дислокации*», которые связаны с нарушением правильного чередования атомных плоскостей (рис.29).

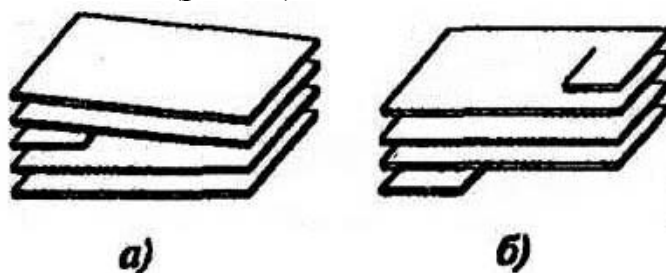


Рис.29

Если одна из атомных плоскостей обрывается внутри кристалла, то край этой плоскости образует краевую дислокацию (рис.29, а). В случае винтовой дислокации (рис.29, б) ни одна из атомных плоскостей внутри кристалла не обрывается, а сами плоскости лишь приблизительно параллельны и смыкаются друг с другом. При таких условиях кристалл состоит из одной атомной плоскости, изогнутой по винтовой поверхности.

Дислокации никогда не обрываются. Они либо выходят на поверхность, либо разветвляются. Поэтому в реальном кристалле образуются плоские или пространственные сетки дислокаций.

Испарение, сублимация, плавление и кристаллизация

Парообразование вещества – это процесс перехода вещества из жидкого агрегатного состояния в газообразное.

Испарение вещества – это парообразование происходящее со свободной поверхности жидкости при любой температуре T .

Сублимация (возгонка) вещества – это испарение твёрдых тел.

Конденсация вещества – это переход вещества вследствие его охлаждения или сжатия их газообразного состояния в конденсированное (жидкое или твердое). В процессе конденсации происходит компенсация испарения.

Плавление вещества – это переход вещества из кристаллического (твёрдого) состояние в жидкое агрегатное состояние. Плавление происходит при определенной температуре плавления $T_{пл}$ (рис. 30, а). Данная температура зависит от внешнего давления p . При увеличением внешнего давления p температура плавления $T_{пл}$ возрастает.

Кристаллизация (затвердевание) вещества – это переход вещества из жидкого агрегатного состояния в кристаллическое (твёрдое). Для химически чистой жидкости этот процесс (рис. 30, б) идёт при постоянной температуре кристаллизации $T_{кр}$. Температура кристаллизации равна температуре плавления $T_{кр} = T_{пл}$.

Для возникновения кристаллизации необходимо наличие примесей и пылинок. Все они выполняют функцию центров кристаллизации.

Переход твёрдого вещества в жидкое агрегатное состояние осуществляется при подводе тепловой энергии Q . Этот процесс описывается зависимостью температуры вещества $T = T(Q)$ количество теплоты, полученной телом.

Переход жидкого вещества в твёрдое агрегатное состояние осуществляется при отводе тепловой энергии Q' . Этот процесс описывается зависимостью температуры вещества T от количества теплоты Q' , отданной телом $T = T(Q')$.

Типичная зависимость температуры твёрдого кристаллического вещества T от подводимой к твёрдому веществу тепловой энергии Q , а

также температуры жидкого вещества T от отводимой от него тепловой энергии Q' представлена на рис.30 а и б.

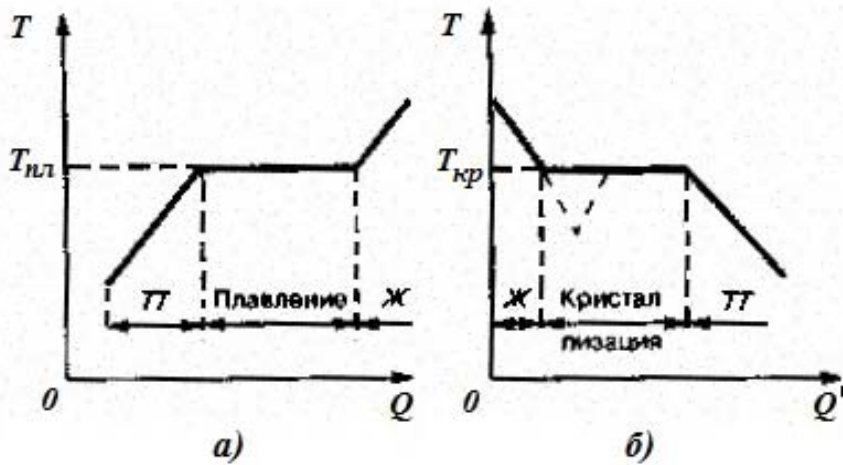


Рис.30

Фаза вещества представляет собой термодинамически равновесное состояние вещества. Данное состояние вещества отличается по физическим свойствам от других возможных равновесных состояний того же вещества.

Например, вода в закрытом сосуде является двухфазной системой, содержащей жидкую фазу (вода) и газообразную фазу (смесь воздуха с водяными парами).

Когда в воду бросают кусочек льда, то такая система становится трехфазной. В этой системе лед является твердой фазой.

Следует усвоить, что понятие «фаза вещества», используется в смысле агрегатного состояния вещества, Однако необходимо учитывать, что понятие «фаза вещества» более широкое, чем понятие «агрегатное состояние вещества».

Фазовый переход означает переход вещества из одной фазы в другую.

Фазовые переходы всегда связаны с качественными изменениями свойств вещества. Примерами фазовых переходов являются:

- изменения агрегатного состояния вещества в процессах плавления твёрдых тел, испарения жидких тел, конденсации газообразных тел, затвердевании жидких тел и сублимации твёрдых тел (рис.31);



Рис.31

- изменения в составе, строении и свойствах вещества (например, переход кристаллического вещества из одной модификации в другую).

Фазовыми переходами I рода считаются переходы (например, плавление, кристаллизация) сопровождаемые поглощением $Q_{\text{погл}}$ или отдачей (выделением) теплоты $Q_{\text{отд}}$. Такие переходы происходят при постоянных температурах $\Delta T = 0$, при изменении энтропии $\Delta S > 0$ и постоянных объёмах $\Delta V = 0$.

Фазовые переходы

Фазовыми переходами II рода считаются переходы связанные с поглощением $Q_{\text{погл}}$ или выделением теплоты $Q_{\text{отд}}$ и изменением объема.

Такие переходы характеризуется постоянством объёма $\Delta V = 0$ и энтропии $\Delta S = 0$ и скачкообразным изменением теплоемкости.

К фазовым переходам II рода отнесены:

- переходы ферромагнитных веществ (железа Fe, никеля Ni) при определенных давлении p и температуре T в парамагнитное состояние. При таких условиях магнитная проницаемость ферромагнитных веществ резко уменьшается и становится меньше единицы $\mu < 1$;

- переходы металлов и сплавов при температурах близких к $T = 0^\circ\text{K}$ в сверхпроводящее состояние. При таких условиях происходит скачкообразное (резкое) уменьшение электрического сопротивления веществ до нуля $R \rightarrow 0$.

З а м е ч а н и е . Если система является однокомпонентной, т.е. состоящей из химически однородного вещества или его соединения, то понятие фазы совпадает с понятием агрегатного состояния.

Диаграмма состояния. Тройная точка

Диаграмма состояния представляет собой геометрическое изображение фазовых превращений в координатах (p, T) (рис.32).

На диграмме представлены зависимости между давлением p и температурами фазового перехода T в виде кривых линий испарения (КИ), плавления (КП) и сублимации (КС). Кривые КП, КИ и КС на диаграмме называются кривыми фазового равновесия.

Данные кривые разделяют поле диаграммы на три области, соответствующие условиям существования твердой (Т), жидкой (Ж) и газообразной (Г) фаз.

Каждая точка на кривых фазового равновесия соответствует условиям равновесия двух сосуществующих фаз: КП – твердого тела жидкости, КИ – жидкости и газа, КС – твёрдого тела и газа.

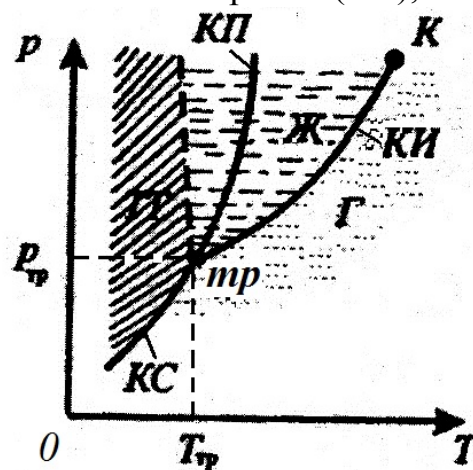


Рис.32

Тройная точка – это особая точка обозначенная на диаграмме состояния буквами *mp*. В точке *mp* пересекаются кривые фазового равновесия. Координатами этой точки являются давление p_{mp} и температура T_{mp} , при которых создаются все необходимые условия для одновременного равновесного сосуществования трёх фаз вещества. Поэтому каждое вещество всегда имеет свою тройную точку.

Тройная точка воды соответствует температуре $T_{mp} = 273,16 \text{ K}$ (или температуре $t_{mp} = 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$ по шкале Цельсия) и является основной реперной точкой для построения термодинамической шкалы температур T .

При плавлении многих веществ их объем и давления возрастает и это приводит к повышению температуры плавления (сплошная кривая линия КП на рис.32).

Уравнение Клапейрона – Клаузиуса определяет методику расчёта кривой равновесия двух фаз одного и того вещества. Это уравнение записывают в форме

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)},$$

где p – равновесное давление;

L – теплота фазового перехода;

$V_2 - V_1$ – разница объёма при перехода вещества из первой фазы во вторую;

T – температура, при которой осуществляется переход (процесс изотермический).

Анализ экспериментальной диаграммы состояния

Анализ экспериментальной диаграммы состояния (рис.33) даёт возможность определять состояния, в котором находится данное вещество при определенных давлениях p и температурах T , а также какие фазовые переходы будут происходить при том или ином процессе.

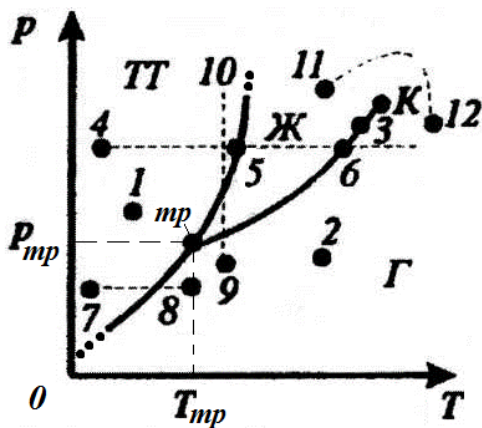


Рис.33

Из диаграммы видно, что в точке 1 вещество находится в твёрдом состоянии в области ТТ), в точке 2 – в газообразном в области Г, а точке 3 – одновременно в жидком в области Ж и газообразном в область Г.

Если вещество находится в твёрдом состоянии, соответствующем точке 4, и подвергается изобарному нагреванию, то на диаграмме состояния этот нагрев изображён горизонтальной штриховой прямой линией 4 – 5 – 6.

На диаграмме (рис.33) видно, что при температуре, соответствующей точке 5, вещество плавится, а при более высокой температуре, соответствующей точке б, – начинает превращаться в газ.

Кристаллическое вещество находящееся в твердом состоянии в точке 7, при его изобарном нагревании (штриховая прямая горизонтальная линия 7–8) превращается в газ, минуя жидкую фазу.

Если вещество находится в состоянии, соответствующем точке 9, то при изотермическом сжатии (штриховая вертикальная линия 9–10) оно последовательно проходит следующие три состояния: газ – жидкость – кристаллическое состояние.

Кроме этого, кривая испарения КИ в критической точке *K* на диаграмме состояния (см. рис.33) обрывается. Это указывает на то, что возможен непрерывный переход вещества 11 – 12 из жидкого состояния в газообразное и обратно в обход критической точки без пересечения кривой испарения. Другими словами, такой переход не сопровождается фазовыми превращениями.

С другой стороны переход из кристаллического состояния в жидкое или газообразное может быть скачкообразным (в результате фазового перехода). По этой причине кривая плавления КП и кривая сублимации КС не обрываются.

Контрольные вопросы

1. Перечислите отличия реальных газов от идеальных? Каков физический смысл имеют поправки при выводе уравнения Ван-дер-Ваальса?

2. Почему перегретая жидкость и пересыщенный пар являются метастабильными состояниями? При адиабатическом расширении газа в вакуум его внутренняя энергия не меняется. Как изменится температура, если газ идеальный? реальный?

3. Почему у всех веществ поверхностное натяжение уменьшается с температурой?

4. Что представляют собой поверхностно-активные вещества?

5. При каком условии жидкость смачивает твердое тело? Не смачивает?

6. От чего зависит высота поднятия смачивающей жидкости в капилляре?

7. Чем отличаются монокристаллы от поликристаллов?

8. Как можно классифицировать кристаллы?

9. Как получить закон Дюлонга и Пти исходя из классической теории теплоемкости?

10. Некоторое количество твердого вещества смешано с тем же веществом в жидком состоянии. Почему при некотором нагреве этой смеси ее температура не поднимается?

11. Чем отличается фазовый переход I рода от фазового перехода II рода?

12. Что можно «вычитать» из диаграммы состояния, используемой для изображения фазовых превращений?

2. ОПТИКА. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Элементы геометрической оптики

Основные законы оптики. Полное отражение

- **Свет излучается различными веществами (средами), состоящими из атомов или молекул при любой температуре T .**

- **Свет имеет двойственную природу.** Двойственность природы света связана с тем, что одни явления (интерференция, дифракция, дисперсия и поляризация) описываются представлениями о свете в виде электромагнитных волн, а другие явления (фотоэффект, давление на вещество и Комpton-эффект) – в виде микрочастиц, названных фотонами или квантами.

- **Свет, рассматриваемый в виде электромагнитных волн различных частот (или длин волн), распространяется в вакууме, рассматриваемом в виде пространства свободного от вещества или среды, а также и в любых веществах (средах) с различной скоростью:**

- *Скорость света в вакууме c , оцениваемая относительно любых инерциальных систем отсчёта, величина постоянная и равная $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.*

- *Скорость света в пространстве, заполненном веществом (или средой), всегда меньше скорости в вакууме $v < c$.*

Пространство, заполненное вакуумом или веществом (средой) и в котором распространяется свет, характеризуется показателями преломления n .

Абсолютный показатель преломления среды n зависит от природы вещества (среды). Эта величина определяется отношением фазовой скорости электромагнитных волн c в вакууме к фазовой скорости света в веществе (среде) v :

$$n = \frac{c}{v}.$$

Фазовая скорость электромагнитных волн в веществе (среде) меньше скорости света в вакууме $v < c$. Поэтому абсолютный показатель преломления среды $n > 1$.

Абсолютный показатель преломления вакуума равен единице $n_0 = \frac{c}{c} = 1$,

это указывает, что скорость света в вакууме равна $v = c$.

Анализ абсолютного показателя преломления n в различных локальных областях вещества (среды) даёт возможность установить однородные и неоднородные области вещества (среды).

Абсолютный показатель преломления n вещества (среды) в однородной и изотропной среде остаётся постоянной величиной $n = \text{const}$. Его величина не зависит от места расположения локальных областей, а также от выбора направления в объёмном пространстве $n \neq n(\vec{r})$.

По закону прямолинейного распространения света свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Из закона прямолинейного распространения света следует, что свет распространяется прямолинейно только лишь в оптически однородном и изотропном веществе (среде) характеризуемым показателем преломления не зависящим от радиуса \vec{r} : $n \neq n(\vec{r})$.

Абсолютный показатель преломления в неоднородной и анизотропной среде зависит от места расположения локальных областей среды и выбора направления в объёмном пространстве: $n = n(\vec{r})$. В таких средах лучи света отклоняются от прямолинейного распространения. Среда в этом случае является анизотропной.

Световой пучок – это оптическое излучение, распространяющееся по направлению от (или по направлению к) некоторой ограниченной области пространства, называемой центром (вершиной, фокусом) светового пучка (рис.34).



Рис.34

Световой луч следует рассматривать как пучок света, распространяющийся вдоль какой-нибудь линии, названных траекториями светового луча (см. рис. 34). Поэтому разным траекториям лучей соответствуют разные световые лучи.

В одних случаях пучок света можно рассматривать как луч, а в других - нельзя. Это зависит от того, интересуемся ли мы пространственной структурой пучка или нет. Иногда широкий пучок света от прожектора можно считать лучом, а излучение лазера рассматривать как луч нельзя.

Кроме этого, понятие «Световой луч» для описания процесса распространения света в сильно рассеивающих веществах (средах) не существует.

По закону отражения (рис.35):

- отраженный луч света лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе раздела двух сред в точке падения;

- угол отражения i' равен углу падения i :

$$i = i'.$$

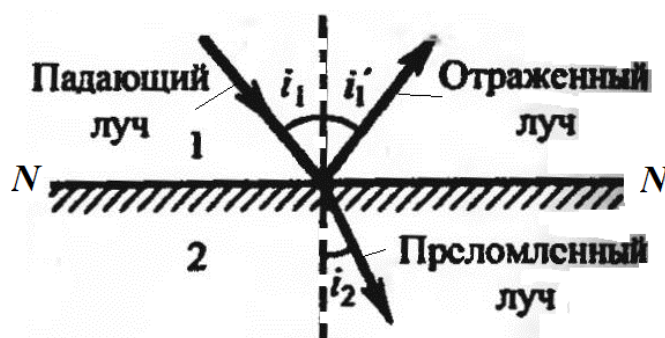


Рис.35

По закону преломления (см. рис.35):

- луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела N – N двух сред 1 и 2 в точке падения, лежат в одной плоскости;
- относительный показатель преломления второй среды относительно первой $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$ равен отношению синуса угла падения луча к синусу угла преломления луча

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin i_1}{\sin i_2}.$$

Абсолютный показатель преломления среды определяется при условии падения луча в среду 2 из вакуума (или воздуха). Показатель преломления среды 1 в виде вакуума (или воздуха) равен $n_1 = 1$. Отсюда

$$n_{21} = n_2 = n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{v},$$

где c – скорость света (электромагнитных волн) в вакууме;

v – фазовая скорость света в веществе (среде).

Фазовая скорость света (электромагнитных волн) в веществе (среде) меньше скорости света (электромагнитных волн) в вакууме $v < c$ и поэтому

по закону преломления $n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1} > 1$.

Полное отражение света

Полное отражение света (электромагнитных волн) – явление (рис.36, г), связанное с распространением света из оптически более плотной среды характеризуемой большим значением показателя преломления $n_2 > n_1$ в оптически менее плотную среду с меньшим показателем преломления $n_1 < n_2$.

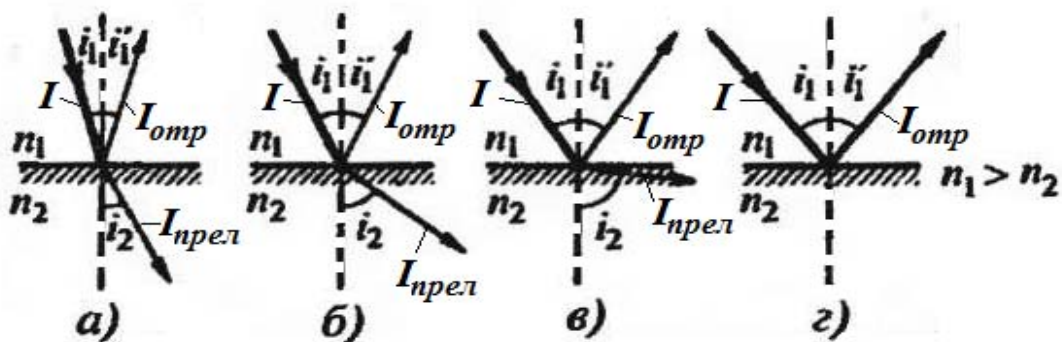


Рис.36

По закону преломления света $n_{12} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin i_2}{\sin i_1} > 1$ преломленный луч удаляется от нормали и угол преломления i_2 больше, чем угол падения i_1 (рис.36, а).

С увеличением угла падения i_1 увеличивается угол преломления i_2 (рис.36 б, в) до тех пор, пока при некотором угле падения $i_1 = i_{1пред}$ угол преломления не окажется равным $i_2 = \pi / 2$ (рис. 36, в). Угол $i_{1пред}$ называется предельным углом.

При углах падения $i_1 > i_{1пред}$ i_1 падающий луч света не входит в среду n_2 и полностью отражается на границе двух сред (рис.36, г).

Интенсивность луча света (см. рисунок) определяется мощностью луча света, пронизывающего единицу площади поверхности вещества (среды):

$$I = \frac{W}{St} = \frac{N}{S},$$

где W – энергия электромагнитных колебаний;

S – площадь поверхности вещества;

t – время воздействия луча света на S .

При отсутствии полного отражения от поверхности раздела двух сред (рис. а, б, в) справедливо соотношение полученное по закону сохранения энергии W :

$$I = I_{отр} + I_{прел},$$

где I , $I_{отр}$ и $I_{прел}$ – интенсивность падающего, отражённого и преломлённого луча.

Интенсивность преломленного луча $I_{прел}$ по мере приближения угла падения к предельному уменьшается, а отраженного $I_{отр}$ – растёт (рис. 36, а-в). Если $i_1 = i_{1пред}$, то интенсивность преломленного луча обращается в

нуль $I_{\text{прел}} = 0$, а интенсивности падающего и отраженного луча становятся равными $I = I_{\text{отр}}$ (рис. 36, г).

При углах падения $i_{1\text{прел}} < i_1 < \pi/2$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивность отраженного и падающего лучей одинакова $I = I_{\text{отр}}$. Поэтому данное явление называется полным отражением света.

Предельный угол полного внутреннего отражения $i_{1\text{прел}}$ оценивают подстановкой в уравнение описывающее закон преломления $\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$ угол $i_{1\text{прел}}$ и угол преломления $i_2 = \pi/2$

$$\frac{\sin i_{1\text{прел}}}{\sin(\pi/2)} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}.$$

Это уравнение удовлетворяет значениям угла $i_{1\text{прел}}$ при $n_{21} = \frac{n_1}{n_2} > 1$.

По этой причине явление полного отражения наблюдается при падении света из оптически более плотной среды в среду оптически менее плотную.

На практике явление полного отражения света используется в световодах (светопроводах). Световоды – это приборы, содержащие в своём составе тонкие произвольным образом изогнутые нити (волокна) изготовленные из оптически прозрачного материала.

Более сложные волоконные изделия (световые кабели) содержат стеклянное волокно. Световедущая жила (сердцевина) кабеля окружается стеклом – оболочкой из другого стекла характеризуемого меньшим показателем преломления. Свет, падающий на торец световода под углами, большими предельного, претерпевает на поверхности раздела сердцевинки и оболочки полное отражение и распространяется только по световодной жиле. Важной особенностью таких устройств является, то что в световодах можно как угодно искривлять путь светового пучка.

Линзы, тонкие линзы, их характеристики

Линзы – это прозрачные по отношению к свету тела, ограниченные двумя поверхностями. Первая из них сферическая (или цилиндрическая), а вторая – сферическая (или цилиндрическая) и плоская.

✓ *Линзы считают тонкими, если их толщина (расстояние между ограничивающими поверхностями) значительно меньше по сравнению с радиусами поверхностей, ограничивающих линзу.*

✓ *Линзы преломляют световые лучи и формируют оптические изображения предметов.*

✓ *Линзы изготавливают из обычного стекла, кварца, кристаллов, пластмасс и других материалов.*

✓ Линзы подразделяют по внешней форме – на двояковыпуклые; плосковыпуклые; двояковогнутые; плосковогнутые; выпукловогнутые и вогнутовыпуклые (рис.37).

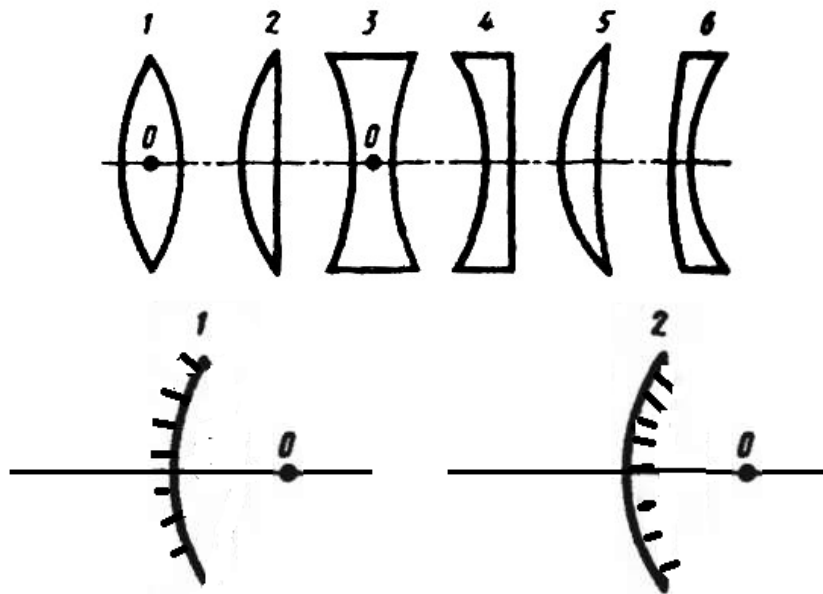


Рис.37

Линзы и сферические зеркала подразделяют по оптическим свойствам на собирающие 1, 2, 5 (см. рис.37) и рассеивающие 3, 4, 6 (см. рис.37).

Главная оптическая ось линзы и сферического зеркала – это прямая линия, проходящая через центры из кривизны поверхностей.

Побочная оптическая ось – любая прямая линия, проходящая через оптический центр линзы и не совпадающая с главной оптической осью (рис.38).

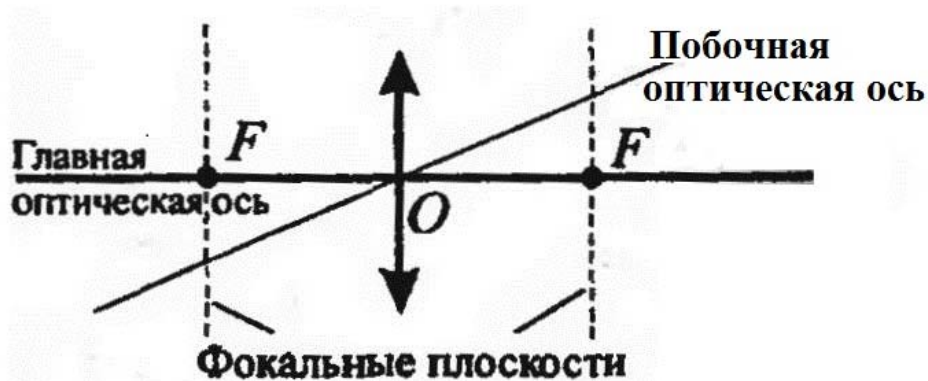


Рис.38

Фокус линзы F – это точка, расположенная на главной оптической оси линзы. В этой точке пересекаются лучи параксиального (приосевого) светового пучка, распространяющиеся параллельно главной оптической оси.

Оптический центр линзы – это точка, которая расположена на главной оптической оси. Лучи света, распространяющиеся под разными углами к главной оптической оси линзы, проходят через эту точку, не отклоняясь от прямой линии.

Уравнения, описывающие свойства тонкой линзы были получены на основе принципа Ферма (французский математик и физик). Этот принцип называют также и как принцип наименьшего времени. Согласно данному принципу траектория светового луча (действительный путь распространения света) всегда есть путь, для прохождения которого свету требуется минимальное время по сравнению с любым другим мысленным путём между тем же точками.

Уравнения, описывающие свойства тонкой линзы

Фокальные плоскости линзы ориентированы перпендикулярно главной оптической оси линзы и пересекают фокусы линзы, обозначенные символом F .

Фокусное расстояние, обозначаемое символом f , – это линейный размер между оптическим центром линзы O и её фокусом F .

Уравнения для оптической силы тонкой линзы и зеркал делятся на две группы.

К 1 группе уравнений отнесены уравнения в форме

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b},$$

где f , a , b – *фокусное расстояние линзы, расстояние от линзы до предмета и его изображения*. Все эти величины следует рассматривать как алгебраические величины. Знаки у этих величин могут быть разными в разных случаях. При этом возможны три случая:

1. *Собирающие линзы и вогнутые зеркала* формируют действительные изображения предметов при $a > f$ и знаки у этих величин всегда положительные: $a > 0$, $f > 0$ и $b > 0$.

2. *Собирающие линзы и вогнутые зеркала* формируют мнимые изображения предметов при $a < f$ и знаки у этих величин различные: $a > 0$, $f > 0$ и $b < 0$.

3. *Рассеивающие линзы и выпуклые зеркала* в отличие от собирающих линз и вогнутых зеркал всегда формируют мнимые изображения предметов и знаки у этих величин различные: $a > 0$, $f < 0$ и $b < 0$.

В ы в о д ы :

Расстояние от предмета до оптических приборов a всегда положительное по знаку $a > 0$.

Фокусное расстояние f для собирающих линз и вогнутых зеркал положительное по знаку $f > 0$, а для рассеивающих линз и выпуклых зеркал – отрицательное по знаку $f < 0$.

Расстояние от изображения до оптических приборов b для действительных изображений всегда положительное по знаку, для мнимых – отрицательное по знаку $b < 0$.

Все выше перечисленные три случая указывают на существование у f , a и b строго определённых знаков и поэтому уравнение для оптической силы тонкой линзы и зеркал записываемое в форме $\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$ имеет три формы:

1. $\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$;
2. $\frac{1}{f} = \frac{1}{a} - \frac{1}{b}$;
3. $\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$.

Во всех трёх уравнениях фигурируют арифметические значения величин f , a и b .

Ко 2 группе уравнений отнесены уравнения, которые связывают фокусное расстояние линзы (зеркала) с её прочими характеристиками.

Для описания распространения лучей света в линзах используют уравнение в форме

$$\Phi = \frac{1}{f} = (n_{21} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

где $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$ – относительный показатель преломления двух сред;

$n_2 > 1$ – абсолютный показатель преломления материала линзы;

$n_1 \geq 1$ – абсолютный показатель преломления среды окружающей линзу ($n_1 = 1$ принимается равным для вакуума или воздуха);

R_1 и R_2 – радиусы кривизны линзы.

Если радиус кривизны характеризует выпуклую (вогнутую) поверхность линзы, то он записывается в это уравнение со знаком плюс (минус). Поэтому двояковыпуклые, плосковыпуклые и выпукловогнутые линзы имеют положительное по знаку фокусное расстояние $f > 0$ и выполняют функцию собирающих линз.

Когда расстояние $a = \infty$ (лучи падают на линзу параллельным пучком), то расстояние b , соответствующее этому случаю (рис.39, а), равно фокусному расстоянию линзы $b = OF = f$.

При расстоянии $b = \infty$ изображение предмета находится в бесконечности и лучи выходят из линзы параллельным пучком (рис.39, б). При таком

условии $a = OF = f$. Таким образом, фокусные расстояния линз, окруженных с обеих сторон одинаковой средой, равны друг другу.

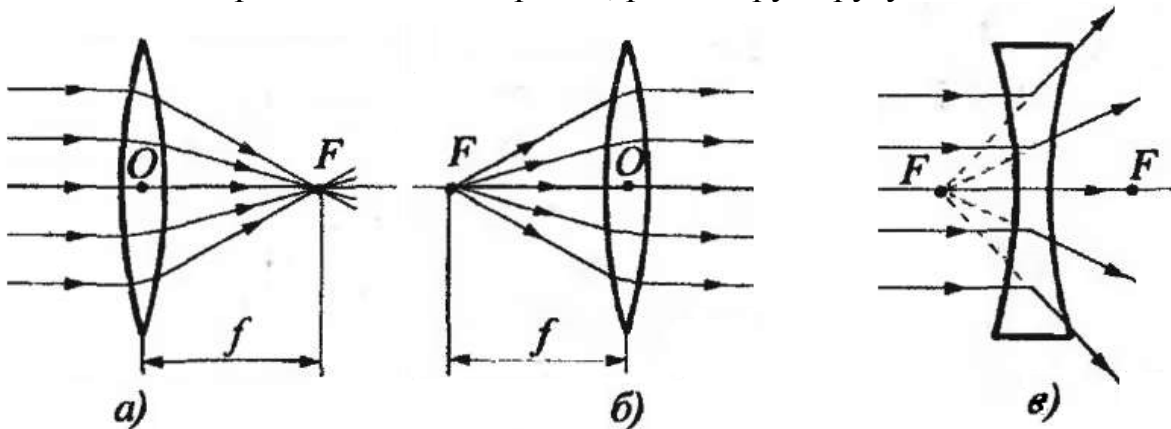


Рис.39

Рассеивающая линза (рис.40 в)) в отличие от собирающей имеет мнимые фокусы. В мнимом фокусе сходятся (после преломления) воображаемые продолжения лучей, падающих на рассеивающую линзу параллельно главной оптической оси.

Таким образом, оптическая сила тонкой линзы Φ определяется из уравнения

$$\Phi = \frac{1}{f} = (n_{21} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b},$$

где f – фокусное расстояние линзы;

$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$ – относительный показатель преломления линзы и окружающей её среды;

R_1 и R_2 – радиусы кривизны поверхностей линзы (для выпуклых поверхностей $R > 0$, а для вогнутых – $R < 0$);

a и b – расстояния от оптического центра линзы до предмета.

Мерой оптической силы линзы Φ является диоптрия:

$$\Phi_e = \frac{1}{f}, \text{ Единица } \rightarrow 1 \text{ дптр} = 1/\text{м}.$$

1 дптр (диоптрия) – это оптическая сила линзы, у которой фокусное расстояние равно $f = 1$ м.

Для описания распространения лучей света в сферических зеркалах используют уравнение для оптической силы Φ в форме

$$\Phi = \frac{1}{f} = \left(\pm \frac{1}{R} \pm \frac{1}{R} \right) = \pm \frac{2}{R} \rightarrow f = \pm \frac{R}{2},$$

где R – радиус кривизны поверхности зеркала.

Знак плюс в этом уравнении используется для вогнутых зеркал, у которых фокусное расстояние положительное по знаку $f > 0$.

Знак минус в этом уравнении используется для выпуклых зеркал, у которых фокусное расстояние отрицательное по знаку $f < 0$.

Построение изображения в линзах

Построение изображения предмета в линзах осуществляется с помощью следующих лучей:

- луча, проходящего через оптический центр линзы и не изменяющего своего направления;
- луча, идущего параллельно главной оптической оси; после преломления в линзе этот луч (или его продолжение) проходит через второй фокус линзы;
- луча (или его продолжения), проходящего через первый фокус линзы; после преломления в ней он выходит из линзы параллельно ее главной оптической оси.

Примеры построения изображений в собирающих линзах и рассеивающей линзе приведены на (рис.40 а, б, в).

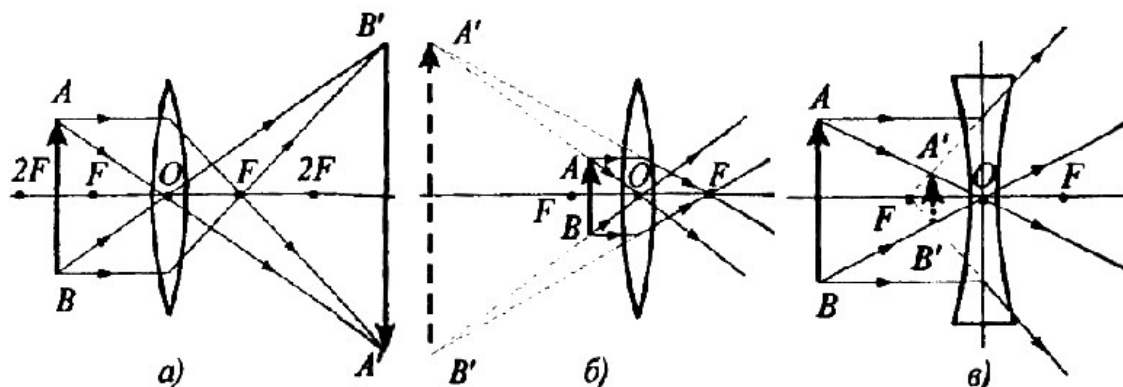


Рис.40

Рис. 40, а содержит действительное изображение предмета АВ в собирающей линзе, а рис. 40, б – мнимое, на рис. 40, в построено мнимое изображение предмета АВ в рассеивающей линзе.

Энергетические величины в фотометрии

Фотометрия – раздел оптики, связанный с измерением интенсивности света от различных источников.

В фотометрии используют:

- ✓ Энергетические величины, характеризующие параметры оптического излучения безотносительно к его действию на приемники излучения.
- ✓ Световые величины, характеризующие физиологические воздействия света и оцениваемые по его воздействию на глаз человека (исходя из так называемой чувствительности глаза) или на другие приемники излучения.

Энергетическая сила света (сила излучения) I_e – это величина, равная отношению потока излучения Φ_e источника к телесному углу ω , в пределах которого это излучение распространяется:

$$I_e = \frac{\Phi_e}{\omega}. \text{ Единица } \rightarrow 1 \text{ Вт/ср (ватт на стерадиан)}.$$

Поток излучения Φ_e – это мощность излучения, определяемая отношением энергии, переносимой излучением, к времени переноса, значительно превышающему период электромагнитных колебаний:

$$\Phi_e = \frac{W}{t}. \text{ Единица } \rightarrow 1 \text{ Вт}.$$

Энергетическая светимость (излучательность) R_e

Поверхностная плотность потока излучения

$$R_e = \frac{\Phi_e}{S}. \text{ Единица } \rightarrow 1 \text{ Вт/м}^2.$$

Энергетическая яркость B_e – это величина, равная отношению энергетической силы света ΔI_e элемента излучающей поверхности к площади ΔS проекции этого элемента на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения:

$$B_e = \frac{\Delta I_e}{\Delta S}, \text{ Единица } \rightarrow 1 \text{ Вт/(ср} \cdot \text{м}^2).$$

Энергетическая освещенность (облучённость) E_e характеризует величину потока излучения, падающего на единицу освещенной поверхности. Единица \rightarrow Вт/м².

Световые величины в фотометрии

Используемые в оптических измерениях приемники излучения являются селективными (избирательными) приборами по длине волны (частоте). У каждого из них существует собственная кривая чувствительности к свету различных длин волн (частот). Световые характеристики субъективны и используются только для видимого света.

Кандела (одна из семи основных единиц). Единица \rightarrow 1 кд.

1 кд – это сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц. Энергетическая сила света источника в этом направлении составляет $1/683$ Вт/ср.

Световой поток Φ – это мощность оптического излучения по вызываемому им световому ощущению или другими словами по его воздействию на селективный приемник света с заданной спектральной чувствительностью. Единица \rightarrow 1 лм.

1 лм (люмен) – световой поток, испускаемый точечным источником силой света в 1 кд внутри телесного угла в 1 ср (при равномерности поля излучения внутри телесного угла): $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}$.

Светимость R

$$R_e = \Phi / S. \text{ Единица } \rightarrow 1 \text{ лм/м}^2.$$

Яркость B_φ , светящейся поверхности в некотором направлении φ , – это величина, равная отношению силы света I в этом направлении к площади S проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную данному направлению:

$$B_\varphi = \frac{I}{S \cos \varphi}. \text{ Единица } \rightarrow 1 \text{ кд/м}^2.$$

Освещённость E – это величина, равная отношению светового потока Φ , падающего на поверхность, к площади S этой поверхности:

$$E = \frac{\Phi}{S}. \text{ Единица } \rightarrow 1 \text{ лк.}$$

1 лк (люкс) – это освещённость такой поверхности, на 1 м^2 которой падает световой поток в 1 лм:

$$1 \text{ лк} = 1 \text{ лм/м}^2.$$

2.2. Интерференция света.

Обоснование законов отражения и преломления света на основе волновой теории

Согласно принципу Гюйгенса каждая точка среды, до которой доходит волна в момент времени t_0 , является центром вторичных волн. Огибающая этих волн определяет положение волнового фронта в последующий момент времени t_1 .

Закон отражения света обоснован принципом Гюйгенса.

Пусть на границу раздела двух сред падает плоская волна (фронт волны – плоскость АВ), распространяющаяся вдоль направления I (рис.41).

Фронт волны при перемещении достигает отражающей поверхности в точке А и эта точка первой начнет излучать вторичную волну. Для прохождения волной расстояния ВС требуется интервал времени $\Delta t = BC/v$. За время равное Δt фронт вторичной волны достигнет точек полусферы, радиус AD которой равен $BC = v\Delta t$. Согласно принципу Гюйгенса положение

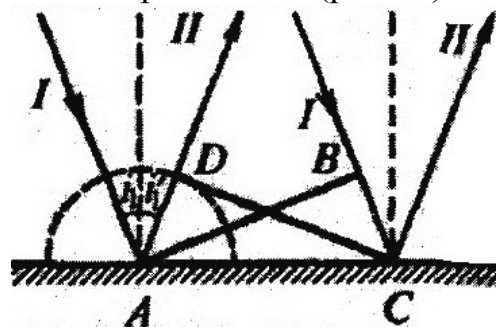


Рис. 41

фронта отраженной волны в этот момент времени задается плоскостью DC, а направление этой волны – лучом II. Треугольники $\triangle ABC$ и $\triangle ADC$ равны друг другу. Отсюда углы падения и отражения также равны друг другу и закон отражения волны описывает соотношение между углами

$$t'_1 = t_1.$$

Закон преломления света также может быть обоснован принципом Гюйгенса.

Пусть плоская волна (фронт волны – плоскость АВ) распространяется в вакууме вдоль направления I со скоростью света c и падает на границу раздела со средой, в которой скорость ее распространения равна v (рис.42).

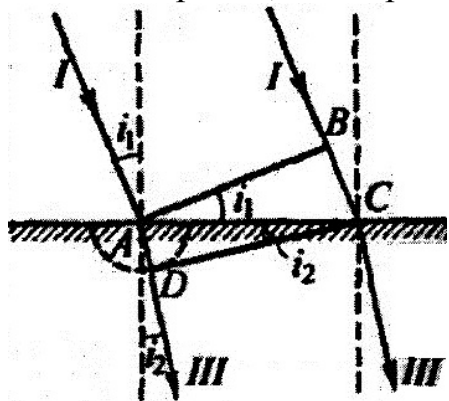


Рис. 42

Если время, затрачиваемое волной для прохождения пути BC, равно Δt , то $BC = c\Delta t$. За это же время фронт волны, возбуждаемый точкой A в среде со скоростью v , достигнет точек полусферы (ее радиус равен $AD = v\Delta t$). Положение фронта преломленной волны в этот момент времени с учётом принципа Гюйгенса определяется плоскостью DC, а направление распространения – лучом III. Из данного рисунка следует, что $AC = \frac{BC}{\sin i_1} = \frac{AD}{\sin i_2}$,

$c\Delta t / \sin i_1 = v\Delta t / \sin i_2$. Отсюда закон преломления лучей описывает соотношение

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{v}$$

Когерентность и монохромность световых волн

Когерентность волн – это согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

Условию когерентности удовлетворяют монохроматические и неограниченные в пространстве волны, характеризующиеся одной определенной и строго постоянной частотой $\nu = \text{const}$ (или длиной $\lambda = \text{const}$).

Однако, излучение у реальных источников света не является монохроматическим. Это излучение представляет непрерывный набор волн с частотами $\nu_{\min} < \nu < \nu_{\max}$. Поэтому волны, излучаемые любыми независимыми источниками света характеризуются набором частот (длин волн) $\Delta\nu = \nu_{\max} - \nu_{\min}$ и поэтому они не удовлетворяют условию когерентности.

Волновой цуг – это прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов.

Длительность процесса излучения в каждом из атомов составляет величину порядка $\Delta t \approx 10^{-8}$ с и только в течение этого времени волны имеют приблизительно постоянные амплитуду и фазу колебаний.

Время когерентности $\tau_{\text{ког}}$ – это средняя продолжительность одного цуга волн. Поэтому когерентность существует только в пределах одного цуга волн, и время когерентности не может превышать время излучения τ :

$$\tau_{\text{ког}} < \tau.$$

Длина когерентности (длина цуга) $l_{\text{ког}}$ – это расстояние, на которое распространяется волна в вакууме за время когерентности $\tau_{\text{ког}}$:

$$l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}.$$

Под длиной когерентности понимают расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность.

Временная когерентность связана с когерентностью колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства.

Поэтому это понятие определяет степень монохроматичности волн. Чем выше степень монохроматичности волн, тем большие значения имеют время когерентности $\tau_{\text{ког}}$ и длина когерентности $l_{\text{ког}}$.

Пространственная когерентность определяет размеры и взаимное расположение для двух источников света, которые позволяют (при необходимой степени монохроматичности света) наблюдать интерференцию света.

Интерференция света – это пространственное перераспределение светового потока при наложении в какой либо точке двух или нескольких когерентных световых волн. В результате интерференции в одних точках пространства возникают максимумы интенсивности светового потока, а в других – минимумы интенсивности светового потока.

Интерференция световых волн происходит при создании условий для формирования когерентных световых волн. Для этой цели применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части. После прохождения волнами разных оптических путей они накладываются друг на друга и приёмнике волн (экране) наблюдается интерференционная картина.

Разность фаз двух когерентных волн определяет характер интерференционной картины в приёмнике волн (экране).

Предположим, что разделение на две когерентные волны произошло в определенной точке О. Одна волна в среде с показателем преломления n_1 , прошла до точки М, в которой наблюдается интерференционная картина, путь S_1 , а вторая в среде с показателем преломления n_2 – путь S_2 .

Если в точке О фаза колебаний равна ωt , то в точке М первая волна возбуждит колебание $A_1 \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right)$, а вторая волна – колебание

$A_2 \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right)$, где $v_1 = c / n_1$, $v_2 = c / n_2$ соответственно, фазовая скорость первой и второй волны. Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в

точке М, с учётом соотношения $\omega / c = 2\pi\nu / c = 2\pi / \lambda_0$ (λ_0 – длина волны в вакууме) равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta L,$$

где $s_2 n_2$, $s_1 n_1$ (произведения геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель преломления n этой среды) – оптические разности хода, определяющие оптические пути L . Величина $\Delta L = L_2 - L_1$ – разность оптических путей когерентных волн.

Условия наблюдения в приёмнике (экране) интерференционных максимумов и минимумов:

- Максимумы при разности оптических путей $\Delta L = \pm m \lambda_0$ ($m=0, 1, 2, \dots$).

Разность фаз колебаний в этом случае равна $\delta = \pm 2m\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке М обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе.

- Минимумы при разности оптических путей $\Delta L = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$ ($m=0, 1, 2, \dots$)

Разность фаз колебаний в этом случае равна $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке М обеими волнами, будут происходить в противофазе.

До появления лазеров интерференцию света наблюдали формированием во всех приборах когерентных пучков света методом разделения в пространстве и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника.

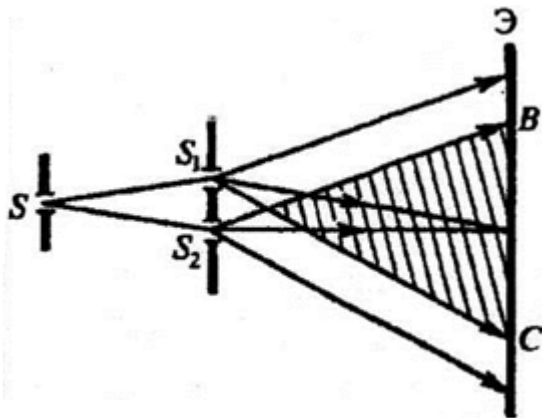


Рис. 43

нают параллельные щели S , S_1 и S_2 . Интерференционная картина от параллельных щелей S_1 и S_2 наблюдается на экране Э в области ВС.

2. По методу двух зеркал Френеля (рис. 44).

Свет от источника S падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных относительно друг друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° (угол φ мал).

На практике это осуществлялось различными методами с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел:

1. По методу Юнга (рис.43) свет от ярко освещённой щели S падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 . Функцию когерентных источников выполняют параллельные щели S , S_1 и S_2 .

Световые пучки, отразившиеся от обоих зеркал, можно считать выходящими из мнимых источников S_1 и S_2 , которые являются мнимыми изображениями источника S в зеркалах.

Мнимые источники света S_1 и S_2 взаимно когерентны, и световые пучки исходящие из них, встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрывания. Интерференционная картина наблюдается в области BC на экране \mathcal{E} , защищенном от прямого попадания света заслонкой 3 .

3. По методу зеркала Ллойда (рис.45).

Точечный источник S находится на очень близком расстоянии к поверхности плоского зеркала M , поэтому свет отражается зеркалом под углом, близким к скользющему. Когерентными источниками служат первичный источник S и его мнимое изображение S_1 в зеркале.

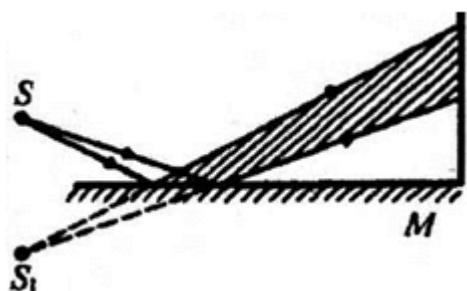


Рис.45

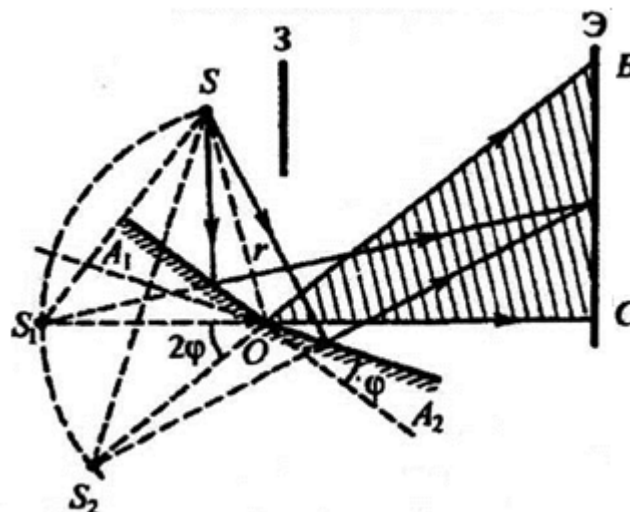


Рис. 44

Когерентными источниками служат первичный источник S и его мнимое изображение S_1 в зеркале.

Расчет интерференционной картины от двух источников формируемых двумя узкими щелями S_1 и S_2 (рис.46), находящимися на расстоянии d друг от друга и являющимися когерентными (реальными или мнимыми изображениями источника S_1 в какой-либо оптической системе) источниками света, представлен ниже.

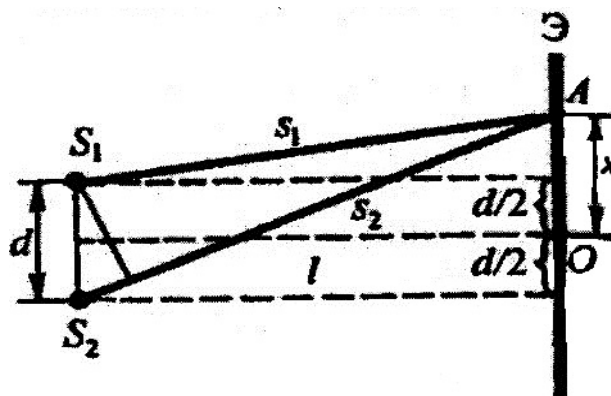


Рис. 46

Интерференция наблюдается в произвольной точке A экрана, параллельного обоим щелям и расположенного от них на расстоянии l , причем

$l \gg d$. Начало отсчета выбрано в точке О, симметричной относительно щелей. Интенсивность в точке А определяется оптической разностью хода равной $\Delta = S_2 - S_1$.

Из данного рисунка $S_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$, $S_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2$,
 $\Delta = S_2 - S_1 = 2xd / S_1 + S_2$

Из условия $l \gg d$ следует, что $S_1 + S_2 \approx 2l$, поэтому $\Delta = xd / l$.

Подставив это значение в условия максимума и минимума, получим, максимумы интенсивности света, которые будут наблюдаться на экране при условии

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0, \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

а минимумы – $x_{\min} = \pm(m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda_0, \quad (m=0, 1, 2, \dots)$.

Ширина интерференционной полосы – это расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) интенсивности света

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0.$$

Согласно (1) и (2), интерференционная картина освещённости, формируемой на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос, параллельных друг другу. Главный максимум соответствующий $m = 0$, проходит через точку О. Вверх и вниз от него на равных расстояниях друг от друга располагаются максимумы(минимумы) первого ($m = 1$), второго ($m = 2$) порядков и т.д. Описанная картина соответствует случаю использования источников монохроматического света (длина волны $\lambda_k = \text{const}$ или частота $\nu_k = \text{const}$). В случае белого света (длина волны λ или частота $\nu_0 = \text{const}$ изменяется в диапазоне от фиолетовых лучей до красных лучей). интерференционная картина имеет вид радужных полос.

Полосы равного наклона (интерференция от плоскопараллельной пластинки)

Условия для интерференционных максимумов и минимумов при рассмотрении хода одного луча света, падающего на плоскопараллельную пластинку (рис. а), записывают в форме уравнений:

$$\Delta x_{\max} = 2dn \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0,$$

$$\Delta x_{\min} = 2dn \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2},$$

где d – толщина пленки;

n – показатель преломления вещества пластинки;

i – угол падения света;

i – угол преломления;
 $m = 1, 2, 3, \dots$

Слагаемое $\pm \frac{\lambda_0}{2}$ в уравнениях в общем случае обусловлено потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Когда $n > n_0$, то в уравнениях необходимо использовать знак плюс, если $n < n_0$ – знак минус.

Полосы равного наклона – это интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами. Данные полосы локализованы в бесконечности.

Для наблюдения полос равного наклона (рис.47) используют собирающую линзу и экран Э, расположенный в фокальной плоскости линзы.

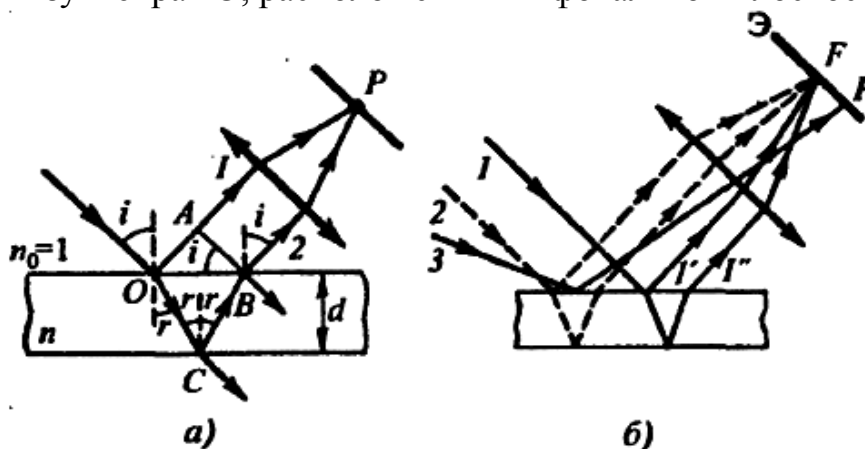


Рис.47

Параллельные лучи I' и I'' соберутся в фокусе F линзы (на рисунке б, ее оптическая ось параллельна лучами I' и I'' в эту же точку придут и другие лучи (луч 2), параллельные лучу I , в результате чего увеличивается общая интенсивность. Лучи 3, наклоненные под другим углом, соберутся в точке P фокальной плоскости линзы. Если оптическая ось линзы перпендикулярна поверхности пластинки, то полосы равного наклона имеют вид concentric rings with center in the focus of the lens.

Полосы равной толщины
 (интерференция от пластинки переменной толщины)

Интерференция на клине

Пусть на клин (угол α между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление которой совпадает с параллельными лучами 1 и 2 (рис.48).

Из всех лучей, на которые разделяется падающий луч I , рассмотрим лучи I' и I'' , отразившиеся от верхней и нижней поверхностей клина. При

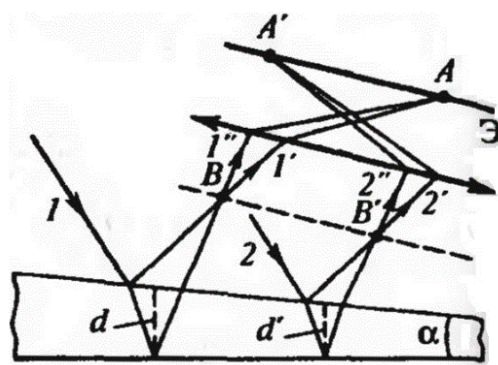


Рис.48

определенном взаимном положении клина и линзы лучи I' и I'' пересекутся в некоторой точке А, являющейся изображением точки В. Так как лучи I' и I'' когерентны, то они будут интерферировать.

Если источник расположен достаточно далеко от поверхности клина и угол α мал, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами I' и I'' может быть с достаточной степенью точности вычислена из уравнений для плоскопараллельной пластинки

$$\Delta x_{\max} = 2dn \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0,$$

(максимум интерференции)

$$\text{и } \Delta x_{\min} = 2dn \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2},$$

(минимум интерференции).

Оптическая разность хода определяется толщиной пластинки d . Лучи 2 и 2', образовавшиеся делением луча 2, собираются в точке А' (а оптическая разность определяется толщиной d). На экране возникает система интерференционных полос. Каждая из полос возникает при отражении от локальных мест пластинки, имеющих одинаковую толщину (в общем случае толщина пластинки может изменяться произвольно).

Полосы равной толщины – это интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест клина одинаковой толщины. Такие полосы локализованы вблизи поверхности клина. Каждая из полос возникает при отражении от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину.

Положение максимумов и для полос равного наклона и для полос равной толщины зависит от λ . Поэтому темные и светлые полосы получаются только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных длин волн, и интерференционная картина приобретает радужную окраску.

Кольца Ньютона

Кольца Ньютона являются примером интерференционных полос равной толщины. Такие полосы наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плоско выпуклой линзой с большим радиусом кривизны (рис.49).

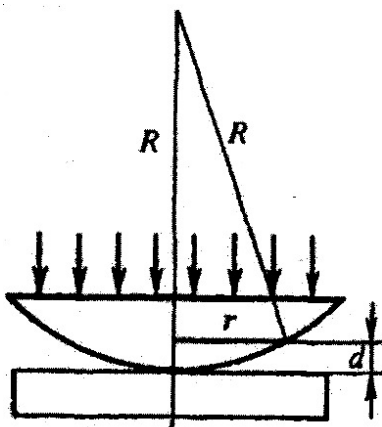


Рис.49

Параллельный пучок света падая нормально на плоскую поверхность линзы и частично отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора, расположенного между линзой и пластинкой. Полосы равной толщины,

имеющие вид концентрических окружностей, наблюдаются при наложении отраженных лучей при нормальном падении света. В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении) равна $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2}$ ($n=1, i=0$) $\rightarrow \Delta = 2d \pm \frac{\lambda_0}{2}$, где d – ширина зазора.

Из условия $R^2 = (R - d)^2 + r^2$, согласно рисунку, и, учитывая, что d мало, получаем $d = \frac{R^2}{2R} \rightarrow \Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}$.

Приравнивая правую часть этого уравнения для разности хода Δ к условиям максимума и минимума интерференции можно получить уравнения для оценки радиусов m -го светлого кольца r_m и m -го темного кольца r_m^0 в формах:

$$r_m = \sqrt{(m - \frac{1}{2})\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad \text{и} \quad r_m^0 = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

Измеряя радиусы колец и зная R , можно определить длину волны λ_0 или, наоборот, по λ_0 определить R .

Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете (в данном случае потеря полуволны нет происходит). Оптическая разность хода для проходящего и отраженного света отличается на $\lambda_0/2$. Поэтому максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем, и наоборот.

Некоторые применения явления интерференции:

1. *Просветление оптики* – это методика, позволяющая уменьшить потери интенсивности света, проходящего через линзы.

Современные объективы, применяемые на практике, содержат большое количество линз. Число отражений света в линзах велико и по этой причине потери светового потока увеличиваются. Интенсивность света, прошедшего через объективы, ослабляется и его светосила уменьшается. Кроме этого, отражения от поверхностей линз ухудшают работу приборов военной техники из-за возникновения бликов, демаскирующих расположение объекта наблюдения.

Для устранения указанных недостатков на свободные поверхности линз наносятся тонкие пленки с показателем преломления меньшим, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух – пленка и пленка – стекло возникает интерференция когерентных лучей $1'$ и $2'$ (рис.50).



Рис. 50

Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n можно подобрать так, что бы интерферирующие лучи гасили друг друга. Для этого амплитуды отраженных волн должны быть равны (амплитуды отраженных волн равны, если $n = \sqrt{n_c}$), а оптическая разность хода равна

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}.$$

Поскольку показатели преломления $n_c > n > n_0$, потеря полуволны происходит на обеих поверхностях и поэтому условие минимума интерференции (предполагаем, что свет падает нормально т.е. $i = 0$)

$$2nd = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2},$$

где nd – оптическая толщина пленки. Обычно используют значение $m=0$, и тогда условие минимума интерференции записывают в форме

$$2nd = \frac{\lambda_0}{2}.$$

Таким образом, если оптическая толщина пленки равна $\frac{\lambda_0}{2}$, то в результате интерференции лучей в линзе явления отражения лучей устраняется. Следует заметить, что одновременного устранения данного явления для всех длин волн невозможно. Поэтому этот приём используют для наиболее восприимчивой глазом длины волны $\lambda_0 = 550$ нм. По этой причине объективы оптических приборов с просветленной оптикой рассматриваемые глазами имеют синевато-красный оттенок.

2. *Интерферометры* – оптические приборы высокой точности используемые для измерения длины электромагнитных волн λ . Основой их работы является интерференция света.

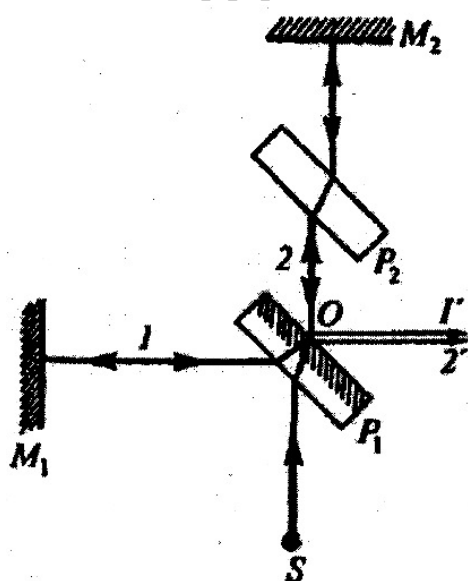


Рис. 51

Блок-схема интерферометра Майкельсона изображена на рис.51.

Монохроматический свет от источника S падает под углом 45° на плоскопараллельную пластинку P_1 . Сторона пластинки, удаленная от S, посеребренная и полупрозрачная, разделяет луч на две части: луч 1 (отражается от посеребренного слоя) и луч 2 (проходит через него). Луч 1 отражается от зеркала M_1 и, возвращаясь обратно, вновь проходит через пластинку P_1 (луч 1'). Луч 2 идет к зеркалу M_2 , отражается от него, возвращается обратно и отражается от пластинки P_1 (луч 2'). Так как первый из лучей проходит пластинку

P_1 дважды, то для компенсации возникающей разности хода на пути второго луча ставится пластинка P_2 (точно такая же, как и P_1 , только не покрытая слоем серебра).

Лучи 1' и 2' когерентны и результат их интерференции, будет зависеть от оптической разности хода луча 1 от точки О до зеркала M_1 и луча 2 от точки О до зеркала M_2 . При перемещении одного из зеркал на расстояние $\lambda_0 / 4$ разность хода обеих лучей увеличится на $\lambda_0 / 2$ и произойдет смена освещенности зрительного поля. Таким образом, незначительное смещение интерференционной картины позволяет сделать вывод о малом перемещении одного из зеркал и использовать интерферометр Майкельсона для точного (порядка 10^{-7} м) измерения длины тел l , длины световой волны λ , изменения длины тела при изменении его температуры Δl , а также изменение длины волны $\Delta \lambda$.

3. *Интерференционные рефрактометры* – оптические приборы высокой точности, измеряющие незначительные изменения показателя преломления прозрачных тел Δn в зависимости от давления p , температуры T и т.д.

На пути интерферирующих лучей, сформированных в приборах, помещаются две одинаковые кюветы длиной l . Одна кювета заполнена газом с известным показателем преломления n_0 , а другая – с неизвестным показателем преломления n_x . Возникшая в связи с этим дополнительная оптическая разность хода лучей равная $\Delta = (n_x - n_0)\lambda_0$ обеспечивает сдвиг интерференционных полос на величину равную

$$m_0 = \Delta / \lambda = (n_x - n_0) \cdot (l / \lambda).$$

Параметр m_0 определяет на какую часть общей ширины интерференционной полосы смещается интерференционная картина.

Измерив прибором величину m_0 при наличии известных значений l , n_0 и λ можно найти неизвестный показатель преломления вещества n_x .

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте основные положения и выводы корпускулярной и волновой теорий света. По каким причинам возникло представление о двойственной корпускулярно-волновой природе света?

2. Разъясните понятие «время когерентности» и «длина когерентности». Какова связь между ними?

3. В связи с чем вводятся понятия временной и пространственной когерентностей?

4. Что означает оптическая длина пути? оптическая разность хода?

5. Максимум или минимум интерференции наблюдается в точке, когда оптическая разность хода двух когерентных световых пучков равна $\Delta = 3/2\lambda$? Объясните полученный результат.

6. Почему интерференцию можно наблюдать для лучей двух лазеров, а для световых лучей, сформированных двумя электролампами, нельзя?

7. Как изменится интерференционная картина, наблюдаемая в опыте Юнга, если данную оптическую систему поместить в воду?

8. Будут ли отличаться интерференционные картины от двух узких близко лежащих параллельных щелей при освещении их монохроматическим и белым светом? Почему?

9. Что такое полосы равной толщины и равного наклона? Где они локализованы?

10. Освещая тонкую пленку из прозрачного материала монохроматическим светом, падающим нормально к поверхности пленки, на ней наблюдают параллельные чередующиеся равноудаленные темные и светлые полосы. Одинакова ли толщина отдельных участков пленки?

11. Почему центр колец Ньютона, наблюдаемых в проходящем свете, обычно светлый?

12. Между двумя пластинками имеется воздушный клин, освещая который монохроматическим светом наблюдают интерференционные полосы. Как изменится расстояние между полосами, если пространство заполнить прозрачной жидкостью?

13. Когда и почему слой (слои) с оптической толщиной в четверть длины волны служит (служат) для полного гашения отраженных лучей и для получения высоко отражающих покрытий?

2.3. Дифракция света

Принцип Гюйгенса – Френеля

Дифракция света наблюдается при его распространении в среде, содержащей непрозрачные тела и сквозь малые отверстия. Данное явление связано с отклонением лучей от прямолинейного распространения (огибание световыми волнами препятствий) и проникновением света в область геометрической тени. Поэтому дифракция света указывает на нарушение законов геометрической оптики.

Согласно принципу Гюйгенса – каждая точка пространства, до которой в заданный момент времени t_i доходит волна является центром вторичных волн. Огибающая этих волн определяет расположение фронта волны в последующий момент времени t_{i+1} .

Это толкование принципа Гюйгенса основано на геометрическом подходе к анализу волн. Оно не затрагивает существа вопроса, связанное с амплитудами электромагнитных волн, определяемыми напряжённостями электрического E_m и магнитного поля H_m и, следовательно, об интенсивностях распространяющихся за преградой световых волн пропорциональных квадратам амплитуд волн $I = I(E_m^2, H_m^2)$. Для упрощения записей амплитуда и интенсивность световых волн будет записываться далее с помощью символов A и $I = I(A^2)$.

Френель дополнил геометрический принцип Гюйгенса идеей о интерференции вторичных волн и таким действием внёс в него очень важный физический смысл, связанный с анализом энергии переносимой в виде колебаний напряжённостей электрического E_m и магнитного поля H_m .

Таким образом согласно принципу Гюйгенса-Френеля световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S' , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, "излучаемых" фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элемента замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве таких поверхностей выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, волны, распространяющиеся от источника S следует рассматривать как результат излучения от всех когерентных источников вторичных волн.

Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн и предположил, что если за источником волн в точке наблюдения находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии – такая же, как при отсутствии экрана.

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в каждом конкретном случае найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства, т.е. определить закономерности распространения света.

В рамках волновой теории света и развитых представлений Френель объяснил причины прямолинейного распространения света

Первая гипотеза в методе зон Френеля была применена как доказательство прямолинейного распространения света.

Пусть свет распространяется из точечного источника S (рис.52), а амплитуда световой волны определяется в произвольной точке M . Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, действие источника световой волны заменяется действием воображаемых источников, расположенных на поверхности фронта волны (поверхность сферы в точке S).

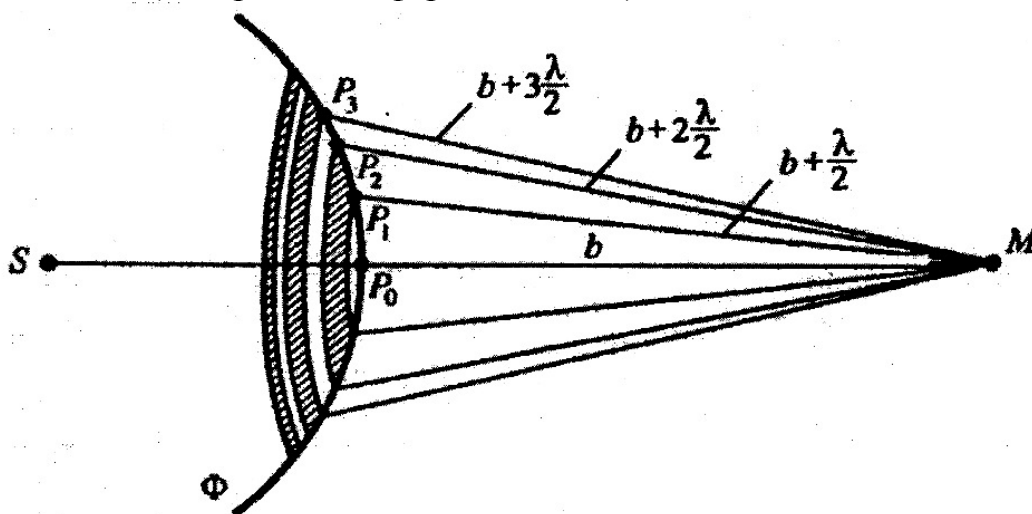


Рис.52

Согласно гипотезе, Френель предложил разделить волновую поверхность (см. рис.52) на кольцевые зоны так, чтобы расстояния от краев зоны до точки М отличались на $\lambda / 2$:

$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda / 2 .$$

Колебания от соседних зон приходят в точку М в противофазе и будут ослаблять друг друга и амплитуда результирующего светового колебания в точке М равна

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots ,$$

где A_1, A_2, \dots – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m -й зонами.

Площадь сферического сегмента (рис.54) при $\lambda \ll a$ и $\lambda \ll b$ равна

$$\sigma_m = 2\pi a h_m = \frac{\pi a b \lambda}{a + b} m ,$$

а площадь m -й зоны Френеля

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi a b \lambda}{a + b}$$

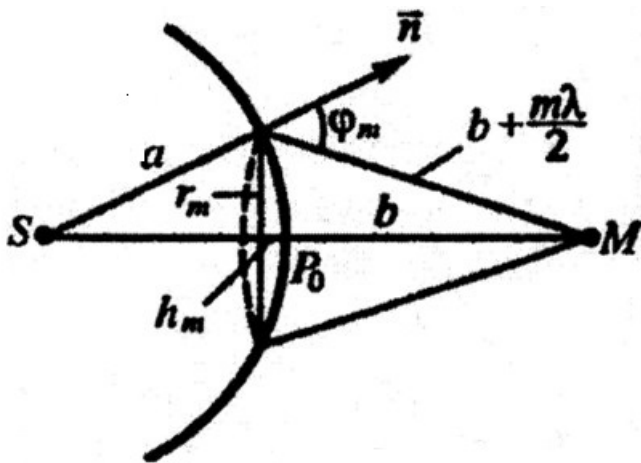


Рис. 53

Следовательно, построение зон Френеля делит волновую поверхность сферической волны на равные зоны.

Вторая гипотеза в методе зон Френеля предполагает, что воздействие отдельных зон на точку М (см. рис.53) уменьшается с увеличением угла φ_m :

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 \dots$$

Число зон Френеля, уместяющихся на полусфере, огромно.

При $a=b=10$ см и $\lambda=0,5$ мкм оно равно $N = \frac{2\pi a^2}{\pi a b \lambda} (a + b) = 8 \cdot 10^5$. Поэтому

для оценки амплитуды колебания A_m в некоторой m -й зоне Френеля используется приближение в виде уравнения $A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$. Из уравнения видно,

что амплитуда колебания A_m равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон.

Таким образом, амплитуда A результирующего светового колебания определяется воздействием всего лишь половиной центральной зоны Френеля:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots = \frac{A_1}{2} .$$

Этот вывод получен с учётом того, что уравнения для амплитуд записанные в скобках, равны нулю, а часть от амплитуды последней зоны $\pm A_m / 2$ очень мала.

Радиус внешней границы m -й зоны Френеля:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}.$$

При $a = b = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм радиус первой (центральной) зоны $r_1 = 0,158$ мм. Следовательно, распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM , т.е. прямолинейно.

Таким образом, принцип Гюйгенса – Френеля позволяет обосновать прямолинейное распространение света в однородной среде.

Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждается зонными пластинками из стекла. Такие пластинки состоят из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля, с радиусами r_m зон Френеля для определенных значений a , b и λ (для прозрачных колец $m=1, 3, 5, \dots$, а для непрозрачных колец – $m=2, 4, 6, \dots$).

Зонная пластинка действует как собирающая линза при условии ее расположения в строго определенном месте (на расстоянии a от точечного источника и на расстоянии b от точки наблюдения на линии, соединяющей эти две точки).

Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске

Дифракция Френеля связана с анализом сферических волн. Дифракция сферических волн, осуществляется в случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

Дифракция на круглом отверстии описывается методом деления открытой части волнового фронта на зоны Френеля (рис.54).

Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладывающихся в отверстие.

Амплитуда результирующего колебания в точке B , возбуждаемого всеми зонами, равна

$$A = \frac{A_1}{2} \mp \frac{A_m}{2},$$

где знак плюс соответствует нечетным значениям m , а минус – чётным значениям m .

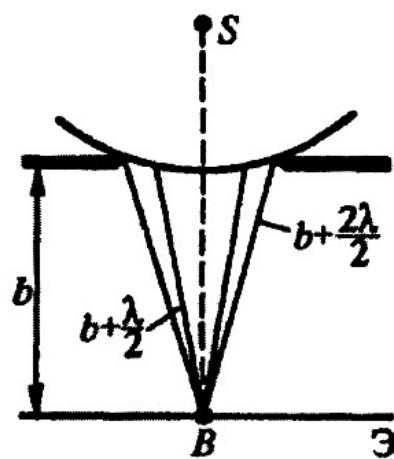


Рис.54

Из анализа данного уравнения можно сделать выводы:

- Если число зон Френеля «укладывающихся» на длине отверстия нечетное (отверстие «открывает» нечетное число зон Френеля), то амплитуда (интенсивность) колебания в точке В будет больше, чем при свободном распространении волны.

- Если число зон Френеля «укладывающихся» на длине отверстия четное (отверстие «открывает» четное число зон Френеля), то амплитуда (интенсивность) колебаний в точке В на экране будет равна нулю.

- Если на длине отверстия «укладывается» одна зона Френеля (отверстие «открывает» одну первую зону Френеля), то амплитуда колебаний в точке В на экране равна амплитуде колебаний возбуждаемых первой зоной Френеля) $A = A_1$. Данная амплитуда колебаний вдвое больше, такой амплитуде, которая возникает в точке В на экране в случае отсутствия непрозрачного экрана с отверстием.

Таким образом, вблизи точки В на экране будет наблюдаться система чередующихся светлых или темных колец. Если номер зоны m четное число, то в центре экрана будет наблюдаться темное кольцо, а при нечетном m – светлое.

Дифракция на непрозрачном для света диске

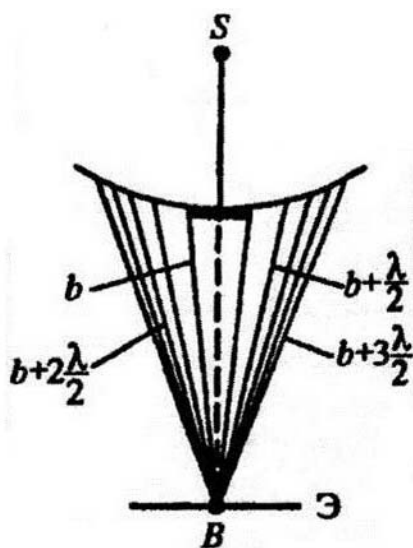


Рис.55

Дифракция на непрозрачном для света диске описывается (рис.55) методом деления закрытой части волнового фронта на зоны Френеля.

Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладывающихся на диске. Если диск закрывает m первых зон Френеля, тогда амплитуда результирующего колебания в точке В равна

$$\begin{aligned}
 A &= A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} = \\
 &= \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots \rightarrow \\
 &\rightarrow A = A_{m+1} / 2.
 \end{aligned}$$

В точке В на экране всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), обусловленный действием половины первой открытой зоны Френеля. Центральный максимум окружен концентрическими с ним темными и светлыми кольцами.

Дифракция Фраунгофера на щели (1)

Дифракция Фраунгофера – это дифракция света в параллельных лучах. На практике этот вид дифракции наблюдается в случае, когда

источник света и точка наблюдения удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию, на бесконечно большое расстояние.

Параллельные лучи света формирует точечный источник света, помещаемый в фокусе собирающей линзы. Дифракцию наблюдают в фокальной плоскости другой линзы, установленной за препятствием.

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости узкой бесконечно длинной щели шириной a (рис.56, а). Оптическая разность хода между крайними лучами МС и ND, распространяющимися от щели в произвольном направлении определяемом углом φ , равна

$$\Delta = NF = a \sin \varphi.$$

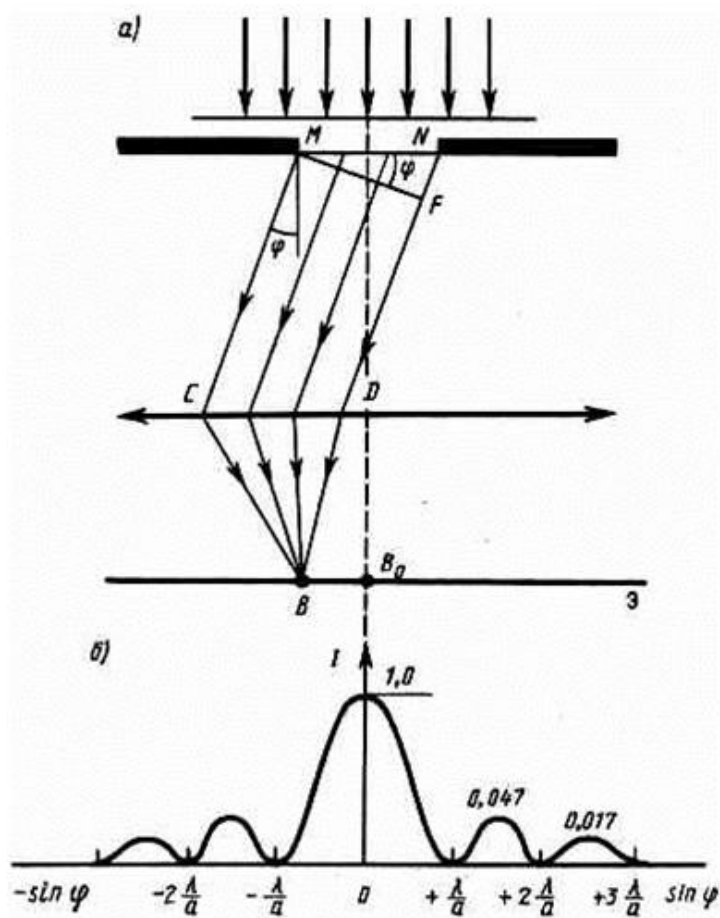


Рис.56

Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели MN на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру М щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda / 2$. При таких условиях число зон уместающихся на ширине щели равно $N_{\varphi} = \Delta / (\lambda / 2)$.

Световые лучи падают на щель нормально. Плоскость щели совпадает с волновым фронтом. Поэтому фазы колебаний всех точек волнового фронта в плоскости щели будут одинаковые.

Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны. Это связано с тем, что выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к плоскости наблюдения.

Число зон Френеля N_ϕ , укладывающихся на открытой части волнового фронта, зависит от угла ϕ . Это число определяет характер дифракционной картины на экране формируемый результатами наложения всех вторичных волн.

Дифракция Фраунгофера на щели (2) (условия максимумов и минимумов)

Если число зон Френеля четное, то

$$a \sin \phi = \mp 2 \frac{\lambda}{2} (m = 1, 2, 3, \dots),$$

и на экране в точке В наблюдается дифракционный минимум (колебания от каждой пары соседних зон взаимно гасят друг друга).

Если число зон Френеля нечетное, то

$$a \sin \phi = \mp (2m + 1) \frac{\lambda}{2} (m = 1, 2, 3, \dots)$$

и при таком условии наблюдается дифракционный максимум (одна зона Френеля не скомпенсирована).

В направлении, определяемом углом равном $\phi = 0$, щель действует как одна зона Френеля. В этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью и в точке B_0 наблюдается центральный дифракционный максимум.

Направления на точки экрана, в которых амплитуда (и интенсивность) максимальна и минимальна описываются соотношениями

$$\sin \phi_{\max} = \mp (2m + 1) \frac{\lambda}{2a} \text{ и } \sin \phi_{\min} = \mp m \frac{\lambda}{2a}.$$

Распределение интенсивности света по длине экрана, получаемое вследствие дифракции, называется дифракционным спектром. Из рисунка видно, что отношения интенсивностей света в центральном и последующих дифракционных максимумах равны $I_0 / I_0 = 1$, $I_1 / I_0 = 4,7 \cdot 10^{-2}$, $I_2 / I_0 = 1,7 \cdot 10^{-2}$, $I_3 / I_0 = 0,83 \cdot 10^{-2}$ Поэтому основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

При уменьшении размера щели ($a < \lambda$) центральный максимум расплывается (его интенсивность уменьшается), а при расширении ($a > \lambda$) – дифракционные полосы уменьшаются по размерам, а картина освещенности на экране становится более яркой.

При $a \gg \lambda$ в центре дифракционной картины получается резкое изображение источника света. Этот факт подтверждает, что свет через щель распространяется прямолинейно.

Положение максимумов интенсивности света на экране зависит от длины волны λ . Поэтому при освещении щели белым светом центральный максимум имеет вид белой полосы общей для всех длин волн (при $\varphi = 0$ разность хода равна нулю для всех λ). Боковые максимумы радужно окрашены, так как условие максимума при различных m различны.

С помощью дифракции на одной щели получить отчетливое пространственное разделение на экране различных длин волн λ_1 и λ_2 невозможно. Это связано с расплыванием дифракционных максимумов.

Дифракция Фраунгофета на дифракционной решетке

Дифракционная решетка – это устройство, состоящее из совокупности параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.

Дифракционная картина на экране определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей. Другими словами, в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Пространственный период дифракционной решетки равен

$$d = a + b \text{ или } d = l / N = 1 / N_0,$$

где a – ширина каждой щели решётки;

b – ширина непрозрачных участков между щелями;

$N_0 = N / l$ – число щелей, приходящихся на единицу общей длины участка l решётки.

Условия для наблюдения главных максимумов, главных минимумов и дополнительных минимумов в случае дифракционной решетки записываются в виде соотношений:

$$d \sin \varphi = \mp 2m \frac{\lambda}{2}, \quad d \sin \varphi = \mp m \lambda \quad \text{и} \quad d \sin \varphi = \mp \frac{m'}{N} \lambda,$$

где $m = 1, 2, 3, \dots;$

$m' = 1, 2, 3, \dots;$

$0, N, 2N, \dots, N$ – число штрихов решётки.

При наличии в решётке N щелей между двумя главными максимумами на экране располагаются $N - 1$ дополнительных минимумов, разделенных $N - 2$ вторичными максимумами, создающими весьма слабый фон на экране.

Число максимумов, формируемых дифракционной решеткой с учётом неравенства $|\sin \varphi| \leq 1$ равно $m \leq \frac{d}{\lambda}$.

Дифракционная решётка выполняет функцию разложения белого света в спектр и может использоваться в качестве спектрального прибора.

Спектр светового излучения представляет собой непрерывный или дискретный набор длин (частот) электромагнитных волн от λ_{\min} до λ_{\max} (ν_{\min} до ν_{\max}).

Дифракция на пространственной решетке

Пространственные (трехмерные) решетки представляет собой пространственные образования, в которых элементы структуры подобны по форме, имеют геометрически правильное и периодически повторяющееся расположение, а также постоянные (пространственные периоды) решеток d , соизмеримые с длиной волны электромагнитного излучения λ .

В качестве пространственных дифракционных решеток используют кристаллические тела. Неоднородности (атомы, молекулы, ионы) в них регулярно повторяются в трех направлениях декартовой системы координат \vec{i} , \vec{j} и \vec{k} .

Для наблюдения дифракции необходимо, чтобы постоянная решетки была соизмерима с длиной волны $d \approx \lambda$. Поэтому кристаллические вещества могут использоваться для изучения дифракции рентгеновского излучения, характеризуемого малой длиной волны $\lambda_{\text{рент}}$ по сравнению с длиной волны оптического (видимого светового) излучения $\lambda_{\text{опт}}$

$$\lambda_{\text{рент}} \ll \lambda_{\text{опт}}, \quad v_{\text{рент}} \gg v_{\text{опт}}.$$

Соотношение Вульфа – Брэггов получено при рассмотрении пучка параллельных монохроматических рентгеновских лучей (1, 2) падающих (рис.57) под углами скольжения ϑ (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической плоскостью).

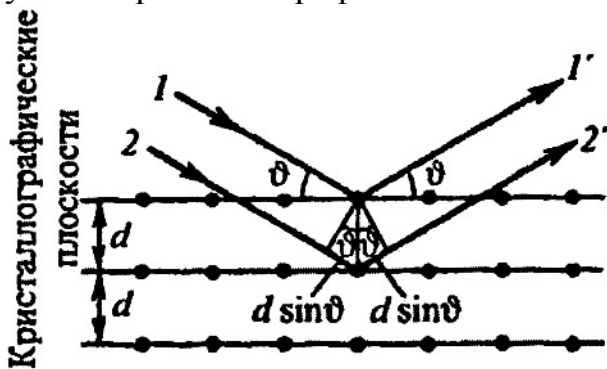


Рис.57

Данный пучок возбуждает атомы кристаллической решетки и они становятся источниками когерентных вторичных волн 1' и 2', интерферирующих между собой, подобно вторичным волнам, от щелей дифракционной решетки. Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) наблюдаются в направлениях, в которых все отраженные атомны-

ми плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе. Такие направления описывает соотношение Вульфа – Брэггов

$$d \sin \vartheta = m\lambda,$$

где $m=1, 2, 3, \dots$

Оно указывает, что при разности хода $\Delta = d \sin \vartheta$ между двумя лучами рентгена отраженными от соседних кристаллографических плоскостей, кратной целому числу длин волн λ , наблюдается дифракционный максимум.

Соотношение Вульфа – Брэггов даёт возможность оценивать неизвестные параметры излучений при наличии известных

Рентгеноструктурный анализ предусматривает измерение ϑ и m и по известной длине волны λ оценивать пространственный период кристаллического вещества d .

Измерения параметров ϑ и m в методе рентгеновской спектроскопии дают возможность при известном параметре d найти длину волны λ .

Критерий Рэля.

Разрешающая способность спектрального прибора

Критерий Рэля указывает, что даже при существовании идеальной оптической системы (дефектов и aberrаций нет), изображение любой светящейся точки на экране из-за волновой природы света будет в виде центрального светлого пятна, окруженного чередующимися темными и светлыми кольцами.

Согласно критерию Рэля, изображения двух близлежащих одинаковых точечных источников или двух близлежащих спектральных линий с равными интенсивностями и одинаковыми симметричными контурами (рис.59) разрешимы (разделены для восприятия), если центральный максимум дифракционной картины от одного источника (линии) совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другого (рис. 59, а).

При выполнении критерия Рэля интенсивность “провала” между максимумами составляет 80% интенсивности в максимуме, что является достаточным для разрешения линий λ_1 и λ_2 на экране. Если критерий Рэля нарушен, то наблюдается одна линия (рис. 58, б).

Разрешающая способность спектрального прибора – это безразмерная величина, определяемая уравнением

$$R = \lambda / \delta\lambda ,$$

где $\delta\lambda$ – абсолютное значение минимальной разности длин волн двух соседних спектральных линий, при которой эти линии регистрируются на экране раздельно.

Разрешающую способность дифракционной решетки $R_{\text{диф.реш}}$ оценивают с учётом дифракционного максимума m -го порядка для λ_2 , наблюдаемого под углом φ описываемого соотношением

$$d \sin \varphi = m\lambda .$$

При переходе от максимума к соседнему минимуму разность хода меняется на λ / N , где N – число щелей решетки. Следовательно, минимум λ_1 , наблюдаемый под углом φ_{min} , удовлетворяет условию

$d \sin \varphi_{\text{min}} = m\lambda_1 + \frac{\lambda_1}{N}$. По критерию Рэля, $\varphi = \varphi_{\text{min}}$. Отсюда $m\lambda_2 = \frac{m_1}{N_1}$, или

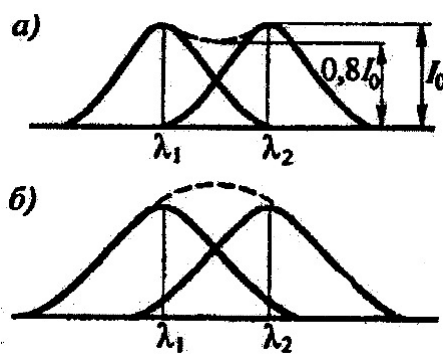


Рис.58

$\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = mN$. Учитываем, что длины волн λ_1 и λ_2 мало отличаются друг

от друга $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ очень малая величина, то разрешающая способность дифракционной решетки определяется из уравнения

$$R_{\text{диф.реш}} = mN.$$

Контрольные вопросы

1. Перечислите дополнения, которые внёс Френель в принцип Гюйгенса?
2. В чем состоит принцип построения зон Френеля?
3. По какому принципу действуют зонные пластинки?
4. При каких условиях наблюдается дифракция Френеля и Фраунгофера?
5. Почему дифракция не наблюдается на больших отверстиях и больших дисках? Что означают термины «большой» и «меньший»?
6. Как влияет на дифракцию Фраунгофера от одной щели увеличение длины волны и ширины щели?
7. Как определяют наибольший порядок спектра дифракционной решетки?
8. Как изменится дифракционная картина при удалении экрана от решетки?
9. Почему при использовании белого света только лишь центральный максимум белый, а боковые максимумы радужно окрашены?
10. Почему штрихи на дифракционной решетке должны быть тесно расположены друг к другу? Почему их должно быть большое число?
11. Запишите условия дифракционных минимумов для одной щели и главных максимумов для решетки. Каков характер этих дифракционных картин?
12. Почему на кристаллах не наблюдается дифракция видимого света и наблюдается дифракция рентгеновского излучения?
13. Каков механизм рассеяния света в мутной среде и в чистой среде?
14. Как объяснить голубой цвет неба? Почему при закате и восходе солнце кажется красным?
15. Какие практические применения имеет формула Вульфа – Брэггов?
16. Когда два одинаковых точечных источника света разрешимы по Рэлею?
17. От чего зависит разрешающая способность дифракционной решетки и как получить уравнение для её определения?
18. Почему для получения голограммы, кроме предметной волны необходима еще и опорная волна?
19. В чем заключается идея голографирования?

2.4. Взаимодействие электромагнитных волн с веществом

Дисперсия света

Дисперсия света определяется зависимостями абсолютного показателя преломления вещества n от частоты ν падающего на вещество света или от длины световой волны в вакууме λ_0 или λ в какой-либо среде:

$$n = \varphi(\lambda_0) \text{ и } n = \varphi(\lambda),$$

где $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$ и $\lambda = \frac{v}{\nu}$ – длины волн в вакууме и среде.

Абсолютный показатель преломления вещества n оценивается с учётом фазовой скорости света v в среде из уравнения $n = \frac{c}{v}$. Скорость

света длина волны и частота связаны друг с другом соотношением $v = \lambda\nu$. Поэтому дисперсия света определяется также и зависимостью фазовой

скорости света в среде от его частоты $n = \frac{c}{v} = \frac{c}{\lambda\nu}$.

Разложение в спектр пучка белого света при прохождении его сквозь оптически прозрачное вещество в форме призмы происходит вследствие явления дисперсии.

Дисперсия света возникает только лишь при распространении немонохроматических волн. Немонохроматическими волнами являются волны, состоящие из непрерывного набора длин $\Delta\lambda$ электромагнитных волн или полосы частот $\Delta\nu$

$$\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}, \Delta\nu = \nu_{\max} - \nu_{\min},$$

где $\lambda_{\max}, \lambda_{\min} (\nu_{\max}, \nu_{\min})$ – максимальные и минимальные длины волн (частоты волн).

Определение угла отклонения монохроматического луча света призмой проводят путём анализа хода в ней лучей (рис.59).

Если монохроматический луч света падает на призму с показателем преломления n под углом α_1 , а преломляющий угол равен A , то после двукратного преломления (на левой и правой гранях призмы) луч света оказывается отклонённым на угол φ . Из рисунка следует, что угол φ равен $\varphi = (\alpha_1 - \gamma_1) + (\alpha_2 - \gamma_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - A$.

Если углы A и α_1 , малы, то углы α_2, γ_1 и γ_2 также малы и вместо синусов этих углов используемых по законам преломления можно воспользоваться их значениями. Отсюда $(\alpha_1 / \gamma_1) = n$ и $(\gamma_2 / \alpha_2) = 1$. Так как

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \varphi,$$

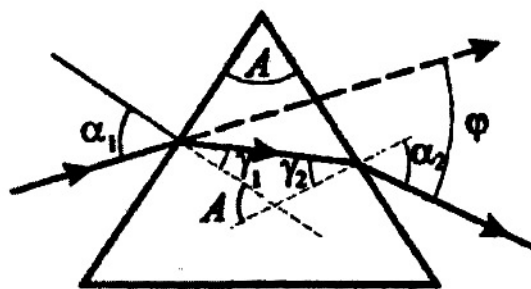


Рис.59

то $\alpha_2 = \gamma_2 n = n(A - \gamma_1) = n(A - \alpha_1 / n) = nA - \alpha_1$ или $\alpha_1 + \alpha_2 = nA$.

Отсюда преломляющий угол призмы определяется из уравнения

$$\varphi = A(n - 1).$$

Различия в дифракционном и призматическом спектрах.

Нормальная и аномальная дисперсия

Спектральный состав света изучают на практике с помощью призмных и дифракционных спектрографов. Данные приборы позволяют экспериментально изучать характер светового излучения и поглощения света с целью определения непрерывного ($\lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_{\max}$) или дискретного набора длин электромагнитных волн ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots \lambda_N$).

Призмы и дифракционные решётки по-разному осуществляют разложение светового излучения по длинам волн λ .

Различия в дифракционном и призматическом спектрах:

1. Дифракционная решётка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн по закону $d \sin \varphi = \mp m \lambda$ и по измеренным углам дифрагированных лучей φ (направления соответствующих максимумов) позволяет вычислить длину волны λ .

Призма в отличие от дифракционной решётки разлагает свет в спектр с учётом характера изменения показателя преломления n от длины волны λ . Поэтому для измерения длины волны лучей от источников света, необходимо иметь информацию о зависимости показателя преломления призмы спектрографа от длины волны $n = f(\lambda)$ (рис.60).

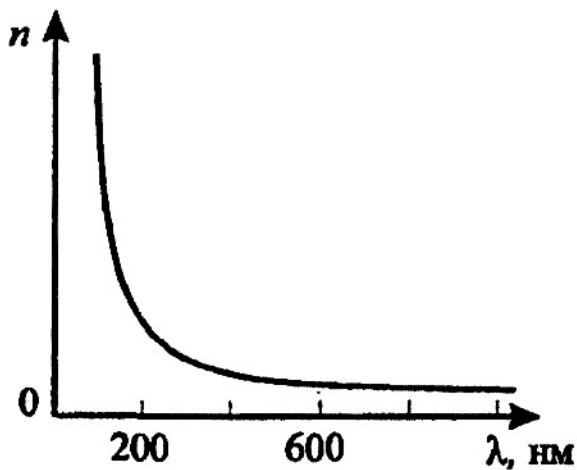


Рис.60

2. Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются по шкале длин волны различно.

Из соотношения для дифракционной решётки $d \sin \varphi = \mp m \lambda$ видно, что синус угла отклонения лучей света пропорционален длине волны $\sin \varphi = \mp \frac{1}{d} m \lambda$. Следовательно, красные лучи, имеющие большую длину волны, чем фиолетовые $\lambda_{\text{кр}} > \lambda_{\text{ф}}$, отклоняются дифракционной решёткой сильнее $\varphi_{\text{кр}} > \varphi_{\text{ф}}$.

Призма в отличие дифракционной решётки также разлагает лучи в спектр. Однако, её действие зависит от значений показателя преломления $n = f(\lambda)$, который для всех прозрачных к свету веществ с увеличением

длины волны уменьшается (см. рис.61). Поэтому красные лучи отклоняются призмой слабее, чем фиолетовые.

Дисперсия вещества D – это величина, которая определяется первой производной от показателя преломления $n = f(\lambda)$ по длине волны λ

$$D = \frac{dn}{d\lambda}.$$

Дисперсия вещества является мерой скорости изменения показателя преломления от длины волны λ .

Дисперсия вещества считается нормальной, если с уменьшением длины волны λ величина $D = \frac{dn}{d\lambda}$ увеличивается.

Вывод о существовании нормальной дисперсии следует из анализа кривой линии $n = f(\lambda)$ изображённой на рис. 61. Видно, что показатель преломления n для прозрачных веществ с уменьшением длины волны λ увеличивается, следовательно, величина $D = \frac{dn}{d\lambda}$, определяемая из графика

$n = f(\lambda)$ тангенсом угла наклона касательной $\operatorname{tg}\alpha = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda}$, при уменьшении λ также увеличивается.

Дисперсия вещества считается аномальной, если показатель преломления n с уменьшением длины волны λ уменьшается.

Ниже будет показано, что такой ход кривой дисперсии $n = f(\lambda)$ наблюдается вблизи линий и полос поглощения света некоторыми веществами. Показатель преломления n у таких веществ с уменьшением длины волны λ уменьшается.

Элементарная электронная теория дисперсии веществ обоснована теорией Максвелла. По Максвеллу абсолютный показатель преломления среды определяется из уравнения

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu},$$

где ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости вещества.

В оптической области спектра магнитная проницаемость для всех веществ $\mu \approx 1$ и абсолютный показатель преломления вещества (среды) является переменной величиной, зависящей от диэлектрической проницаемости вещества (среды) ε :

$$n = \sqrt{\varepsilon}.$$

Согласно электронной теории, дисперсия света возникает вследствие зависимости ε от частоты световых волн $\varepsilon = f(\nu)$.

Диэлектрическая проницаемость вещества ε описывается уравнением

$$\varepsilon = 1 + \chi = 1 + P / \varepsilon_0 E,$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость среды;

ε_0 – диэлектрическая постоянная;

P – мгновенное значение поляризованности вещества.

Отсюда квадрат показателя преломления вещества (среды) равен

$$n^2 = 1 + P / \varepsilon_0 E .$$

Дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав диэлектрика. Под воздействием переменного электромагнитного поля волны, колеблющегося по гармоническому закону $E = E_m \cos \omega t$ и $H = H_m \cos \omega t$, заряженные частицы совершают вынужденные колебания.

При описании этого явления анализируют колебания одного электрона в атомах вещества. Такое упрощение позволяет использовать в расчётах поляризованность вещества P в виде уравнения

$$P = n_0 p = n_0 e x ,$$

где $n_0 = \frac{N_A}{V}$ – концентрация атомов в диэлектрике;

e – электрический заряд электрона;

x – смещение электрона от равновесия под воздействием электрического поля E световой волны.

Подставив значение P , получают

$$n^2 = 1 + n_0 e x / \varepsilon_0 E ,$$

где E – напряжённость электрического поля световой волны колеблющаяся по закону $E = E_m \cos \omega t$.

Поэтому дифференциальное уравнение вынужденных колебаний электрона без учета силы сопротивления приобретает вид:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E_m \cos \omega t = \frac{1}{m} F_m \cos \omega t ,$$

где $F_m = e E_m$ – амплитуда колебаний силы, действующей на электрон со стороны поля волны;

ω_0 – собственная частота колебаний электрона;

ω – частота внешнего поля;

m – масса электрона.

Решение данного дифференциального уравнения для смещения электрона в виде $x = x(t)$, подставляют в уравнение для n_2 , откуда квадрат показателя преломления вещества и показатель преломления вещества равны

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 n} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \rightarrow n = \sqrt{1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 n} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}} .$$

Уравнение полученное для показателя преломления вещества n описывает явление дисперсии и представляет собой зависимость показателя преломления вещества n от частоты силового поля ω :

$$n = n(\omega).$$

Эта зависимость наглядно изображена приведена на графике (рис.61).

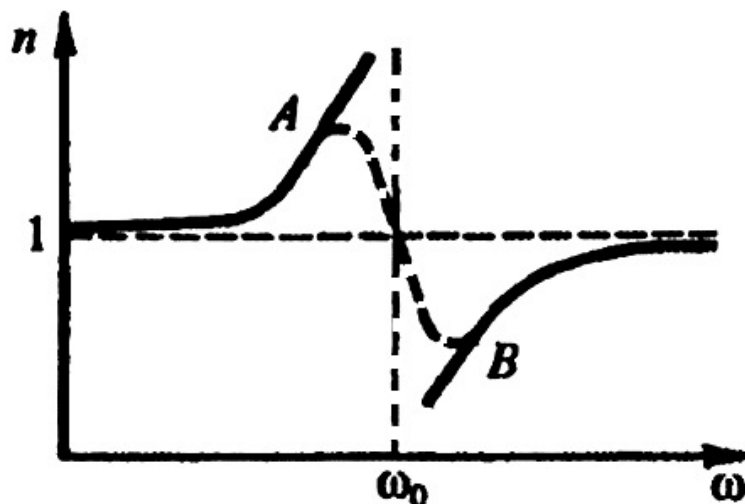


Рис.61

Участки, содержащие сплошные кривые на графике, описывают нормальную дисперсию света в веществе. В первом участке ($\omega < \omega_0$) показатель преломления вещества n увеличивается от 1 до ∞ . На втором участке ($\omega > \omega_0$) – уменьшается от ∞ до 1.

Невозможность оценки показателя преломления вещества n вблизи циклической частоты поля ω_0 обусловлена не учётом в теории силы сопротивления, действующей на электрон. Учёт этой силы представлен на графике $n = n(\omega)$ штриховой линией АВ. Штриховая линия АВ на графике описывает явление аномальной дисперсии света в веществе. Данное явление обусловлено резонансными условиями в веществе, которые возникают при равенстве собственной частоты колебаний электронов и частоты поля $\omega = \omega_0$.

Поглощение (абсорбция) света

Поглощение (абсорбция) света – это явление, которое связано с потерями энергии световой волной, проходящей через вещество. Данное явление возникает вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии (внутреннюю энергию вещества; в энергию, расходуемую на изменение спектрального состава излучения и др.).

Закон Бугера (закон ослабления света в веществе) описывается уравнением

$$I = I_0 e^{-\alpha x},$$

где I_0 – интенсивность плоской монохроматической световой волны, соответственно, на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x ;

α – коэффициент поглощения.

Коэффициент поглощения α – мера вещества, которая не зависит от интенсивности света I_0 . Величина α определяется природой вещества (для различных веществ она не одинакова) и изменяется в зависимости от длины волны λ (или частоты ω). При толщине слоя вещества равной $x = \frac{1}{\alpha}$ интенсивность света I по сравнению с I_0 уменьшается в e раз ($e = 2,718$).

Спектр поглощения представляет собой зависимость показателя поглощения вещества от длины волны (или частоты, волнового числа, энергии кванта и т.п.) излучения $n - n(\lambda)$. Он связан с энергетическими переходами в веществе. Для различных веществ спектры поглощения различны

Первые наблюдения линейчатых оптических спектров поглощения в спектре Солнца проделал в 1802 году Волластон, но не придал открытию значения. Поэтому эти линии были названы «фраунгоферовыми» в честь другого учёного Фраунгофера, который детально изучил их в 1814–1815 гг.

Измерения спектров поглощения могут проводиться как с источником белого света, так и с источниками монохроматического излучения.

Для почти свободных атомов и молекул в разрежённых газах, оптический спектр поглощения состоит из отдельных спектральных линий и называется линейчатым (рис.62).

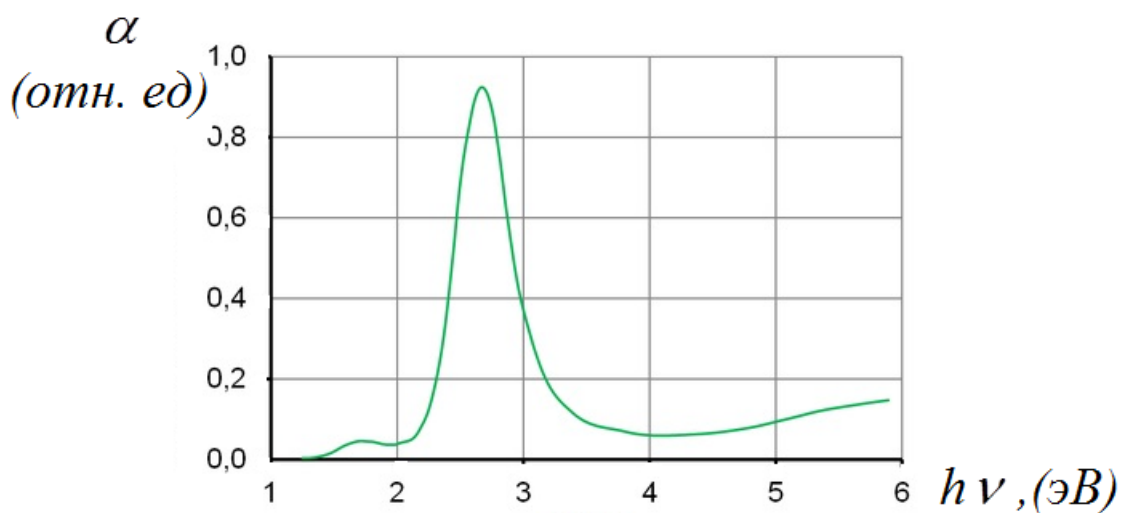


Рис.62

Разным веществам соответствуют разные спектры поглощения, что позволяет использовать спектроскопические методы для определения состава вещества. Для твёрдых веществ спектры поглощения непрерывны, но встречаются и отдельные линии.

Линейчатый спектр поглощения света веществом представляет собой дискретный набор волн с циклическими частотами $\omega_i = 2\pi\nu_i$, которые соответствуют частотам собственных колебаний электронов ω_{0i} в атомах вещества: $\omega_1 = \omega_{01}$, $\omega_2 = \omega_{02}$, $\omega_3 = \omega_{03}$... (или $\nu_1 = \nu_{01}$, $\nu_2 = \nu_{02}$, $\nu_3 = \nu_{03}$...).

Такие волны в спектре поглощения отделены от других непрерывными полосами частот волн $\Delta\omega_{12} = \omega_2 - \omega_1$, $\Delta\omega_{23} = \omega_3 - \omega_2$, $\Delta\omega_{34} = \omega_4 - \omega_3$, ... проходящих сквозь вещество без поглощения.

Линии спектра поглощения наблюдаются на частотах соответствующих собственным колебаниям электронов в атомах и при коэффициентах поглощения изменяющихся в диапазоне $10^{-10} < \alpha < 10^{-7} \text{ м}^{-1}$.

Линейчатый спектр поглощения света характерен для одноатомных газов и паров металлов.

Полосовой спектр поглощения света веществом представляет собой непрерывный набор волн с частотами ω_i , соответствующими низкочастотным собственным колебаниям молекул вещества $\omega_{0i\text{мол}}$: $\omega_1 = \omega_{01\text{мол}}$, $\omega_2 = \omega_{02\text{мол}}$, $\omega_3 = \omega_{03\text{мол}}$...

Такие волны в спектре поглощения отделены от других непрерывными полосами частот волн $\Delta\omega_{12} = \omega_{02} - \omega_{01}$, $\Delta\omega_{23} = \omega_{03} - \omega_{02}$, $\Delta\omega_{34} = \omega_{04} - \omega_{03}$...

Полосовой спектр характерен для газов состоящих из молекул и обусловлен собственными колебаниями молекул при коэффициентах поглощения изменяющихся в диапазоне $10^{-10} < \alpha < 10^{-1} \text{ м}^{-1}$.

Сплошной спектр поглощения наблюдается при наличии диэлектрических веществ. Свободные электроны в таких веществах отсутствуют и поглощение света в них обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомов в молекулах диэлектрика при коэффициентах поглощения изменяющихся в диапазоне $10^{-3} < \alpha < 10^{-5} \text{ см}^{-1}$.

Эффект Доплера

Эффект Доплера наблюдается не только в акустике, изучающей свойства звуковых волн при движении относительно друг друга источника и приемника, но и при анализе аналогичного движения источника и приемника электромагнитных волн.

В данном случае частота световых волн, воспринимаемых приемником (наблюдателем), определяется только относительной скоростью источника и приемника (наблюдателя). Закономерности эффекта Доплера устанавливаются на основе специальной теории относительности. Согласно этой теории для электромагнитных волн в вакууме получено уравнение

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}{1 + (v/c) \cos \theta},$$

где ν_0 , ν соответственно частоты электромагнитного излучения, испускаемого источником и воспринимаемого приемником;

-
- v – скорость источника электромагнитного излучения относительно приемника;
- c – скорость света в вакууме;
- θ – угол между вектором скорости \vec{v} и направлением наблюдения, измеряемый в системе отсчета, связанной с прибором, выполняющим функцию измерения частоты ν .

Продольный эффект Доплера наблюдается при углах θ равных нулю $\theta = 0$, соответствующих перемещению приёмника волн вдоль прямой линии соединяющей его с источником волн.

Если скорость источника электромагнитного излучения v , определяемая относительно приемника, удовлетворяет неравенству $v \ll c$, то уравнение для частоты электромагнитного излучения воспринимаемого приемником преобразуется к виду

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c} \right).$$

При удалении источника и приемника друг от друга (при их положительной относительной скорости) наблюдается изменение длины волны λ (частоты ν) в сторону увеличения (уменьшения). Другими словами, при удалении источника и приемника друг от друга происходит сдвиг значения длины волны λ (частоты ν) в область более длинных волн $\lambda > \lambda_0$ (малых частот $\nu < \nu_0$). Это явление названо красным смещением.

Если источник волн и приемник приближаются друг к другу со скоростью v , то происходит явление названное фиолетовым смещением. При этом явление сопровождается сдвигом значения длины волны λ (частоты ν) в область более коротких длин волн $\lambda < \lambda_0$ (больших частот $\nu > \nu_0$).

Поперечный эффект Доплера наблюдается при углах θ равных $\theta = \pi / 2$. Приёмник волн в этом случае перемещается перпендикулярно линии соединяющей его с источником волн. Уравнение (1) для частоты электромагнитного излучения воспринимаемого приемником преобразуется к виду

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2}.$$

Обнаружить на опыте поперечный эффект Доплера по сравнению с продольным эффектом очень трудно. Поэтому он отнесён к эффекту второго порядка малости. Однако, этот эффект имеет принципиальное значение в связи с тем, что он не наблюдается в акустике и потому является релятивистским эффектом.

2.5. Поляризация света

Естественный и поляризованный свет

Световые волны излучаются источниками энергии в виде атомов и молекул вещества (среды).

Излучение таких волн возможно при условии подвода внутренним электронам и молекулам вещества (среды) дополнительной энергии W от внешних электронов e^- , внешних фотонов $\varepsilon = h\nu$ или любых других микрочастиц. При таких условиях внешние микрочастицы осуществляют возбуждение атомов и молекул. Возбуждение связано с переводом внутренних микрочастиц из состояний, характеризующихся малыми значениями начальной энергии W_0 , в состояния с большим значением энергии $W > W_0$.

Обратный переход внутренних электронов e^- или молекул в основное состояние с энергией W_0 происходит самопроизвольно и за очень малый интервал времени. Такой переход в атомах или молекулах сопровождается излучением световых волн, обладающих энергией $W_{св} = W - W_0$.

Световые волны, излучаемые атомами или молекулами вещества, представляют собой перенос в пространстве электромагнитных колебаний.

Пример такого переноса колебаний вдоль оси координат x со скоростью равной \vec{v} представлен на рис.63.

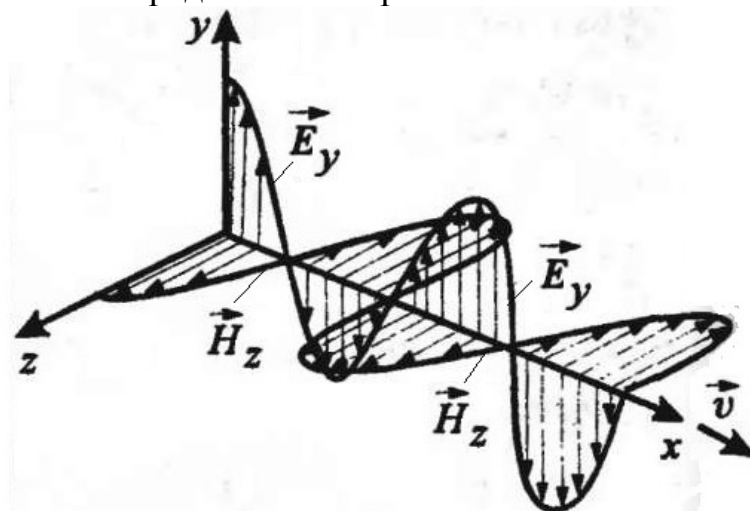


Рис.63

Моментальная (в фиксированный момент времени t_1) фотография электромагнитной волны, изображённая на этом рисунке отображает связанные друг с другом векторы напряжённостей электрического и магнитного поля волны \vec{E} и \vec{H} волны взаимно перпендикулярные и колеблющиеся перпендикулярно вектору скорости распространения плоской волны \vec{v} . Такая волна принадлежит к классу поперечных волн.

Световой вектор – это понятие в оптике определяемое вектором напряжённости электрического поля световой волны \vec{E} . Необходимость введения светового вектора обусловлена тем, что воздействие света на вещество в основном определяется электрической составляющей электромагнитного поля волны в виде напряжённости электрического поля \vec{E} . Напряжённость электрического поля \vec{E} обеспечивает силовое воздействие \vec{F} на электроны в атомах вещества.

Поэтому при описании явления поляризации света достаточно изучить особенности всего лишь вектор поля напряжённости электромагнитного поля волны \vec{E} , названного световым вектором. Возможные ориентации вектора \vec{E} в плоском пространстве изображены на рис.64.

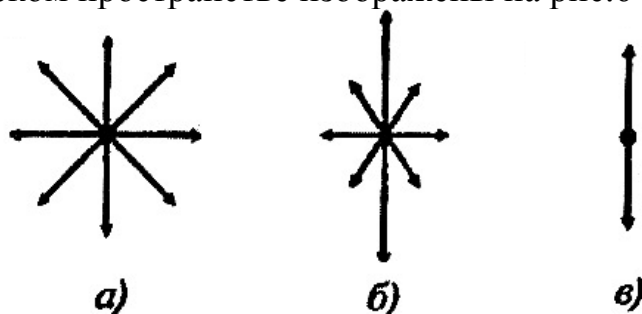


Рис.64

Естественные световые волны – это плоские волны со всевозможными равновероятными ориентациями вектора \vec{E} (а следовательно, и вектора \vec{H} перпендикулярного вектору \vec{E}). Такие ориентации вектора \vec{E} волны в плоском пространстве демонстрирует рис.64, а.

Равномерное распределение векторов \vec{E} в плоскости рисунка объясняется большим числом атомов вещества, которые выполняют функцию излучателей волн, а равенство амплитудных значений векторов E_m – одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов.

Световой луч перпендикулярен плоскости рисунка,

Поляризованные световые волны – это электромагнитные волны, у которых колебания светового вектора \vec{E} (и, соответственно, вектора \vec{H}) каким-то образом упорядочены в пространстве.

Частично поляризованные световые волны – это электромагнитные волны, у которых колебания светового вектора \vec{E} (и, соответственно, вектора \vec{H}) не полностью, а частично упорядочены в пространстве (см. рис.64, б).

Другими словами, частично поляризованный свет – это свет с преимущественным (но не исключительным) направлением колебаний вектора \vec{E} .

Плоскополяризованные световые волны (см. рис.64, в) – это электромагнитные волны, у которых вектор \vec{E} (а следовательно, и вектор \vec{H}) колеблется только в одном направлении перпендикулярно лучу.

Плоскость поляризации световых электромагнитных волн – это плоскость, которая совпадает с направлением колебаний светового вектора плоскополяризованной волны \vec{E} и направлением скорости распространения этой волны \vec{v} .

Степень поляризации света – это мера электромагнитных волн, определяемая уравнением

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где I_{\max} , I_{\min} – соответственно, максимальная и минимальная интенсивность частично поляризованного света, пропускаемого анализатором (см. ниже).

Для естественного света интенсивности света $I_{\max} = I_{\min}$ и степень поляризации равна нулю $p = 0$, для плоскополяризованного – $I_{\min} = 0$, а $p = 1$.

Закон Малюса. Прохождение света через два поляризатора

Поляризаторы – это вещества, которые осуществляют преобразование естественного света в плоскополяризованный. Такие вещества пропускают колебания электромагнитного поля, параллельные главной плоскости поляризатора, и полностью пропускают колебания, перпендикулярные этой плоскости.

Функцию поляризаторов (пластинка T_1 на рис.65) могут выполнять вещества (среды), обладающие свойством анизотропии (зависимость от направления в объёмном пространстве) в отношении их показателя преломления $n = n(\vec{r})$.

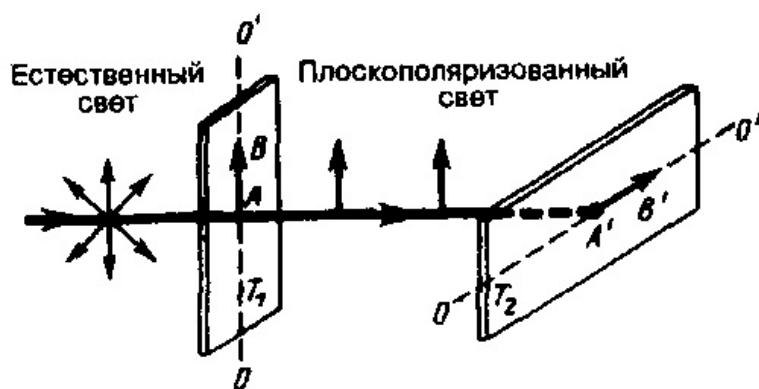


Рис. 65

Анизотропия показателя преломления проявляет себя в отношении колебаний светового вектора \vec{E} .

Пластинка T_1 , выполненная из кристалла турмалина (см. рис.66), преобразует естественный свет в плоскополяризованный и поэтому её называют поляризатором.

Пластинка T_2 , выполненная также из кристалла турмалина (см. рис.66), используется для анализа степени поляризации света p и поэтому она называется анализатором.

Закон Малюса связывает интенсивности света, прошедшего сквозь пластинки турмалина T_1 и T_2 .

Если естественный свет падает перпендикулярно пластинке турмалина T_1 , вырезанной параллельно оптической оси (см. рис.65), и проходит через вторую пластинку турмалина T_2 , то интенсивность света, прошедшего через обе пластинки, описывается уравнением Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha,$$

где I – интенсивность плоскополяризованного света, прошедшего через анализатор T_2 ;

I_0 – интенсивность плоскополяризованного света, падающего на анализатор T_2 ;

α – угол между главными плоскостями поляризатора T_1 и анализатора T_2 (или угол между их осями OO_1).

Если направить естественный свет через два поляризатора, плоскости поляризации которых образуют угол α , то из первого поляризатора выйдет плоскополяризованный свет с интенсивностью $I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}$ а из второго – свет

с интенсивностью $I = I_0 \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha$.

Таким образом, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора, описывается уравнением $I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha$.

Из этого уравнения следуют выводы:

▪ Если оба поляризатора параллельны, то интенсивность света прошедшего через них света равна половине интенсивности естественного света

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}.$$

▪ Если поляризаторы скрещены (их плоскости поляризации взаимно перпендикулярны), то интенсивность света прошедшего через них равна нулю $I = 0$.

Поляризация света при отражении и преломлении
на границе двух диэлектриков

Поляризацию света можно достигнуть методом отражения света и его преломления на границе двух диэлектриков

При падении естественного света падает на границу раздела двух диэлектриков с разными показателями преломления n_1 и n_2 (например, воздуха и стекла) часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде (рис.66, а).

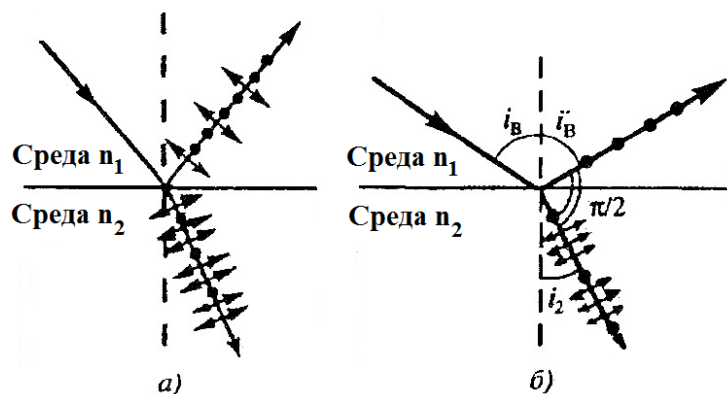


Рис.66

Отраженный и преломленный лучи частично поляризуются. В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рисунке а они обозначены точками), в преломленном – колебания, параллельные плоскости падений (изображены стрелками).

Закон Брюстера устанавливает соотношение между тангенсом угла Брюстера i_B и относительным показателем преломления n_{21} второй среды

относительно первой $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} \text{ или } \operatorname{tg} i_B = \frac{n_2}{n_1}.$$

Если свет падает на границу раздела двух сред под углом Брюстера i_B , то отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны. Это следует из закона преломления и преобразований:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin i_B}{\sin i_2}, \operatorname{tg} i_B = \frac{\sin i_B}{\cos i_B},$$

где i_2 – угол преломления луча света. Откуда $\cos i_B = \sin i_2$. Следовательно,

$$i_B + i_2 = \frac{\pi}{2}. \text{ По закону отражения света углы } i'_B = i_B \text{ поэтому } i'_B + i_2 = \frac{\pi}{2}.$$

При условии падения света под углом Брюстера отраженный луч является плоскополяризованным (содержит колебания, перпендикулярные плоскости падения) (рис.67, б). Преломленный луч поляризован максимально, но не полностью. Степень поляризации этого луча света может быть максимальной при условии падения света на стопу, составленную из 8 ÷ 10 стеклянных пластинок.

Двойное лучепреломление

Двойное лучепреломление связано со способностью прозрачных кристаллов (кроме оптически изотропных кристаллов кубической системы) раздваивать каждый падающий на них световой пучок.

Это явление объясняется особенностями распространения света в изотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

Если на кристалл направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рис.67, а).

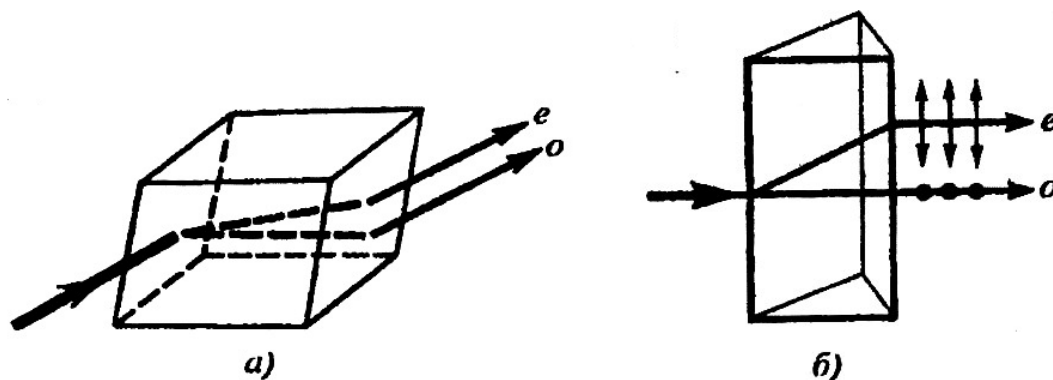


Рис.67

Когда первичный пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два, причем один из них является продолжением первичного, а второй отклоняется (рис.67, б). Второй из этих лучей получил название необыкновенного луча (e), а первый – обыкновенного луча (o).

Анализ поляризации света показывает, что лучи o и e плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. При такой поляризации колебания светового вектора \vec{E} в o – луче происходят перпендикулярно главной плоскости, а в e – луче – в самой главной плоскости.

Главная плоскость кристалла – это плоскость, которая совпадает с направлением луча света и с оптической осью кристалла.

Оптическая ось кристалла указывает направление, в котором луч света, распространяясь в оптически анизотропном кристалле, не испытывает двойного лучепреломления. В данном случае анализируется именно направление, а не прямая линия, проходящая через какую-либо точку кристалла.

Оптической осью кристалла является любая прямая линия, проходящая параллельно данному направлению.

В природе существуют одноосные и двуосные кристаллы (имеющие соответственно одно или два направления, вдоль которых отсутствует двойное лучепреломление). К первым относятся исландский шпат, турмалин, кварц, ко вторым – слюда, гипс, топас. Ниже будут рассматриваться только одноосные кристаллы.

Положительные и отрицательные кристаллы

Положительные и отрицательные кристаллы по разному формируют волновые поверхности для обыкновенных и необыкновенных лучей.

При любом направлении распространения обыкновенного луча колебания светового вектора перпендикулярны оптической оси кристалла. Поэтому обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью равной

$$v_0 = \frac{c}{n_0},$$

где n_0 – показатель преломления для него есть величина постоянная.

Для необыкновенного же луча угол между направлением колебаний светового вектора \vec{E} и оптической осью отличен от 90° и зависит от направления луча определяемого вектором скорости \vec{v} .

Показатель преломления n_e для необыкновенных лучей n_e является переменной величиной, зависящей от направления луча в пространстве. Поэтому такие лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями

$$v_e = \frac{c}{n_e}.$$

Для лучей распространяющихся в кристалле вдоль оптической оси показатели преломления для $n_0 = n_e$ и по этой причине в кристалле существует одна и та же скорость распространения света $v_0 = v_e$. Различие скоростей v_0 и v_e для всех направлений в кристалле, кроме направления оптической оси, обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах.

Если в точке S внутри одноосного кристалла (рис.68) находится точечный источник света и главная плоскость кристалла совпадает с плоскостью чертежа, а OO' – направление оптической оси, то распространение обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле происходит так как указано на рис.68.

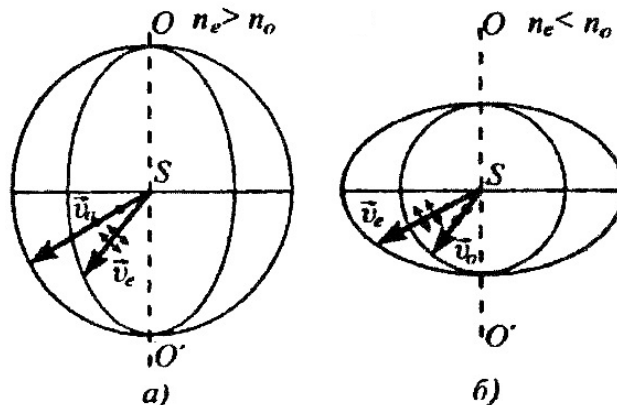


Рис.68

Волновой поверхностью обыкновенного луча (он распространяется со скоростью $(v_0 = \text{const})v_0$ является сфера, а необыкновенного луча ($v_e \neq \text{const}$) – эллипсоид вращения. Эллипсоид и сфера касаются друг друга в точках их пересечения с оптической осью OO' .

Если $v_0 > v_e$ ($n_0 < n_e$), то эллипсоидальная волновая поверхность необыкновенного луча вписана в сферу обыкновенного луча (эллипсоид скоростей вытянут относительно оптической оси). Одноосный кристалл при таких условиях называется положительным (см. рис.68, а).

Если $v_0 < v_e$ ($n_0 > n_e$), то эллипсоид описывает сферу (эллипсоид скоростей растянут в направлении, перпендикулярном оптической оси) и при таком условии одноосный кристалл называется отрицательным (рис.68, б).

Поляризационные призмы и поляроиды

Поляризационные призмы – это оптические приборы, которые формируют плоскополяризованные лучи света.

Типичным примером таких призм является призма Николя. Эта призма состоит из двух призм из исландского шпата (рис.69) склеенных друг с другом вдоль АВ канадским бальзамом.

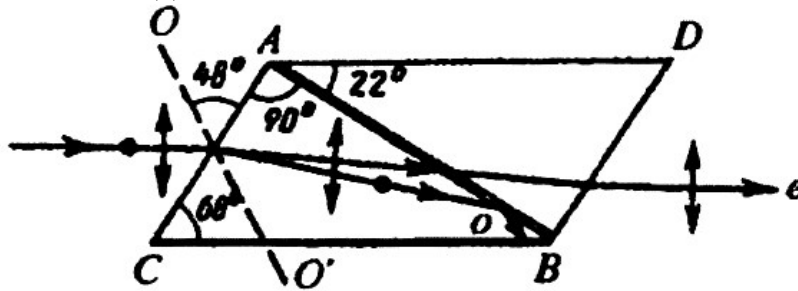


Рис.69

Луч света падающий на призму слева раздваивается на обыкновенный луч «o» и необыкновенный луч «e». Обыкновенный луч «o» при падении на границу АВ испытывает полное отражение. Это связано с тем, что канадский бальзам для этого луча является оптически менее плотной средой по сравнению с исландским шпатом. Необыкновенный луч «e» в отличие от луча «o» выходит из двойной призмы без всяких отражений.

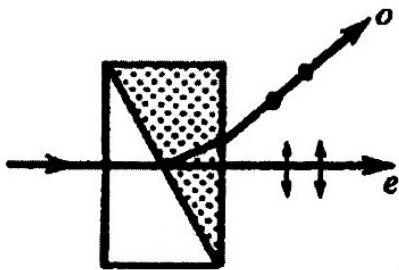


Рис.70

Двойкопреломляющие призмы формируют два луча света поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях. Примерами таких призм являются призмы из исландского шпата и стекла (рис.70).

Обыкновенный луч в таких призмах преломляется дважды, а необыкновенный при подобранном показателе преломления стекла ($n \approx n_e$) не отклоняется.

Дихроичные кристаллы обладают свойством различного поглощения света в зависимости от ориентации в пространстве электрического вектора световой волны \vec{E} .

Примером сильно дихроичного кристалла является турмалин. При падении на кристалл турмалина света наблюдается сильное селективное поглощение обыкновенного луча и уже при толщине пластинки 1 мм из нее выходит только необыкновенный луч «e». Такое различие в поглощении, зависящее, кроме того, от длины волны λ , приводит к тому; что при освещении дихроичного кристалла белым светом кристалл по разным направлениям оказывается различно окрашенным.

Дихроичные кристаллы имеют важное значение на практике в связи с изобретением поляроидов.

Примером поляроида может служить тонкая пленка из целлулоида, в которую вкраплены кристаллики герпатита (сернокислого иодхирина). Герпатит – это двойкопреломляющее вещество обладающее для видимого света высокой степенью дихроизма. Установлено также, что плёнка, имеющая толщину $\approx 0,1$ мм, полностью поглощает обыкновенные лучи видимой области спектра и в этом случае она является наиболее совершенным поляризатором света.

Пластинка в четверть волны

Пластинка в четверть волны (пластинка $\lambda / 4$) формирует два луча с оптической разностью хода равной $\Delta = \lambda / 4$.

Если на кристаллическую пластинку, вырезанную параллельно оптической оси OO' (рис.71), нормально падает плоскополяризованный свет, то этот луч внутри пластинки разбивается на обыкновенный (o) луч и необыкновенный (e) луч.

В самом кристалле данные лучи пространственно не разделены и движутся с разными скоростями.

Сложение взаимно перпендикулярных колебаний (световой вектор \vec{E} в o - и e -лучах колеблется во взаимно перпендикулярных направлениях), происходящее на выходе из пластинки, формирует световые волны, у которых конец вектора световой волны \vec{E} описывает эллипс. Данный эллипс, ориентированный произвольно относительно координатных осей, описывает уравнение



Рис.71

$$\frac{x^2}{E_e^2} - \frac{2xy}{E_0 E_e} \cos \varphi + \frac{y^2}{E_e^2} = \sin^2 \varphi,$$

где E_0 и E_e – соответственно составляющие напряженности электрического поля волны в обыкновенном и необыкновенном лучах;

φ – разность фаз колебаний напряженностей электрического поля E_0 и E_e .

Таким образом, в результате прохождения через кристаллическую пластинку плоскополяризованный свет превращается в эллиптически поляризованный.

Оптическая разность хода у o - и e -лучей в пластинке равна

$$\Delta = (n_0 - n_e)d,$$

а разность фаз –

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_0 - n_e)d.$$

При $\Delta = (n_0 - n_e)d = \lambda/4$ и $\varphi = \mp \pi/2$ уравнение для элемента преобразуется к виду

$$\frac{x^2}{E_0^2} + \frac{y^2}{E_e^2} = 1.$$

Полученное уравнение описывает эллипс, который ориентирован относительно координатных осей x и y . Если $E_0 = E_e$, то данное уравнение

преобразуется к виду $x^2 + y^2 = E_0^2$, который указывает, что свет на выходе из пластинки является циркулярно поляризованным.

Таким образом, пластинка, вырезанная параллельно оптической оси и формирующая лучи на её выходе с оптической разностью хода равной

$$\Delta = (n_0 - n_e)d = \mp(m + \frac{1}{4})\lambda_0,$$

называется пластинкой в четверть волны. Знак минус в данном уравнении соответствует положительным кристаллам, а плюс – отрицательным, а число $m = 1, 2, 3, \dots$

Для исследования плоскополяризованного света можно применять обычные поляризаторы, которые при вращении вокруг направления луча выполняют функцию анализатора.

Свет подводимый к анализатору считается естественным, если интенсивность света проходящего через него при вращении анализатора не изменяется. Если при некотором положении анализатора интенсивность света прошедшего через него полностью гасится, то свет подводимый к анализатору плоскополяризованный.

Обычные поляризаторы не позволяют отличить эллиптически и циркулярно поляризованный свет от частично поляризованного и естественного света. Для этих целей, в частности, можно использовать пластинку в четверть волны.

Плоскополяризованный свет, пройдя пластинку $\lambda / 4$ на выходе, превращается в эллиптически поляризованный (в частном случае циркулярно поляризованный).

В циркулярно поляризованном свете разность фаз φ между любыми двумя взаимно перпендикулярными колебаниями равна $\pm\pi / 2$ по этой причине можно наблюдать следующие случаи:

1. Если на пути циркулярно поляризованного света поставить пластинку $\lambda / 4$, то она внесет дополнительную разность фаз $\pm\pi / 2$ и результирующая разность фаз станет равной 0 или π . При таких условиях циркулярно поляризованный свет становится плоскополяризованным и если на пути луча поставить поляризатор, то можно добиться полного его гашения.

2. Если падающий свет естественный, то он при прохождении пластинки $\lambda / 4$ таковым и останется (гашение луча ни при каком положении пластинки и поляризатора не достигается).

3. Если при вращении поляризатора при любом положении пластинки интенсивность не меняется, то падающий свет естественный.

4. Если при вращении поляризатора при любом положении пластинки интенсивность меняется и можно достичь полного гашения луча, то падающий свет циркулярно поляризованный. Если полного гашения не достичь, то падающий свет представляет смесь естественного и циркулярно поляризованного.

5. Если на пути эллиптически поляризованного света поместить пластинку $\lambda / 4$, оптическая ось которой ориентирована параллельно одной из осей эллипса, то она внесет дополнительную разность фаз $\pm \pi / 2$. Результирующая разность фаз станет равной нулю или π . Следовательно, эллиптически поляризованный свет, пройдя пластинку $\lambda / 4$ повернутую определенным образом, превращается в плоскополяризованный и может быть погашен поворотом поляризатора.

Поэтому таким методом можно отличить эллиптически поляризованный свет от частично поляризованного или циркулярно поляризованный свет от естественного света.

Искусственная оптическая анизотропия

Искусственная оптическая анизотропия связана с преобразованием естественно изотропного вещества в вещество обладающее свойством оптической анизотропии.

Оптически изотропные вещества становятся оптически анизотропными при условии воздействия:

- 1) механических сил вызывающих одностороннее сжатие или растяжение кристаллов кубической системы, стекол и других веществ;
- 2) электрического поля (эффект Керра) на жидкости, аморфные тела, газы;
- 3) магнитного поля на жидкости, стекла, коллоиды.

Во всех перечисленных выше случаях вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением упругой деформации, электрического или магнитного полей.

Мерами оптической анизотропии веществ являются разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении, перпендикулярном оптической оси. При упругой деформации вещества эта разность равна $n_0 - n_e = k_1 \sigma$, при воздействии электрического поля $- n_0 - n_e = k_2 E^2$ и при воздействии магнитного поля $- n_0 - n_e = k_3 H^2$, где k_1, k_2, k_3 – постоянные параметры, характеризующие вещество, σ – нормальное механическое напряжение, E и H – соответственно напряженность электрического и магнитного полей.

Эффект Керра связан с возникновением оптической анизотропии веществ под действием электрического поля и обусловлен различной поляризуемостью молекул жидкости по разным направлениям в пространстве.

Ячейка Керра – это прибор в виде кюветы наполненной жидкостью (например, нитробензолом) и содержащей две пластины конденсатора C на расстоянии d . Кювета помещается между скрещенными поляризатором P и анализатором A света (рис.72).

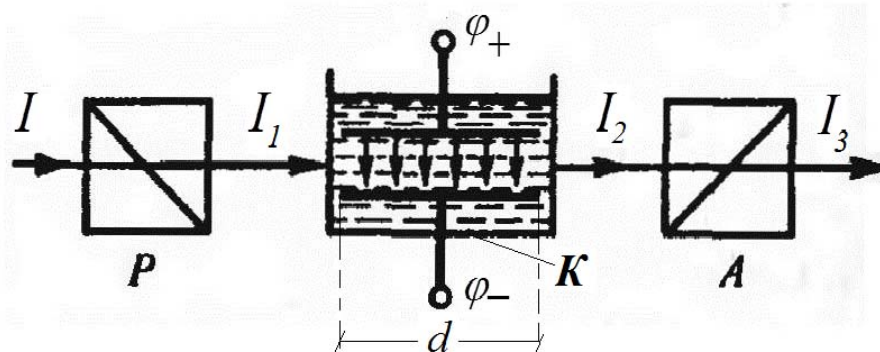


Рис.72

При электрическом напряжении, определяемом разницей электрических потенциалов на пластинах $U = \varphi_+ - \varphi_- = 0$, электрическое поле в пространстве между пластинами конденсатора отсутствует и интенсивность света подводимая к поляризатору I при распротсранении света в системе «поляризатор П – кювета К – анализатор А» равна нулю $I_3 = 0$.

Если электрическое напряжение больше нуля $U = \varphi_+ - \varphi_- > 0$, то электрическое поле E превращает жидкость в кювете в двоякопреломляющее жидкое вещество. При изменении электрического напряжения U изменяется напряжённость электрического поля $E = \frac{U}{d}$, которая в свою очередь влияет на степень анизотропии вещества $n_0 - n_e = k_2 E^2$, а следовательно, и на интенсивность света прошедшего через кювету I_2 и анализатор и I_3 .

Вращение плоскости поляризации

Оптически активные вещества обладают способностью вращать плоскость поляризации света. Примерами таких веществ являются кварц, водный раствор сахара и скипидар.

Явление вращения плоскости поляризации света лежит в основе поляриметрии (или сахариметрии) – метода определения концентрации растворов оптически активных веществ.

Концентрация растворов оптически активных веществ и растворенного вещества C оценивается на опыте с помощью установки (рис.73) по измеренному углу поворота плоскости поляризации света φ .

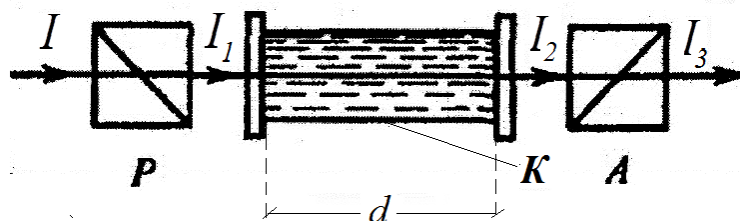


Рис.73

В состав установки входят поляризатор Р, кювета К и анализатор А. Поляризатор Р и анализатор А скрещены друг с другом.

На вход поляризатора подводится естественный свет с интенсивностью I . Поляризованный свет с интенсивностью I_1 выходящий из поляризатора П, падая на кювету К, поворачивает плоскость поляризации света на угол φ и таким образом изменяет пространственную ориентацию вектора \vec{E} .

Угол поворота плоскости поляризации света для кристаллов и чистых жидкостей описывают уравнения:

$$\varphi = \alpha_0 d \text{ и } \varphi = [\alpha] C d,$$

где $\alpha_0, [\alpha]$ – удельное вращение, численно равное углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации – для растворов);

d – длина пути, пройденного светом в оптически активном веществе;

C – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе.

Оптически активные вещества подразделяются на право- и левовращающие в зависимости от направления вращения плоскости поляризации. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), а во втором – влево.

Явление вращения плоскости поляризации можно наблюдать, если между скрещенными поляризатором Р и анализатором А, дающими темное поле зрения, помещается оптически активное вещество (например, кювету с раствором сахара). В этом случае поле зрения анализатора просветляется. При повороте анализатора на некоторый угол φ можно вновь получить темное поле зрения. Поэтому угол φ и есть угол, на который оптически активное вещество поворачивает плоскость поляризации света, прошедшего через поляризатор.

З а м е ч а н и е . Если при повороте анализатора можно получить темное поле зрения, то свет, прошедший через оптически активное вещество, является плоскополяризованным.

Контрольные вопросы

1. Существует ли поляризация для продольных волн? Почему?
2. Разъясните понятия «естественный свет», «плоско поляризованный свет», «частично поляризованный свет» и «эллиптически поляризованный свет».
3. Как изменяется интенсивность света за поляризатором при его вращении вокруг пучка естественного света?
4. Как практически отличить плоско поляризованный свет от естественного?
5. Что означает понятие «угол Брюстера»?

6. Приведите доказательства о том, что отраженный и преломленный лучи при выполнении закона Брюстера взаимно перпендикулярны.

7. Интенсивность естественного света, прошедшего через два поляризатора уменьшилась вдвое. Как были ориентированы поляризаторы?

8. Что из себя представляет оптическая ось кристалла? Чем отличаются двухосные кристаллы от одноосных?

9. Чем обусловлено двойное преломление в оптически анизотропном одноосном кристалле?

10. Чем отличаются отрицательные кристаллы от положительных? Приведите построение волновых поверхностей для o - и e -лучей.

2.6. Квантовая природа излучения

Тепловое излучение и его характеристики

Твёрдые, жидкие, газообразные и плазменные тела объективно существующие в природе обладают внутренней энергией U .

Данная энергия U зависит от абсолютной температуры тел, которая всегда больше нуля $T > 0$.

Абсолютная температура T определяется средней энергией поступательного, вращательного или колебательного движения атомов, молекул, ионов, электронов, из которых состоит тело. Эта величина изменяется при нагревании тел. Нагревание тел связано с подводом к телам тепловой энергии Q со стороны внешних тел. При таких условиях тела получающие тепловую энергию Q следует рассматривать как источники теплового излучения.

Тепловое излучение тел представляет собой непрерывный или дискретный ряд электромагнитных волн характеризуемых длиной волны λ (частотой ν).

Тепловое излучение обусловлено нагреванием тел. Это излучение формируют площади поверхностей тел S . Любое тело всегда поглощает за единицу времени из окружающего пространства столько же энергии сколько и излучает в окружающее пространство. Поэтому на практике данный вид излучения является единственным видом излучения, которое всегда является равновесным.

Мерами теплового излучения тел являются:

1. *Спектральная плотность энергетической светимости (излучательности) тела $R_{\nu T}$.*

Спектральная плотность энергетической светимости – это мощность электромагнитного излучения с площади 1 м^2 поверхности тела в интервале частот единичной ширины или длины волны. Эта величина зависит от природы тела и определяется из соотношений

$$R_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}}{d\nu} \text{ или } R_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}}{d\lambda},$$

где $dW_{\nu,\nu+d\nu}$ – энергия электромагнитного излучения испускаемого с площади 1 м^2 поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ (длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$).

Единица $\rightarrow 1 \text{ Дж/ м}^2$.

Учитывая, что $c = \lambda\nu$, а также $\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\lambda^2} = -\frac{\lambda^2}{c}$ можно пренебречь

знаком минус и получить связь между $R_{\nu,T}$ и $R_{\lambda,T}$ в виде $R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}$

2. Энергетическая светимость тела R_T .

Энергетическая светимость тела – это суммарная мощность электромагнитного излучения с площади 1 м^2 поверхности тела во всём интервале частот $0 \leq \nu \leq \infty$ или длин волн $0 \leq \lambda \leq \infty$. Эта величина зависит от температуры тела T и определяется из интегральных соотношений

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu \text{ или } R_T = \int_0^{\infty} R_{\lambda,T} d\lambda.$$

3. Спектральная поглощательная способность тела $A_{\nu,T}$ зависит от температуры тела T и определяется отношением мощности электромагнитного излучения $dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{погл}}$ ($dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}^{\text{погл}}$) поглощаемой площадью поверхности тела 1 м^2 в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ (от λ до $\lambda + d\lambda$) ко всей мощности $dW_{\nu,\nu+d\nu}$

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{погл}}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}} \text{ или } A_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}^{\text{погл}}}{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}},$$

где $A_{\nu,T}$ и $A_{\lambda,T}$ – безразмерные величины.

4. Поглощательная способность тела зависит температуры тела T и определяется суммарной мощностью электромагнитного излучения поглощаемой площадью поверхности тела 1 м^2 во всём интервале частот $0 \leq \nu \leq \infty$ или длин волн $0 \leq \lambda \leq \infty$

$$A_T = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} d\nu \text{ или } A_T = \int_0^{\infty} A_{\lambda,T} d\lambda.$$

З а м е ч а н и е . Величины $R_{\nu,T}$ и $A_{\nu,T}$ зависят от природы тела и его термодинамической температуры T и различаются для излучений с различными частотами ν (длинами волн λ). По этой причине эти величины обычно относят к определённым температурам T и частотам ν (точнее к достаточно малому диапазону частот от ν до $\nu+d\nu$).

Меры перечисленные выше используют при описании теплового излучения чёрного тела и серого тела:

➤ Чёрное тело при любой температуре T обладает способностью поглощать все подводимое к нему электромагнитное излучение любой частоты ν (длины волны λ).

По этой причине спектральная поглощательная способность черного тела для всех частот ν (длин волн λ) и температур T тождественно равна единице

$$A_{\nu,T}^c \equiv 1 \text{ или } A_{\lambda,T}^c \equiv 1.$$

Абсолютно чёрные тела в природе не существуют. Однако сажа, платиновая чернь, чёрный бархат и некоторые другие тела близки по свойствам к чёрному телу в определённом диапазоне частот $\Delta\nu$ (длин волн $\Delta\lambda$) электромагнитных волн.

Идеальной моделью чёрного тела является замкнутая сферическая полость с небольшим по размеру отверстием, у которой внутренняя поверхность зачернена. Поэтому луч света, попавший внутрь полости, испытывая многократные отражения от стенок полости, уменьшает свою интенсивность до нуля.

Кроме этого, из опыта известно, что открытые окна с внешней стороны кажутся тёмными, несмотря на то, что внутри комнат достаточно светло из-за отражения света от стенок.

Все реальные тела в природе отнесены к категории серых тел.

➤ Серое тело обладает спектральной поглощательной способностью зависящей от температуры тела T , от природы материала, из которого оно изготовлено, а также формы поверхности тела. Её величина в отличие от чёрного тела всегда меньше единицы и она одинакова для любых частот ν (длин волн λ):

$$A_{\nu,T}^c = A_T = \text{const} < 1 \text{ или } A_{\lambda,T}^c = A_T = \text{const} < 1.$$

Законы Кирхгофа, Стефана – Больцмана, Вина

По закону Кирхгофа отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности $\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}$ (или

$\frac{R_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}}$) не зависит от природы тела и считается для всех тел в природе

универсальной функцией $r_{\nu,T}$ (или $r_{\lambda,T}$) зависящей от частоты ν (длины волны λ) и от температуры T :

$$r_{\nu,T} = \frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} \text{ или } r_{\lambda,T} = \frac{R_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}}.$$

Спектральная поглощательная способность чёрного тела тождественно равна единице $A_{\nu,T}^c \equiv 1$ по этой причине из этого закона следует вывод:

«Универсальная функция $r_{\nu,T}$ в точности равна спектральной плотности энергетической светимости черного тела»

$$r_{\nu,T} = R_{\nu,T}^u \text{ или } r_{\lambda,T} = R_{\lambda,T}^u.$$

Спектральные плотности энергетической светимости черного тела, зависящие от длины волны λ (или частоты ν) и температур $T_1 > T_2 > T_3$ изображены на рис.74.

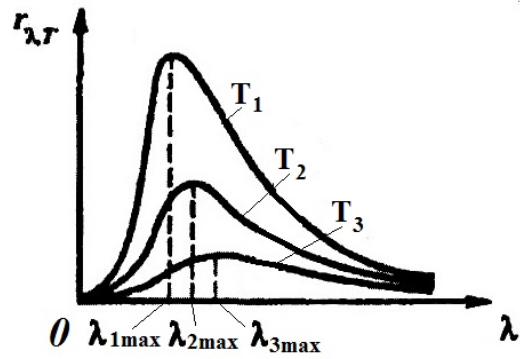


Рис.74

Энергетическая светимость черного тела R_e оценивается:

$$1) \text{ по закону Кирхгофа из уравнений } R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu \text{ или } R_e = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda$$

а также площадью ограниченной кривой линией $r_{\nu,T} = f(\lambda, T)$ и прямой линией длин волн λ .

Сравнивая площади под кривыми линиями можно сделать вывод о том, что при уменьшении температуры чёрного тела $T_1 > T_2 > T_3$ энергетические светимости черного тела уменьшаются $R_{e1} > R_{e2} > R_{e3}$.

2) по закону Стефана – Больцмана из уравнения

$$R_e = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постоянная Стефана – Больцмана.

Поэтому энергетическая светимость черного тела изменяется прямо-пропорционально четвертой степени термодинамической температуры T^4 .

По закону смещения Вина длина волны λ_{\max} (частота ν_{\max}), соответствующая максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda,T_{\max}}$ черного тела изменяется обратно пропорционально (прямо-пропорционально) его термодинамической температуре T :

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \text{ или } \nu_{\max} = \frac{c}{b} T,$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина.

Энергетическая светимость серого тела оценивается по закону Кирхгофа из уравнений:

$$R_T^c = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} r_{\nu,T} d\nu = A_{\nu,T} \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = A_T R_e \text{ или } R_T^c = \int_0^{\infty} A_{\lambda,T} r_{\lambda,T} d\lambda = A_{\lambda,T} \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = A_T R_e.$$

Поглощательная способность серого тела меньше единицы $A_T < 1$ и поэтому энергетическая светимость черного тела всегда больше энергетической светимости серого тела $R_e > R_T^c$.

Энергетическая светимость серого тела R_T^c связана с энергетической светимостью черного тела R_e соотношением

$$R_T^c = A_T R_e = A_T \sigma T^4,$$

где A_T – поглощательная способность серого тела.

Уравнение Рэлея – Джинса. Уравнение Планка

Уравнение Рэлея – Джинса, записываемое в форме

$$r_{v,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT,$$

описывает спектральную плотность энергетической светимости абсолютно чёрного тела только лишь в области малых частот ν и высоких температур T .

Справедливость данного уравнения была обоснована использованием при анализе теплового излучения чёрного тела классического закона равномерного распределения энергии по степеням свободы. Согласно классическому закону средняя энергия осциллятора с собственной частотой ν равна

$$\langle \varepsilon \rangle = kT,$$

где k – постоянная Больцмана.

По закону Стефана – Больцмана энергетическая светимость черного тела равна $R_e = \sigma T^4$, а расчёты с использованием уравнения Рэлея – Джинса приводят к результату

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{v,T} dv = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 dv = \infty.$$

Этот результат показывает, что в рамках классической физики нельзя описывать законы определяющие распределение энергии в спектре черного тела.

Согласно квантовой гипотезе предложенной Планком для правильного описания спектральной плотности энергетической светимости абсолютно чёрного тела $r_{v,T}$, согласующегося с опытом, необходимо отказаться от установленного положения в классической физике о том, что энергия любой системы может изменяться непрерывно и считать, что атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями – квантами. Каждый квант обладает энергией равной

$$\varepsilon_0 = h\nu = h \frac{c}{\lambda},$$

где $h = 6,623 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Поэтому энергия атомного осциллятора может принимать лишь определенные дискретные значения равные

$$\varepsilon = n\varepsilon_0 = nh\nu = nh\frac{c}{\lambda},$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$

Руководствуясь этими положения, Планк получил уравнение для спектральной плотности энергетической светимости абсолютно чёрного тела

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}.$$

Это уравнение с учётом соотношений $c = \lambda\nu$, $r_{\nu,T}d\nu = r_{\lambda,T}d\lambda$,

$r_{\nu,T} = \frac{c}{\lambda^2}r_{\lambda,T}$ можно записать в другой форме

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1}.$$

Спектральная плотность энергетической светимости абсолютно чёрного тела, рассчитанная Планком, блестяще согласуется с опытом.

Кроме этого, справедливость уравнения Планка для спектральной плотности энергетической светимости абсолютно чёрного тела

$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}$ подтверждается:

а) Преобразованием уравнения Планка $r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}$ в уравнение Релея – Джинса $r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot kT$.

На основе учёта квантов малой частоты ν (большой длины волны λ), обладающих малой энергией по сравнению с тепловой

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 = h\nu \ll kT \rightarrow e^{h\nu/(kT)} &\approx 1 + \frac{h\nu}{kT} \rightarrow e^{h\nu/(kT)} - 1 \approx \frac{h\nu}{kT} \rightarrow \\ \rightarrow r_{\nu,T} &= \frac{2\pi h\nu^2}{c^2} \cdot \frac{1}{h\nu / (kT)} \approx \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \end{aligned}$$

б) Аналитическим выводом закона смещения Вина, определяющего длину волны λ_{\max} , при которой спектральная плотность энергетической светимости абсолютно чёрного тела достигает максимума.

Для оценки λ_{\max} приравняем к нулю первую производную по длине волны λ от переменной функции $r_{\lambda,T} = r_{\lambda,T}(\lambda)$

$$\rightarrow \frac{\partial r_{\lambda,T}}{\partial \lambda} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^6 (e^{hc/(kT\lambda)} - 1)} \cdot \left(\frac{(h / kT\lambda) e^{hc/(kT\lambda)}}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1} - 5 \right) = 0.$$

Если $x = hc / (kT\lambda_{\max})$, то получаем трансцендентное уравнение $xe^x - 5(e^x - 1) = 0$. Решаем это уравнение методом последовательных приближений и получаем значение $x = 4,965 \rightarrow hc / (kT\lambda_{\max}) = 4,965 \rightarrow T\lambda_{\max} = hc / 4,965k = b \rightarrow \lambda_{\max} = b / T$.

с) *Аналитическим выводом закона Стефана – Больцмана*

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu = \int_0^{\infty} \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1} d\nu$$

Если $x = h\nu / kT \rightarrow dx = h d\nu / kT \rightarrow d\nu = kT dx / h$.

Уравнение для R_e преобразуется к виду

$$R_e = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4 \rightarrow R_e = \sigma T^4.$$

Радиационная, цветовая и яркостная температуры

Оптической пирометрией называется набор оптических неконтактных методов измерения высоких температур T в жидких металлических расплавах, а также в дуговых электрических разрядах и плазменных объектах (солнце, звёзды).

Высокие температуры у этих тел порядка $T > 2000^\circ K$ не могут быть измерены традиционными жидкостными термометрами из-за того, что при их контакте с телами может происходить их разрушение.

Приборы, применяемые для измерения высоких температур T , названы пирометрами.

В основе методов оптической пирометрии лежат законы теплового излучения тел, описываемые спектральной плотностью энергетической светимости и полной энергетической светимостью, которые зависят от температуры тел T и частоты ν (длины волны λ).

Радиационные пирометры регистрируют интегральное (полное) электромагнитное излучение нагретых тел, а оптические – излучение тел в каком-либо одном или в двух участках спектра.

Пирометры измеряют температуру нагретых тел T по интенсивности их теплового излучения в оптическом диапазоне спектра.

В зависимости от закона теплового излучения, используемого для измерения температуры тел, различают радиационную температуру тела T_p , цветовую температуру тела T_c и яркостную температуру тела T_j :

- *Радиационной температурой T_p исследуемого тела называется температура абсолютно чёрного тела, при которой его энергетическая светимость равна энергетической светимости исследуемого тела:*

$$R_T^c = R_e.$$

Согласно закону Стефана – Больцмана энергетическая светимость черного тела при температуре T равна

$$R_e = \sigma T^4 \rightarrow T = \sqrt[4]{R_e / \sigma},$$

а энергетическая светимость серого тела – $R_T^c = A_T R_e = A_T \sigma T^4$.

При радиационной температуре T_p энергетическая светимость серого тела становится равной $R_T^c = A_T \sigma T_p^4 \rightarrow T_p = \sqrt[4]{A_T T}$. У серого тела $A_T < 1 \rightarrow T_p < T$. Таким образом радиационная температура исследуемого тела T_p всегда меньше абсолютной температуры черного тела T .

• *Яркостная температура* T_J исследуемого тела – это такая температура черного тела, при которой выполняется соотношение

$$r_{\lambda, T_J} = R_{\lambda, T},$$

где r_{λ, T_J} – спектральная плотность излучения (распределение энергии по длинам волн λ чёрного тела при яркостной температуре T_J ;

$R_{\lambda, T}$ – спектральная плотность излучения (распределение энергии по длинам волн λ) серого тела при его истинной температуре T .

По закону Кирхгофа для исследуемого тела его излучение при длине волны λ получаем уравнение $r_{\lambda, T} = R_{\lambda, T} / A_{\lambda, T}$ или $r_{\lambda, T} = r_{\lambda, T_J} / A_{\lambda, T} \rightarrow A_{\lambda, T} = r_{\lambda, T_J} / r_{\lambda, T}$

Для серых тел $A_{\lambda, T} < 1 \rightarrow r_{\lambda, T_J} < r_{\lambda, T}$. Отсюда $T_J < T$.

Поэтому яркостная температура у серых тел меньше истинной температуры чёрного тела.

• *Цветовой температурой* T_C исследуемого тела называется такая температура абсолютно чёрного тела, при которой его спектр излучения, оцениваемый спектральной плотностью излучения (распределение энергии по длинам волн λ (частотам ν)) $R_{\lambda, T}^c$, совпадает со спектром излучения абсолютно чёрного тела при той же температуре.

Для серых тел справедливо соотношение $R_{\lambda, T}^c = A_T r_{\lambda, T}$, где $A_T = \text{const} < 1$.

Кроме этого, цветовая температура серого тела совпадает с его истинной температурой и её значение можно найти из закона смещения Вина.

Применяя закон смещения Вина к серому телу, оцениваем длину волны λ_{max} , соответствующую максимальному значению $R_{\lambda, T}^c$ для исследуемого серого тела, и определяем цветовую температуру:

$$T_C = \frac{b}{\lambda_{\text{max}}}.$$

Поэтому для серых тел цветовая температура совпадает по значению с температурой чёрного тела:

$$T_{ц} = T.$$

Вольт-амперная характеристика фотоэффекта

Внешний фотоэффект (фотоэффект) – это явление, при котором вещество в виде проводника под действием света испускает электроны.

Исследование фотоэффекта проводят на установке (рис.75).

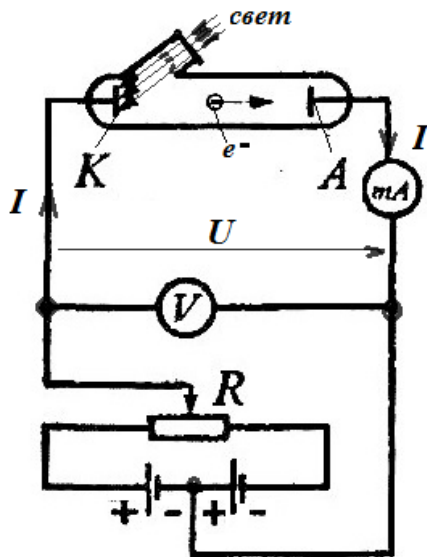


Рис.75

В состав установки входят два электрода в вакуумной трубке: катод К из исследуемого металла и анод А. Оба электрода подключены к двуполярному источнику ЭДС так, что с помощью потенциометра R можно изменять величину постоянного напряжения U и его знак. Ток I , возникающий в цепи при освещении катода монохроматическим светом подводимым через кварцевое окошко, измеряется миллиамперметром.

Вольт-амперная характеристика фотоэффекта $I = I(U)$ представляет собой зависимость фототока I , образуемого

поток электронов, испускаемых под действием света, от напряжения U между электродами А и К.

Типичные графики $I = I(U)$, полученные для двух освещенностей катода $E_{e2} > E_{e1}$ при одинаковой частоте света $\nu = \text{const}$, представлены на рис.76.

Фототок насыщения $I_{\text{нас}}$ определяется таким значением напряжения U , при котором все фотоэлектроны, испускаемые катодом, достигают анода:

$$I_{\text{нас}} = en,$$

где n – число электронов, испускаемых катодом в 1 с.

Отрицательное по знаку электрическое напряжение U_0 названо задерживающим напряжением.

Это название связано с тем, что при напряжении U_0 ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной скоростью, не может преодолеть задерживающего электрического поля и достигнуть анода. При таких условиях работа совершаемая электрическим

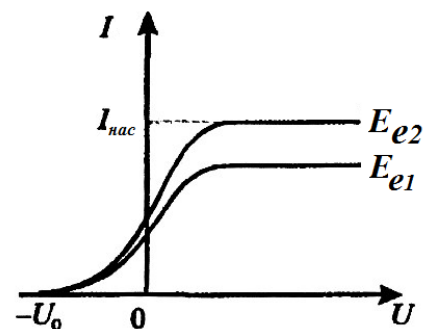


Рис.76

полем $A = eU_0$ в точности равна кинетической энергии фотоэлектронов

$$K_{\max} = \frac{m\nu_{\max}^2}{2} :$$

$$eU_0 = \frac{m\nu_{\max}^2}{2} .$$

Поэтому по измеренному значению задерживающего напряжения U_0 можно определить максимальное значение кинетической энергии фотоэлектронов.

Законы фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна

Существуют три закона фотоэффекта:

1. Закон Столетова: при фиксированной частоте $\nu = \text{const}$ и интенсивности света падающего на проводник $\frac{\Phi_e}{St} = \text{const}$ сила фототока насыщения

$I_{\text{нас}}$ пропорциональна энергетической освещенности катода E_e .

2. Максимальная начальная скорость ν_{\max} (максимальная начальная кинетическая энергия $K_{\max} = \frac{m\nu_{\max}^2}{2}$) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света $\frac{\Phi_e}{St}$, а определяется только его частотой ν .

3. Для каждого электропроводящего вещества существует так называемая “красная граница” фотоэффекта, определяемая минимальной частотой ν_0 света, ниже которой фотоэффект не возможен.

Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта подтверждает справедливость фундаментального закона сохранения энергии:

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2} \quad \text{или} \quad h\frac{c}{\lambda} = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2} ,$$

где $\varepsilon_0 = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$ энергия падающего фотона (кванта света);

—
 A — работа совершаемая фотоном на выход электрона из электропроводящего вещества (металла);

$K_{\max} = \frac{m\nu_{\max}^2}{2}$ — максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона.

Это уравнение получено на основе квантовой теории фотоэффекта. Согласно этой теории свет с частотой ν (длиной волны λ) испускается и при распространении в пространстве поглощается веществом отдельными порциями (квантами). Эти порции (кванты) обладают энергией равной

$$\varepsilon_0 = h\nu .$$

Красная граница фотоэффекта соответствует условиям, при которых энергия фотона равна работе выхода электрона из электропроводящего вещества

$$\varepsilon_0 = A \text{ или } h\nu_0 = A, \quad h \frac{c}{\lambda_0} = A.$$

Отсюда частота фотона и длина волны равны

$$\nu_0 = \frac{A}{h} \text{ и } \lambda_0 = \frac{hc}{A},$$

где λ_0 – максимальная длина волны излучения (ν_0 – соответственно минимальная частота), при которой фотоэффект еще возможен.

С учётом того, что $A = h\nu_0$, $A = \frac{hc}{\lambda_0}$ и $\frac{m\nu_{\max}^2}{2} = eU_0$ уравнение Эйнштейна

можно записать в новых формах:

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2} \rightarrow h\nu = h\nu_0 + \frac{m\nu_{\max}^2}{2} \rightarrow h\nu = h\nu_0 + eU_0;$$

$$h \frac{c}{\lambda} = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2} \rightarrow h \frac{c}{\lambda} = h \frac{c}{\lambda_0} + \frac{m\nu_{\max}^2}{2} \rightarrow h \frac{c}{\lambda} = h \frac{c}{\lambda_0} + eU_0.$$

Импульс фотона. Давление света

Импульс фотона определяют из уравнения

$$p_\gamma = m_\gamma c,$$

где m_γ – масса фотона движущегося всегда (в любой среде) со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Масса покоя у этой микрочастицы равна нулю $m_{0\gamma} = 0$. Поэтому фотон отличается от электрона, протона и нейтрона тем, что их массы покоя отличны от нуля и данные частицы могут находиться в состоянии покоя.

Масса фотона находится из уравнения Эйнштейна $E = mc^2$, которое связывает энергию микрочастиц E и их массу m :

$$m_\gamma = \frac{E}{c^2} = \frac{\varepsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{hc}{c^2\lambda} = \frac{h}{c\lambda}.$$

Поэтому импульс фотона равен

$$p_\gamma = m_\gamma c = \frac{E}{c^2} c = \frac{\varepsilon_0}{c^2} c = \frac{h\nu}{c^2} c = \frac{h\nu}{c} = \frac{hc}{c\lambda} = \frac{h}{\lambda},$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Давление света на поверхность тела можно оценить на основе квантовой теории на примере падения потока монохроматического излучения (частоты $\nu = \text{const}$) перпендикулярно поверхности.

Если за 1 с на 1 м² поверхности тела падает N фотонов, то при коэффициенте отражения света ρ от поверхности тела ρN фотонов

отразится, а $(1 - \rho)N$ – поглотится. Каждый поглощенный фотон передает поверхности импульс $p_\gamma = \frac{h\nu}{c}$, а каждый отраженный – $2p_\gamma = \frac{2h\nu}{c}$ (учтено, что при отражении импульс фотона изменяется на $-p_\gamma$).

Давление света на поверхность численно равно импульсу, который передают поверхности в 1 с N фотонов:

$$p = \frac{2h\nu}{c}\rho N + \frac{h\nu}{c}(1 - \rho)N = (1 + \rho)\frac{h\nu}{c}N.$$

Это уравнение удобно преобразовать путём введения энергетической освещенности поверхности $E_e = \frac{Nh\nu}{St} = \frac{W}{St}$, определяемой как энергия всех фотонов, падающих на 1 м^2 в 1 с, и объёмной плотности энергии излучения $w = \frac{E_e}{c}$.

В результате давление, производимое светом при его нормальном падении на поверхность, записывается в форме

$$p = \frac{E_e}{c}(1 + \rho) = w(1 + \rho).$$

Давление света можно оценить на основе волновой теории на примере нормального падения монохроматической (частота $\nu = \text{const}$) плоско-поляризованной электромагнитной волны на электропроводящую металлическую поверхность расположенную в плоскости YOZ (рис.77).

Электрическое поле \vec{E} и магнитное \vec{B} электромагнитной волны колеблются в двух взаимно – перпендикулярных направлениях. Вектор \vec{E} колеблется в плоскости uoz , а вектор индукции магнитного поля \vec{B} – в плоскости $хоу$.

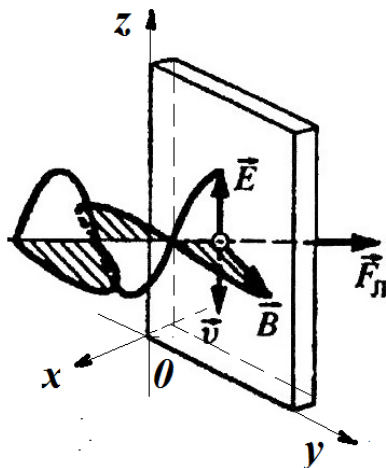


Рис.77

При таких условиях на свободные электроны в металле будет действовать со стороны электрического поля \vec{E} сила \vec{F}_E ориентированная вдоль оси oz , а со стороны магнитного поля \vec{B} , ориентированного вдоль оси ou , сила Лоренца \vec{F}_L ориентированная вдоль оси ox .

Под действием силы \vec{F}_E электроны будут двигаться со скоростью \vec{U} противоположной по направлению вектору \vec{E} .

Магнитное поле \vec{B} электромагнитной волны действует на электроны движущиеся со скоростью \vec{U} силой Лоренца в направлении, определяемом по правилу левой руки, перпендикулярно поверхности металла.

Поэтому электромагнитная волна оказывает на поверхность S металла давление равное $p = \frac{F_E}{S}$.

Уравнение для давления, полученное на основе волновой теории, аналогично для давления света полученного из квантовой теории.

Эффект Комптона

Эффект Комптона представляет собой упругое рассеяние фотона (коротковолновое электромагнитное рентгеновское или γ -излучение) на свободных (или слабосвязанных) электронах вещества.

Рассеяние сопровождается уменьшением частоты ν (увеличением длины волны λ) лучей рентгена и γ лучей. Поэтому данный вид рассеяния является некогерентным.

В процессе столкновения выполняются законы сохранения импульса и энергии. Квант (фотон) падающего излучения, сталкиваясь с электроном, передает ему часть своей энергии и импульса и изменяет направление движения (рассеивается).

Уменьшение энергии кванта (фотона) означает увеличение длины волны рассеянного излучения. Изменение длины волны фотона в сторону увеличения при комптоновском рассеянии оценивают с учётом фундаментальных законов сохранения импульса и энергии:

Эффект Комптона рассматривается как результат упругого столкновения рентгеновского фотона (или γ -фотона) обладающего импульсом p_γ со свободным электроном массы m находящемся в покое (рис.78, а).

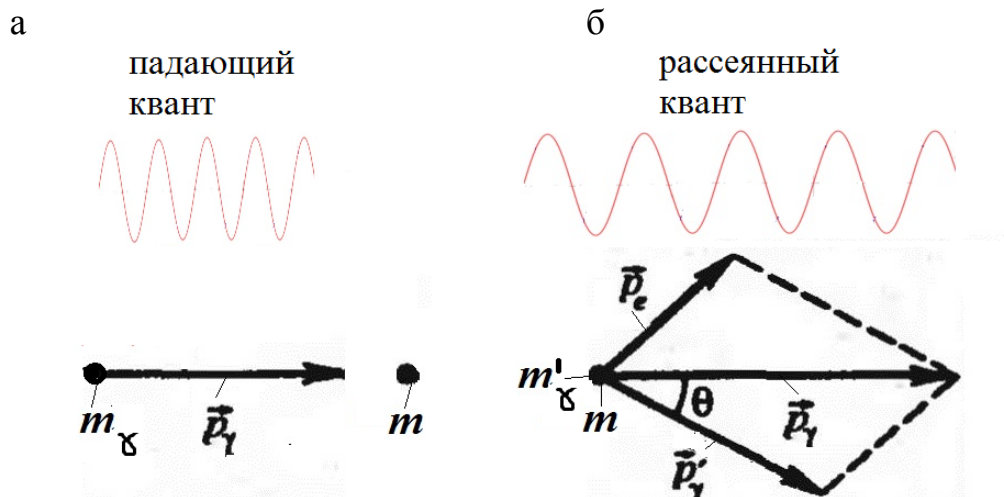


Рис.78

До начала рассеяния вектор импульса системы «квант – электрон» равен импульсу кванта падающего излучения $\vec{p}_\gamma + m \cdot 0 = \vec{p}_\gamma$ (см. рис. 78, а). В момент рассеяния (см. рис.78, б) вектор импульс системы «квант – электрон» равен

$$\vec{p}_\gamma + m\vec{v}_e = \vec{p}'_\gamma + \vec{p}_e,$$

где m'_γ , $p' = m'_\gamma c = \frac{h\nu'}{c}$ – масса и импульс кванта (фотона) некогерентно рассеянного излучения;

\vec{p}_e – импульс электрона отдачи.

Закон сохранения импульса в системе «фотон – электрон» в векторной форме записываем в виде

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}'_\gamma + \vec{p}_e.$$

В скалярной форме (для модулей импульсов) этот закон с учётом теоремы косинусов приобретает вид

$$p_e^2 = p_\gamma^2 + (p'_\gamma)^2 - 2p_\gamma p'_\gamma \cos\theta \text{ или } p_e^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu' \cos\theta.$$

Полная энергия системы «фотон – электрон» до рассеяния фотона W равна

$$W = W_e + \varepsilon_\gamma = mc^2 + h\nu,$$

где $W_e = mc^2$ – энергия покоя электрона;

$\varepsilon_\gamma = h\nu$ – энергия рассеянного фотона.

В момент столкновения с фотоном электрон приобретает скорость близкую к скорости света и по этой причине его энергия W'_e оценивается по законам релятивистской механики из уравнения

$$W'_e = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4},$$

а фотон рассеянный электроном имеет энергию равную $\varepsilon'_\gamma = h\nu'$.

Поэтому полная энергия системы «фотон – электрон» W' в момент рассеяния фотона равна

$$W' = W'_e + \varepsilon'_\gamma = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}.$$

По закону сохранения энергии $W = W'$ отсюда

$$mc^2 + h\nu = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}.)$$

Составляем систему из двух полученных уравнений

$$p_e^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu' \cos\theta;$$

$$mc^2 + h\nu = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}.$$

Заменяем в этих уравнениях частоты на длины волн $\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$ и получаем

$$p_e^2 = \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda'}\right)^2 - 2\frac{h^2}{\lambda\lambda'}\cos\theta;$$

$$mc^2 + h\frac{c}{\lambda} = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}.$$

Решаем оба уравнения совместно и получаем разницу длин волн $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{mc}\sin^2\frac{\theta}{2} = 2\lambda_C \sin^2\frac{\theta}{2}.$$

Отсюда уравнение Комптона приобретает вид

$$\Delta\lambda = 2\lambda_C \sin^2\frac{\theta}{2},$$

где $\lambda_C = \frac{2h}{mc} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 2,43 \text{ пм}$ – постоянная Комптона;

θ – угол рассеяния фотона.

В заключение проведенного выше обзора свойств света необходимо сделать следующие выводы:

1. Явления интерференции, дифракции и поляризации света, убедительно подтверждают волновую (электромагнитную) природу света.

2. Тепловое (температурное) излучение черного тела и других тел, фотоэффект, эффект Комптона служат доказательством квантовых (корпускулярных) представлений о свете, как о потоке фотонов (квантов).

3. Давление и преломление света объясняются как волновой, так и квантовой теориями.

4. Уравнение для энергии фотона $\varepsilon_\gamma = h\nu$ и уравнение для импульса фотона $p_\gamma = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$ выполняют функцию связи корпускулярных свойств электромагнитного излучения (энергия ε_γ и импульс фотона p_γ) с волновыми свойствами (частота ν или длина волны λ).

5. Свойства непрерывности, характерные для электромагнитного поля световой волны, не следует противопоставлять свойствам дискретности, характерным для фотонов.

6. Свет, обладая одновременно корпускулярными и волновыми свойствами, обнаруживает определенные закономерности в их проявлении. Так, например, волновые свойства света проявляются в закономерностях его распространения, интерференции, дифракции, поляризации, а корпускулярные – в процессах взаимодействия света с веществами.

7. Чем больше длина волны λ , тем меньше энергия ε_γ и импульс фотона p_γ и тем труднее обнаруживаются квантовые свойства света. С этим обстоятельством связано, например, существование красной границы фотоэффекта.

8. Чем меньше длина волны λ , тем больше энергия и импульс фотона и тем труднее обнаруживаются волновые свойства света. Например, волновые свойства, связанные с дифракцией рентгеновского излучения, обнаружены лишь после применения в качестве дифракционной решетки кристаллов.

Таким образом, электромагнитное излучение обнаруживает удивительное единство двух взаимоисключающих свойств – непрерывных (волны) и дискретных (фотоны). Оба эти свойства взаимно дополняют друг друга.

Контрольные вопросы

1. На фарфоровой тарелке на светлом фоне имеется темный рисунок. Если тарелку быстро вынуть из печи, где она нагревалась до высокой температуры, и рассматривать в темноте, то наблюдается светлый рисунок на темном фоне. Разъясните этот эксперимент.

2. Чем отличается серое тело от черного?

3. В чем заключается физический смысл универсальной функции Кирхгофа?

4. Как и во сколько раз изменится энергетическая светимость черного тела, если его термодинамическая температура уменьшится вдвое?

5. Нарисуйте и сопоставьте кривые $r_{\nu,T} = r_{\nu,T}(\nu)$ и $r_{\lambda,T} = r_{\lambda,T}(\lambda)$.

6. Как сместится максимум спектральной плотности энергетической светимости черного тела $r_{\nu,T}$ при повышении температуры T ?

7. Используя уравнение Планка, оцените постоянную Стефана – Больцмана.

8. При каких условиях из уравнения Планка получаются закон Вина и формула Рэлея – Джинса?

9. Может ли золотая пластинка служить фотосопротивлением?

10. Как при заданной частоте света изменится фототок насыщения с уменьшением освещенности катода?

11. Как из опытов по фотоэффекту определяется постоянная Планка?

3. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ И ТВЁРДЫХ ТЕЛ

3.1. Теория атома водорода по Бору

Модели атома Томсона и Резерфорда

Периодическая система химических элементов, созданная русским учёным химиком Д.И. Менделеевым в 1869 году, впервые сформулировала на научной основе вопрос о существовании единой природы построения вещества и стала важнейшей вехой в развитии атомно – молекулярного учения. Благодаря ей сложилось современное понятие о химическом элементе, были уточнены представления о простых веществах и соединениях.

Периодическая система элементов представляет собой классификацию химических элементов основанную на учёте зависимости различных свойств элементов от заряда атомного ядра $Q_{я}$. Данная система графически отображает периодический закон установленный Д.И. Менделеевым. Современный вариант системы предполагает сведение элементов в двумерную таблицу, в которой каждый столбец (группа) определяет основные физико – химические свойства, а строки представляют собой периоды, в определённой мере подобные друг другу.

Прогнозирующая роль периодической системы, показанная ещё самим Менделеевым, проявилась в XX веке в оценке химических свойств трансурановых элементов

Разработанная в XIX в. в рамках науки химии, периодическая таблица обеспечила систематизацию типов атомов и заложила основы для создания новых разделов физики, получивших развитие в начале XX в. – физики атома и физики ядра.

В ходе исследований атома методами физики было установлено:

1. *Порядковый номер элемента в таблице Менделеева z , называемый также числом Менделеева, (атомный номер) является мерой электрического заряда атомного ядра $Q_{я}$ этого элемента,*

2. *Номер горизонтального ряда (периода) в таблице определяет число электронных оболочек атома,*

3. *Номер вертикального ряда определяет квантовую структуру верхней оболочки, чему элементы этого ряда и обязаны сходством химических свойств.*

Таким образом при исследовании физических свойств вещества, состоящего из атомов, молекул и твёрдых тел, необходимо использовать данные из периодической системы химических элементов Д.И. Менделеева.

Согласно модели предложенной Томсоном в 1903 году атом представляет собой шар заполненный сплошной средой с линейными размерами порядка $l_{ш} \approx 10^{-10}$ м.

Объём этой среды представляет собой облако с размером атома, содержащее непрерывно распределённый положительный заряд, и отрицательно заряженные «корпускулы».

«Корпускулы» являются переносчиками отрицательных по знаку зарядов и участвуют в колебательных движениях около своих положений равновесия. Суммарный электрический заряд «корпускул» равный заряду положительно заряженного облака обеспечивает электронеutralность атомов.

Таким образом, согласно модели Томсона атом состоит из электронов, помещённых в положительно заряженный «суп», компенсирующий отрицательные заряды электронов, а электроны в виде отрицательно заряженных «изюминок» распределены в положительно заряженном «пудинге» (рис.79).

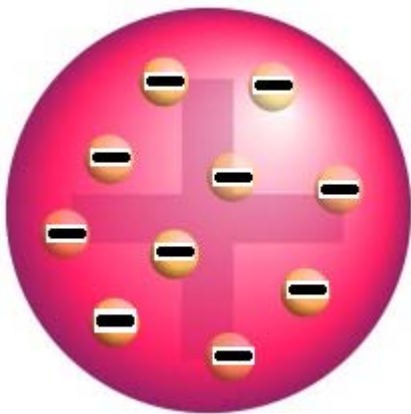


Рис.79

Кроме этого, Томсон предложил варианты возможного расположения электронов внутри атома в виде вращающихся колец электронов и «облака» положительного заряда вместо модели «супа».

Согласно первого варианта этой модели, электроны могли свободно вращаться в капле или облаке положительно заряженной субстанции. Причём стабильность орбит электронов обеспечивалась тем, что при удалении электрона от центра положительно заряженного

облака силы притяжения, возвращающие его обратно, увеличивались. Увеличение сил объясняется тем, что внутри его орбиты находится больше вещества противоположного заряда, чем снаружи (закон Гаусса).

В другом варианте модели Томсона электроны могли свободно вращаться по кольцам, которые стабилизировались взаимодействиями между электронами, а спектры атомов объясняли энергетические различия между различными кольцевыми орбитами.

Модель атома Томсона была опровергнута на основе опытных данных полученных Э. Резерфордом (1909 г.) по рассеянию альфа – частиц (двукратно ионизованные атомы гелия He^{++}) на тонкой золотой фольге Au.

Согласно планетарной модели, предложенной Э. Резерфордом в 1911 году, атом является материальным микрообъектом, имеющим неоднородную структуру.

В центре атома расположено ядро с размером $10^{-15} \div 10^{-14}$ м, а вокруг него существует область пространства с линейными размерами $\approx 10^{-10}$ м, в которой находятся электроны.

Электроны в этой области пространства вращаются по замкнутым орбитам вокруг ядра и образуют электронную оболочку атома. Общее число электронов в атоме определяется порядковым номером элемента z в системе элементов Менделеева.

Масса атома практически равна массе атомного ядра $m_a \approx m_{\text{я}}$, а ядро атома имеет положительный по знаку заряд

$$Q_{\text{я}} = +ze > 0,$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона.

Положительный заряд ядра $Q_{\text{я}} = +ze$ равен суммарному отрицательному заряду электронов $Q_e = -ze$. Поэтому атомы в обычных условиях являются электрически нейтральными микрочастицами:

$$Q_a = Q_{\text{я}} + Q_e = +ze - ze = 0.$$

Движение электрона по круговой орбите в атоме обуславливается действием на него кулоновской силы

$$F = \frac{Q_{\text{я}} \cdot Q_e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

действующей со стороны электрического поля, созданного положительным зарядом атомного ядра. Эта сила сообщает массе электрона m_e нормальное (центростремительное ускорение) равное

$$a_n = \frac{v^2}{r},$$

где v – линейная скорость движения электрона по круговой орбите радиусом r .

Ускорение электрона оценивается из второго закона Ньютона:

$$F = m_e a_n \text{ или } \frac{ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m_e \frac{v^2}{r},$$

где m_e – масса электрона;

ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Из соотношения видно, что физические величины радиус r , скорость v являются переменными величинами изменяющимися непрерывно. Поэтому полная энергия электрона на орбите $E = K_e + \Pi$, равная сумме кинетической

энергии $K_e = \frac{m_e v^2}{2}$ и потенциальной энергии $\Pi = \frac{zee}{4\pi\epsilon_0 r}$, также изменяется

непрерывно. Это обстоятельство указывало на то, что спектры излучения и спектры поглощения у атомов – сплошные.

Однако, экспериментальные исследования, проведенные с целью проверки планетарной модели атома, установили линейчатую природу спектров излучения атомов и на их основе был сделан вывод о наличии противоречий в планетарной модели атома Резерфорда, описанной выше.

Несмотря на противоречия модель атома Резерфорда предоставила возможность сформулировать понятия структурных единиц микромира:

1. Атомом называется наименьшая частица вещества, обладающая всеми химическими свойствами данного химического элемента. В состав атома входят положительно заряженное ядро и электроны, движущиеся в электрическом поле ядра. Заряд ядра по абсолютной величине равен суммарному заряду всех электронов атома $Q_{\text{я}} = ze$.

2. Ионом называется электрически заряженная микрочастица, которая образуется при потере или приобретении электронов атомом или молекулой. Заряд иона по абсолютной величине равен суммарному заряду ядра атома и заряду всех электронов атома $Q_i = Q_{\text{я}} + Q_e$. При потере электронов атомом знак заряда иона положительный, а при присоединении – отрицательный.

3. Простейшим атомом в природе является атом водорода Н. Данный атом состоит из положительно заряженного ядра $Q_{\text{я}} = ze = +1 \cdot e$ ($z = 1$) и отрицательно заряженного электрона e^- . Положительный заряд ядра определяется зарядом протона p^+ , который входит в состав ядра. Поэтому электрон e^- движется в атоме водорода Н в кулоновском электрическом поле ядра сформированным протоном.

4. Ион атома водорода Н – это атом водорода Н, у которого отсутствует отрицательно заряженный электрон. В ядре иона атома водорода Н, соответственно, содержится один протон ($z = 1$). Поэтому заряд иона атома водорода Н равен заряду протона p^+ .

5. Водородоподобными ионами (изоэлектронными водороду) являются ионы атома гелия He^{++} , ионы атома лития Li^{++} , ионы атома берилия Be^{++} и т.д.

Ионы – это атомы, которые потеряли два отрицательно заряженных электрона. В ядрах этих атомов, соответственно, содержатся два протона ($z = 2$), три протона ($z = 3$), четыре протона ($z = 4$) и т.д. Поэтому заряды у этих ионов положительные по знаку и, соответственно, равные заряду ядер $Q_{i\text{He}} = Q_{\text{яHe}} = ze = +2 \cdot e$, $Q_{i\text{Li}} = Q_{\text{яLi}} = ze = +3 \cdot e$, $Q_{i\text{Be}} = Q_{\text{яBe}} = ze = +4 \cdot e$ и т.д.

Линейчатый спектр атома водорода

Интенсивность излучения вещества определяется из уравнений:

$$I = \frac{W_{\nu}}{St} \text{ или } I = \frac{W_{\lambda}}{St},$$

где W_{λ} , W_{ν} – энергии излучения в виде электромагнитных волн, зависящие от частоты ν или длины волны λ ;

S – площадь поверхности S вещества;

t – время излучения энергии веществом.

В состав атома любого вещества входят электроны и ядра. Однако, ядра атомов в процессах излучения и поглощения энергии в оптическом диапазоне электромагнитных волн не участвуют. По этой причине энергия атомов определяется свойствами и особенностями движений электронов.

Линейчатый спектр излучения и поглощения энергии наблюдается у отдельных атомов газообразного вещества.

Среди оптических свойств атома линейчатый спектр является важнейшим параметром. Характер линейчатого спектра зависит от природы атомов газа. Он присущ и характерен каждому газу в отдельности.

Такой спектр может представлять собой отдельные спектральные линии или набор (группу) близко расположенных спектральных линий с частотами $\nu_1, \nu_2, \nu_3 \dots$ (длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$).

Самым простейшим по составу частиц и малым по массе газообразным веществом в природе является атом водорода H. В таблице Д.И. Менделеева атом водорода занимает первое место в первой строчке. В состав атома водорода входят две микрочастицы: отрицательно заряженный электрон e^- и ядро содержащее положительно заряженную микрочастицу протон H^+ (p^+).

Экспериментальные исследования спектра излучения атома водорода, проводимые в начале XIX века с помощью призмных и дифракционных спектрографов, установили наличие у него линейчатого спектра излучения электромагнитных волн виде серий (набор) линий характеризуемых строго определёнными частотами $\nu_1, \nu_2, \nu_3 \dots$ (длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$). Переходы в атоме водорода, сопровождающиеся излучением серий линий Лаймана, Бальмера, Пашена, Брекета и Пфунда, показаны на рис.80.

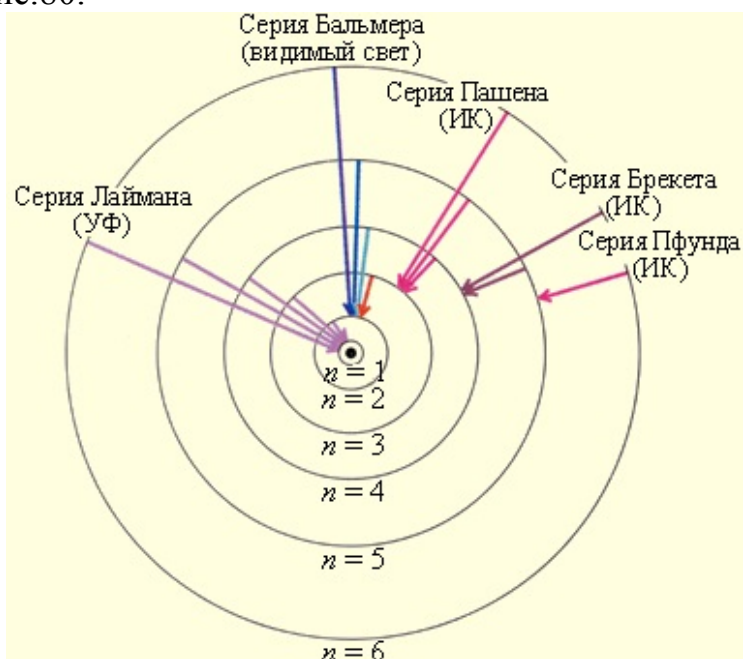


Рис.80

Линейчатый спектр излучения атома водорода описывает обобщённая формула Бальмера – Ридберга

$$\nu' = \frac{\nu}{c} R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{\nu}{\lambda \nu} R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{1}{\lambda} R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где ν – частота электромагнитных волн;
 c – скорость света в вакууме (воздухе);

$R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – постоянная Ридберга;

m – параметр, определяющий название серии линий ($m = 1, 2, 3, \dots$);

n – параметр, определяющий отдельные линии соответствующей серии при $m = \text{const}$ ($n = m + 1, m + 2, \dots$).

Эта формула позволяет оценивать частоты $\nu_1, \nu_2, \nu_3 \dots$ (длины волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$) различных серий линий в спектре излучения и поглощения атомов водорода.

Для водородоподобных ионов гелия He^{++} , лития Li^{++} , берилия Be^{++} и т.д. формула Бальмера – Ридберга записывается с учётом порядкового номера элемента z в виде

$$\nu' = z^2 \frac{\nu}{c} R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = z^2 \frac{\nu}{\lambda \nu} R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = z^2 \frac{1}{\lambda} R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где z – порядковые номера элемента в периодической системе Менделеева.

Спектральные серии излучения атома водорода расположены в трёх строго определённых областях спектра электромагнитных волн:

1. *В ультрафиолетовой области спектра наблюдается серия линий Лаймана*

$$\nu' = \frac{\nu}{c} R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (m = 1 = \text{const}, n = 2, 3, 4, \dots).$$

2. *В видимой области спектра наблюдается серия линий Бальмера*

$$\nu' = \frac{\nu}{c} R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (m = 2 = \text{const}, n = 3, 4, 5, \dots).$$

3. *В инфракрасной области спектра наблюдаются:*

– *серия линий Пашена*

$$\nu' = \frac{\nu}{c} R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (m = 3 = \text{const}, n = 4, 5, 6, \dots);$$

– *серия линий Брекета*

$$\nu' = \frac{\nu}{c} R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (m = 4 = \text{const}, n = 5, 6, 7, \dots);$$

– *в далёкой инфракрасной области спектра*

серия линий Пфунда

$$\nu' = \frac{\nu}{c} R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (m = 5 = \text{const}, n = 6, 7, 8, \dots);$$

– в далёкой инфракрасной области спектра

серия линий Хэмфри

$$\nu' = \frac{\nu}{c} R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (m = 6 = \text{const}, n = 7, 8, 9, \dots).$$

З а м е ч а н и е . Все выше приведенные формулы были сконструированы на основе эмпирических данных без теоретических обоснований. Несмотря на это вид формул, повторяемость в них целых чисел m и n , а также универсальность постоянной Ридберга R указывают на существование глубокого физического смысла у этих закономерностей. Все эти закономерности, наблюдаемые в эксперименте, не могут быть установлены и обоснованы в рамках классической физики.

Постулаты Бора

На первом этапе эмпирические формулы Бальмера – Ридберга были обоснованы английским физиком Н. Бором.

Идея Бора состояла в объединении в единое целое эмпирических закономерностей линейчатых спектров, ядерной модели атома Резерфорда и квантовый характер излучения и поглощения света.

В теории Бора используются термины и соотношения классической механики без учёта того, что электрон в атоме являясь микрообъектом, подчиняется не классической, а квантовой механике. Это обстоятельство заставляет рассматривать элементарную теорию атома водорода лишь как некоторое наглядное приближение к адекватному отображению структуры атома.

Теория Бора базируется на постулате о природе сил, удерживающих электрон на орбите, по которой он обращается, и на постулатах о квантовании орбит и о квантовании излучаемой атомом энергии.

Согласно первому постулату Бора:

✓ *В атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем) состояния, характеризующиеся определенными дискретными значениями энергии, в которых он не излучает энергию.*

✓ *Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. Движение электронов по стационарным орбитам не сопровождается излучением электромагнитных волн.*

✓ *В стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь дискретные квантованные значения момента импульса L_l , удовлетворяющие условию*

$$L_l = m_e \nu_n r_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

где m_e – масса электрона;

v_n – его скорость по n -й орбите радиуса r_n ;

h – постоянная Планка.

Согласно первому постулату Бора, центростремительная сила, удерживающая орбитальный электрон, является силой электростатического взаимодействия зарядов электрона e и ядра ze .

Поэтому для круговой орбиты радиуса r_n справедливо соотношение

$$\frac{ze^2}{r_n^2} = \frac{m_e v_n^2}{r_n} \quad \text{или} \quad \frac{ze^2}{r} = m_e v_n^2.$$

Отсюда кинетическая и потенциальная энергия электрона равны

$$|E_{\text{кин}}| = \frac{m_e v_n^2}{2} = \frac{1}{2} |E_{\text{пот}}|.$$

Полная энергия электрона равна

$$E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} = \frac{1}{2} |E_{\text{пот}}| - |E_{\text{пот}}| = -\frac{1}{2} |E_{\text{пот}}| = -E_{\text{кин}}.$$

Поэтому с учётом соотношения (1) в атоме возможны всякие круговые электронные орбиты. Если $r_n v_n^2 = \frac{ze^2}{m_e} = \text{const}$, то любому значению скорости электрона $v_n > 0$ отвечает одно определённое значение радиуса орбиты электрона r_n . И, наоборот, для всякого радиуса орбиты электрона $r_n > 0$ может быть найдено соответствующее значение скорости электрона $|v_n| \neq 0$.

По второму постулату Бора о квантовании орбит число возможных орбит ограничивается квантовым соотношением.

Физическая сущность этого постулата состоит в том, что стационарными орбитами (орбиты, на которых движущийся электрон, несмотря на имеющееся ускорение, не излучает энергии) будут только те из них, для которых потенциальная энергия электрона $E_{\text{пот}}$ составляет целое число квантов энергии $\varepsilon = h\nu$. Частота кванта ν , равна частоте обращения электрона по орбите $\nu = v_n$:

$$E_{\text{пот}} = 2E_{\text{кин}} = 2 \frac{m_e v_n^2}{2} = m_e v_n^2 = nh\nu_n \quad (n=1, 2, 3, \dots).$$

Орбитальная скорость электрона связана с циклической частотой обращения электрона $v_n = \omega_n r_n = 2\pi\nu_n r_n$ и после подстановки этого уравнения получаем соотношение

$$m_e v_n r_n = n\hbar, \quad (3)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – приведенная постоянная (квант действия) Планка.

Таким образом, условие стационарности орбит может быть сформулировано как квантовое условие, по которому момент импульса (количество движения) электрона $L = m_e v_n r_n$ на n -й стационарной орбите должен быть кратен приведенной постоянной Планка.

Следовательно кратность n определяет не только номер орбиты электрона, но и является главным квантовым числом характеризующем состояние электрона в атоме водорода.

Квантование электронных орбит в атоме водорода согласно модели Бора и идеи де Бройля о волновых свойствах электрона наглядно иллюстрирует рис.81.

На рис.81 видно, что в состоянии с $n = 4$ на длине круговой орбиты электрона $l_n = 2\pi r_n$ в атоме водорода укладывается четыре длины

$$\lambda_n = \frac{h}{p_n} = \frac{h}{m_e v_n}.$$

Учитываем соотношения $r_n v_n^2 = \frac{ze^2}{m_e}$,

$$v_n^2 = \frac{ze^2}{m_e r_n}, v_n = \sqrt{\frac{ze^2}{m_e r_n}}, \frac{1}{v_n} = \sqrt{\frac{m_e r_n}{ze^2}} \text{ и получаем}$$

для длины волны де Бройля новое уравнение связывающее её с радиусом орбиты электрона r_n в виде

$$\lambda_n = \frac{h}{m_e} \sqrt{\frac{m_e r_n}{ze^2}} = \frac{h}{m_e} \sqrt{\frac{m_e}{ze^2}} \cdot (r_n)^{1/2}.$$

Величины λ_n и r_n зависят от номера орбиты электрона n и одновременно это же число n определяет число длин волн де Бройля укладывающихся на длине круговой орбиты l_n .

Третий постулат Бора указывает о квантовании энергии излучаемой атомом и описывает механизм излучения атома. Согласно этому постулату атом излучает энергию не непрерывно, а только в виде отдельных порций (квантов). Процесс излучения осуществляется при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую стационарную орбиту, на которой электрон обладает меньшей энергией:

При переходе электрона с одной орбиты на другую излучается (поглощается) один фотон с энергией равной разности энергий соответствующих стационарных состояний и E_m (энергии стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения)):

$$h\nu_{n \rightarrow m} = E_n - E_m.$$

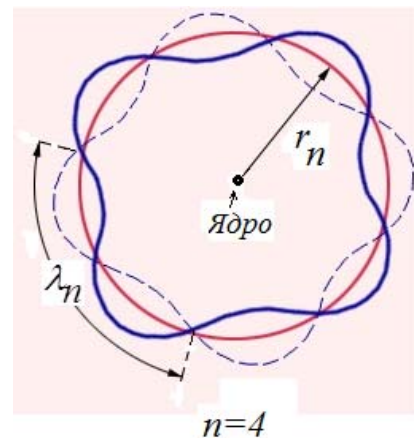


Рис.81

Если $E_n < E_m$, то происходит излучение фотона (переход атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией), а при $E_n > E_m$ – поглощение фотона (переход атома в состояние с большей энергией, т.е. переход электрона на более удаленную от ядра орбиту).

Набор возможных частот излучения атома водорода определяется из уравнения

$$\nu_{n \rightarrow m} = \frac{E_n - E_m}{h},$$

а энергия кванта излучения (поглощения):

$$h\nu_{n \rightarrow m} = E_n - E_m = -\frac{1}{2}E_{n,n} + \frac{1}{2}E_{n,m} = \frac{1}{2}ze^2 \left(\frac{1}{r_m} - \frac{1}{r_n} \right).$$

Учитывая уравнение (2) и (3), имеем $\nu_m = \frac{1}{m} \frac{ze^2}{\hbar}$ и $r_m = m^2 \frac{\hbar^2}{ze^2 m_e}$ и энергия кванта получается равной

$$h\nu_{n \rightarrow m} = \frac{1}{2} \frac{e^4 m_e z^3}{\hbar^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Теоретически все полученные уравнения допускают сравнение с экспериментальными данными.

Поскольку $\nu' = \frac{\nu}{c}$, то из уравнения получаем сериальную формулу Бальмера – Ридберга:

$$\nu' = \frac{\nu}{c} = \frac{e^4 m_e}{4\pi \hbar^3 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где $R = \frac{e^4 m_e}{4\pi \hbar^3 c} = 109678 \text{ см}^{-1} = 109678 \cdot 10^2 \text{ м}^{-1}$.

Величина R , полученная из этого теоретического уравнения, полностью соответствует экспериментальному значению постоянной Ридберга.

Если номер конечной орбиты электрона равен бесконечности $n = \infty$, а начальный номер $m = 1$, то можно получить квант энергии равный работе ионизации атома (превращение атома водорода в ион)

$$E_i = \varepsilon_{ep} = h\nu_{ep} = A_i = eU_i = Rhc = 13,5 \text{ эВ}.$$

Полученное значение энергии находится в полном согласии с экспериментом.

Для водородного атома число $z = 1$ и, согласно уравнению $r_m = m^2 \frac{\hbar^2}{ze^2 m_e}$,

радиус орбиты электрона при $m = 1$ равен $r_m = \frac{\hbar^2}{e^2 m_e} = 0,5 \cdot 10^{-10}$ м, а скорость

электрона – $v_m = \frac{e^2}{\hbar} \approx 2,5 \cdot 10^8$ см · с⁻¹.

Следует заметить, что теория Бора в силу сделанных допущений (круговые орбиты, анализ движения единственного орбитального электрона, классическая механика) не может быть распространена на спектры всех атомов. Эти спектры значительно сложнее из-за того, что состояние электрона определяется не одним квантовым числом n , а четырьмя квантовыми числами включая n .

Однако, для внутренних слоёв электронной оболочки атомов вновь допустимо применение теории Бора, если только в ней будет учтено экранирующее влияние зарядов электронов остаточных слоёв оболочки.

Именно такой результат был получен Мозли при исследовании характеристических рентгеновских спектров металлов.

Сериальная формула для рентгеновских характеристических спектров согласно Мозли описывается формулой

$$\sqrt{\frac{\nu'}{R}} = a(z - b),$$

где a – постоянная для каждой линии;

b – постоянная для каждой серии линий;

R – постоянная Ридберга.

Коротко волновая K -серия линий характеристического рентгеновского спектра соответствует $b = 1$, а для самой длинноволновой линии этой серии

имеем $a = \sqrt{\frac{3}{4}}$. Поэтому

$$\nu' = \frac{\nu}{c} = R(z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right).$$

Подобным образом для L – серии и аналогичной L_α – линии имеем

$a = \sqrt{\frac{5}{36}}$ и $b = 7,4$, так что

$$\nu' = \frac{\nu}{c} = R(z - 7,4)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right).$$

Уравнения подобны формуле Бальмера – Ридберга и отличаются только лишь поправкой b на электростатическое экранирование положительного заряда ядра отрицательными зарядами тех электронов, которые остаются в слоях, ближайших к ядру, после переноса электрона с данного слоя.

Таким образом, сериальная формула

$$\nu' = \frac{\nu}{c} = R(z - b)^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

применимая к внутренним слоям электронных оболочек всех атомов, позволяет построить единую схему энергетических уровней для этих внутренних слоёв.

В заключение следует отметить:

✓ Возникновение рентгеновских спектральных линий обусловлено переходом электрона в атомах с одного уровня энергии на другой уровень меньшей энергии, с которого предварительно был удалён электрон.

✓ Оптические спектры возникают при переходе внешнего электрона с возбуждённых уровней на нормальный внешний уровень или же на другие уровни возбуждения.

✓ Богатые линиями сложные оптические спектры сильно изменяются при переходе от одного элемента к другому.

✓ Внутренние электронные слои атомов построены одинаково у всех элементов, и поэтому их характеристические рентгеновские спектры имеют аналогичную сериальную структуру (серии K, L, M, N).

Опыты Франка и Герца

Опыты Франка и Герца, проведенные в 1913 году с атомами ртути Hg, подтвердили справедливость постулатов Бора о существовании в атомах стационарных энергетических состояний.

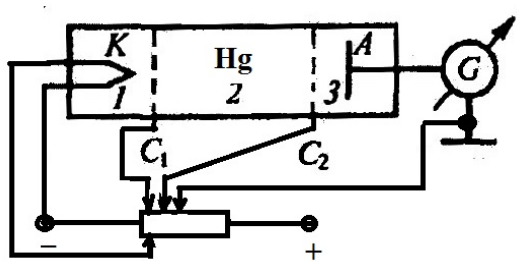


Рис.82

Экспериментальная установка (рис.82), созданная ими, состояла из стеклянной вакуумной трубки с каплей ртути Hg, впаянных электродов (катод K, анод A, сетки C₁ и C₂), регулируемого источника постоянного напряжения U с клеммами «+» и «-» и гальванометра для измерения силы тока I .

Термоэлектроны вылетающие из катода K и ускоренные в области 1 электрическим полем, сформированном между K и C₁, попадают в область 2 между сетками C₁ и C₂ и испытывают соударения с атомами паров ртути Hg. Электроны, которые после соударения имеют достаточную энергию для преодоления задерживающего потенциала в области 3, достигают анода и создают ток I измеряемый гальванометром.

Согласно диаграммы энергетических уровней атома ртути Hg ближайшим к основному (невозбужденному) состоянию атома ртути E_1

является возбужденное состояние E_2 , отстоящее от основного по шкале энергий на $\Delta E_{12} = E_2 - E_1 = 4,86$ эВ.

Если разность потенциалов между К и C_1 меньше $U_{KC_1} < 4,86$ В, то электроны, встречая на своем пути атомы ртути, испытывают с ними только упругие соударения. При $U_{KC_1} = 4,86$ В кинетическая энергия электрона $K_e = eU_{KC_1} = 4,86$ эВ становится достаточной, чтобы вызвать неупругий удар. При таком ударе электрон отдаёт атому ртути всю кинетическую энергию, возбуждая переход одного из электронов атома ртути Hg из нормального энергетического состояния E_1 на возбужденный энергетический уровень E_2 .

Этими обстоятельствами и объясняется (рис.83) первое резкое падение тока, наблюдаемое в эксперименте начиная с электрического напряжения $U = U_{KC_1} = 4,86$ В. (при энергии $K_e = eU_{KC_1} = 4,86$ эВ).

На рис.84 видно, что при энергиях K_e кратных 4,86 эВ, электроны испытывают 2, 3, ..., неупругих соударения и опять наблюдается резкое падение силы тока I .

Анализ немонотонного хода вольтамперной характеристики $I = I(U)$ электрического разряда в парах ртути, проведенный Франком и Герцем, позволил установить существование наименьшей порции энергии поглощаемой атомом ртути в основном состоянии. Эта порция энергии (квант) равна разнице энергий атома ртути $\Delta E_{12} = E_2 - E_1 = 4,86$ эВ и в точности соответствует наименьшей энергии поглощаемой атомами ртути $\varepsilon = \Delta E_{12} = h\nu_{12} = 4,86$ эВ.

Таким образом, эксперименты Франка и Герца доказали справедливость первого постулата Бора о том, что в атоме действительно существуют дискретные стационарные энергетические состояния. $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$, для которых выполняется неравенство $E_1 < E_2 < E_3 \dots E_n$.

Эксперименты по исследованию спектра излучения атомов ртути, проведенные позже, установили, что атомы ртути, получившие при соударении с электронами энергию $\Delta E_{12} = E_2 - E_1 = 4,86$ эВ и оказавшись в возбужденном состоянии самопроизвольно возвращаются в основное состояние путём излучения светового кванта с частотой

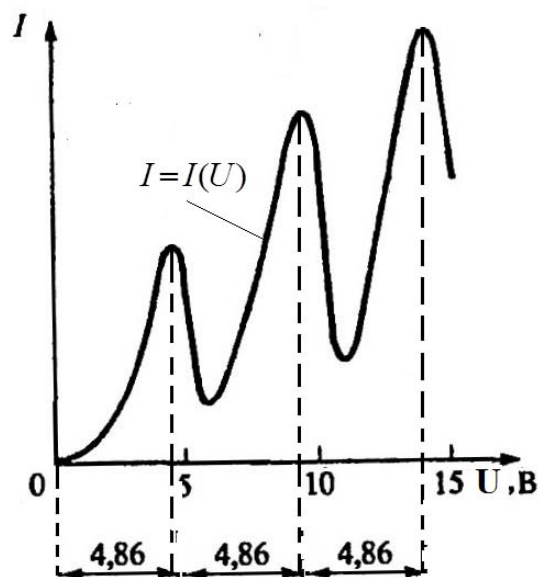


Рис.83

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} \approx \frac{4,86 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{6,623 \cdot 10^{-34}} = 1,17409029 \text{ с}^{-1}$$

или длиной волны $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \cdot 10^8}{1,174409029} = 2,5551697 \cdot 10^{-7} \text{ м} \approx 255 \text{ нм}$.

Поэтому данные эксперименты подтвердили справедливость второго и третьего постулата Бора.

Спектр атома водорода по Бору

Радиус n -й стационарной орбиты, оцениваемый путём решения систе-

мы уравнений
$$\begin{cases} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e u_n^2}{r_n} \\ m_e u_n r_n = n\hbar \end{cases}, \text{ равен } r_n = \frac{\hbar \cdot 4\pi\epsilon_0}{m_e z e^2} n^2.$$

Таким образом радиус орбиты электрона r_n изменяется пропорционально номеру орбиты в квадрате $\sim n^2$, а первый боровский радиус, равный $r_1 = a = \frac{\hbar \cdot 4\pi\epsilon_0}{m_e e^2} = 52,8 \text{ пм}$, определяет размер атома водорода.

Полная энергия электрона в водородоподобной системе с учётом со-

отношения $\frac{m_e v^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ складывается из его кинетической энергии электрона и потенциальной энергии электрона в электростатическом поле ядра:

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Учитывая, что для r_n существуют квантованные значения

$$r_n = \frac{\hbar \cdot 4\pi\epsilon_0}{m_e z e^2} n^2 \text{ получаем}$$

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{z^2 m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} (n = 1, 2, \dots)$$

Знак минус в уравнении для полной энергии означает, что электрон находится в связанном состоянии.

Придавая n целочисленные значения и $z = 1$, можно получить для атома водорода дискретный набор энергетических уровней. Эти уровни энергии схематически представлены на рис.85.

Из диаграммы уровней видно, что атом водорода при $n=1$ обладает минимальной энергией равной $E_1 = -13,55 \text{ эВ}$. При максимальной энергии

равной при $n=\infty$ $E_\infty=0$ происходит удаление электрона из атома. Такое значение энергии $E_\infty=0$ соответствует ионизации атома.

Подставляя в обобщенную формулу Бальмера и Ридберга $m=1$ и $n=2, 3, 4, \dots$, получаем группу линий, образующих серию Лаймана, соответствующих переходам электронов с возбужденных уровней ($n=2, 3, 4, \dots$) на основной ($n=1$). Аналогично, при подстановке $m=2, 3, 4, 5, 6$ и соответствующих им значений и получим серии Бальмера, Пашена, Брэкета, Пфунда и Хэмфри. Часть из них схематически представлена на рис. 84.

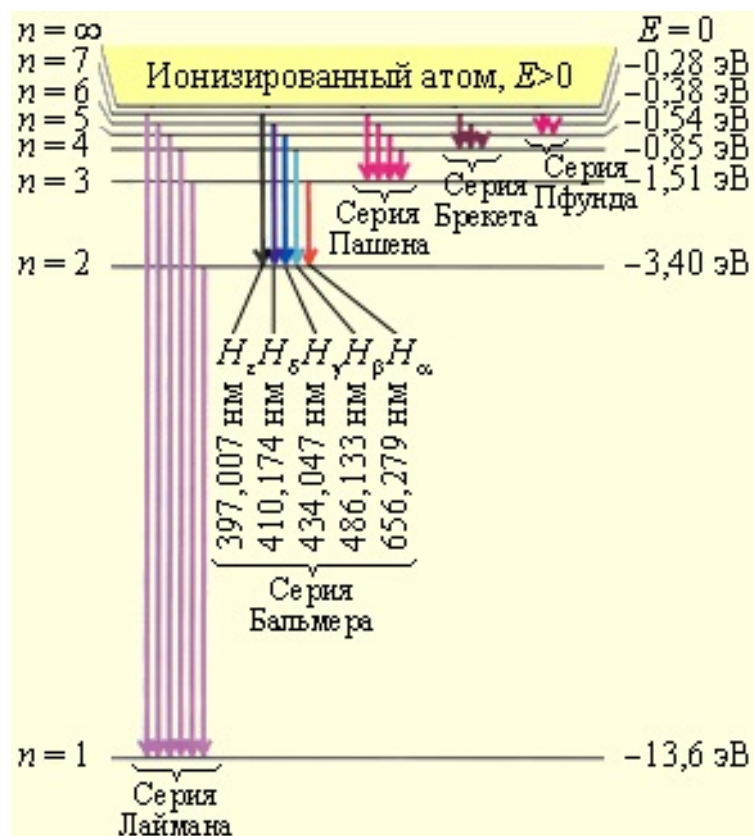


Рис.84

Выводы:

1. Теория Бора установила существование дискретных энергетических состояний в атоме водорода и других водородных атомов. Данные состояния связаны с особенностями движения электрона.

2. Теория Бора установила возможность перевода атома водорода (электрона этого атома) из основного (равновесного) энергетического состояния, характеризуемого наименьшей энергией E_1 , в возбуждённые состояния. Эти состояния характеризуются потенциальной энергией, превышающей равновесную. Такой перевод осуществляется без увеличения средней кинетической энергии неупорядоченного движения электрона (т.е. без нагревания вещества). В результате такого перехода происходит увеличение энергии до значений E_2, E_3, E_4, \dots , больших E_1 .

Возбуждённые состояния атома водорода могут быть достигнуты не только повышением температуры (термо), но и механическим (трибо), электрическим (электро), радиационным (фото) и химическим (хеми) воздействиями.

3. Теория Бора описывает спектры атома водорода и водородоподобных систем и позволяет оценивать частоты ν (длины волн λ) спектральных линий.

4. Теория Бора имела существенный недостаток, который связан с невозможностью описания спектра излучения атома гелия He (одного из простейших атомов, непосредственно следующего за атомом водорода H), а также других более тяжёлых атомов вещества следующих за ним в таблице Д.И. Менделеева.

5. Теория Бора не смогла объяснить интенсивности спектральных линий излучения атомов и молекул и ответить на вопрос: «Почему совершаются те или иные переходы в атомах и молекулах?»

6. Теория Бора обладает внутренними противоречиями.

С одной стороны, она применяет законы классической физики, а с другой – основывается на квантовых постулатах.

7. Теория Бора, созданная в 1913 году, была крупным шагом в развитии атомной физики и явилась важным этапом в создании квантовой механики.

Широкое применение в источниках света имеют вещества, обладающие свойством люминесценции.

Люминесценция вещества представляет собой собственное свечение вещества в данной области спектра, если оно превосходит лучеиспускание полного излучателя в данной области спектра при той же температуре. По С.И. Вавилову высвечивание запасённой веществом энергии является люминесценцией (самосвечением) вещества.

Люминесцирующее вещество (люминофор) задерживает часть поглощаемой извне энергии в форме энергии возбуждения атомов или молекул вещества и, не преобразуя её в тепло, раньше или позже испускает эту энергию в виде собственного излучения.

При любом виде люминесценции справедливы два положения:

1. Возбудителем люминесценции может служить только тот физический агент, энергия которого в той или иной мере поглощается люминофором,

2. Излучение люминесценции есть собственное свечение вещества, не зависящее от способа его возбуждения.

Спектр люминесценции вещества может быть расположен как в оптической, так и в рентгеновской области спектра электромагнитных излучений (включающего и гамма излучение атомных ядер).

Световое излучение в люминесцентных лампах в оптическом диапазоне волн формируется парами атомов ртути Hg и люминофорами.

Неорганические люминофоры применяют в люминесцентных лампах, электронно-лучевых трубках, для изготовления рентгеновских экранов, служат индикаторами радиации и др., органические люминофоры (люмогены) – для изготовления ярких флуоресцентных красок, люминесцирующих материалов и использования в чувствительном люминесцентном анализе в химии, биологии, медицине и криминалистике.

Типичные формы люминесцентных ламп изображены на рис.85.

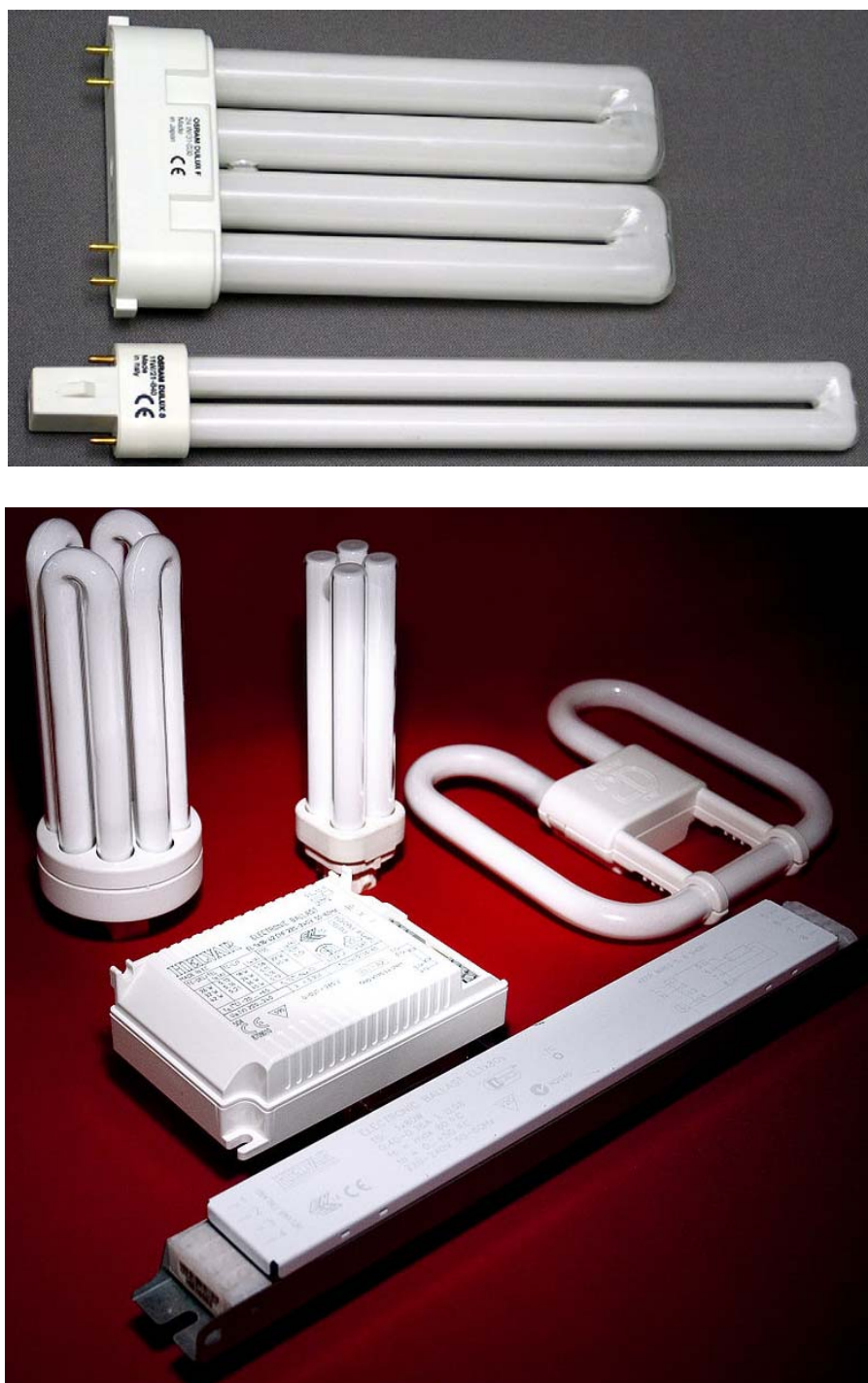


Рис.85

Фотография оптического излучения люминесцентной лампы, полученная с помощью призмного спектрографа, представлена на рис.86.

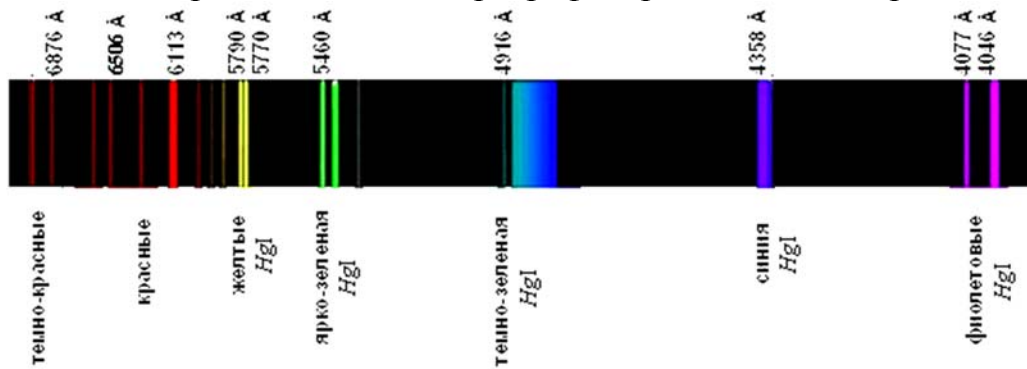


Рис.86

Обработка почернений на этой фотографии установила характер распределения интенсивности излучения $I = I(\lambda)$ λ в области длин волн $4000 \text{ \AA} < \lambda < 7200 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м} = 0,1 \text{ нм} = 100 \text{ пм}$ – единица измерения длины волны ангстрем). Результаты этого исследования представлены на рис.87.

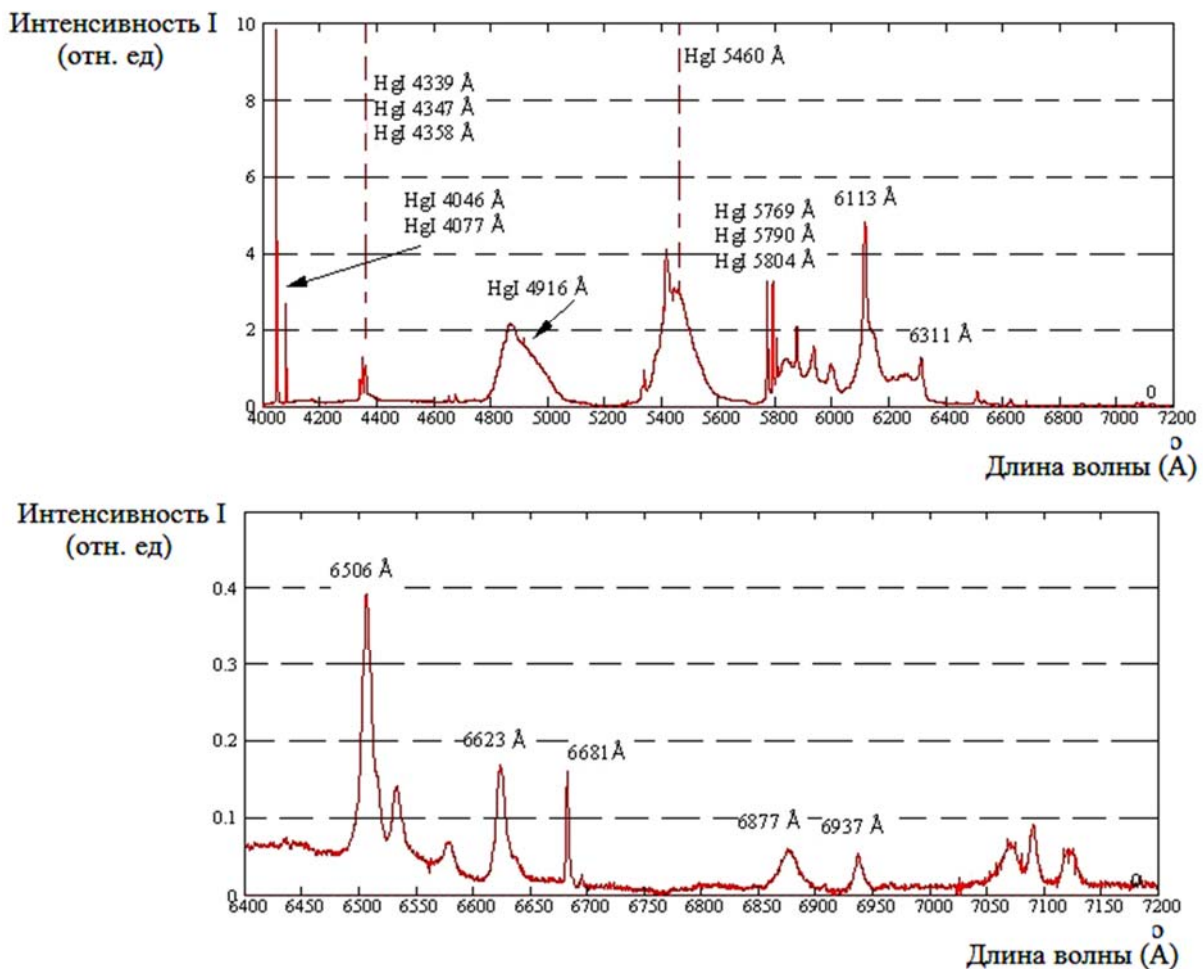


Рис.87

На графиках $I = I(\lambda)$ видно, что излучение люминесцентных ламп представляет собой набор узких спектральных линий, испускаемых атомами ртути Hg, и широких спектральных линий, излучаемых галофосфатным люминофором.

Лампы с галофосфатным люминофором, формирующие в основном лучи жёлтого и синего цвета (красного и зелёного света излучается меньше), имеют очень высокую световую отдачу.

Световая отдача источника света (коэффициент полезного действия лампы) оценивается из уравнения

$$\eta = \frac{P_{\text{изл}}}{P} = \frac{W_{\text{изл}}}{W} < 1,$$

где $W_{\text{изл}}$, $P_{\text{изл}}$ – энергия и мощность светового электромагнитного излучения лампы;

W , P – мощность источника электрической энергии расходуемая на возбуждение атомов ртути и люминофора.

Более дорогие лампы, содержащие «трёхполосный» и «пятиполосный» люминофоры, обладают меньшей световой отдачей, равномерным распределением излучения в видимой части оптического диапазона волн и обеспечивают наиболее натуральное воспроизведение белого света.

Контрольные вопросы

1. Почему ядерная модель атома Томсона оказалась несостоятельной?
2. Почему из различных серий спектральных линий атома водорода первой была изучена серия Бальмера?
3. Какой смысл имеют числа m и n в обобщенной формуле Бальмера?
4. Оцените частоту излучения атома водорода, соответствующую коротковолновой границе серии Брэкета.
5. Разъясните физический смысл постулатов Бора.
6. Как с помощью постулатов Бора объясняется линейчатый спектр излучения атома?
7. На каких участках экспериментальной кривой Франка и Герца наблюдаются упругие и неупругие столкновения электронов с атомами?
8. Какие основные вводы можно сделать на основании опытов Франка и Герца?
9. Пользуясь моделью Бора, укажите частоты спектральных линий, которые могут возникнуть при переходе атома водорода в состояния с $n = 3$ и $n = 4$.
10. Нанесите на шкалу длин волн три линии каждой из первых двух спектральных серий атома водорода.
11. Почему спектр поглощения атома водорода содержит только серию Лаймана?

12. Преобразуйте уравнение для энергии атома водорода $E_n = -\frac{z^2 m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), полученное согласно постулатам Бора, чтобы оно позволяло оценивать энергию E_n в электрон – вольтах.

3.2. Элементы квантовой механики

Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества

Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества является универсальным понятием.

Универсальность корпускулярно-волнового дуализма в природе впервые обосновал Де Бройль. Согласно Де Бройлю не только фотоны, но и электроны и любые другие микрочастицы материи наряду с корпускулярными обладают также волновыми свойствами.

Согласно Де Бройлю с каждым микрообъектом в природе связываются, с одной стороны, корпускулярные характеристики – энергия E и импульс p , а с другой, – волновые характеристики частота ν и длина волны λ .

Количественные характеристики у микрообъектов, такие же, как для фотонов:

$$E = h\nu, \quad p = \frac{h}{\lambda}.$$

Смелость гипотезы де Бройля состоит в том, что все эти соотношения постулировались не только для фотонов, но и для других микрочастиц.

Согласно гипотезе де Бройля любой микрочастице обладающей импульсом p сопоставляют волновой процесс с длиной волны определяемой из уравнения

$$\lambda = \frac{h}{p}.$$

Справедливость гипотезы де Бройля была экспериментально подтверждена в опытах Дэвиссона и Джермера.

Было доказано:

- Пучок электронов, рассеянный на пространственной дифракционной решетке в виде кристалла никеля, даёт дифракционную картину.

- Дифракционные максимумы соответствовали формуле Вульфа – Брэггов, а брэгговская длина волны оказалась равной де бройлевской.

- Впоследствии было доказано, что волновые свойства присущи не только потоку электронов, но и каждому электрону в отдельности.

Кроме этого, дифракционная картина была обнаружена также для нейтронов и протонов.

- На частицы вещества переносится связь между полной энергией частицы E и частотой ν волн де Бройля

$$\varepsilon = h\nu.$$

Таким образом уравнение следует считать универсальным соотношением, справедливым как для фотонов, так и для любых других микрочастиц. Справедливость данного соотношения подтверждается согласием с опытом тех теоретических результатов, которые получены в квантовой механике, атомной и ядерной физике.

Некоторые свойства волн де Бройля

Фазовая скорость волн де Бройля $v_{\text{фаз}}$ свободно движущейся со скоростью v микрочастицы массой m (т.е. силовые поля на частицу не действуют) определяется из уравнения

$$v_{\text{фаз}} = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega \hbar}{k \hbar} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v},$$

где $E = \hbar\omega$ – энергия микрочастицы;

$p = \hbar k$ – импульс микрочастицы, где $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число.

Из уравнения видно, что $v_{\text{фаз}}$ фазовая скорость волн де Бройля свободно движущейся со скоростью v микрочастицы больше скорости света в вакууме $c > v$. Причём фазовая скорость волн в отличие от групповой скорости волн может быть как меньше, так и больше скорости света в вакууме c .

Групповая скорость волн де Бройля u свободно движущейся с скоростью v микрочастицы массой m определяется из уравнения

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\omega \hbar)}{d(k \hbar)} = \frac{dE}{dp}.$$

Первая производная по импульсу p от полной энергии микрочастицы (в релятивистском случае) $E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$ равна

$$\frac{dE}{dp} = \frac{pc^2}{\sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}} = \frac{pc^2}{E} = \frac{mv c^2}{mc^2} = v.$$

Отсюда групповая скорость волн де Бройля u равна скорости частицы $u = v$.

Иными словами, волны де Бройля перемещаются вместе с частицей.

Фазовая и групповая скорости фотона определяются из уравнений

$$v_{\text{фаз}} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mc} = c; u = \frac{pc^2}{E} = \frac{mcc^2}{mc^2} = c.$$

Отсюда фазовая скорость, групповая скорость фотона равны друг другу и равны скорости света в вакууме $v_{\text{фаз}} = u = c$.

Дисперсия волн де Бройля связана с зависимостью фазовой скорости от длины волны де Бройля $v_{\text{фаз}} = v_{\text{фаз}}(p)$.

Подставляя в уравнение для оценки фазовой скорости $v_{\text{фаз}} = E / p$ уравнения для энергии (для нерелятивистского случая $E = \frac{p^2}{2m}$) и для релятивистского случая $E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$), можно получить, что скорость волн де Бройля зависит от длины волны λ (волнового числа $k = \frac{2\pi}{\lambda}$).

Таким образом дисперсия волн де Бройля в микромире существует.

З а м е ч а н и е . До гипотезы предложенной де Бройлем предпринимались попытки связать корпускулярные свойства частиц с волной. Для этой цели предлагалось рассматривать частицы как «узкие» волновые пакеты движущиеся с групповой скоростью $u=c$. Однако все эти попытки оказались несостоятельными из-за сильной дисперсии волн де Бройля. Примерно за время 10^{-26} с волновой пакет «расплывался» в пространстве!

Соотношения неопределенностей

Согласно Де-Бройлю микрочастицы обладают как корпускулярными, так и волновыми свойствами.

Однако, приписывать им все свойства частиц и все свойства волн нельзя. Необходимо внести некоторые ограничения в применении к объектам микромира понятий классической механики. Так например, нельзя говорить о движении микрочастицы в пространстве по определенной траектории и неправоммерно говорить об одновременно точных значениях её координат $r = r(r_x, r_y, r_z)$ и импульса $p = (p_x, p_y, p_z)$.

Соотношение неопределенностей Гейзенберга для координаты и импульса указывает, что микрочастица (и любой микрообъект) не может иметь одновременно точно определённую координату (x, y, z) и точно определённую соответствующую проекцию импульса (p_x, p_y, p_z) .

Неопределенности этих величин удовлетворяют условиям

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar;$$

$$\Delta y \Delta p_y \geq \hbar;$$

$$\Delta z \Delta p_z \geq \hbar.$$

Все эти условия необходимо толковать следующим образом:

«Произведение неопределенностей координаты и соответствующей ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка приведенной

постоянной Планка $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ».

Соотношение неопределенностей следует рассматривать как квантовое ограничение применимости классической механики к микрообъектам.

Данные ограничения состоят в следующем:

❖ Если частица находится в состоянии с точным значением координаты ($\Delta x = 0$), то в этом состоянии соответствующая проекция ее импульса оказывается совершенно неопределенной ($\Delta p_x \rightarrow \infty$), и наоборот.

❖ Если частица находится в состоянии с точным значением импульса ($\Delta p_x = 0$), то в этом состоянии соответствующая проекция ее координаты оказывается совершенно неопределенной ($\Delta x \rightarrow \infty$).

❖ Для микрочастицы не существует состояний, в которых ее координаты и соответствующие им проекции импульса имели бы одновременно точные значения $\Delta x = 0$ и $\Delta p_x = 0$.

Соотношение неопределенностей Гейзенберга для энергии и времени указывает, что точное значение энергии микрочастицы E и точное значение времени, в течение которого она обладает этой энергией t одновременно не существуют.

Неопределенности этих величин удовлетворяют условию

$$\Delta E \Delta t \geq h,$$

где ΔE – неопределенность энергии данного квантового состояния микро-частицы или квантовой системы;

Δt – время пребывания микрочастицы или квантовой системы в данном энергетическом состоянии.

Если под величиной $\Delta t = \tau$ понимать среднее время жизни атома в возбужденном состоянии, то ΔE имеет смысл неопределенности значения энергии этого состояния.

В основном состоянии атом может находиться без внешних воздействий бесконечно долгое время: $\Delta t = \infty$. Тогда $\Delta E = 0$. Поэтому в основном состоянии энергия атома является строго определенной величиной.

Однако каждый возбужденный уровень энергии имеет конечную ширину $\Delta E \neq 0$, которая определяется временем жизни атома в этом состоянии. Но тогда и спектральная линия излучающего атома не является строго монохроматической, а имеет конечную ширину частот $\Delta \nu = \Delta E / h$.

Из соотношения, применяемого к фотону, следует, что неопределенность его частоты должна быть равной $\Delta \nu = \Delta E / h$.

При таком условии интенсивность излучения энергии $I = \frac{W_\nu}{St}$ в виде спектральной линии должна представлять собой не электромагнитные колебания с фиксированной частотой $I_0 = I(\nu_0)$, а из непрерывного набора колебаний в полосе частот $I = I(\nu)$:

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{\Delta E}{h} = \nu_0 \pm \Delta \nu.$$

Минимальная и максимальная частота фотонов должна определяться из уравнений

$$\nu_{\min} = \nu_0 - \frac{\Delta E}{\hbar} \text{ и } \nu_{\max} = \nu_0 + \frac{\Delta E}{\hbar},$$

где ν_0 – центральная частота, при которой интенсивность излучения энергии фотонов достигает максимума.

Экспериментальные исследования (рис.88) установили немонотонное изменение интенсивностей спектральных линий $I = I(\nu)$ в полосе частот от ν_{\min} до ν_{\max} (или от ω_{\min} до ω_{\max}) и наличие у них центральной частоты ν_0 (или $\omega_0 = 2\pi\nu_0$).

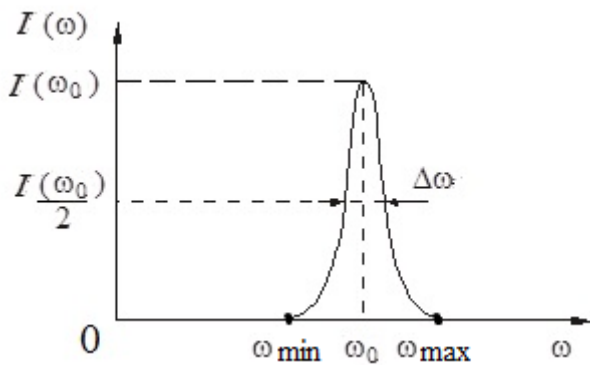


Рис.88

Всё это указывает на существование «размытости» у спектральных линий вследствие конечного времени жизни атома $\Delta t = \tau$. Частота линии излучения оказывается "размазанной" в интервале циклических частот $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ согласно $\Delta t \Delta E \geq \frac{\hbar}{2}$.

Интенсивность излучения зависит от частоты $I = I(\omega)$ и эта

зависимость определяет форму спектральной линии.

Вероятностный подход к описанию микрочастиц

Вероятностный подход к описанию микрочастиц обоснован дифракционной картиной, наблюдаемой для фотонов и микрочастиц.

Дифракционная картина для фотонов характеризуется тем, что при наложении дифрагирующих волн в различных точках пространства происходит усиление или ослабление интенсивности фотонов.

Согласно волновым представлениям о природе света, интенсивность дифракционной картины пропорциональна квадрату амплитуды световой волны $I \sim E_m^2$.

По представлениям фотонной теории, интенсивность определяется числом фотонов N_ϕ , попадающих в данную точку дифракционной картины $I \sim N_\phi$. Следовательно, число фотонов N_ϕ в данной точке дифракционной картины задается квадратом амплитуды световой волны E_m^2 , в то время как для одного фотона квадрат амплитуды E_m^2 определяет вероятность попадания фотона в ту или иную точку пространства.

Дифракционная картина, наблюдаемая для микрочастиц, также характеризуется неодинаковым распределением потоков микрочастиц» рассеянных или отраженных по различным направлениям. Это связано с тем, что в одних направлениях наблюдается большее число частиц N_q , чем в других.

Наличие максимумов в дифракционной картине с точки зрения волновой теории означает, что эти направления соответствуют наибольшей интенсивности волн де Бройля.

С другой стороны, интенсивность волн де Бройля оказывается больше там, где имеется большее число частиц N_q . Это означает, что интенсивность волн де Бройля в данной точке пространства определяется числом частиц, попавших в эту точку.

На основе выше изложенного сделаем выводы:

❖ Дифракционная картина для микрочастиц является проявлением статистической (вероятностной) закономерности. Согласно этой закономерности микрочастицы попадают в те места пространства, где интенсивность волн де Бройля наибольшая.

❖ Необходимость вероятностного подхода к описанию микрочастиц является важнейшей отличительной особенностью квантовой теории.

❖ Волны де Бройля нельзя истолковывать как волны вероятности и считать, что вероятность обнаружить микрочастицу в различных точках пространства меняется по волновому закону.

Такое толкование волн де Бройля уже неверно потому, что вероятность обнаружить частицу в некоторых точках пространства может стать отрицательной и это не имеет смысла.

❖ Немецкий физик М. Борн предположил, что по волновому закону меняется не сама вероятность, а амплитуда вероятности, обозначаемая символом Ψ и называемая пси-функцией.

Аргументами этой функции являются четыре переменные величины: пространственные координаты x, y, z , и время t .

По этой причине её записывают в виде $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$

❖ М. Борн сделал вывод, что квадрат волновой функции $\Psi^2 = |\Psi(x, y, z, t)|^2$, вычисленный в некоторой точке пространства с координатами x, y, z , определяет вероятность того, что соответствующая частица находится именно в этом месте геометрического пространства в заданный момент времени t

❖ М. Борн утверждал, что квантовая механика дает лишь вероятностное описание положения частицы.

З а м е ч а н и е. Макс Борн – немецкий физик, лауреат Нобелевской премии по физике за 1954 год. Премия была присуждена "за фундаментальные исследования по квантовой механике и особенно за его статистическую интерпретацию волновой функции" (совместно с Вальтером Боте).

Описание микрочастиц с помощью волновой функции

Свойства каждого микробъекта в природе и его различные состояния описываются статистическими (вероятностными) законами.

Данные законы определяют вероятности реализации этих состояний и свойств. Вероятность обозначается символом W .

Волновая функция $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ играет важную роль при оценке вероятности и по этой причине она является основным носителем информации о корпускулярных и волновых свойствах микроробъекта.

Поэтому квантово-механическое описание микрочастиц предусматривает оценку вероятностей W :

➤ Вероятность нахождения микрочастицы в момент времени t в области с координатами x и $x + dx$, y и $y + dy$, z и $z + dz$, определяется квадратом модуля волновой функции (квадратом модуля амплитуды волн де Бройля)

$$W \sim |\Psi(x, y, z, t)|^2.$$

➤ Бесконечно малая вероятность нахождения микрочастицы в объеме dV равна

$$dW = \Psi\Psi^* dV = |\Psi|^2 dV,$$

где $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ – волновая функция, описывающая состояние частицы;
 $\Psi^* = \Psi^*(x, y, z, t)$ – волновая функция, комплексно сопряженная с волновой функцией, описывающей состояние частицы
 $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$;

$|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$ – квадрат модуля волновой функции.

➤ Вероятность нахождения частицы в окрестности точки с координатами x, y, z , оцениваемая квадратом модуля волновой функции $|\Psi|^2 = \frac{dW}{dV}$ и определяющая интенсивность волн де Бройля, названа плотностью вероятности.

➤ Вероятность нахождения микрочастицы в объеме V оценивают из интегрального уравнения

$$W = \int_V dW = \int_V |\Psi|^2 dV.$$

➤ Вероятность W , оцениваемая волновой функцией $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$, является безразмерной величиной равной единицы или меньшей единицы $W \leq 1$.

Вероятность не может быть больше единицы $W > 1$.

➤ Вероятность W , оцениваемая волновой функцией $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$, не может быть неоднозначной величиной.

Для выполнения этого условия волновая функция $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ должна быть конечной и однозначной функцией.

➤ Вероятность W , оцениваемая волновой функцией $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$, не может изменяться скачком.

Поэтому волновая функция $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ является непрерывной функцией, зависящей от координат x, y, z и времени t .

➤ Вероятность W , оцениваемая волновой функцией $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$, равная единице указывает на то, что вероятность нахождения микрочастицы в бесконечно большом пространстве с координатами x, y, z , изменяющимися от $-\infty$ до $+\infty$, событие достоверное.

Эту вероятность оценивают из условия нормировки волновой функции $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$:

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} dW = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dV = 1.$$

➤ Вероятности обнаружения электрона в атоме водорода зависят от их расстояний до ядра r .

Этот вывод иллюстрирует кривые распределения $W(r) = 4\pi r^2 |\Psi|^2$, представленные на рис.89. Эти кривые отображают вероятности обнаружения электрона в атоме водорода на различных расстояниях от ядра в состояниях $1s$ и $2s$.

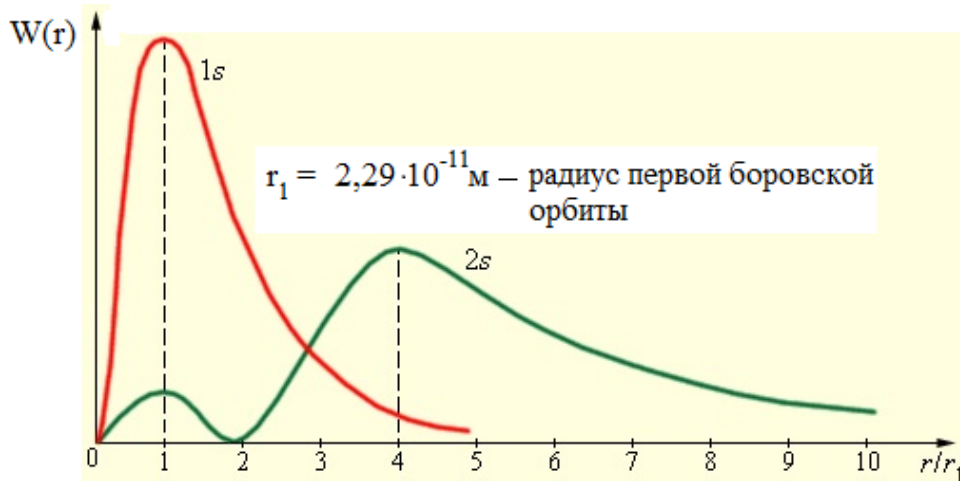


Рис.89

Из кривых видно, немонотонное изменение вероятности $W = W(r)$ от параметра $\frac{r}{r_1}$ ($r_1 = 2,29 \cdot 10^{-11}$ м – радиус первой боровской орбиты электрона)

и наличие у неё максимумов при $\frac{r}{r_1} = 1$ и $\frac{r}{r_1} = 4$.

Волновая функция позволяет вычислять средние значения физических величин, характеризующих данный микрообъект.

Средние значения величин имеют важное значение. С помощью этих величин можно сравнивать их с опытными данными и таким образом проверять справедливость теоретических оценок.

Примерами средних значений величин являются:

– среднее расстояние электрона до ядра $\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\Psi|^2 dV$;

– среднее значение импульса электрона $\langle p \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} p |\Psi|^2 dV$;

– среднее значение момента импульса электрона $\langle L \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} L |\Psi|^2 dV$ и т.д.

Принцип суперпозиции. Общее уравнение Шредингера

Квантовая механика описывает различные явления и процессы с участием микрочастиц на основе волновых функций $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n, \dots$

Важным квантово-механическим принципом является принцип суперпозиции.

Этот принцип толкуется следующим образом:

«Если система составленная из однородных микрочастиц может находиться в различных состояниях, описываемых волновыми функциями $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n, \dots$, то она также может находиться в состоянии, описываемом линейной комбинацией этих функций, где C_n ($n= 1, 2, \dots$) – произвольные, вообще говоря, комплексные числа.

Следует обратить особое внимание на то, что в квантовой механике при описании независимых событий осуществляется сложение волновых функций (амплитуд вероятностей) описывающих каждое из событий $\Psi_1 + \Psi_2 + \dots + \Psi_n$, а не вероятностей W_1, W_2, \dots, W_n , определяемых квадратами модулей волновых функций $|\Psi_1|^2, |\Psi_2|^2, |\Psi_3|^2, \dots, |\Psi_n|^2$. Этот подход принципиально отличает квантовую теорию от классической статистической теории.

Для независимых событий, описываемых классической статистической теорией, справедлива теорема сложения вероятностей $W_1 + W_2 + W_3 + \dots + W_n$.

Движение микрочастиц должны описывать уравнения полученные с учётом статистического толкования волн де Бройля и соотношения неопределенностей.

По этим причинам такие уравнения должны быть:

а) *уравнениями в отношении волновой функции $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$.*

Это связано с тем, что квадрат волновой функции $|\Psi|^2 = |\Psi(x, y, z, t)|^2$ определяет вероятность пребывания частицы в элементе объема dV ;

б) волновыми уравнениями учитывающими волновые свойства частиц (волны де Бройля).

Уравнения должны оцениваться наблюдаемые на опыте волновые свойства частиц;

с) нерелятивистскими уравнениями постулированными для микрочастиц движущихся со скоростями меньшими скорости света $v \ll c$.

Нерелятивистское волновое уравнение постулировал австрийский физик Шредингер в 1925 году и по этой причине его называют уравнением Шредингера:

▪ Уравнение Шредингера, описывающее свойства микрочастиц в 4-мерном пространстве (x, y, z, t) , имеет следующий вид:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t) \Psi = i\hbar \frac{d\Psi}{dt},$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – приведенная постоянная Планка;

m – масса микрочастицы;

$\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ – искомая волновая функция микрочастицы;

$\Delta = \frac{\partial^2}{dx^2} + \frac{\partial^2}{dy^2} + \frac{\partial^2}{dz^2}$ – оператор Лапласа;

$\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{dx^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{dy^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{dz^2}$ – сумма частных вторых производных от волновой функции микрочастицы $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$;

i – мнимая единица;

$U = U(x, y, z, t)$ – потенциальная функция, описывающая свойства микрочастицы в заданном силовом поле.

▪ Уравнение Шредингера дополняется требованиями, накладываемыми на волновую функцию $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$:

1) Функция $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ должна быть конечной, однозначной и непрерывной.

2) Частные производные функции $\frac{\partial \Psi}{dx}$, $\frac{\partial \Psi}{dy}$ и $\frac{\partial \Psi}{dz}$ должны быть непрерывными функциями.

3) Плотность вероятности, определяемая квадратом волновой функции $|\Psi|^2$, должна быть интегрируема. В простейшем случае это требование сводится к условию нормировки вероятностей.

▪ Уравнение Шредингера относится к классу линейных дифференциальных уравнений в частных производных.

- Уравнение Шредингера описывает изменение положения микрочастицы в геометрическом пространстве x, y, z и во времени t или (в общем случае, в конфигурационном пространстве с координатами x, y, z ; импульсами p_x, p_y, p_z) частного состояния, задаваемого волновой функцией $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ в гамильтоновых квантовых системах;

- Уравнение Шредингера в квантовой механике имеет такое же важное значение, как уравнения Гамильтона, уравнения второго закона Ньютона в классической механике и уравнения Максвелла для электромагнитных волн;

Уравнение Шредингера для стационарных состояний

Для многих физических явлений, происходящих в микромире, общее уравнение Шредингера можно упростить исключив зависимость волновой функции Ψ от времени и записать уравнение Шредингера для стационарных состояний. Такие состояния соответствуют фиксированным значениями энергии микрочастицы $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$.

Силовое поле, в котором частица движется стационарно и в данном случае потенциальная функция $U = U(x, y, z)$ имеет смысл потенциальной энергии.

При таких условиях решение уравнения Шредингера представим в виде произведения двух волновых функций:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot \psi(t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{-i\omega t},$$

где $\psi = \psi(x, y, z)$ – волновая функция зависящая от пространственных координат x, y, z микрочастицы;

$$\psi(t) = e^{-i\omega t} \text{ – волновая функция зависящая от времени } t.$$

Учитываем связь между энергией микрочастицы E и круговой частотой ω волнового процесса связанного с микрочастицей в виде уравнения

$$E = \hbar\omega, \text{ заменяем показатель степени } -i\omega t \text{ на } -i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t \text{ и получаем}$$

произведение двух волновых функций

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot \psi(t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t},$$

где $E = \hbar\omega$ – полная энергия микрочастицы.

Подставляем правую часть уравнения для $\Psi(x, y, z, t)$ в общее уравнение Шредингера и получаем

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \Delta\psi + U\psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} = i\hbar\left(-\frac{iE}{\hbar}\right)\psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t}.$$

Сокращаем все члены соотношения на $e^{-i(\frac{E}{\hbar})t}$ и записываем уравнение Шредингера для стационарных состояний в виде:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U\psi = E\psi \rightarrow \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0.$$

Решение этого уравнения $\psi(x, y, z, t)$, имеющие физический смысл, получают с учётом наложения граничных условий. Такими условиями являются условия регулярности волновых функций $\psi(x, y, z, t)$: волновые функции $\psi(x, y, z, t)$ должны быть конечными, однозначными и непрерывными вместе со своими первыми производными $\frac{\partial\psi}{dx}$, $\frac{\partial\psi}{dy}$ и $\frac{\partial\psi}{dz}$.

Следует усвоить:

- реальный физический смысл имеют только такие решения уравнения Шредингера, которые выражаются регулярными функциями $\psi(x, y, z)$;

- регулярные решения уравнения Шредингера имеют место не при любых значениях параметра E (энергия микрочастицы), а лишь при определенном их наборе $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются собственными;

- решения уравнения Шредингера, которые соответствуют собственным значениям энергии E , называются собственными функциями. Собственные значения E могут образовывать как непрерывный, так и дискретный ряд.

В первом случае говорят о непрерывном спектре энергий микрочастицы, во втором – о дискретном спектре.

З а м е ч а н и е . Голоморфная функция, иногда называемая регулярной функцией – это функция комплексного переменного, определённая на открытом подмножестве комплексной плоскости C и комплексно дифференцируемая в каждой точке. В отличие от вещественного случая, это условие означает, что голоморфная (регулярная) функция бесконечно дифференцируема и может быть представлена сходящимся к ней рядом Тейлора. Голоморфные (регулярные) функции также называют иногда *аналитическим*.

Движение свободной частицы

Свободная микрочастица движется в пространстве при отсутствии силовых полей.

Если такое движение происходит в прямолинейном пространстве вдоль оси x и внешние силовые поля на неё действуют, то в этом случае потенциальная функция $U = U(x)$, имеющая смысл потенциальной энергии микрочастицы, равна нулю

$$U = U(x) = 0.$$

С учётом этого обстоятельства уравнение Шредингера для стационарных состояний микрочастицы движущейся со скоростью гораздо меньшей скорости света $v \ll c$ записывается в виде

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0.$$

Решением данного уравнения является волновая функция зависящая от координат и времени $\Psi = \Psi(x, t)$. Координаты x микрочастицы и время t являются независимыми друг от друга переменными величинами и при таком условии волновую функцию $\Psi = \Psi(x, t)$ можно представить в виде произведения из двух частей $\psi(x)$ и $\psi(t)$:

$$\Psi(x, t) = \psi(x) \cdot \psi(t),$$

где $\psi(x)$ – координатная часть волновой функции $\Psi = \Psi(x, t)$;

$\psi(t)$ – временная часть волновой функции $\Psi = \Psi(x, t)$.

Временная часть волновой функции $\Psi = \Psi(x, t)$ представляет собой комплексную функцию вида

$$\psi(t) = e^{-i\omega t},$$

где ω – циклическая частота микрочастицы.

Координатная часть волновой функции $\psi = \psi(x, t)$ также является комплексной функцией вида

$$\Psi(x) = Ae^{-ikx}.$$

где A – постоянная величина;

k – волновое число микрочастицы,

Волновое число микрочастицы k зависит от длины волны λ де Бройля $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Длина волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{mv_x} = \frac{h}{p_x}$ определяется импульсом

микрочастицы $p_x = mv_x$. Поэтому импульс микрочастицы p_x зависит от волнового числа k микрочастицы $p_x = \hbar k$. Кинетическая энергия нерелятивистской микрочастицы зависит от массы микрочастицы m , скорости v_x , импульса микрочастицы p_x и волнового числа k

$$E = \frac{mv_x^2}{2} = \frac{mv_x^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \rightarrow k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \rightarrow k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}.$$

Используем уравнение для волнового числа k , полученное выше, и записываем координатную часть волновой функции $\Psi = \Psi(x, t)$ в виде

$$\psi(x) = Ae^{ikx} = Ae^{i(1/\hbar)\sqrt{2mE}x} = A^{i/\hbar}\sqrt{2mE}x.$$

Таким образом, общее решение уравнение Шредингера представляет собой волновую функцию вида

$$\begin{aligned} \Psi(x,t) &= \psi(x) \cdot \psi(t) = \psi(x) \cdot e^{-i\omega t} = Ae^{ikx} \cdot e^{-i\omega t} = Ae^{ikx-i\omega t} = Ae^{i(kx-\omega t)} = \\ &= Ae^{ikx} e^{-i(E/\hbar)t} = Ae^{i(kx-\frac{E}{\hbar}t)} = Ae^{i(\frac{p_x}{\hbar}x-\frac{E}{\hbar}t)} = Ae^{\frac{i}{\hbar}(p_x x - Et)} \rightarrow \Psi(x,t) = Ae^{\frac{i}{\hbar}(p_x x - Et)}, \end{aligned}$$

где $\omega = E / \hbar$ – циклическая частота;

$$k = \frac{p_x}{\hbar} \text{ – волновое число.}$$

Уравнение плоской волны распространяющейся вдоль оси x можно записать в обычной форме $\xi(x,t) = A \cos(\omega t - kx)$ и в комплексной форме $\xi(x,t) = e^{i(\omega t - kx)}$. Сравниваем это уравнение с уравнением для волновой функции $\Psi(x,t)$, полученным выше, и делаем вывод о том, что волновая функция свободной микрочастицы $\Psi(x,t)$ описывает плоскую волну де Бройля.

Анализируем уравнение для волновой функции $\Psi(x,t)$, полученное выше, и делаем вывод о том, что энергия свободной нерелятивистской микрочастицы описывается уравнением

$$E = \frac{p_x^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}.$$

Таким образом энергия свободной микрочастицы в зависимости от импульса p_x и волнового числа $k = \frac{p_x}{\hbar}$ изменяется непрерывно. По этой причине энергетический спектр свободной микрочастицы непрерывный.

Плотность вероятности обнаружения свободной микрочастицы в заданной точке пространства определяется квадратом её волновой функции $\Psi(x,t)$

$$\frac{dW}{dx} = |\Psi(x,t)|^2 = \Psi(x,t)\Psi^*(x,t) = Ae^{\frac{i}{\hbar}(p_x x - Et)} \cdot (-Ae^{-\frac{i}{\hbar}(p_x x - Et)}) = |A|^2.$$

Отсюда плотность вероятности обнаружения свободной микрочастицы в любой точке пространства $-\infty < x < +\infty$ не зависит от времени t и равна постоянной величине $|A|^2$.

Таким образом согласно уравнениям, полученным выше:

1. Энергия свободной микрочастицы $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m}$, определяемая массой m , импульсом p_x (или волновым числом k), может принимать любые значения и энергетический спектр свободной микрочастицы является непрерывным;

2. Состояния свободной квантовой нерелятивистской микрочастицы описывает плоская монохроматическая волна де Бройля;

3. Любые положения свободной микрочастицы в линейном пространстве $-\infty < x < +\infty$ являются равновероятными.

Частица в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками»

Микрочастица, которая находится в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками», является несвободной.

Состояния такой микрочастицы в линейном пространстве $0 < x < l$ описываются с учётом потенциальной функции вида

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x = 0 \\ 0, & 0 < x < l \\ \infty, & x = l \end{cases}$$

где U – потенциальная функция отсчитываемая от дна ямы;
 x – координата микрочастицы;
 l – ширина ямы (рис.90).

Уравнение Шредингера для стационарных состояний микрочастицы находящейся в пределах ямы $0 \leq x \leq l$ записывается в виде

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0 \quad \text{или} \quad \frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0,$$

где E – энергия микрочастицы;

$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$ – квадрат волнового числа микрочастицы.

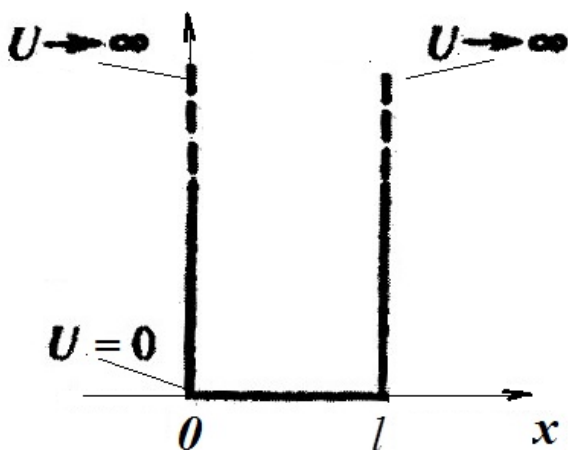


Рис.90

Решение данного уравнения отыскиваем в форме представления волновой функции в виде $\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$ и с учётом граничных условий, налагаемых на волновую функцию $\Psi(x)$.

Граничное условие $\Psi(0) = 0$ выполняется для $\psi(x) = A \sin kx$, а условие $\psi(l) = 0$ – при $k = \frac{n\pi}{l}$.

Поэтому *собственные функции* микрочастицы записываем в виде

$$\psi_n(x) = A \sin \frac{n\pi}{l} x.$$

Параметр A определяем из условия нормировки вероятностей:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_n(x)|^2 dx = 1 \rightarrow$$

$$\begin{aligned} \int_0^l |\psi_n(x)|^2 dx &= \int_0^l \left| A \sin\left(\frac{n\pi}{l}x\right) \right|^2 dx = \int_0^l A^2 \sin^2\left(\frac{n\pi}{l}x\right) dx = A^2 \int_0^l \sin^2\left(\frac{n\pi}{l}x\right) dx = \\ &= A^2 \int_0^l \left(\frac{1 - \cos 2(n\pi x / l)}{2}\right) dx = A^2 \int_0^l \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2n\pi x / l)\right) dx = \\ &= A^2 \left(\int_0^l \frac{1}{2} dx - \int_0^l \frac{1}{2} \cos(2n\pi x / l) dx\right) = A^2 \frac{1}{2} x \Big|_0^l + A^2 \cdot \frac{l}{2n\pi} \cdot \frac{1}{2} \sin(2n\pi x / l) \Big|_0^l = \\ &= A^2 \cdot \frac{l}{2} - A^2 \cdot \frac{l}{2n\pi} \cdot \frac{1}{2} \sin(2n\pi l / l) = A^2 \cdot \frac{l}{2} - A^2 \cdot \frac{l}{2n\pi} \cdot \frac{1}{2} \sin(2n\pi) = \\ &A^2 \cdot \frac{l}{2} - A^2 \cdot \frac{l}{2n\pi} \cdot 0 = A^2 \cdot \frac{l}{2} - 0 = A^2 \cdot \frac{l}{2} = 1 \rightarrow A = \sqrt{\frac{2}{l}}. \end{aligned}$$

Используем полученное значение параметра A и записываем выражение для нормированных собственных функций в виде

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x, \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

Плотность вероятности обнаружения частицы на разных расстояниях от «стенок» ямы определяется квадратами собственных функций $\psi_n(x)$

$$|\psi_n(x)|^2 = \frac{2}{l} \sin^2\left(\frac{n\pi}{l}x\right), \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

Графики собственных функций $\psi_n(x)$, а также плотности вероятности обнаружения частицы на разных расстояниях от «стенок» ямы при постоянных значениях $n = 1, 2, 3$ изображены на рис.91.

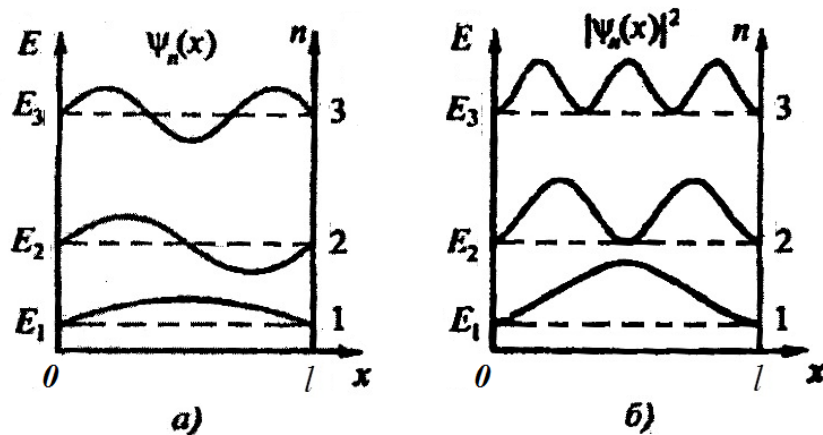


Рис.91

На графиках видно, что собственные функции $\psi_n(x)$ (рис.91, а) и плотность вероятности (рис.91, б) немонотонно и периодически изменяются в зависимости от координаты микрочастицы x . Число пространственных полупериодов у этих величин на всей ширине ямы l численно равно n .

Собственные значения энергии микрочастицы, находящейся в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками» определяются с учётом соотношения для квадрата волнового числа $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$ и уравнения для волнового числа $k = \frac{n\pi}{l}$ полученных ранее:

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \rightarrow \frac{n^2\pi^2}{l^2} = \frac{2mE}{\hbar^2} \rightarrow E_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ml^2} \cdot n^2, (n=1,2,3,\dots).$$

Таким образом, спектр энергий микрочастицы, находящейся в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками», дискретный и представлен набором значений:

$$E_1 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ml^2} \cdot 1^2, E_2 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ml^2} \cdot 2^2, E_3 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ml^2} \cdot 3^2 \dots E_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ml^2} \cdot n^2.$$

Такая особенность спектра энергии микрочастиц обусловлена воздействием на неё потенциального силового поля $U = U(x)$.

Потенциальный барьер прямоугольной формы

Микрочастица, которая находится в состоянии с энергией E , меньшей высоты потенциального барьера прямоугольной формы $E < U$ имеет отличную от нуля вероятность преодолеть этот барьер.

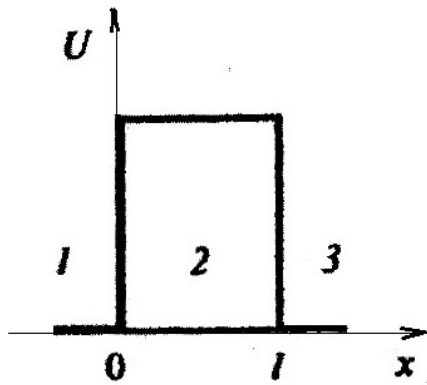


Рис.92

Потенциальный барьер прямоугольной формы наглядно представлен графиком (рис.92).

Он описывается аналитическим выражением

$$U(x) = \begin{cases} \infty, x < 0, (\text{для области 1}) \\ 0, 0 \leq x \leq l, (\text{для области 2}) \\ \infty, x > l, (\text{для области 3}) \end{cases}$$

Уравнения Шредингера для стационарных состояний микрочастицы в областях 1, 3 и 2 (см. рис.92) записываем в виде

$$\frac{d^2\psi_{1,3}}{dx^2} + k^2\psi_{1,3} = 0 \text{ (для областей 1 и 3);}$$

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} + q^2\psi_2 = 0 \text{ (для области 2),}$$

где $\psi_{1,3}$ – волновая функция микрочастицы в областях 1, 3 при $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$;

ψ_2 – волновая функция микрочастицы в области 2 при $q^2 = \frac{2m(E-U)}{\hbar^2}$.

Общие решения уравнений Шредингера для областей 1, 2 и 3 записываем в виде:

$$\begin{aligned}\psi_1(x) &= A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, \\ \psi_2(x) &= A_2 e^{ikx} + B_2 e^{-ikx}, \\ \psi_3(x) &= A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx}.\end{aligned}$$

Анализируем данные решения для разных областей.

➤ Полная волновая функция микрочастицы в области 1:

где первый член – плоская волна, распространяющаяся в положительном направлении оси x (соответствует частице, движущейся в сторону барьера), а второй – волна, распространяющаяся в противоположном направлении, т.е. отраженная от барьера (соответствует частице, движущейся от барьера налево).

➤ Решение в области 2 зависит от соотношений между энергией микрочастицы E и высоты потенциального барьера $E > U$ или $E < U$.

Физический интерес представляет случай $E < U$, так как законы классической физики не разрешают частице проникнуть сквозь барьер.

➤ Решение в области 3 указывает, что в этой области существует только волна, прошедшая сквозь барьер и распространяющаяся слева направо. Поэтому параметр B_3 в уравнении необходимо принять равным нулю.

Прохождение частицы сквозь потенциальный барьер.

Туннельный эффект

Физическое явление, связанное с прохождением микрочастицы сквозь потенциальный барьер (см. рис. а) при условии, когда её энергия меньше высоты потенциального барьера $E < U$ получило название туннельного эффекта.

Это явление описывает волновая функция полученная путём решения уравнения Шредингера для микрочастицы в области 2.

Согласно написанному ранее уравнению Шредингера квадрат волнового числа в области 2 равен $q^2 = \frac{2m(E-U)}{\hbar^2}$. Отсюда волновое число q равно

$$q = \sqrt{\frac{2m(E-U)}{\hbar^2}} = \frac{\sqrt{2m(E-U)}}{\hbar} = \frac{\beta}{\hbar},$$

где $\beta = \sqrt{2m(U-E)} / \hbar$.

Учитывая комплексное значение волнового числа в области 2 $q = i\beta = i\sqrt{2m(U - E)} / \hbar$ и равенство нулю параметра $B_3 = 0$, общие решения уравнения Шредингера (1), (2) и (3) записываем в виде:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, \quad \psi_2(x) = A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x}, \quad \psi_3(x) = A_3 e^{ikx}.$$

Следует обратить внимание на то, что показатели экспоненты у двух частей волновой функции $\psi_1 = \psi_1(x)$ и одной части волновой функции $\psi_2 = \psi_2(x)$ мнимые величины, а у волновой функции $\psi_3 = \psi_3(x)$ – действительные величины. По этой причине волновые функции $\psi_1 = \psi_1(x)$ и $\psi_3 = \psi_3(x)$ соответствуют плоской волне де Бройля, а волновая функция $\psi_2 = \psi_2(x)$ не соответствует плоской волне де Бройля.

Этот вывод подтверждается графиками волновых функций $\psi_1 = \psi_1(x)$, $\psi_2 = \psi_2(x)$ и $\psi_3 = \psi_3(x)$ в областях 1, 2 и 3 (рис.93, б).

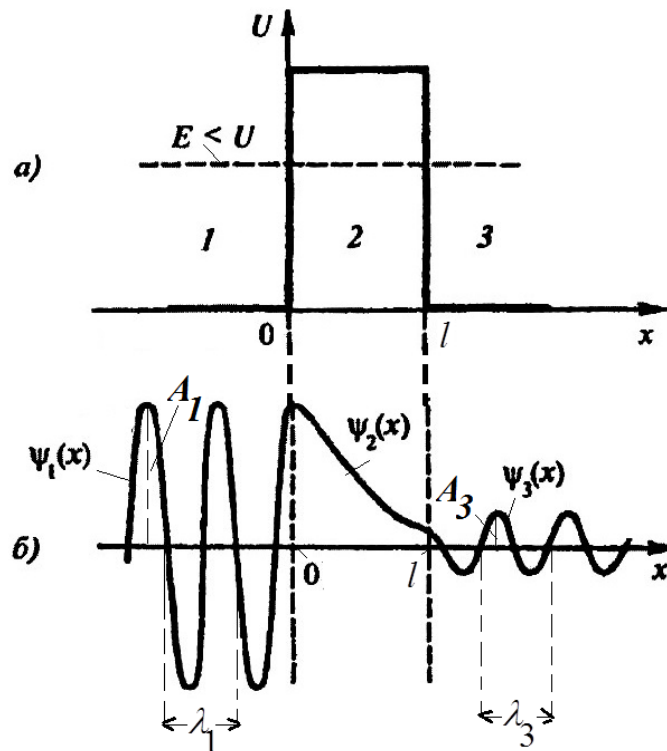


Рис.93

Форма волновой функции $\psi_1 = \psi_1(x)$ в области 1 на рис.93, б соответствует волне де Бройля с длиной волны λ_1 и амплитудой A_1 .

Форма волновой функции $\psi_3 = \psi_3(x)$ в области 3 (при не очень широком барьере) соответствует волне де Бройля с той же длиной волны λ_3 и амплитудой A_3 меньшей по сравнению с амплитудой A_1 : $A_3 < A_1$.

Форма волновой функции $\psi_2 = \psi_2(x)$ в области 2 не соответствует волне де Бройля. Можно доказать, что при $\beta l \gg 1$ (случай высокого и широкого

потенциального барьера) параметр B_2 в уравнении $\psi_2(x) = A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x}$ равен нулю $B_2 = 0$. Отсюда на рис.93, а показана форма волновой функции $\psi_2(x) = A_2 e^{-\beta x}$.

Таким образом волновая функция внутри барьера (область 2) не равна нулю.

Это обстоятельство позволяет сделать следующие выводы:

- Микрочастица, обладающая энергией меньшей высоты потенциального барьера $E < U$, имеет отличную от нуля вероятность W прохождения сквозь потенциальный барьер конечной ширины l .

- Явление, связанное с прохождением сквозь потенциальный барьер $E < U$, противоречит законам классической механики и поэтому оно описывается только лишь в рамках квантовой механики.

- Явление туннелирования (просачивания) является специфическим квантовым эффектом, в результате которого микробъект может проникнуть сквозь потенциальный барьер, несмотря на то, что его энергия меньше высоты барьера $E < U$.

Квантовой мерой туннелирования микробъектов является коэффициент прозрачности барьера D . Данная величина определяется отношением квадратов амплитуд в областях 3 и 1:

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2}.$$

Коэффициент прозрачности барьера D для барьеров прямоугольной формы оценивают из уравнения

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U - E)l}\right),$$

где D_0 – постоянный множитель, принимаемый обычно равным единице $D_0 = 1$.

Коэффициент прозрачности барьера D существенно сильно зависит от массы микрочастицы m , ширины потенциального барьера l и от разницы энергий $U - E$.

Чем больше ширина барьера l , тем меньше вероятность W прохождения сквозь него микрочастицы.

Линейный гармонический осциллятор в квантовой механике

Линейный гармонический осциллятор представляет собой систему, которая совершает одномерное движение вдоль какой-либо оси прямоугольной системы координат (x, y, z) под действием квазиупругой силы $F_{\text{квупр}}$.

Смещение материального объекта вдоль оси x определяется квазиупругой силой $F_{\text{квупр}}$ изменяющейся по закону прямо-пропорциональной зависимости $F_{\text{квупр}} \sim x$.

Потенциальная энергия гармонического осциллятора оценивается из уравнения

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2},$$

где m – масса материального объекта;

ω_0 – собственная частота колебаний осциллятора в виде массы m ;

x – смещение материального объекта в виде массы m .

Квантовым осциллятором считается гармонический осциллятор, содержащий микрообъекты (атомы, молекулы, электроны, ионы, ядра атомов, протоны и др.) участвующие в колебательных движениях.

Колебания квантового осциллятора описываются уравнением Шредингера для стационарных состояний микрочастиц. Эти состояния связаны с колебательными движениями микрочастиц под действием силового поля, характеризуемого потенциальной энергией

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2},$$

где ω_0 – собственная частота колебаний квантового осциллятора;

m – масса микрочастицы;

x – смещение микрочастиц от положения равновесия.

Учитываем потенциальную энергию силового поля $U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$ и записываем уравнение Шредингера в виде

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar} \left(E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) \Psi = 0.$$

Данное уравнение имеет решение $\Psi = \Psi(x)$ только при собственных значениях энергии микрочастиц:

$$E_n = \frac{n+1}{2} \cdot \hbar\omega_0, (n = 0, 1, 2, \dots).$$

Таким образом энергия микрочастиц, участвующих в колебательных движениях под действием силового поля обладающего потенциальной энергией $U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$, изменяется не непрерывно, а принимает дискретные значения равные $E_{01} = \frac{1}{2} \cdot \hbar\omega_0$, $E_1 = 1 \cdot \hbar\omega_0$, $E_{23} = \frac{3}{2} \cdot \hbar\omega_0$ $E_n = \frac{n+1}{2} \cdot \hbar\omega_0$,

т.е. квантуется.

Потенциальная яма параболической формы $U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$ и спектр энергий микрочастиц полученный из решения уравнения Шредингера иллюстрирует график представленный на рис.94.

На графике видно:

– уровни энергии микрочастицы $E_1, E_2, E_3 \dots E_n$ отделены друг от друга одинаковыми энергетическими интервалами, равными $\Delta E = E_1 - E_0 = E_2 - E_1 = \dots = E_{n+1} - E_n = \hbar\omega_0$;

– уровень энергии $E_1 = \frac{1}{2} \cdot \hbar\omega_0$,

соответствующий энергии нулевых колебаний типичен для квантовых систем.

Существование этого уровня энергии у микрочастицы объясняется соотношением неопределенностей для координат x и импульсов p_x микрочастицы:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar.$$

Частица не может находиться в точке с координатой $x = 0$ (т.е. на дне ямы) в яме любой формы $U = U(x)$ из-того, что импульс микрочастицы в точке с координатой $x = 0$ обращается в нуль $p = 0$. При этом неопределённость импульса микрочастицы становится равной нулю $\Delta p = 0$, а неопределённость координаты x становится сколь угодно большой

$$\Delta x \geq \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{\hbar}{0} = \infty.$$

Полученный результат для $\Delta x \geq \infty$ противоречит стационарному пребыванию микрочастицы в «потенциальной яме».

Вероятность нахождения микрочастицы в линейной области пространства $-\infty < x < +\infty$ содержащей потенциальную яму параболической формы

$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$ оценивается квадратом модуля волновой функции $|\psi(x)|^2$:

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} dW = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx,$$

где $|\psi(x)|^2$ – плотность вероятности обнаружения микрочастицы в этой области пространства. Плотность вероятности определяет интенсивность волн де Бройля микрочастицы.

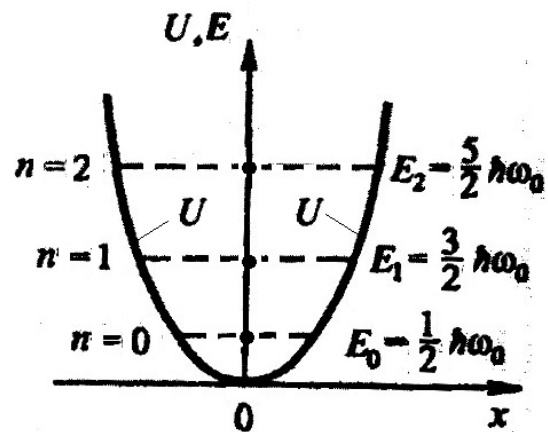


Рис.94

Оценки показывают, что микрочастица может быть обнаружена даже за пределами классически дозированной области пространства ($-x_{\max}, +x_{\max}$).

Этот вывод иллюстрирует график (рис.95) зависимости вероятности $W = W(x)$ обнаружения микрочастицы в линейной области пространства $-\infty < x < +\infty$ содержащей силовое поле в виде потенциальной ямы

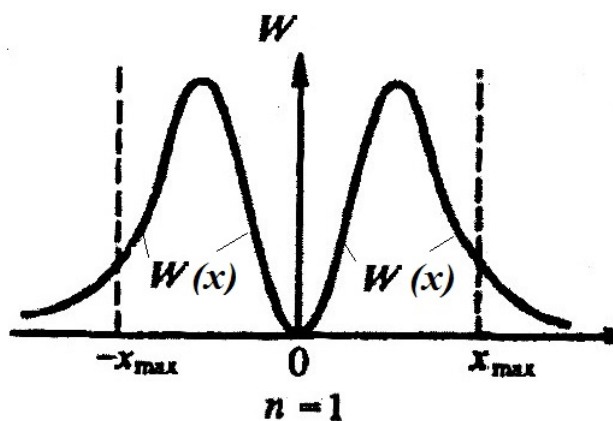


Рис.95

параболической формы

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \text{ при параметре } n = 1.$$

Таким образом вероятность обнаружения микрочастицы в точке $x=0$ равна нулю $W = W(x) = W(0) = 0$, а вероятности обнаружения микрочастицы в линейных областях пространства $x < -x_{\max}$ и $x \geq x_{\max}$ не равны нулю:

$$W(x < x_{\max}) \neq 0 \text{ и } W(x > x_{\max}) \neq 0.$$

Контрольные вопросы

1. Каковы уравнения для фазовой и групповой скорости фотона?
2. В каком случае и почему при условиях $\frac{\Delta v_x}{v_q} \ll 1$ и $\frac{\Delta v_x}{v_q} \approx 1$ можно утверждать, что микрочастица движется по определенной траектории?
3. Каким образом из соотношения неопределенностей можно объяснить наличие естественной ширины спектральных линий?
4. Что определяет квадрат модуля волновой функции микрочастицы?
5. Почему квантовая механика является статистической теорией?
6. В чем отличие понимания причинности в классической и квантовой механике?
7. Как изменится коэффициент прозрачности потенциального барьера с увеличением его ширины в два раза?
8. Может ли микрочастица находиться на дне «потенциальной ямы»? Определяется ли это формой «ямы»?
9. В чем отличие квантово-механического и классического описания гармонического осциллятора? В выводах этих описаний?

3.3. Элементы современной физики атомов и молекул

Водородоподобный атом в квантовой механике

Водородоподобный атом в квантовой механике описывает уравнение Шредингера для стационарных состояний электрона

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E + U)\psi = 0, \quad \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right)\psi = 0,$$

где m – масса электрона, E – полная энергия электрона в атоме;

$U = U(r) = -\frac{q_я e}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ – потенциальная энергия электрона в

силовом электрическом поле ядра обладающего положительным электрическим зарядом $q_я = ze$;

r – расстояние между электроном и ядром;

ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Потенциальная функция $U = U(r)$ изображена на рис.96.

На графике видно, что потенциальная энергия $U = U(r)$ при уменьшении расстояния r между электроном и ядром (т.е. при приближении электрона к ядру) неограниченно убывает.

Силовое электрическое поле, действующее на электрон, является сферически симметричным. Поэтому уравнение Шредингера для стационарных состояний электрона в водородоподобном атоме записывают в сферической системе координат.

Радиус – вектор r , полярный угол θ и азимут φ сферической системы координат связаны с мерами прямоугольной системы координат соотношениями:

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi,$$

$$z = r \cos \theta.$$

В сферических координатах уравнение Шредингера приобретает вид:

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right] + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0.$$

Подставляем в это уравнение потенциальную энергию электрона в силовом электрическом поле ядра $U = -\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ и получаем

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right] + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{ze^2}{r} \right) \psi = 0.$$

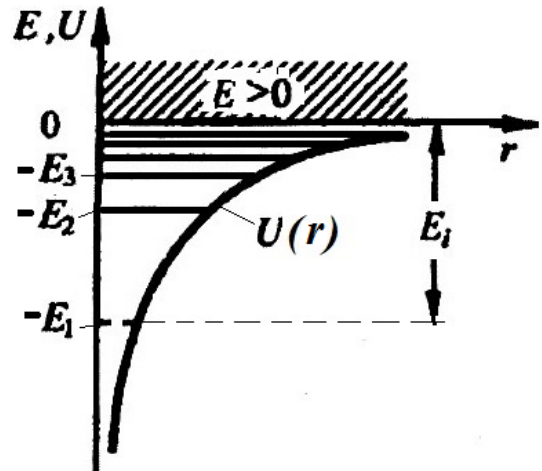


Рис.96

Полученное уравнение с разделяющимися переменными по радиальной составляющей волновой функции R_{nl} и угловой Y_{lm} имеет решение в форме произведения этих составляющих, т.е.

$$\Psi_{nlm} = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi).$$

В этом виде волновая функция $\Psi_{nlm} = \Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi)$ зависит от трёх параметров:

$n = 1, 2, 3, \dots, \infty$ – главное квантовое число;

$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1$ – орбитальное квантовое число;

$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ – магнитное квантовое число.

Оценка волновой функции $\Psi_{nlm} = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)$ позволила установить собственные значения энергии водородоподобного атома E_n зависящие от главного квантового числа n

$$E_n = -\left(\frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}\right), (n = 1, 2, 3, \dots).$$

Возможные значения энергии E_1, E_2, E_3, \dots отрицательные по знаку показаны на рис.97 в виде горизонтальных прямых линий.

Уровень энергии E_1 при $n=1$ соответствует минимальной возможной энергии и поэтому он считается основным. Все остальные уровни энергии E_2, E_3, E_4, \dots при $n=2, 3, 4, \dots$ – возбужденные.

При отрицательных по знаку энергиях $E_n < 0$ движение электрона в водородоподобном атоме связанное. При таких энергиях электрон находится внутри гиперболической «потенциальной ямы» $U = U(r)$.

При увеличении n уровни энергии водородоподобного атома располагаются теснее и при $n = \infty$ энергия атома становится равной нулю $E_\infty = 0$.

При положительных по знаку энергиях $E > 0$ (заштрихованная область на Рис.) движение электрона в атоме свободное. При таких условиях атом обладает непрерывным энергетическим спектром в области $E > 0$ и находится в состоянии ионизации.

Для перевода атома в состоянии ионизации атом должен получить энергию от внешних частиц или силовых полей равную

$$\begin{aligned} E_i &= E_\infty - (-E_1) = 0 - \left(-\frac{m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}\right) = 0 + \frac{m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{1^2} = \\ &= \frac{m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{1} = \frac{m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} = 13,55 \text{ эВ}, \end{aligned}$$

где E_i – энергия ионизации водородоподобного атома.

Квантовые числа

Главное квантовое число n определяет энергию атома на так называемых энергетических уровнях. Энергия атома, рассчитываемая с учётом характера движений электрона в атоме, изменяется дискретно.

Главное квантовое число n представляет собой натуральный ряд чисел $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$. Поэтому энергия атома водорода квантуется:

$$E_n = -\left(\frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}\right).$$

Орбитальное квантовое число l определяет момент импульса электрона в атоме или другими словами механический орбитальный момент L_l .

Орбитальное квантовое число l представляет собой натуральный ряд чисел $l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1$. Поэтому орбитальный момент L_l квантуется:

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}.$$

Магнитное квантовое число m_l определяет момент импульса электрона на заданное направление. Это направление формируется вектором индукции магнитного поля \vec{B} .

Магнитное квантовое число представляет собой ряд чисел

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l.$$

При заданном орбитальном квантовом числе l число проекций момента импульса электрона \vec{L}_l на заданное направление составляет $(2l+1)$ значений.

Наличие m_l приводит также к расщеплению энергетического уровня атома на $(2l+1)$ подуровней и в спектре его излучения наблюдается расщепление спектральных линий.

Из уравнения Шредингера следует, что вектор \vec{L}_l момента импульса электрона имеет лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция \vec{L}_{lz} , на направление z внешнего магнитного поля принимает квантованные значения, кратные \hbar :

$$L_{lz} = \hbar m_l.$$

Впервые расщепление энергетических уровней атома в постоянном магнитном поле наблюдал немецкий физик П. Зеeman в 1896 году. По этой причине данное явление получило название «Эффект Зеemана».

Эффект обусловлен тем, что в присутствии магнитного поля \vec{B} электрон, обладающий магнитным моментом \vec{p}_m приобретает дополнительную энергию $\Delta E = -\vec{p}_m \cdot \vec{B}$. Приобретённая энергия приводит к снятию вырождения атомных состояний по магнитному квантовому числу m_l и расщеплению атомных спектральных линий.

Таким образом необходимо сделать следующие выводы:

1. Решение волнового уравнения Шредингера для водородоподобных атомов в сферической системе координат

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} \right] + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{ze^2}{r} \right) \Psi = 0,$$

представляет собой волновую функцию вида

$$\Psi_{nlm} = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi),$$

где $R_{nl}(r)$, $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ – радиальная часть и угловая часть волновой функции

$$\Psi_{nlm}.$$

2. Анализ радиальной $R_{nl}(r)$ и угловой части волновой функции $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ позволил получить квантовые числа n , l и m_l ;

3. Квантовые числа n , l и m_l являются безразмерными величинами образующими ряд чисел: $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$; $l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1$ и $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$;

4. Квантовое число n определяет энергии электрона в атоме водорода

$$E_n = - \left(\frac{Z^2 m e^4}{8 \hbar^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} \right);$$

5. Квантовое число l определяет орбитальные моменты электрона $L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}$;

6. Квантовое число m_l определяет проекции орбитального момента электрона \vec{L}_l на направление z внешнего магнитного поля \vec{B} – $L_{l_z} = \hbar m_l$;

7. При квантовомеханическом описании движения электрона в атоме необходимо отказаться от классического понятия электронных орбит и руководствоваться волновыми свойствами электрона;

8. Состояния движения электрона в водородоподобном атоме определяются волновой функцией $\Psi_{nlm} = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)$;

9. Квадрат модуля волновой функции $|\Psi_{nlm}|^2$, названный плотностью вероятности, определяет вероятность W обнаружения электрона в единице объёма пространства;

10. Вероятность обнаружения электрона в локальных областях атома W неодинаковая. Электрон при своём движении как бы «размазан» по всему объёму и образует *электронное облако*.

Электронное облако – это наглядная модель, отражающая распределение функции плотности вероятности обнаружения электрона в атоме или молекуле в зависимости от энергии электрона.

Плотность (густота) электронного облака определяет вероятность нахождения электрона в различных точках сферического объёма.

Размер электронного облака в пространстве определяет квантовое число n .

Форма электронного облака в пространстве определяется квантовым числом l .

Ориентация электронного облака в пространстве определяется квантовым числом m_l .

Спектр атома водорода

Различные состояния электрона в атоме водорода описывают наборами квантовых чисел n, l :

Состояние электрона при $l=0$ называется s – состоянием (электрон в этом состоянии называется s – электроном), при $l=1$ – p – состоянием, при $l=2$ – d – состоянием, при $l=3$ – f – состоянием и т.д.

Значение квантового числа n указывается перед условным обозначением орбитального квантового числа l :

$$2s \ (n=2, l=0), \ 3f \ (n=3, l=3) \ \text{и т.д.}$$

Правила отбора

Правила отбора для орбитального числа l и магнитного квантового числа m_l ограничивают число возможных переходов электронов, связанных с испусканием и поглощением световых квантов (фотонов).

По этой причине изменение в атомах орбитального и магнитного квантовых чисел происходит по следующим законам:

$$\Delta l = \pm 1;$$
$$\Delta m_l = 0, \pm 1.$$

Переходы в атомах, при которых $\Delta l = \pm 1$ называют дипольными переходами. Вероятность их осуществления максимальная и поэтому их называют разрешёнными.

Переходы в атомах, при которых $\Delta l = \pm 2$ называют квадрупольными переходами. Такие переходы осуществляются очень редко с очень малой вероятностью и поэтому их называют запрещёнными.

Детализация спектра атома водорода связана с учётом числа возможных состояний, соответствующих заданному n и правил отбора для орбитального квантового числа l . Она позволяет определить установить характер переходов ответственных за возбуждение атома водорода и за излучение им спектральных линий (рис.97).

На рис.98 видно, что серии линий Лаймана соответствуют переходы

$$np \rightarrow 1s \ (n = 2, 3, \dots),$$

серии линий Бальмера – $np \rightarrow 2s$, $ns \rightarrow 2p$, $nd \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, \dots$) и т.д.

Переход электрона из основного состояния $n = 1$ в возбужденные $n > 1$ происходит при сообщении атому энергии от внешних тел или микрочастиц (фотонов и др.).

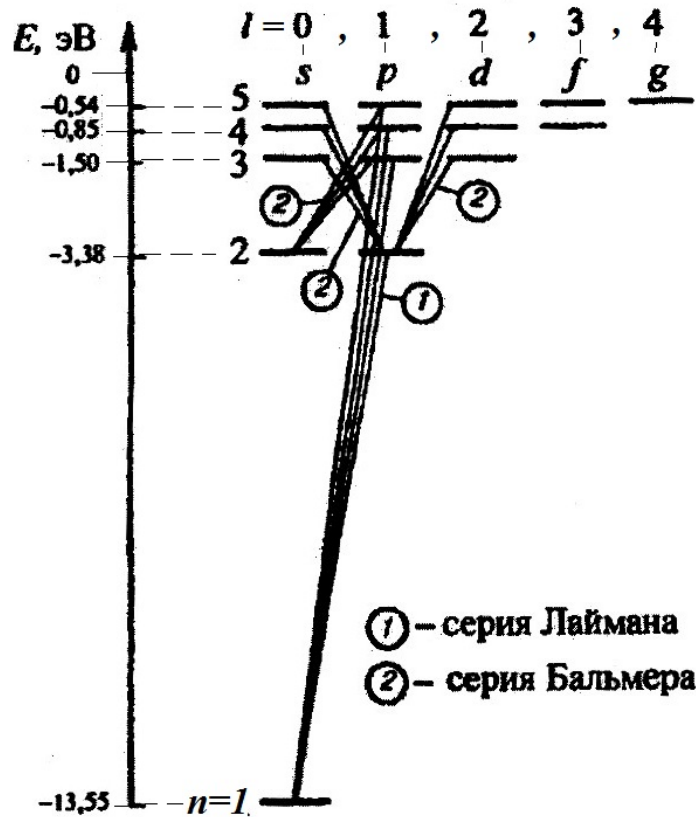


Рис.97

Атом водорода поглощающий энергию обычно находится в основном состоянии $n = 1$. Поэтому спектр поглощения атома водорода должен состоять из линий, соответствующих переходам $1s \rightarrow np$ ($n = 2, 3, 4 \dots$). Этот вывод подтверждён экспериментальными исследованиями спектров поглощения.

1s-состояние электрона в атоме водорода

Состояние электрона в атоме водорода $1s$ описывается сферически симметричной волновой функцией электрона зависящей от расстояние электрона до ядра r :

$$\psi = \psi_{nlm}(r) = \psi_{100}(r),$$

где цифры 1, 0, 0 – соответственно квантовые числа $n = 1, l = 0$ и $m_l = 0$.

Уравнению Шредингера для $1s$ -состояния электрона в атоме водорода удовлетворяет волновая функция вида

$$\psi = Ce^{-r/\alpha},$$

где C – постоянная величина;

$\alpha = \frac{4\pi\epsilon_0}{me^2} \cdot \hbar^2$ – первый борковский радиус.

Плотность вероятности обнаружения электрона в элементе объема $dV = 4\pi r^2 dr$ (сферический слой радиусом r и толщиной dr) одинаковая.

Согласно условию нормировки вероятностей

$$\int_0^{\infty} |\psi|^2 dV = 1 \rightarrow \int_0^{\infty} C^2 e^{-2r/\alpha} 4\pi r^2 dr = 1,$$

получаем величину $C = 1/\sqrt{\pi\alpha^3}$.

Поэтому нормированная волновая функция для 1s-состояния приобретает вид

$$\psi_{100}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi\alpha^3}} e^{-r/\alpha}.$$

Вероятность обнаружения электрона в элементе объёма равна

$$dW = |\psi_{100}|^2 dV = |\psi_{100}|^2 \cdot 4\pi r^2 dr.$$

Вероятность обнаружения электрона во всём объёме оценивается интегрированием.

$$W = \int_0^W dW \int_0^V |\psi_{100}|^2 dV = \int_0^a |\psi_{100}|^2 4\pi r^2 dr = \int_0^a \left(\frac{1}{\sqrt{\pi\alpha^3}} e^{-r/\alpha}\right)^2 4\pi r^2 dr.$$

В результате интегрирования можно получить функцию для вероятности зависящую от радиуса r :

$$W = W(r).$$

Чтобы определить расстояния r_{\max} от ядра, на которых электрон находится с наибольшей вероятностью приравняем первую производную от функции вероятности

$$W = W(r) \text{ нулю: } \frac{dW}{dr} = 0.$$

Решаем полученное уравнение $\frac{dW}{dr} = 0$ и получаем, что наибольшая вероятность r_{\max} обнаружить электрон во всех точках с радиусом r равным первому боровскому радиусу $r_{\max} = a$.

Следует отметить, что в квантовой механике вероятность $W = W(r)$ и плотность вероятности

$$\varpi = \frac{dW}{dV} = \frac{dW}{4\pi r^2 dr}$$

остаются отличными от нуля и в других точках пространства. Этот вывод качественно подтверждается графиком функции $\varpi = \varpi(r)$ на рис.98.

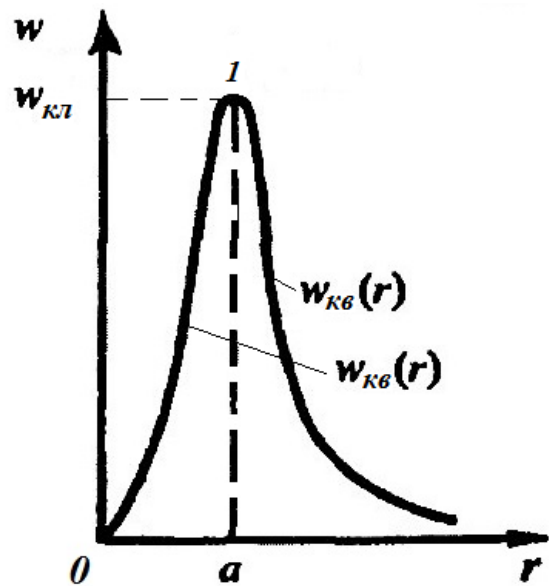


Рис.98

Максимум функции $\varpi = \varpi(r)$, наблюдаемый в точке 1 с координатами (ϖ_{KL}, a) , характеризуется расстоянием электрона от ядра атома равном боровскому радиусу $r_{\max} = a$. Подстрочные буквы КЛ указанные как ϖ_{KL} , подчёркивают оценку плотности вероятности обнаружить электрон на расстоянии от ядра из полуклассической механики Бора.

В квантовой механике плотность вероятности остаётся отличной от нуля и в других точках пространства $r < a$ и $r > a$. Эта величина обозначена $\varpi_{KB} = \varpi_{KB}(r)$ левой и правой частью общего графика.

Это обстоятельство указывает на существенное отличие выводов о свойствах электрона на базе квантовой механики от выводов классической физики.

Спин электрона. Спиновое квантовое число

Опыты Штерна и Герлаха были связаны с измерениями орбитальных магнитных моментов атомов p_{ml} .

Из опытов обнаружено, что узкий пучок атомов водорода, заведомо находящихся в $1s$ -состоянии и помещённый в неоднородное магнитное поле, расщеплялся на два пучка.

Момент импульса электрона в $1s$ -состоянии равен нулю $L_l = \hbar\sqrt{l(l+1)} = 0$. Магнитный момент пропорционален орбитальному механическому моменту $p_{ml} = gL_l$ и поэтому и он также равен нулю $p_{ml} = 0$.

При таких условиях магнитное поле \vec{B} не должно оказывать влияние на движение атомов водорода находящихся в основном состоянии $1s$ и расщепление энергетических уровней не должно быть. Однако этот вывод был отвергнут.

Впоследствии было доказано, что даже при отсутствии магнитного поля спектральные линии атома водорода являются дублетами. (двойниками). Этот факт указывает на стабильное существование узкого энергетического зазора между двумя энергетическими состояниями электрона в атоме водорода.

Наличие дублета в спектре излучения атоме водорода позволило установить существование у электрона собственного неуничтожимого механического момента импульса \vec{L}_s .

Собственный неуничтожимый механический момент импульса электрона \vec{L}_s является важным внутренним его свойством из-за того, что он не связан с движением электрона в пространстве. Данная физическая величина получила название «Спин электрона». Спин электрона (и других микро-частиц) – квантовая величина, которая не имеет классического аналога.

Спин электрона следует толковать как внутреннее неотъемлемое свойство электрона. Спин электрона квантуется по закону

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)},$$

где s – спиновое квантовое число.

По аналогии с орбитальным моментом импульса, проекция квантуется так, что вектор \vec{L}_s может принимать $N = 2s + 1$ ориентаций в пространстве.

В опытах Штерна и Герлаха наблюдались две ориентации вектора \vec{L}_s . Поэтому с учётом $N = 2$ получаем $2 = 2s + 1 \rightarrow s = \frac{1}{2}$.

Поскольку спиновое квантовое число у электрона всегда имеет единственное значение равное $s = \frac{1}{2}$, то оно, не внося различия между его состояниями, для описания вместе с другими квантовыми числами обычно не используется.

Проекция спина электрона на направление внешнего магнитного поля \vec{B} квантуется по закону

$$L_s = \hbar m_s,$$

где $m_s = \pm \frac{1}{2}$ – магнитное спиновое квантовое число электрона.

Спину электрона \vec{L}_s соответствует собственный магнитный момент \vec{p}_{ms} :

$$p_{ms} = gL_s,$$

где g – гиромагнитный множитель.

Принцип неразличимости тождественных частиц. Фермионы и бозоны

Тождественными микрочастицами считаются микрочастицы, которые обладают одинаковыми физическими свойствами.

Мерами свойств микрочастиц являются: масса m , спин s , электрический заряд q и другие внутренние характеристики, описываемые квантовыми числами (L – лептонный заряд, B – барионный заряд, S – странность, c – шарм, b – очарование, цвет и др.).

Принцип неразличимости тождественных микрочастиц указывает, что тождественные микрочастицы экспериментально различить невозможно.

Принцип неразличимости нельзя рассматривать как следствие вероятностной интерпретации волновой функции микрочастиц. В квантовую механику этот принцип вводится как новый принцип и поэтому этот принцип является фундаментальным.

Принцип неразличимости тождественных частиц с учётом физического смысла квадрата модуля волновой функции $|\psi|^2$ записывают в виде

$$|\psi(x_1, x_2)|^2 = |\psi(x_2, x_1)|^2,$$

где x_1 и x_2 – соответственно совокупность пространственных и спиновых координат первой и второй частиц.

Таким образом, из полученного соотношения возможны два случая преобразований волновых функций:

$$\psi(x_1, x_2) = \pm \psi(x_2, x_1).$$

Первый случай преобразований в виде замены (x_1, x_2) на (x_2, x_1) описывает соотношение $\psi(x_1, x_2) = +\psi(x_2, x_1)$, а второй – $\psi(x_1, x_2) = -\psi(x_2, x_1)$.

Таким образом принцип неразличимости тождественных частиц указывает на существование определенного свойства симметрии волновой функции.

Волновая функция, описывающая свойства микрочастиц, считается симметричной, если при перемене частиц местами волновая функция не изменяет знак $\psi(x_1, x_2) = +\psi(x_2, x_1)$.

Волновая функция, описывающая свойства микрочастиц, считается антисимметричной, если при перемене частиц местами волновая функция изменяет знак.

Изменение знака волновой функции не означает изменения состояния микрочастицы.

Это подтверждается тем, что физический смысл имеет не сама волновая функция $\psi(x_1, x_2)$ или $\psi(x_2, x_1)$, а только лишь квадрат модуля волновой функции.

Частицы обладающие полуцелым значением спина $s = \frac{1}{2}$ (например, электроны, протоны, нейтроны) описываются антисимметричными волновыми функциями $\psi(x_1, x_2) = -\psi(x_2, x_1)$. Все они подчиняются статистике Ферми – Дирака и поэтому их называют фермионами.

Частицы с нулевым спином $s = 0$ (фотоны,) или целочисленным спином $s = 1$ (например, π^+ , π^0 , π^- – мезоны, глюоны, W и Z – бозоны, векторные мезоны, ортопозитроний), описываются симметричными волновыми функциями $\psi(x_1, x_2) = +\psi(x_2, x_1)$. Такие частицы подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна и поэтому их называют бозонами.

Сложные микрочастицы (например, атомные ядра), составленные из нечетного числа фермионов, являются фермионами. Их суммарный спин равен полуцелому числу.

Сложные частицы, в состав которых входит четное число фермионов принадлежат к классу бозонов. Суммарный спин у таких частиц равен целому числу.

Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям

Состояние электрона в атомах определяется набором из четырёх квантовых чисел.

Наиболее характерными квантовыми числами являются:

1. Главное квантовое число $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$;
2. Орбитальное квантовое число $l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$;
3. Магнитное квантовое число $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$;
4. Магнитное спиновое квантовое число $m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$.

Принцип Паули указывает, что в системе из двух одинаковых фермионов любые два из них не могут одновременно находиться в одном и том же состоянии, определяемом одним и тем же набором четырёх квантовых чисел n, l, m_l и m_s .

Принцип Паули утверждающий, что в одном и том же атоме не может быть более одного электрона с одинаковым набором четырех квантовых чисел, можно описать выражением:

$$Z(n, l, m_l, m_s) = 0 \text{ или } 1.$$

Максимальное число электронов $Z(n)$, находящихся в состояниях, определяемых данным главным квантовым числом n равно:

$$Z(n) = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2.$$

Электронная оболочка атома представляет собой совокупность электронов в многоэлектронном атоме. Состояния электронов определяет одно и то же главное квантовое число n .

Кроме этого электроны в каждой из оболочек атома распределяются по подоболочкам, Каждая из подоболочек формируется соответствующим значением орбитального квантового числа данному l .

Орбитальное квантовое число принимает значения $0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$ поэтому число подоболочек равно порядковому номеру n оболочки.

Количество электронов в подоболочке определяется магнитным m_l и магнитным спиновым m_s квантовыми числами.

Отсюда максимальное число электронов в подоболочке с заданным значением орбитального квантового числа l . равно

$$Z(l) = 2(2l + 1).$$

Обозначения оболочек атома, а также распределение электронов по оболочкам и подоболочкам представлены в табл. 4.

Таблица 4

Главное квантовое число n	1	2		3			4				5				
Символ оболочки	K	L		M			N				O				
Максимальное число электронов в оболочке	2	8		18			32				50				
Орбитальное квантовое число l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
Символ подоболочки	$1s$	$2s$	$2p$	$3s$	$3p$	$3d$	$4s$	$4p$	$4d$	$4f$	$5s$	$5p$	$5d$	$5f$	$5g$
Максимальное число электронов в подоболочке	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

Атом излучает энергию только в том случае, если он за счёт поглощения энергии извне возбужден, т.е. переведён из основного энергетического состояния E_1 в одно из возбужденных состояний $E > E_1$.

Причём ионизированный атом, из которого удален электрон (электрон переведен на уровень, для которого $n = \infty$) также является возбужденным. При возвращении возбужденных атомов в состояния с более низкими энергиями возникает спектр испускания.

Атом возбуждают различными способами: при соударениях с другими микрочастицами, при поглощении фотона (неупругое соударение с фотоном) и за счёт энергии выделяемой при протекании некоторых химических реакций.

На практике это достигается за счёт сильного повышения температуры вещества T , бомбардировкой потоком микрочастиц или за счёт облучения светом, инфракрасными, ультрафиолетовыми или рентгеновскими лучами.

Последующее излучение атома может сопровождаться испусканием атомом одного фотона или (за счёт ряда промежуточных переходов) нескольких фотонов меньших частот. Но при всех переходах выполняется соотношение

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = h\nu = h\frac{c}{\lambda}.$$

Если длины волн λ излученного и поглощённого фотонов совпадают, то переход и соответствующую ему линию в спектре называют резонансными.

На рис.99 показано возникновение двух резонансных линий для атомов ртути Hg.

В некоторых случаях переходы на более низкий энергетический уровень не сопровождаются излучением фотона, т.е. являются безызлучательными. Поэтому избыток энергии атома передается соседним микрочастицам.

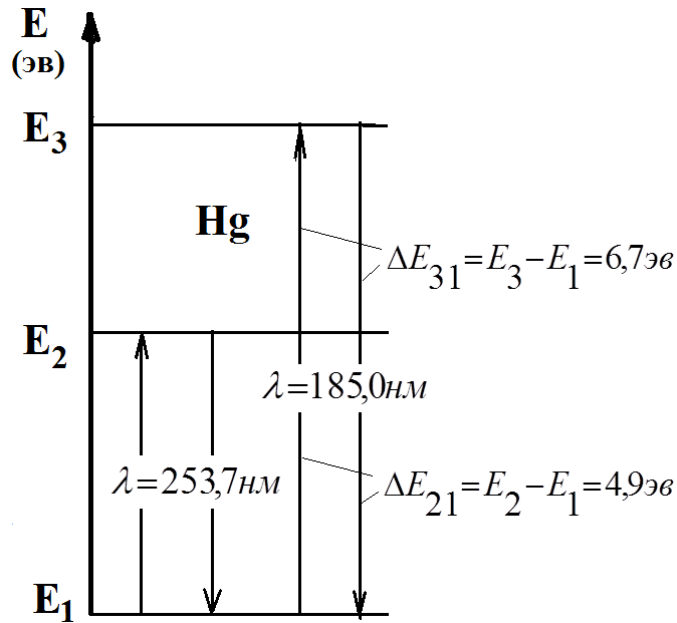


Рис.99

Процесс испускания фотона атомом может происходить самопроизвольно, спонтанно или под действием внешнего электромагнитного поля; в последнем случае излучение называют индуцированным.

Спонтанные переходы в разных атомах независимы друг от друга. Однако не все из них являются равновероятными. Более вероятные переходы осуществляются чаще, и соответствующие им линии спектра будут более яркими. Вероятность других переходов мала и поэтому их называют запрещёнными.

«Высвечивание» атомов после их возбуждения происходит не мгновенно. Атом на некоторое время τ задерживается в неустойчивом, возбужденном состоянии и лишь затем возвращается в основное состояние, испуская фотон.

Из опыта стало известно, что количество возбужденных атомов N и, следовательно, интенсивность излучения I со временем t уменьшаются по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \text{ и } I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где τ – среднее время жизни атомов в возбужденном состоянии.

За время жизни τ атомов принято время, в течение которого общее число атомов N уменьшается в $e \approx 2,72$ раз. В большинстве случаев $\tau \sim 10^{-8}$ с.

При спонтанных переходах акты излучения атомов вещества неупорядочены во времени и пространстве. Эта неупорядоченность проявляется в том, что испускаемые фотоны имеют разные направления и случайные фазы. По этим причинам спонтанное излучение является некогерентным

излучением. Таким образом во всех естественных источниках света формируется спонтанное излучение атомов вещества.

Однако в некоторых случаях возбужденные энергетические состояния в атомах могут существовать достаточно долго ($\tau \sim 10^{-3}$ и более). Такие состояния и соответствующие им энергетические уровни называются метастабильными. На энергетических уровнях в этом случае может накапливаться большое количество атомов и может достигаться большая их «заселенность» при поглощении веществом энергии.

Переход атома с метастабильного уровня на основной может быть стимулирован внешним электромагнитным полем. В этом случае, как было предсказано А. Эйнштейном в 1916 г., возникает индуцированное излучение.

Если возбужденный атом находится на метастабильном уровне $E_{2,мет}$ (рис.100, а) и мимо него пролетает фотон, энергия которого $\varepsilon = h\nu$ равна энергии перехода $\Delta E = E_{2,мет} - E_1$, то время жизни атома на метастабильном уровне $\tau_{мет}$ сокращается и он переводится на основной уровень E_1 .

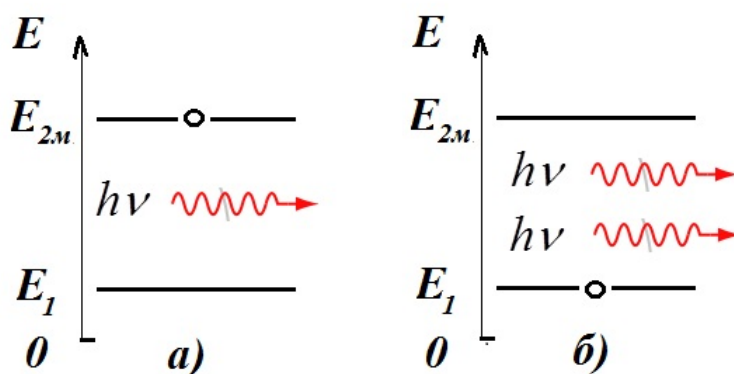


Рис.100

При этом происходит индуцированное излучение фотона, во всех отношениях тождественного пролетающему фотону (рис.100, б). Индуцированное излучение совпадает с падающим излучением по частоте ν , фазе φ , направлению распространения и ориентации плоскости поляризации в пространстве. Оба излучения строго когерентны между собой.

При прохождении пучка излучения сквозь среду, в которой метастабильные уровни атомов заселены, его интенсивность увеличивается и на выходе образуется усиленный когерентный пучок света.

Сплошной (тормозной) рентгеновский спектр

Рентгеновское излучение представляет собой электромагнитные волны с длинами волн изменяющимися в диапазоне $10^{-12} < \lambda < 10^{-8}$ м.

Волновая природа рентгеновского излучения доказана опытами по его дифракции на твёрдых телах, имеющих упорядоченную кристаллическую структуру с размерами порядка длины волны λ .

Источниками рентгеновского электромагнитного излучения являются рентгеновские вакуумные трубки, содержащие два электрода: анод и катод.

Рентгеновское излучение в трубке возникает при бомбардировке анода (металлическая мишень из тяжелых металлов, например ванадия W или платины Pt) электронами ускоренными сильным электрическим полем и испытавшими резкое торможение. Сильное поле создается постоянным высоковольтным источником электрического напряжения равным $U = 50000$ вольт.

Интенсивность рентгеновского излучения I немонотонно изменяется от длины волны λ (рис.101).

Со стороны коротких длин волн сплошной энергетический спектр рентгеновского излучения имеет некоторую границу λ_{\min} , называемую границей сплошного спектра, а в области больших длин волн на фоне сплошного спектра накладывается линейчатый спектр в виде совокупности отдельных линий.

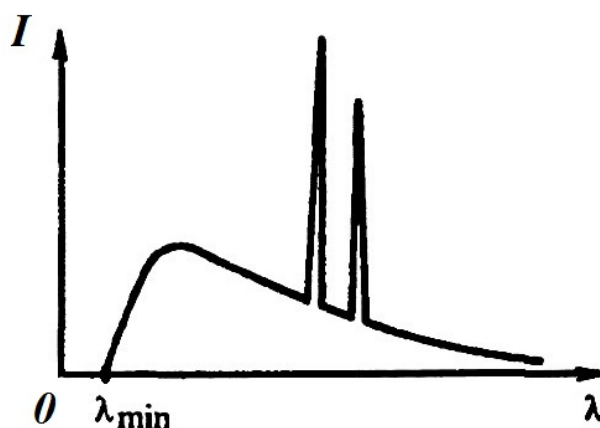


Рис.101

Сплошной (тормозной) спектр, испускается бомбардирующими анод электронами в

результате их торможения при взаимодействии с атомами мишени. Классическая теория описывает возникновение сплошного спектра ускоренным движением электрических зарядов при их торможении.

Спектр излучения не зависит от материала анода, а определяется только энергией бомбардирующих анод электронов.

Классическая теория не может объяснить существование коротковолновой границы сплошного спектра λ_{\min} и данные полученные из опыта о том, что чем больше кинетическая энергия электронов, вызывающих тормозное рентгеновское излучение, тем меньше λ_{\min} .

Согласно квантовой теории предельная энергия кванта рентгеновского излучения $E_{\max} = h\nu_{\max} = h \frac{c}{\lambda_{\min}}$ соответствует такому случаю торможения,

при котором вся кинетическая энергия электрона $W_{\kappa} = \frac{mv^2}{2}$, приобретенная за счёт работы электрического поля $A = eU$, расходуется на излучение кванта (фотона).

При таких условиях справедливы соотношения

$$A = eU, W_K = \frac{mv^2}{2}, \frac{mv^2}{2} = eU, eU = E_{\max}, eU = hv_{\max}, eU = h\frac{c}{\lambda_{\min}},$$

где U – разность электрических потенциалов между анодом и катодом рентгеновской трубки, за счет которой электрону сообщается энергия E_{\max} ,

ν_{\max} – частота излучения, соответствующая границе сплошного спектра.

Отсюда длина волны, соответствующая коротковолновой границе сплошного спектра, равна

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{hc}{eU} = \frac{hc}{E_{\max}}.$$

Расчёты λ_{\min} на основе полученного выше соотношения полностью соответствует экспериментальным данным.

Характеристический рентгеновский спектр

Характеристический рентгеновский спектр описывает диаграмма уровней энергии, представленная на рис.102.

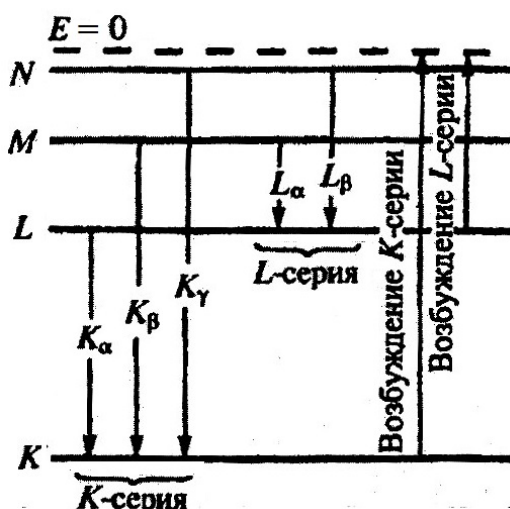


Рис.102

Стрелками вверх на диаграмме указаны два перехода (возбуждение K – серии и возбуждение L – серии) в атоме, которые связаны с увеличением его энергии. Такие переходы осуществляются при достаточно большой энергии электронов бомбардирующих анод.

Переходы, указанные стрелками вниз, соответствуют самопроизвольному уменьшению энергии атома и испусканию квантов (фотонов) в виде отдельных резких линий.

Отдельные резкие линии (линейчатый спектр), наблюдаемые на фоне сплошного спектра и определяемые материалом анода образуют характеристический рентгеновский спектр.

Эти спектры совершенно однотипны и состоят из нескольких серий, обозначаемых K, L, M, N и O. Каждая серия, в свою очередь, содержит небольшой набор отдельных линий, обозначаемых в порядке убывания длины волны индексами $\alpha, \beta, \gamma, \dots$

Возникновение характеристических рентгеновских спектров связано с процессами, происходящими во внутренних, застроенных электронных оболочках атомов, которые имеют сходное строение.

Самой длинноволновой линией К – серии является линия K_{α} . Частоты линий возрастают в ряду $K_{\alpha} \rightarrow K_{\beta} \rightarrow K_{\gamma} \rightarrow \dots$, поскольку энергия, высвобождаемая при переходе электрона на К-оболочку с более удаленных оболочек, увеличивается.

Наоборот, интенсивности линий в ряду $K_{\alpha} \rightarrow K_{\beta} \rightarrow K_{\gamma} \rightarrow \dots$ убывают, так как вероятность переходов электронов с L – оболочки на К – оболочку больше, чем с более удаленных оболочек М и N.

К – серия сопровождается обязательно другими сериями, так как три испускании её линий появляются вакансии в оболочках L, M, .., которые будут заполняться электронами, находящимися на более высоких уровнях.

Закон Мозли

Закон Мозли определяет частоту спектральных линий характеристического рентгеновского излучения.

Для линии K_{α} ($\sigma = 1$):

$$\nu = R(z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right);$$

$$\nu = R(z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right),$$

где R – постоянная Ридберга;

z – порядковый номер элемента в периодической системе Д. Менделеева;

σ – постоянная экранирования;

m – характеризует рентгеновскую серию ($m = 1, 2, 3, \dots$);

n – определяет отдельные линии соответствующей серии ($n = m + 1, m + 2, \dots$).

Физический смысл постоянной экранирования σ заключается в том, что на электрон, совершающий переход, соответствующий некоторой линии, действует электрическое поле созданное не всем зарядом ядра ze , а меньшим зарядом равным $(z - \sigma)e$. Таким образом электрическое поле атомного ядра ослабляется экранирующим действием других электронов.

Молекулы: химические связи, понятие об энергетических уровнях

Молекула – это наименьшая частица вещества, состоящая из одинаковых или различных атомов. Атомы взаимодействуют между собой и объединяются в молекулу за счёт физических и химических связей. Поэтому молекулы являются носителями основных физико-химических свойств частиц вещества.

Ионная связь между атомами существует за счёт электростатического взаимодействия. При этом взаимодействии происходит переход одного или

двух электронов от одного атома к другому и нейтральные атомы превращаются в положительные и отрицательные ионы.

Данные процессы интенсивно происходят в молекулах хлористого натрия NaCl, бромистого калия KBr и др.

Ковалентная связь между атомами возникает в молекулах водорода H_2 , углерода C_2 , углекислого газа CO_2 при обобществлении валентных электронов двумя соседними атомами.

Ковалентная связь объясняется физическим принципом неразличимости тождественных микрочастиц. Неразличимость тождественных микрочастиц является квантовым эффектом. Она создаёт условия для формирования силового поля обменного взаимодействия.

Связь обоих атомов, образующих молекулу водорода, обеспечивается за счёт того, что электрон каждого из атомов молекулы водорода проводит некоторое время у ядра другого атома.

Молекула является квантовой системой; она описывается уравнением Шредингера, учитывающим движение электронов в молекуле, колебания атомов молекулы, а также вращение молекулы.

Поэтому аналитическое решение этого уравнения по настоящее время не проведено из-за математических трудностей расчёта.

На практике решение этой сложной задачи проводят отдельно для электронов и ядер.

Энергия изолированной молекулы определяется суммой трёх составляющих:

$$E \approx E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вр}},$$

где $E_{\text{эл}}$ – энергия связанная с движением электронов относительно ядер;

$E_{\text{кол}}$ – энергия колебаний ядер;

$E_{\text{вр}}$ – энергия вращательного движения ядер.

Основной вклад в общую энергию молекулы E вносит энергия связанная с движением электронов относительно ядер $E_{\text{эл}}$. Поэтому принимаем эту энергию за единицу $E_{\text{эл}} = 1$ и оцениваем удельный вес каждого члена в уравнении

$$E_{\text{эл}} : E_{\text{кол}} : E_{\text{вр}} = 1 : \sqrt{\frac{m}{M}} : \frac{m}{M},$$

где m – масса электрона;

M – величина, имеющая порядок массы ядер атомов в молекуле,

$$\frac{m}{M} \approx 10^{-5} \div 10^{-3}.$$

Расчёты показывают, что данные энергии по порядку величины равны

$$E_{\text{эл}} \approx 1 \div 10 \text{ эВ}, \quad E_{\text{кол}} \approx 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ эВ}, \quad E_{\text{вр}} \approx 10^{-5} \div 10^{-3} \text{ эВ}.$$

Поэтому энергии молекул подчиняются неравенству $E_{\text{эл}} \geq E_{\text{кол}} \geq E_{\text{вращ}}$.

Каждая из энергий $E_{эл}$, $E_{кол}$ и $E_{вр}$, входящих в общее уравнение, определяется набором квантовых чисел соответствующих характеру движений в молекуле.

Энергия, связанная с движением электронов относительно ядер $E_{эл}$, оценивается главным квантовым числом $n = 1, 2, 3, \dots$.

Энергия, связанная с колебаниями ядер оценивается с учётом колебательного квантового числа $\nu = 0, 1, 2, 3, \dots$.

Различают два типа колебаний в молекуле: валентные колебания атомов вдоль линии связи l_0 и деформационные колебания, при которых изменяются углы между связями θ (рис.103).

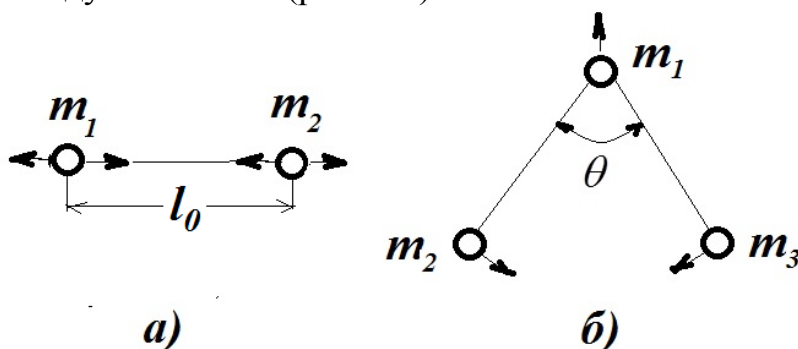


Рис.103

Оба типа колебаний характеризуются силовыми постоянными, определяющими упругость связей и валентных углов.

В колебательных спектрах проявляются только те колебания ядер, которые связаны с изменением дипольного момента молекул

Собственная частота ν осциллятора в виде молекулы образованной из двух атомов определяется из уравнения

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}},$$

где k – силовая постоянная;

$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ – приведенная масса молекулы;

m_1, m_2 – массы двух атомов удалённые друг от друга на длину связи.

Энергия квантового гармонического осциллятора оценивается из уравнения:

$$E_{кол} = h\nu\left(\nu + \frac{1}{2}\right),$$

где ν – колебательное квантовое число $\nu = 0, 1, 2, 3, \dots$.

Характерно, что при $\nu = 0$ у молекулы существует отличная от нуля энергия $E_0 = h\nu\left(0 + \frac{1}{2}\right) = h\nu \cdot \frac{1}{2}$.

Даже при приближении температуры вещества к абсолютному нулю колебания атомов не прекращаются и остаются «нулевые колебания» энергией которых пренебречь нельзя. Для молекулы воды эта энергия равна $E_{0\text{H}_2\text{O}} \approx 0,25$ эв. Нулевые колебания многоатомных молекул могут иметь значительную большую энергию $E_0 \gg E_{0\text{H}_2\text{O}}$.

Энергия вращательного движения ядер определяется из уравнения

$$E_{\text{вр}} = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{I_0 \cdot I_0 \omega^2}{I_0 \cdot 2} = \frac{(I\omega)^2}{2I_0} = \frac{L^2}{2I_0},$$

где I_0 – момент инерции двухатомной молекулы;

$L = h\sqrt{r(r+1)}$ и $L = I\omega$ – моменты импульса двухатомной молекулы;

$r = 0, 1, 2, 3, \dots$ – вращательное квантовое число нумерующее вращательный уровень.

Таким образом энергия вращательного движения двухатомной молекулы записывается оценивается из уравнения

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2I_0} r(r+1),$$

где $r = 0, 1, 2, 3, \dots$ – вращательное квантовое число молекулы.

Наиболее вероятные переходы между вращательными уровнями согласно правилу отбора соответствуют переходам, при которых изменение вращательного квантового числа равно $\Delta r = \pm 1$.

Вращательные переходы возникают при облучении исследуемого газа ИК-лучами от специального источника. Вращательные спектры характерны для молекул, обладающих дипольными электрическими моментами.

Электронные переходы, связанные с перестройкой электронной конфигурации молекул, сопровождаются одновременно колебательными и вращательными переходами. Поэтому электронные спектры много сложнее колебательных и вращательных. Такие спектры состоят из широких полос поглощения, часто сливающихся друг с другом.

Электронные спектры свойственны всем веществам в любом агрегатном состоянии. Данные полученные об этих спектрах позволяют получить информацию об электронной оболочке молекул.

Перестройка электронного облака молекулы сопровождается смещением полос поглощения, изменением их интенсивности, а также к изменению окраски вещества при ионизации.

Квантование энергии молекулы подтверждается существованием у неё:

– набора дискретных уровней энергии связанных с движением электронов относительно ядер $E_{1\text{эл}}, E_{2\text{эл}}, E_{3\text{эл}} \dots$;

– набора дискретных уровней энергии связанных с колебаниями ядер атомов $E_{1\text{кол}}, E_{2\text{кол}}, E_{3\text{кол}} \dots$;

– набора дискретных уровней энергии связанных с вращательным движением ядер атомов $E_{1\text{вр}}, E_{2\text{вр}}, E_{3\text{вр}} \dots$

При переходе молекулы из одного уровня энергии (энергетического состояния) на другой уровень (в другое энергетического состояние) происходит изменение энергии движения электронов $\Delta E_{эл}$, изменение энергии колебаний ядер $\Delta E_{кол}$ и изменение энергии вращения ядер $\Delta E_{вр}$. При таких условиях всегда поглощаются или испускаются кванты (фотоны) с энергией равной

$$\Delta E_{эл} = h\nu_{эл}, \Delta E_{кол} = h\nu_{кол}, \Delta E_{вр} = h\nu_{вр}.$$

Молекулярные спектры

Молекулярные спектры излучения (поглощения) возникают при квантовых переходах между энергетическими уровнями молекул.

Спектры излучения молекулы определяются структурой ее энергетических уровней и соответствующими правилами отбора для квантовых чисел n , v и r .

Учитывая неравенство $E_{эл} \gg E_{кол} \gg E_{вращ}$, можно сделать вывод о существовании неравенств для изменений энергии молекулы $\Delta E_{эл} \gg \Delta E_{кол} \gg \Delta E_{вращ}$ и неравенств для частот (или длин волн) у квантов $\nu_{эл} \gg \nu_{кол} \gg \nu_{вращ}$ или $\lambda_{эл} \ll \lambda_{кол} \ll \lambda_{вращ}$.

Качественная диаграмма уровней энергии двухатомной молекулы $E < 0$ представлена на рис.104.

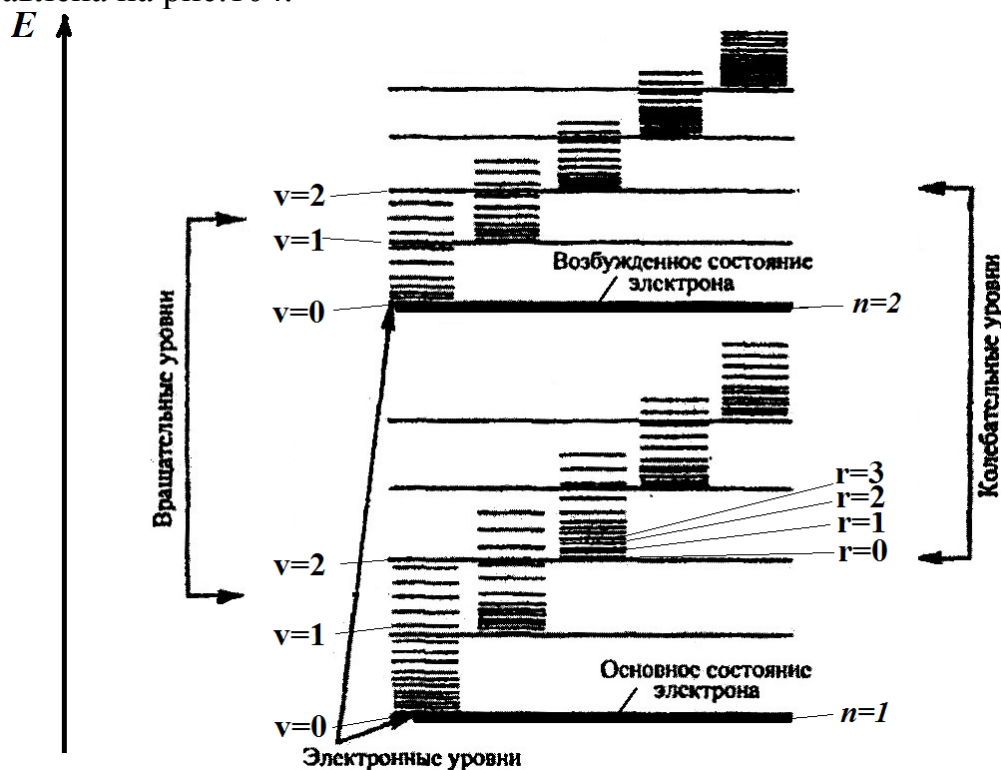


Рис.104

Два электронных уровня энергии молекулы, указанные на диаграмме как основное ($n = 1$) и возбуждённое ($n = 2$) обозначены жирными линиями. Эти уровни энергии отстоят друг от друга по шкале отрицательных значений энергий $-E$ на значительно больших расстояниях по сравнению с другими уровнями энергии. Это связано с сильным различием масс электронов, ядер и молекулы в целом.

Наиболее густо расположены вращательные уровни энергии ($r = 0$), ($r = 1$), ($r = 2$) и ($r = 3$).

При комнатных температурах средняя энергия теплового движения молекулы $\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{3}{2}kT$ превышает изменение энергии вращательного движения молекулы $\frac{3}{2}kT > \Delta E_{\text{вр}}$ поэтому молекулы, находящиеся в тепловом движении могут обладать различными энергиями вращения $E_{\text{вр}}$. При столкновении любая из молекул или обе одновременно могут перейти с одного вращательного уровня на другой. Изменение вращательной энергии $\Delta E_{\text{вр}}$ может происходить также и при поглощении фотона.

Однако при малых комнатных температурах $\frac{3}{2}kT < \Delta E_{\text{кол}}$ большинство молекул находится в состоянии с наименьшей колебательной энергией. Изменение энергии молекулы, связанной с движением электронов относительно ядер атомов $\Delta E_{\text{эл}}$ (изменение электронных уровней энергии) очень большое по величине и перевести молекулу на более высокий электронный уровень могут лишь фотоны видимой или УФ областей спектра электромагнитных волн (ЭМВ), а также соударения с быстрыми частицами.

Таким образом, при комнатных температурах обычно заселены самые низкие электронные и колебательные уровни энергии.

При поглощении молекулой минимальных порций энергии возникают чисто вращательные переходы. Совокупность таких переходов образует вращательный спектр, расположенный в дальней инфракрасной и микроволновой областях спектра ЭМВ ($\lambda = 10^{-2} \div 1$ см).

Колебательные уровни энергии возбуждаются квантами с большой энергией. Полосы колебательного спектра, возникающего при переходах между колебательными уровнями энергии располагаются в ближней ИК – области спектра ЭМВ ($\lambda = 1 \div 50$ мкм).

Переходы между электронными уровнями дают полосы лежащие в видимой и УФ-областях ЭМВ ($\lambda = 100 \div 800$ нм) и формируют электронный спектр.

Если энергия возбуждения не превышает $\Delta E_{\text{кол}}$, то можно получить в чистом виде только вращательные спектры.

Колебательные же переходы в молекуле могут сопровождаться и вращательными переходами, а электронные переходы – колебательными и вращательными.

Такое многообразие переходов в молекуле обуславливает богатство линий колебательного и особенно электронного спектров.

Если возбуждены электронные уровни, то электронные переходы определяют положение полосы в спектре, а сопутствующие колебательные и вращательные переходы – структуру этой полосы.

Все указанные выше переходы подчиняются правилам отбора квантовых чисел, определяющим наиболее вероятные из них.

Таким образом спектры молекул очень сложные и многообразные по составу и представляют собой настолько тесно расположенные линии, что они с трудом разрешаются. Для их исследования применяют спектральные дифракционные и призмные приборы высокой разрешающей способности.

Структура молекулярных спектров различна для разных молекул и с увеличением числа атомов в молекуле она значительно усложняется (наблюдаются лишь сплошные широкие полосы). Колебательными и вращательными спектрами обладают только многоатомные молекулы, а двухатомные их не имеют.

Для расшифровки молекулярных спектров используют компьютерную технику.

Поглощение. Спонтанное и вынужденное излучение

Поглощение энергии атомом происходит под воздействием внешнего источника энергии.

$$\Delta E_{12} = E_2 - E_1.$$

При этом атом находящийся в основном состоянии 1 с энергией E_1 , осуществляет вынужденный переход в возбужденное состояние 2 характеризуемое энергией E_2 (рис.105, а)

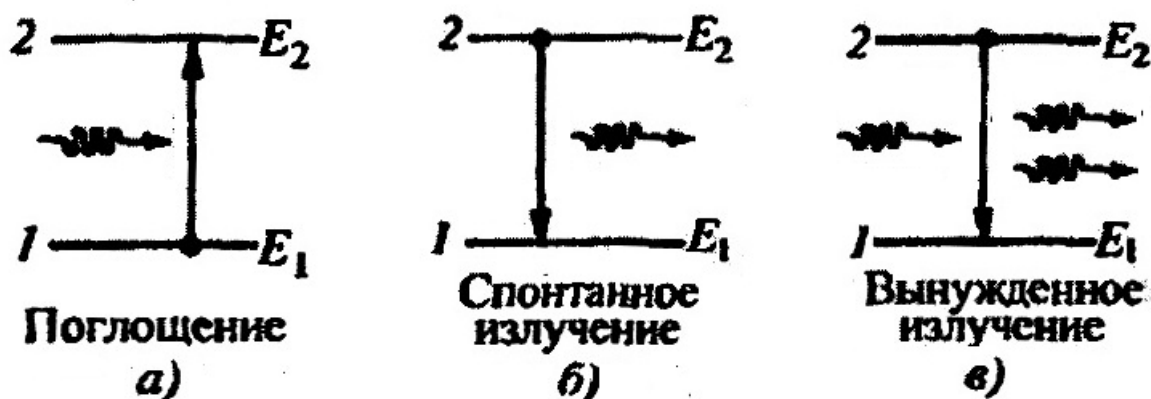


Рис.105

Спонтанное излучение энергии возникает самопроизвольно т.е. без внешнего воздействия на атом.

Атом, находящийся в возбужденном состоянии 2 с энергией E_2 , самопроизвольно переходит в основное состояние 1 с энергией E_1 и испускает фотон с энергией равной $\Delta E_{12} = E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ (см. рис.106, б).

Процесс испускания фотона возбужденным атомом без внешних воздействий называется спонтанным излучением. Следует учитывать, что любое вещество состоит из большого числа атомов и спонтанные переходы, происходящие в них взаимно не связаны. Отсюда фазы электромагнитных колебаний у фотонов не одинаковые. Поэтому суммарное спонтанное излучение фотонов у любых веществ является некогерентным.

Вынужденное излучение является качественно новым типом излучения.

Данное излучение возникает при условии воздействия внешнего излучения с частотой, удовлетворяющей условию: $h\nu = E_2 - E_1$ (см. рис.106, в).

При этом атом, находящийся в возбужденном состоянии 2 с энергией E_2 осуществляет вынужденный (индуцированный) переход в состояние 1 и излучает фотон той же энергии $h\nu = E_2 - E_1$ дополнительно к тому фотону; под действием которого произошел этот переход.

Таким образом, в процесс вынужденного излучения вовлечены два фотона: первичный фотон, вызывающий испускание излучения возбужденным атомом, и вторичный фотон, испущенный атомом.

Существенно обратить внимание на то, что вторичные фотоны, излучаемые атомом, неотличимы от первичных и являются точной их копией.

Вынужденное излучение обладает в отличие от спонтанного излучения важными свойствами:

✓ вторичные фотоны тождественны вынуждающему излучению в виде первичных фотонов;

✓ вторичные фотоны имеют такую же частоту, фазу, поляризацию, направление распространения, что и первичные фотоны, т. е. вынужденное излучение строго когерентно с вынуждающим.

✓ испущенные фотоны, двигаясь в одном направлении и встречая возбужденные атомы, стимулируют вынужденные переходы, и число фотонов растет лавинообразно.

✓ следует учитывать, что наряду с излучением существует и конкурирующий процесс, связанный с поглощением фотонов в веществе.

Активные среды. Типы лазеров

Любая среда, состоящая из набора структурных единиц (атомов, электронов, атомных ядер и др.) в обычных условиях является равновесной системой.

Состояние равновесия обусловлено тем, что энергия, получаемая системой от внешних сред, равна энергии отдаваемой средой внешним телам.

Среда, находящаяся в состоянии равновесия, характеризуется минимальным значением энергии E_1 и определённым числом атомов $N_{\text{осн}}$ обладающих этой энергией.

Число атомов $N_{\text{осн}}$ было названо населённостью основного уровня энергии E_1 .

Равновесное состояние среды, состоящей из атомов, считается основным состоянием. В этом состоянии число возбужденных атомов $N_{\text{возб}}$, обладающих энергиями $E > E_1$, значительно меньше числа атомов находящихся в основном состоянии $N_{\text{осн}}$:

$$N_{\text{возб}} \ll N_{\text{осн}}.$$

Состояние с инверсией населённостей в среде (в веществе) следует рассматривать как неравновесное состояние системы.

Это состояние возникает при условиях, когда число атомов, находящихся в возбужденных состояниях $N_{\text{возб}}$, значительно превышает число атомов находящихся в основном состоянии $N_{\text{осн}}$:

$$N_{\text{возб}} \gg N_{\text{осн}}.$$

Или другими словами данное неравенство описывает неравновесное состояние среды, которое связано с инверсией населённостей энергетических состояний в среде.

Накачка среды (вещества) – это процесс, при котором создаётся неравновесное состояние в среде (веществе). Накачка обеспечивает перевод системы в состояние с инверсией населённостей энергетических состояний вещества $N_{\text{возб}} \gg N_{\text{осн}}$.

Накачка осуществляется за счёт порций энергии оптических фотонов, энергии электрического поля, энергии γ -фотонов и другими способами.

Активная среда (вещество) – это среда (вещество), при прохождении которой падающий пучок света увеличивает свою интенсивность..

В активной среде создаются состояния с инверсией населённостей энергетических уровней $N_{\text{возб}} \gg N_{\text{осн}}$. Вынужденное излучение в такой среде может превосходить поглощение света атомами и падающий пучок света при прохождении через неё будет усиливаться.

Таким образом, интенсивность фотонов (квантов электромагнитного излучения) проходящих через активную среду по мере их распространения, будет возрастать за счёт актов вынужденного излучения.

Оптические квантовые генераторы (лазеры) являются принципиально новыми источниками светового излучения.

В лазерах практически стационарно поддерживается инверсное состояние среды (вещества). Вещество, используемое в лазерах, может находиться в твёрдой (кристаллы), жидкой и газообразной фазе.

Лазеры выполняют функцию генераторов когерентного излучения фотонов в видимой, инфракрасной и ближней ультрафиолетовой областях ЭМВ (т.е. в оптическом диапазоне).

Устройства, генерирующие когерентное излучение в метровом и сантиметровом сверхвысокочастотном диапазоне ЭМВ названы лазерами.

Идея качественно нового принципа усиления электромагнитного излучения, предложенная в 1952 году, принадлежит русским учёным Н.Г. Басову, А.М. Прохорову и американскому учёному Ч. Таунсу.

Лазеры классифицируют:

- по типу активной среды (твердотельные, газовые, полупроводниковые и жидкостные);
- по методам накачки (оптические, тепловые, химические, электроионизационные и др.);
- по режиму генерации (непрерывного или импульсного действия).

Основными компонентами лазера являются:

- 1) *активная среда*, в которой создаются состояния с инверсией населенностей;
- 2) *система накачки* в виде устройства, создающего инверсию в активной среде;
- 3) *оптический резонатор* в виде устройства, выделяющего в пространство избирательное направление пучка фотонов и формирующего выходящий световой пучок.

Принцип работы твердотельного лазера рассматриваем на примере первого из них – рубинового лазера (1960 г.), генерирующего фотоны в видимой области спектра (длина волны – $\lambda = 0,6943$ мкм).

Согласно идеи Басова и Прохорова инверсия населенностей в кристалле рубина осуществляется по трехуровневой схеме перехода 1-2-3 в кристалле рубина Al_2O_3 (рис.107).

В кристаллической решетке кристалла рубина некоторые из атомов алюминия Al замещены трехвалентными ионами Cr^{+3} . У розового и красного рубина ионы хрома составляют соответственно 0,03% и 0,05%.

Для оптической накачки рубинового лазера используется импульсная газоразрядная лампа.

Атомы хрома в процессе накачки (рис.106) переходят из состояния 1, характеризующегося энергией E_1 , в состояние 3 с энергией E_3 .

характеризуемой более широкой полосой энергий (энергетической шириной ΔE_1).

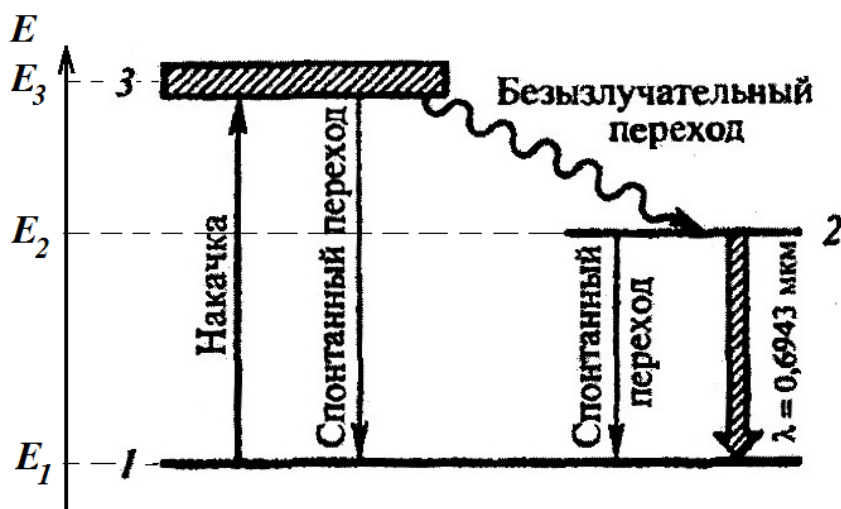


Рис.106

За время жизни атома хрома в возбужденном состоянии 3 (длительность возбужденного состояния 3) равно $\tau \sim 10^{-7}$ с в атоме осуществляются спонтанные переходы $3 \rightarrow 1$. Число таких переходов незначительное.

Поэтому в атомах в основном происходят наиболее вероятные безызлучательные переходы $3 \rightarrow 2$ на уровень 2, который характеризуется энергией E_2 (уровень энергии E_2 называется метастабильным).

При переходе $3 \rightarrow 2$ осуществляется передача избытка энергии кристаллической решетке рубина.

Переход $2 \rightarrow 1$ в атоме хрома в отличие $3 \rightarrow 2$ правилами отбора для квантовых чисел запрещен. Поэтому длительность возбужденного состояния 2 у атомов хрома составляет величину $\tau_2 \sim 10^{-3}$ с, примерно на четыре порядка большую, чем длительность возбужденного состояния 3.

При таких условиях происходит «накопление» атомов хрома на уровне 2 и возникает среда с инверсией населенностей уровня 2, характеризуемого энергией E_2 .

Каждый фотон, случайно родившийся при спонтанных переходах, в принципе может инициировать в активной среде множество вынужденных переходов $2 \rightarrow 1$ и в результате этого появляется лавина вторичных фотонов, являющихся копиями первичных.

Таким образом описанные выше процессы создают условия для лазерной генерации.

Следует отметить, что спонтанные переходы носят случайный характер и фотоны, порождённые ими, испускаются в разных направлениях.

Поэтому для создания условий для одно-направленности лазерной генерации используется принципиально важный элемент лазера, названный *оптическим резонатором*. В простейшем случае роль резонатора выполняет

пара обращенных друг к другу параллельных (или вогнутых) зеркал, расположенных на общей оптической оси (рис.107).

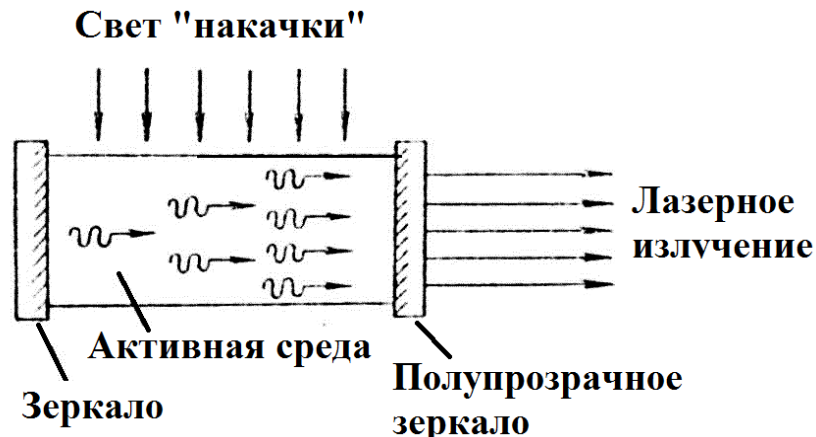


Рис.107

Между зеркалами лазера помещается активная среда (кристалл или кювета с газом). Оптический резонатор устанавливает направление (вдоль оси) усиливаемого фотонного потока и тем самым формирует лазерное излучение обладающее высокой степенью когерентности.

Газовый лазер. Свойства лазерного излучения

Первым газовым лазером, созданным в 1961 году, стал гелий-неоновый лазер непрерывного действия.

В состав активной среды газообразного лазера входили ~15% гелия He и ~85% неона Ne. Инверсная населенность уровней в таком лазере осуществляется электрическим разрядом, возбуждаемым в газах.

Обычные источники света в виде люминесцентных ламп применять для этой цели невыгодно: они излучают свет в широком интервале длин волн λ (частот ν), газы в их составе имеют узкие линии поглощения и на долю светового излучения приходится только часть подводимой мощности к лампе.

Атомы гелия He в таком лазере выполняют функцию источника энергии возбуждения атомов неона Ne, а лазерное излучение формируется атомами неона Ne.

Накачка осуществляется в два этапа.

На первом этапе электроны, образующиеся в электрическом разряде, передают при столкновениях свою энергию атомам гелия He и атомы гелия переходят в возбужденное состояние 3 с энергией E_3 (рис.108).

На втором этапе возбужденные атомы гелия He, обладающие энергией E_3 , сталкиваются с атомами неона Ne и передают избыточную энергию E_3 атомам неона Ne. В результате этого процесса атомы неона Ne переходят в состояние возбуждения на один из верхних энергетических уровней неона

Ne. Данный энергетический уровень неона Ne расположен по шкале энергий вблизи соответствующего энергетического уровня гелия He.

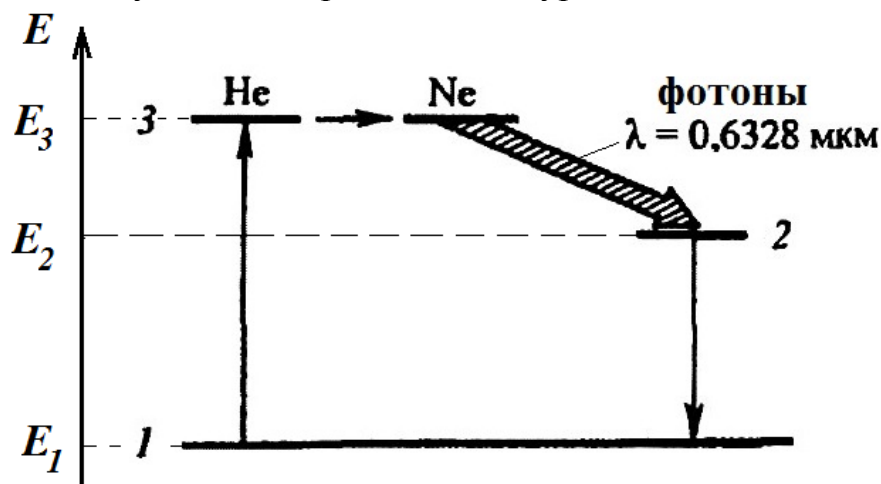


Рис.108

Лазерное излучение с длиной волны $\lambda=0,6328$ мкм возникает при переходе атома неона Ne с верхнего энергетического уровня 3 на один из нижних уровней 2 (см. рис.108).

Лазерное излучение существенно отличается от обычных источников света и обладает очень важными для практики свойствами:

1. Высокими значениями временной и пространственной когерентности. Время когерентности лазерного излучения составляет $\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-3}$ с, что соответствует длине когерентности равной $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}} \approx 10^5$ м. Полученные значения этих параметров на семь порядков выше, чем для обычных источников света;

2. Строгая монохроматичность излучения $\Delta\lambda < 10^{-11}$;

3. Большая плотность потока энергии: $\omega \approx 2 \cdot 10^{10}$ Вт/м²;

4. Очень малое расхождение лучей в световом пучке. При специальной фокусировке луча световое пятно на Луне имело бы размер 3 км, а у луча обычного светового прожектора – 40000 км.

5. Коэффициент полезного действия (КПД) у большинства лазеров составляет 0,1% ÷ 1%. Однако КПД лазера непрерывного действия на углекислом газе (СО₂- лазера), генерирующего световое излучение в инфракрасной области ЭМВ составляет ~30%, а лазера на стекле с неодимом ~75%.

Контрольные вопросы

1. Что характеризуют квантовые числа: главное n , орбитальное l и магнитное m_l ? Какие значения могут принимать эти числа?
2. Каковы возможные значения l и m_l для главного квантового числа $n = 5$?
3. Сколько различных состояний соответствует $n = 4$?
4. Сравните плотности вероятности обнаружения электрона в основном состоянии атома водорода согласно теории Бора и квантовой механики и сделайте выводы.
5. Почему атом водорода может иметь одно и то же значение энергии E и при этом находясь в различных состояниях?
6. Каковы правила квантования орбитального механического L_l и собственного механического моментов импульса L_s электрона, а также их проекций на направление внешнего магнитного поля?
7. В чем суть принципа неразличимости тождественных частиц?
8. Какие частицы являются бозонами? фермионами? Какие волновые функции описывают их?
9. Как изменилась бы структура электронных оболочек атома, если бы электроны были не фермионами, а бозонами?
10. Сколько электронов может быть в атоме, у которого в основном состоянии заполнены K - и L -оболочки, $3s$ -подоболочка и два электрона в $3p$ -подоболочке? Что это за атом?
11. Какие квантовые числа имеет внешний (валентный) электрон в основном состоянии атома натрия?
12. Записать электронную конфигурацию для атомов: 1) неона Ne; 2) никеля Ni; 3) германия Ge.
13. Как объяснить происхождение коротковолновой границы спектра тормозного рентгеновского излучения?
14. Почему тормозное рентгеновское излучение имеет сплошной спектр, а характеристическое – линейчатый?
15. В чем причина значительного различия оптического и характеристического рентгеновского спектров атома?
16. Какая из трех линий характеристического рентгеновского спектра K_α , K_β , K_γ самая коротковолновая? самая интенсивная?
17. Каковы условия должны быть созданы для возникновения вынужденного излучения в веществе?
18. Почему оптический резонатор является одним из обязательных компонентов лазера?

3.4. Элементы физики твердого тела

Зонная теория твердых тел

Теоретическое описание твёрдых кристаллических тел должна быть основано на решении уравнения Шрёдингера для структурных элементов входящих в состав твёрдого тела.

Энергетический спектр электронов в кристалле в одноэлектронном приближении описывается уравнением Шрёдингера:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(r) \right\} \Psi(r) = E \Psi(r),$$

где $U(r)$ – периодический потенциал кристалла.

Нахождение собственных функций и значений уравнения Шрёдингера по сути складывается из двух частей. Первая часть состоит из определения периодического потенциала $U(r)$, а вторая сводится к решению уравнения при данном потенциале $U(r)$.

Расчёт зонной структуры конкретных полупроводников крайне затруднен из-за отсутствия аналитического выражения для $U(r)$. Поэтому при любых расчётах в формулах содержатся некоторые параметры, значение которых определяется на основе сравнения с экспериментальными данными. Например, ширина запрещённой зоны определяется только экспериментально.

Поэтому точное решение уравнения Шрёдингера для системы многих частиц в кристалле невозможно.

Таким образом данную задачу для многих частиц решают приближенно путём сведения её к задаче об одном электроне, который движется в заданном внешнем силовом поле. Этот путь решения сложной задачи приводит к зонной теории твердого тела.

Мысленно «процесс образования» твердого тела из изолированных атомов можно представить следующим образом. Атомы считаются изолированными когда они расположены друг от друга на макроскопических расстояниях. Уровни энергии изолированного атома представлены на диаграмме (рис.110, б). Пока атомы изолированы, то они имеют совпадающие схемы энергетических уровней (см. рис.110, б).

По мере «сжатия» атомов в рассматриваемой модели кристаллической решетки расстояния между атомами станут равны межатомным расстояниям в твердых телах и атомы начнут взаимодействовать друг с другом. Взаимодействие между атомами приводит к тому, что энергетические уровни атомов смещаются, расщепляются и расширяются в зоны. При таких условиях образуется зонный энергетический спектр.

Расщепление уровней энергии как функция расстояния r между атомами показано на рис.109, а). На рис. 109 видно, что наиболее заметно расщепляются и расширяются лишь уровни внешних валентных электронов, которые наиболее слабо связаны с ядром и имеют наибольшую энергию.

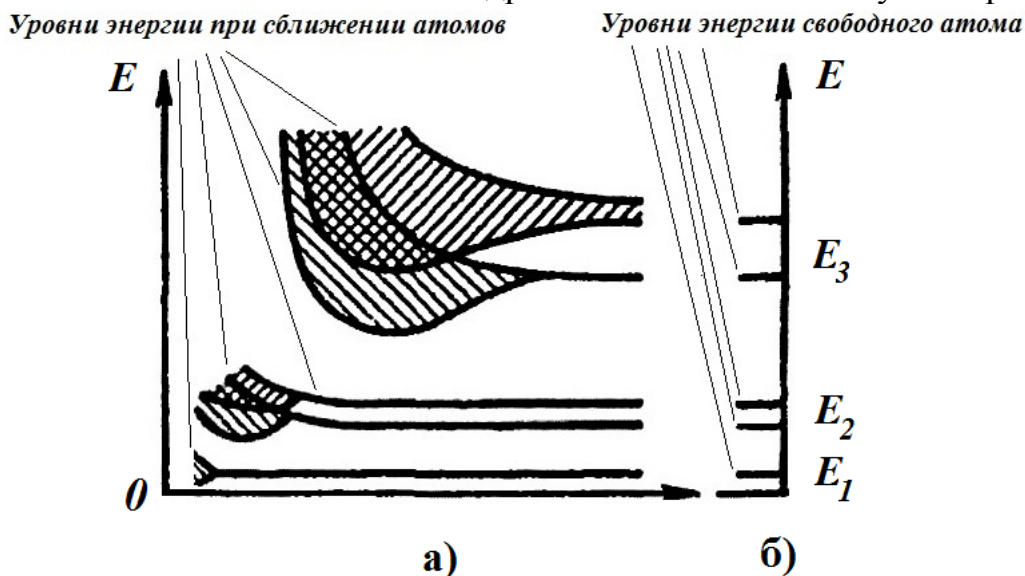


Рис.109

Заметно расщеплятся также и расширяются более высокие уровни энергии E_2 , E_3 , которые в основном состоянии атома характеризуем энергией E_1 вообще электронами не заняты. Уровни энергии внутренних электронов либо совсем не расщепляются, либо в меньшей степени расщепляются.

Образование зонного энергетического спектра обусловлено квантово – механическим эффектом, который учитывает волновые свойства микрочастиц, а также следствием вытекающим из него в виде соотношения неопределённостей энергии данного квантового состояния E и времени пребывания системы в данном состоянии τ : $\Delta E \geq \frac{\hbar}{\tau}$.

Время пребывания валентного электрона в атоме кристалла в состоянии с энергией E составляет $\tau_{\text{связ}} \approx 10^{-15}$ с, а время пребывания валентного электрона в изолированном атоме – $\tau_{\text{изол}} \approx 10^{-8}$ с. Сравнивая эти интервалы времени получаем неравенство $\tau_{\text{связ}} \ll \tau_{\text{изол}}$.

Учитываем это неравенство и из соотношения неопределённостей для энергии и времени можно сделать вывод о существовании значительно большей энергетической ширины у уровней энергии для атома упорядочно расположенного в кристалле: $\Delta E_{\text{связ}} \gg \Delta E_{\text{изол}}$.

Ширина уровней энергии для атома упорядочно расположенного в кристалле, рассчитанная из соотношения неопределённостей, по порядку величины равняется $\Delta E = 1 \div 10$ эВ и по этой причине энергетические уровни валентных электронов в атомах расширяются в зоны.

Заштрихованные зоны на рисунке – это *разрешенные энергетические зоны в кристалле*. В этих зонах находится столько дискретных уровней, сколько атомов содержит кристалл. Энергетическое расстояние между этими дискретными уровнями ничтожно мало $\Delta E_{\text{разр}} \sim 10^{-22}$ эВ. Однако этот факт дискретности очень важен для анализа распределения электронов по энергетическим состояниям.

Разрешённые энергетические зоны разделены *запрещёнными энергетическими зонами*. Такие зоны отображены на рисунке светлыми участками расположенными между заштрихованными зонами. Электроны не могут находиться в этих зонах.

Металлы, диэлектрики и полупроводники по зонной теории

Зонная теории твёрдого тела описывает свойства проводников, диэлектриков и полупроводников на основе понятия «Зона проводимости», «Запрещённая зона» и «Валентная зона». Каждая из зон определяется шириной энергетических состояний электронов.

Различие между проводниками (металлами), диэлектриками и полупроводниками согласно зонной теории объясняется неодинаковым заполнением электронами разрешенных энергетических зон, а также неодинаковой шириной запрещенных зон в этих веществах.

У **проводников (металлы)** существует *верхняя энергетическая зона* (рис.110, а), названная *зоной проводимости* (или *свободной зоной*). Эта зона, описывающая состояния электрона, заполнена электронами только лишь частично или полностью свободная от них

Зона проводимости образуется из энергетических уровней внешних «коллективизированных» электронов изолированных атомов.

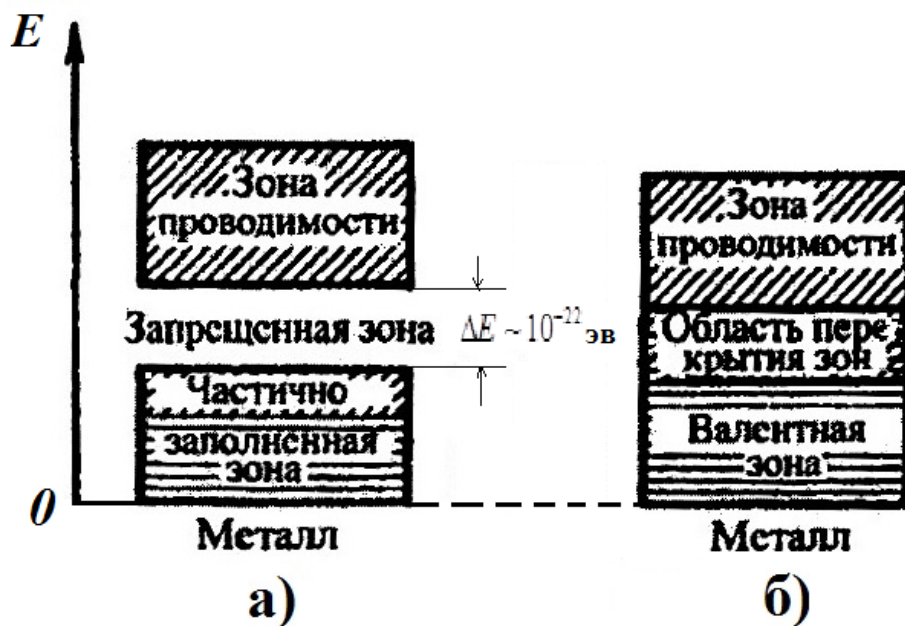


Рис.110

Ниже зоны проводимости расположена запрещённая зона для энергетических состояний электрона.

Поэтому электрон, например, за счёт энергии теплового движения (при температуре $T = 1^\circ K$ энергия теплового движения равна $kT \approx 10^{-4}$ эВ и при расстоянии между верхним и нижним энергетическими уровнями в запрещённой зоне равном $\Delta E \sim 10^{-22}$ эВ) может легко переходить на более высокий энергетический уровень расположенный в зоне проводимости в свободное состояние.

Нижняя валентная зона у некоторых металлов, перекрывается свободной зоной (рис. 110, б) и это приводит к неполной заполненности валентной зоны. Данный случай характерен щелочно-земельным элементам, у которых металлические свойства обусловлены перекрытием валентной и свободной зон.

Валентная зона полностью заполненная электронами образуется из энергетических уровней внутренних электронов свободных атомов.

У диэлектриков ширина запрещенной зоны составляет $\Delta E \sim 1 \div 10$ эВ и поэтому энергия теплового движения электронов недостаточна для переброски электронов из валентной зоны в зону проводимости (рис. 111, а).

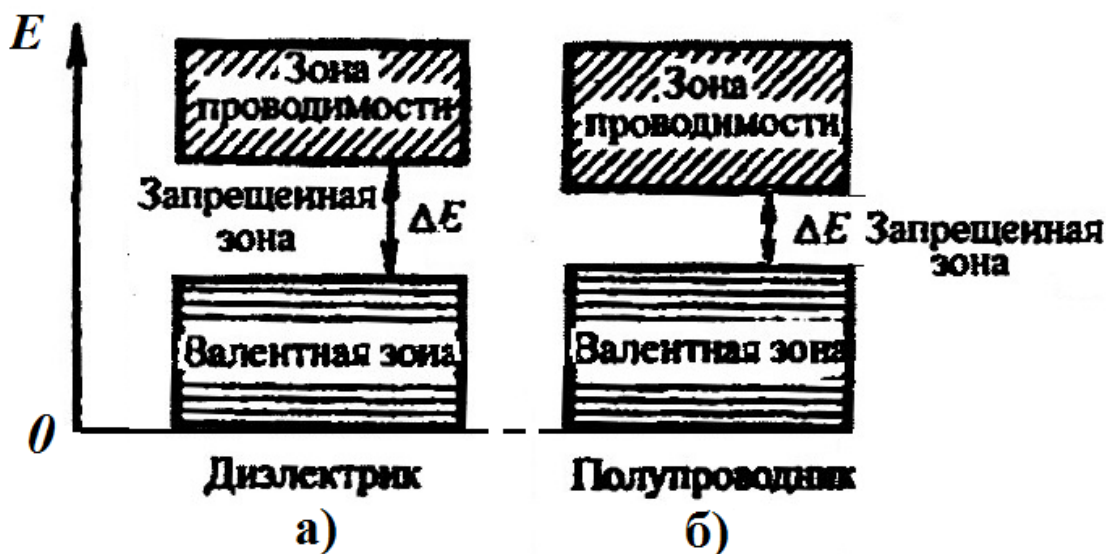


Рис.111

У полупроводников (рис. 111, б) ширина запрещенной зоны $\Delta E \sim 1$ эВ, и поэтому такой переброс возможен за счет теплового возбуждения или за счет внешнего источника, способного передать электронам энергию равную ΔE .

Полупроводники отнесены к классу кристаллических веществ, которые обладают анизотропией (неравносвойственностью).

Свойство анизотропии у полупроводников проявляется в том, что физические свойства полупроводников (твёрдость, прочность, теплопроводность, электропроводность, скорость распространения света) неодинаковы по разным направлениям.

Атомы и ионы, которые образуют кристаллическую структуру отстоят друг от друга по непараллельным направлениям в пространстве на разных расстояниях. По этой причине физические свойства полупроводников по таким направлениям различные.

Аморфные вещества отличаются от кристаллических полупроводниковых веществ тем, что их физические свойства по всем направлениям в пространстве проявляются одинаково. Поэтому для этих веществ характерна изотропность (равносвойственность).

Полупроводники обладают свойством однородности.

Однородность полупроводников выражается в том, что любые его элементарные объемы, одинаково ориентированные в пространстве, имеют абсолютно одинаковый цвет, массу, твёрдость и т.д.

Однородность присуща не только кристаллическим телам. Твердые аморфные образования также могут быть однородными. Но аморфные тела не могут сами по себе принимать многогранную форму.

Таким образом, любые полупроводники проявляют как анизотропные, так и однородные свойства.

Полупроводники имеют разнородный состав.

В состав кристалла входят атомы, ионы, электроны и дырки. Атомы, состоящие из электронов и ядер, и ионы расположены в кристалле упорядочено.

Полное упорядочивание структуры достигается только лишь при абсолютной температуре равной нулю $T = 0^0 K$, а при более высокой температуре $T > 0^0 K$ оно нарушается.

Упорядоченность структуры может нарушаться под действием облучения полупроводниковых кристаллов тяжёлыми ядерными частицами (барионами).

Полупроводники имеют неоднородную структуру в пространстве.

Неоднородность структуры у полупроводниковых кристаллов задаётся: -фононами (квантами энергии колебаний кристаллической решётки, взаимодействующими с электронами и дефектами решётки);

– электронами и «дырками» валентных связей и их рекомбинациями;

– экситонами (атомами, находящимися в возбуждённом состоянии и перемещающимися в кристаллической решётке);

– вакантными узлами и атомами в междуузлии кристаллической решётки;

– примесными атомами и дислокациями;

– микросмещениями сдвига плоскостей кристалла.

Собственная проводимость полупроводников

Полупроводниками с собственной проводимостью называют такие полупроводники, у которых электрические заряды возникают в процессе ионизации атомов, осуществляемой за счёт их теплового движения. Энергия теплового движения атомов зависит от абсолютной температуры полупроводника T .

Собственная проводимость существует у химически чистых полупроводниковых веществ относящихся к IV и VI группе периодической системы элементов Менделеева. К таким веществам относятся германий Ge, кремний Si, теллур Te, а также их соединения сернистый кадмий CdS, арсенид галлия GaInAs и др. На внешней электронной оболочке атомов этих элементов находятся четыре электрона.

При исследовании механизма электропроводности полупроводниковых веществ необходимо установить природу связей между структурными элементами, из которых они состоят, и процессы ответственные за создание электрических зарядов.

На рис.112 в качестве примера приведена упрощённая плоская схема структурных элементов в кристалле германия Ge, которая иллюстрирует упорядоченное расположение атомов.

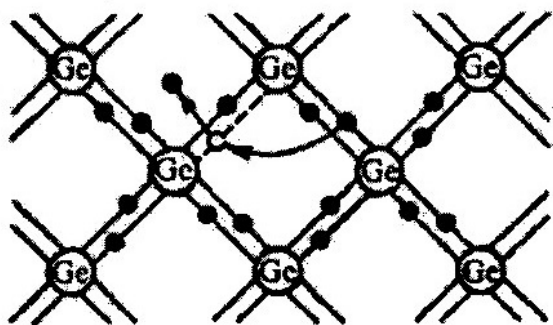


Рис.112

Линии на этой схеме изображают связи между ядрами атомов германия Ge (большие светлые круги), осуществляемые электронами (чёрные круги). Ядра атомов расположены в узлах кристаллической решётки, а валентные электроны, обеспечивающие существование атомов, связаны с ними электрическим полем.

Когда абсолютная температура идеального кристалла близка к нулю $T \rightarrow 0^0 K$, то все его валентные электроны участвуют в образовании связей между атомами. При таких условиях свободные электроны в кристалле отсутствуют и кристаллическая структура представляет из себя обычный диэлектрик.

При повышении температуры $T > 0^0 K$ тепловые колебания решетки усиливаются и это приводит к разрыву некоторых валентных связей. В результате этого процесса часть электронов отщепляется (см. прямую стрелку на рис.112 и они становятся свободными. В местах покинутых электронами возникает «дырка» (светлый маленький круг на рис.112), заполнить которую могут электроны из соседней пары связей (см. дуговую стрелку на рис.112).

Проводимость в собственных полупроводниках связана с изменением состояний электронов, характеризуемых энергией E .

Механизмы электропроводности проводников, полупроводников и диэлектриков объясняются на основе зонной теории твёрдого тела.

Электропроводность кристаллических веществ согласно зонной теории определяется анализом трёх зон (рис.113): валентной зоны энергетических состояний электронов и дырок I, энергетической зоны проводимости для электронов II и запрещённой зоны.

Валентная зона I и зона проводимости II отделены друг от друга запрещённой зоной с энергетической шириной равной ΔE . Состояния с энергиями для электронов указанными в этой зоне отсутствуют.

Валентная зона I представлена набором прямых линий отображающих дискретный набор энергетических состояний валентных электронов (энергия электронов квантуется), а зона проводимости II наклонными линиями указывающими на существование у свободных электронов непрерывно изменяющихся энергетических состояний.

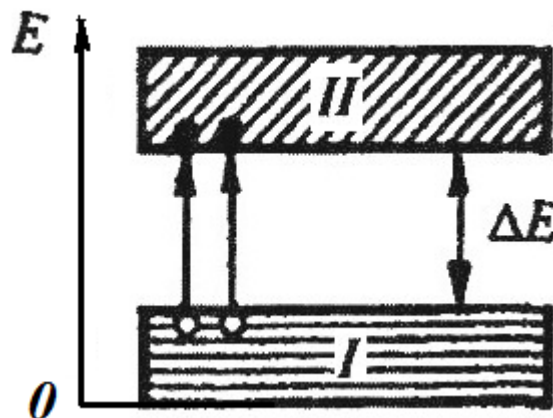


Рис.113

Электрические свойства твёрдых тел объясняются на основе анализа ширины запрещенных энергетических зон и различными механизмами заполнения разрешенных состояний в зонах проводимости и валентных зонах.

Электроны в кристаллах могут переходить из одной зоны в другую, а также совершать переходы внутри одной зоны. Для этого электрону необходима энергия равная ширине запрещенной зоны.

Необходимым условием электрической проводимости является наличие в разрешенной зоне свободных энергетических уровней, на которые электрическое поле сторонних сил могло бы перевести электрон.

Зона, заполненная электронами частично или пустая (при $T=0K$), называется зоной проводимости. Уровни энергии в ней соответствуют энергиям внешних электронов (коллективизированных).

Зона, целиком заполненная электронами (при $T=0$), называется валентной. Данная зона образована из энергетических уровней электронов внутренних оболочек свободных атомов.

В зависимости от степени заполнения валентной зоны электронами и ширины запрещенной зоны различают: металлы, диэлектрики и полупроводники.

Самую наибольшую энергетическую ширину запрещенной зоны ΔE имеют диэлектрики, а самую наименьшую – проводники. Полупроводники по ширине запрещенной зоны ΔE занимают промежуточное положение.

Проводимость полупроводников может быть связана с переходами двух электронов из валентной зоны I в зону проводимости II (см. чёрные круги на рис.113), а также дырками появившимися в валентной энергетической зоне (светлые круги).

Следует отметить, что электроны находящиеся в полупроводниках в зоне проводимости и дырки в валентной зоне при отсутствии электрического поля движутся хаотически, а электроны оказавшиеся в зоне проводимости II обладают самой наибольшей энергией.

Если на полупроводниковый кристалл наложить электрическое поле, то электроны начнут двигаться против поля, а дырки – по направлению поля. При таких условиях возникает собственная проводимость германия Ge. Эта проводимость обусловлена переносом дырок вдоль поля, а электронов – в направлении противоположном полю.

Из зонной теории твёрдого тела следует, что переход электронов с верхних уровней валентной зоны I на нижние уровни зоны проводимости II происходит при повышении температуры и при наложении на кристалл электрического поля. При наличии поля свободные электроны будут перемещаться против поля и создавать электрический ток.

Дырки следует рассматривать как вакантные состояния в кристалле возникающие в результате тепловых забросов электронов из валентной зоны I . При наличии электрического поля в полупроводнике на вакантное место освободившееся от электрона в валентной зоне I перемещается электрон с соседнего уровня энергии в валентной зоне I и в результате образуется новая дырка и т.д. Дырки в полупроводниках перемещаются в электрическом поле в направлении противоположном движению электронов в кристалле и обеспечивают так называемую дырочную электропроводность.

Поэтому проводимость полупроводниковых кристаллов, которая обусловлена дырками, получила название «Дырочная проводимость полупроводника» или «Проводимость полупроводника p -типа».

Следует знать, что при нормальных условиях, характеризуемых стандартным давлением для газов, жидкостей, и твёрдых тел равным 10^5 Па и стандартной температурой равной $T = 273,15$ К ($t = 0^\circ$ С), в собственных полупроводниках существует дырочный механизм проводимости.

Таким образом электронный или дырочный механизм проводимости наблюдается в собственных полупроводниках (германий Ge, селен Se, сернистый кадмий CdS, арсенид галлия CsGa и др) в зависимости от величины их теплового разогрева.

Тепловой разогрев полупроводников увеличивает внутреннюю энергию твёрдого тела. Эта энергия расходуется на генерацию электрических зарядов в виде электронов или дырок. Тип заряда зависит от величины абсолютной температуры T .

Электроны и дырки участвуют в тепловом (хаотическом) движении, определяемом абсолютной температурой T .

Если полупроводник помещается в постоянное электрическое поле $\vec{E} \neq \vec{E}(t)$, то электрические заряды начинают двигаться вдоль поля направлено со скоростями v_e и v_i :

$$v_e = b_e E \text{ и } v_p = b_p E,$$

где v_e и v_i – дрейфовые скорости движения электронов и дырок;

b_e и b_i – подвижности электронов и дырок (причём $b_e > b_p$);

E – напряжённость электрического поля. При таких условиях в полупроводниках возникает проводимость.

Мерой проводимости полупроводников является удельная проводимость γ , оцениваемая с учётом удельного сопротивления ρ и подвижностей электронов b_e и ионов b_p из соотношений:

$$\gamma = \frac{1}{\rho}, \quad \gamma = e(n_e b_e + n_i b_p),$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{19}$ Кл – элементарный электрический заряд.

Плотность силы тока в полупроводниках j определяется по закону Ома записываемому в дифференциальной форме

$$j = \gamma E = e(n_e v_e + n_i v_i) = e(n_e b_e + n_i b_p) E,$$

где $n_e = \frac{N_e}{V}$ и $n_i = \frac{N_p}{V}$ – концентрации свободных электронов и дырок;

V – объём полупроводника;

N_e и N_p – число электронов и дырок в полупроводнике.

Концентрации свободных электронов и дырок в полупроводниках обладающих собственной проводимостью при заданной абсолютной температуре T одинаковые $n_e = n_p = n$. Отсюда уравнения для удельной проводимости полупроводников γ и плотности силы тока j приобретают вид:

$$\gamma = \frac{1}{\rho} = en(b_e + b_p), \quad j = \gamma E = en(b_e + b_p)E.$$

Удельная проводимость γ чистых полупроводниковых веществ зависит от температуры T . При увеличении температуры T удельная проводимость γ возрастает.

Подвижности электронов b_e и дырок b_p в полупроводнике при постоянной температуре T зависят от концентрации примесей в них в виде акцепторов n_A и доноров n_D : $n_{\text{прим}} = n_A + n_D$ (рис.114).

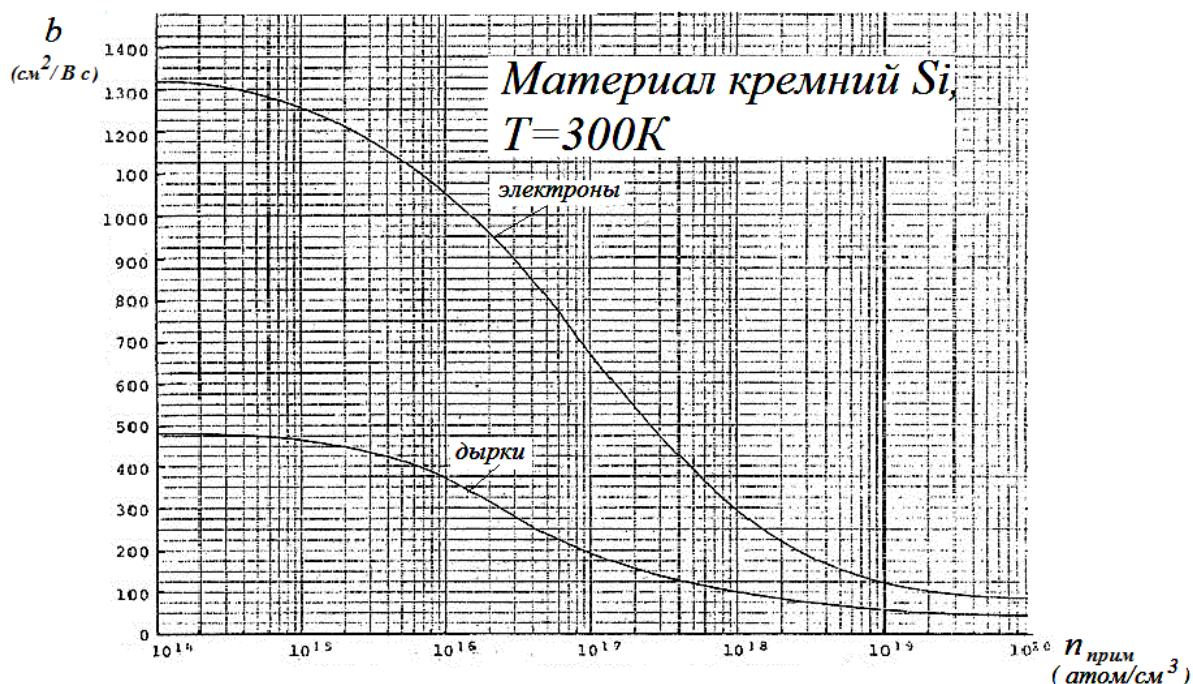


Рис.114

Из графиков (рис.114) можно сделать вывод о том, что при концентрациях примесных атомов $10^{14} < n_{\text{прим}} < 10^{18}$ атом/см³ подвижность электронов превышает подвижность дырок $b_e > b_p$, а при высоких $n_{\text{прим}} \geq 10^{18}$ подвижности зарядов уравниваются $b_e \approx b_p$.

При больших значениях концентрации носителей заряда n_e и n_p вероятность столкновения между электронами и дырками увеличивается. Это приводит к уменьшению подвижности зарядов и проводимости полупроводника γ .

Концентрации электронов n_e и дырок n_p в полупроводниках при условии термодинамического равновесия зависят от температуры T и определяются из соотношений:

$$n_e = \frac{2}{h^3} (2\pi m k T)^{3/2} e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} \quad \text{и} \quad n_p = \frac{2}{h^3} (2\pi m k T)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}},$$

где h – постоянная Планка;

m – масса электрона;

E_C, E_V – соответственно, уровни энергии зоны проводимости и валентной зоны;

E_F – уровень Ферми.

Уровень Ферми с точки зрения термодинамики представляет собой химический потенциал электронного газа в расчёте на один электрон.

Кроме этого из зонной теории следует, что уровень Ферми в собственном полупроводнике расположен в середине запрещенной зоны. И

при увеличении температуры T он смещается по шкале энергии E вверх к зоне проводимости.

Энергия электронов в зоне проводимости отсчитывается от дна зоны проводимости, а энергия дырок от «потолка» валентной зоны.

Собственная концентрация частиц у полупроводников n_i связана с концентрациями свободных электронов и дырок n_e и n_p следующим соотношением: $n_i^2 = n_e n_p$.

Полупроводники, в которых свободные электроны и «дырки» появляются в процессе ионизации атомов, из которых построен весь кристалл, называют полупроводниками с собственной проводимостью.

В полупроводниках с собственной проводимостью концентрация свободных электронов равняется концентрации «дырок» $n_e = n_p$.

Количество электронов, переброшенных в зону проводимости, а следовательно, и количество образовавшихся дырок пропорциональны среднему значению концентрации электронов $\langle n_e(E) \rangle$.

Таким образом, удельная проводимость собственных полупроводников оценивается с учётом ширины запрещённой зоны ΔE и температуры T из уравнения

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\Delta E/(2kT)},$$

где γ_0 – постоянная величина, характерная для данного полупроводника.

Увеличение удельной проводимости полупроводников с повышением температуры T является их характерной особенностью (у металлов с повышением температуры проводимость уменьшается).

Это обстоятельство объясняется с точки зрения зонной теории тем, что с повышением температуры растёт число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в зону проводимости и участвуют в проводимости. Поэтому удельная проводимость собственных полупроводников с повышением температуры увеличивается.

На рис.115 представлена зависимость логарифма удельной проводимости полупроводников $\ln \gamma$ от величины обратной абсолютной температуры $1/T$ в виде прямой линии.

По наклону прямой линии $\ln \gamma = f(1/T)$ к горизонтальной оси $1/T$, можно определять ширину запрещённой зоны ΔE для собственных полупроводников.

Аппроксимация этой линии до значения $1/T = 0$ даёт возможность оценивать значение логарифма $\ln \gamma_0$ и рассчитать постоянную величину удельной проводимости γ_0 характерную для полупроводников.

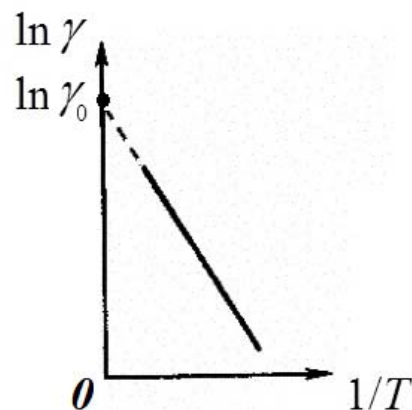


Рис.115

Электронная примесная проводимость (проводимость *n*-типа)

Примесная проводимость полупроводника обусловлена примесями в самом полупроводнике. Примесями могут быть атомы посторонних элементов, пустые узлы или атомы в междоузлии, возникающие при тепловом разогреве, а также механические дефекты в виде трещин и дислокаций.

Электронная примесная проводимость (проводимость *n*-типа) наблюдается у полупроводников с примесями, валентность которой на единицу больше валентности его основных атомов.

Создание полупроводника *n*-типа можно проиллюстрировать на примере замещения атома германия Ge пятивалентным примесным атомом мышьяка As (рис.116).

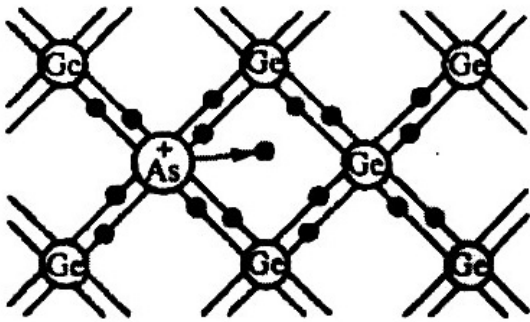


Рис.116

Один электрон этого атома не может участвовать в образовании ковалентной связи и оказывается лишним. Поэтому этот электрон может при тепловых колебаниях решетки очень легко быть отщеплен от атома и стать свободным.

Поскольку ковалентная связь в данном случае не нарушается, дырка здесь не возникает. Избыточный

положительный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связывается с атомом примеси и поэтому он перемещаться не может. В данном случае роль носителей тока выполняют электроны и возникает *электронная проводимость (проводимость *n* – типа)*.

Введение примеси согласно зонной теории искажает поле кристаллической решетки, что приводит к возникновению в запрещенной зоне энергетического уровня *D* валентных электронов мышьяка As, названного примесным уровнем (рис.117).

В случае германия Ge с примесью мышьяка As этот уровень располагается ниже дна зоны проводимости *II* на энергетическом расстоянии равно $\Delta E_D = 0,013$ эВ.

Ширина энергетического расстояния $\Delta E_D < kT$ поэтому уже при обычных температурах энергия теплового движения достаточна для переброски электронов с примесного уровня в зону проводимости *II*. Образующиеся при

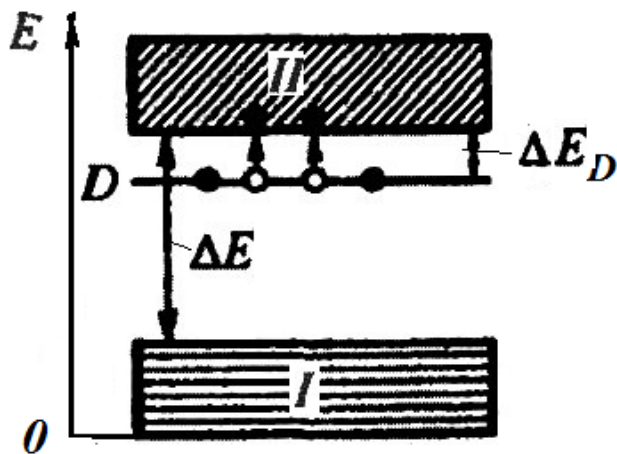


Рис.117

этом положительные заряды связываются атомами мышьяка и в проводимости не участвуют.

Примеси, являющиеся источником электронов, называются донорами, а энергетические уровни этих примесей – донорными уровнями.

В полупроводниках *n*-типа наблюдается электронный механизм проводимости, при котором основными носителями тока являются электроны. Таким образом проводимость в собственных полупроводниках при наличии в них донорной примеси обеспечивается электронами.

Следует знать, что собственная проводимость полупроводников может осуществляться одновременно электронами и дырками, а примесная проводимость полупроводников всегда обусловлена носителями одного знака: электронами или дырками.

Дырочная примесная проводимость (проводимость *p*-типа) наблюдается у полупроводников с примесями, валентность которых на единицу меньше валентности основных атомов.

Создание полупроводника *p*-типа можно проиллюстрировать на примере замещения атома кремния Si трёхвалентным примесным атомом бора В (рис.118).

В данном случае в кристаллическую решётку состоящую из атомов кремния Si введен атом с тремя валентными электронами, например, бор В. Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома бора В не хватает одного электрона и одна из его связей остается неупакованной. Поэтому четвертый электрон может быть захвачен им от соседнего атома основного вещества, где соответственно образуется дырка.

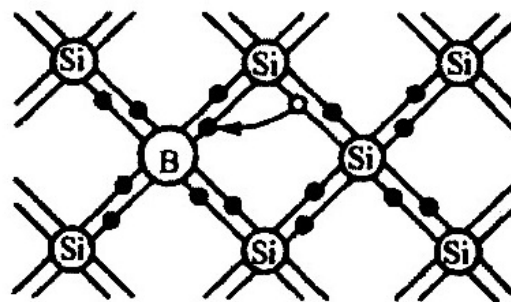


Рис.118

Последовательное заполнение образующихся дырок электронами эквивалентно движению дырок в полупроводнике, т.е. дырки не остаются локализованными, а перемещаются в решетке кремния Si как свободные положительные заряды.

Избыточный же отрицательный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связывается атомом примеси и по кристаллической решетке перемещаться не может.

Согласно зонной теории введение трехвалентной примеси в решетку кремния приводит к возникновению в запрещенной зоне примесного энергетического уровня не занятого электронами. В случае кремния Si с примесью бора В этот уровень располагается выше верхнего края валентной зоны на энергетическом расстоянии $\Delta E_A = 0,08$ эВ (рис.119).

Близость уровней к валентной зоне *I* приводит к тому, что уже при сравнительно низких температурах электроны из валентной зоны переходят

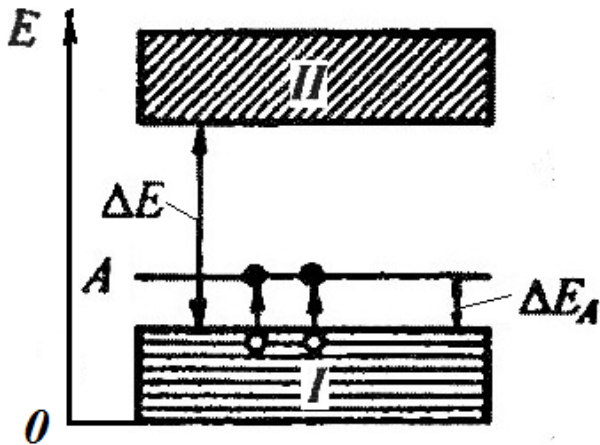


Рис.119

на примесные уровни и, связываясь с атомами бора, теряют способность перемещаться по решетке кремния, т.е. в проводимости участвуют. Поэтому носителями тока в полупроводнике являются лишь дырки, возникающие в этой зоне.

*Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны *I* полупроводников, называются акцепторами, а энергетические уровни возникшие в запрещённой зоне – акцепторными уровнями.*

В полупроводниках *p-типа* наблюдается дырочный механизм проводимости (основные носители тока – дырки).

В полупроводниках *p-типа* наблюдается дырочный механизм проводимости (основные носители тока – дырки).

Таким образом собственная проводимость полупроводников (германий Ge, кремний Si, селен Se, сернистый кадмий CdS, арсенид галлия в виде соединения мышьяка с галием и др.), осуществляется электронами или дырками, а проводимость в случае наличия у них акцепторной примеси обусловлена носителями одного знака – дырками.

Примесная проводимость имеет значение только при низких температурах $t < 100^{\circ}\text{C}$ или $T < 373^{\circ}\text{K}$. С повышением температуры свыше $t > 100^{\circ}\text{C}$ основное значение приобретает собственная проводимость полупроводников.

Фотопроводимость полупроводников

Фотопроводимость полупроводников связана с увеличением электропроводности полупроводников под действием электромагнитного излучения.

Фотопроводимость полупроводников определяется свойствами основного вещества и содержащимися в нём примесями.

Собственная фотопроводимость наблюдается в случаях, когда на полупроводник воздействуют фотоны с энергией равной или больше ширины запрещенной зоны ($h\nu \geq \Delta E$). При таких условиях электроны могут быть переброшены из валентной зоны *I* в зону проводимости *II* (рис.120),

И это приведет к появлению добавочных (неравновесных) электронов (в зоне проводимости *II*) и дырок (в валентной зоне *I*). Собственная фотопроводимость обусловлена как электронами, так и дырками.

Примесная фотопроводимость возникает в случае, когда полупроводник содержит примеси.

Такая проводимость может возникать при энергиях фотонов меньших ширины запрещённой зоны $h\nu < \Delta E$. При наличии донорной примеси фотон должен обладать энергией удовлетворяющей неравенству $h\nu \geq \Delta E_D$, а при акцепторной примеси – $h\nu \geq \Delta E_A$.

При поглощении фотона $h\nu$ примесными центрами происходит переход электронов с донорных уровней D в зону проводимости II в случае полупроводника n – типа (рис.121, а) или из валентной зоны I на акцепторные уровни A в случае полупроводника p – типа (рис.121, б).

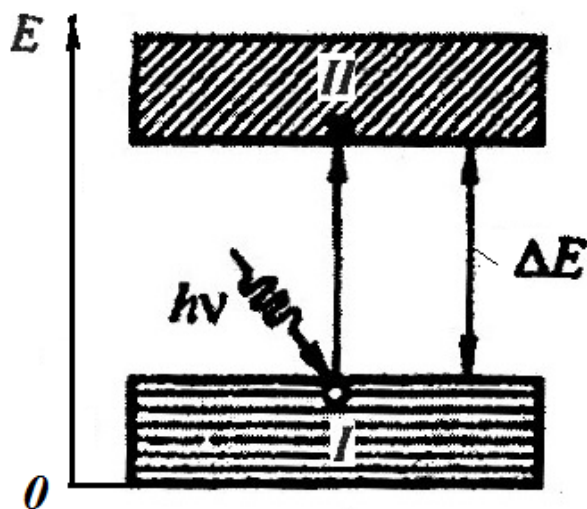


Рис.120

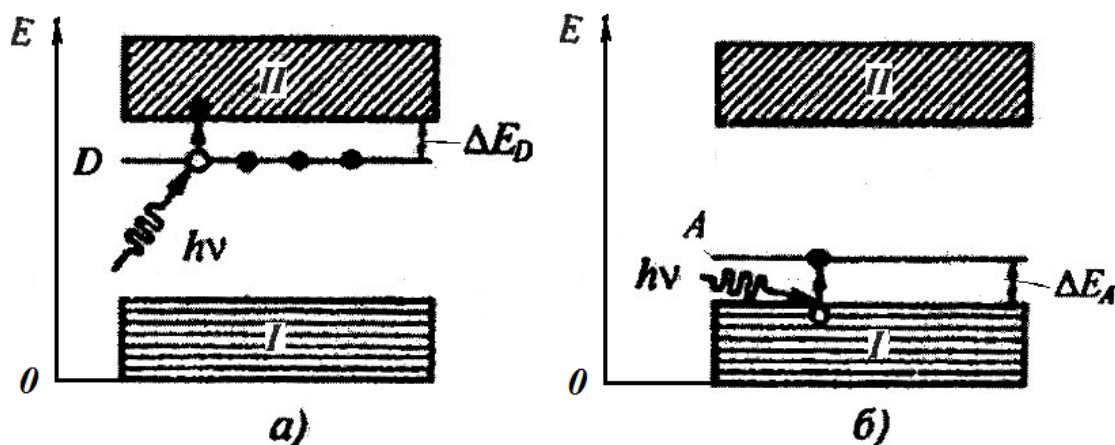


Рис.121

Примесная проводимость для полупроводников n -типа – чисто электронная, а для полупроводников p -типа – чисто дырочная.

Явление фотопроводимости в полупроводниках связано с поглощением ими энергии от внешнего источника энергии в виде фотонов.

Энергия фотона $\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$, зависящая от частоты ν или длины волны фотона λ , тратится на генерацию электрических зарядов.

Красной границей фотопроводимости полупроводников считается минимальная частота ν_{\min} (максимальная длина волны фотона $\lambda_{\max} = \frac{c}{\nu_{\min}}$), при которой возникают электрические заряды в полупроводнике.

Для собственных полупроводников и примесных полупроводников данные граничные величины оцениваются из уравнений:

$$v_{\min} = \frac{\Delta E}{c}, \lambda_{\max} = \frac{ch}{\Delta E} \text{ или } v_{\min} = \frac{\Delta E}{c}, \lambda_{\max} = \frac{ch}{\Delta E_n};$$

$$v_{\min} = \frac{\Delta E_n}{c}, \lambda_{\max} = \frac{ch}{\Delta E_n} \text{ или } v_{\min} = \frac{\Delta E_n}{c}, \lambda_{\max} = \frac{ch}{\Delta E_n},$$

где ΔE – энергетическая ширина запрещённой зоны в химически чистом полупроводнике;

ΔE_n – в общем случае энергия активации примесных центров.

Таким образом полупроводниковые вещества, рассмотренные выше, существенно отличаются от проводящих веществ (различные металлы и их сплавы, и др.).

1. Значительной зависимостью проводимости полупроводников от температуры $t^{\circ}C$ или $T^{\circ}K$;

2. Сильным влиянием на проводимость полупроводников даже незначительного количества примесей;

3. Влиянием на проводимость полупроводников различных электромагнитных излучений (световых, радиационных и др.).

Все эти особенности свойств у полупроводниковых веществ приближают их в большей степени к диэлектрикам.

Люминесценция твёрдых тел

Люминофоры – это вещества, способные под действием различного рода возбуждений светиться.

Люминесценция твёрдых тел – это неравновесное излучение. При данной температуре тела $T^{\circ}K$ такое излучение является избыточным над тепловым излучением тела и имеет длительность τ большую периода световых колебаний $\tau > T$.

Классификация люминесценции проводится в зависимости от способов возбуждения твёрдых тел:

Фотолюминесценция обусловлена действием светового излучения; *рентгенолюминесценция* – действием лучей рентгена; *катодолюминесценция* – действием электронов; *электролюминесценция* – действием электрического поля; *радиолюминесценция* – ядерным излучением в виде γ -фотонов, нейтронов n_0^1 и протонов p_1^1 ; *хемилюминесценция* – химическими превращениями; *триболлюминесценция* – идентична раскалыванию, например, сахара.

Классификация люминесценции проводится по длительности свечения твёрдого тела:

1. **Флуоресценция** существует при условии, когда длительность свечения после прекращения возбуждения вещества составляет малую величину порядка $\tau_{\text{фл}} \leq 10^{-8}$ с;

2. **Фосфоресценция** – это свечение, которое продолжается достаточно заметный промежуток времени после прекращения возбуждения вещества $\tau_{\text{фос}} \gg \tau_{\text{фл}} \leq 10^{-8}$ с.

Согласно правилу Стокса длина волны люминесцентного излучения вещества $\lambda_{\text{люм.изл}}$ всегда больше длины волны света (электромагнитного излучения) $\lambda_{\text{эмизл}}$, возбудившего его:

$$\lambda_{\text{люм.изл}} \gg \lambda_{\text{эмизл}}.$$

Это правило качественно иллюстрирует рис.122, на котором изображены графики $I = I(\lambda)$ зависимостей интенсивностей источника возбуждения и люминесцентного излучения от длины волны λ .

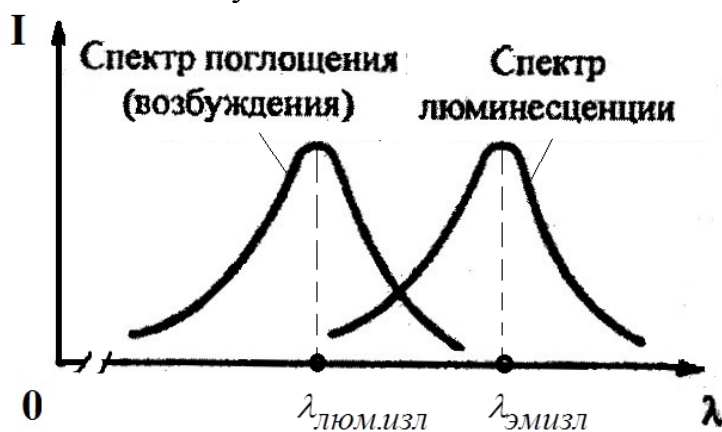


Рис.122

Для частот источников возбуждения излучения правило Стокса записывается в виде $\nu_{\text{люм.изл}} \ll \nu_{\text{эмизл}}$.

Кристаллофосфоры отнесены к классу эффективно люминесцирующих веществ. Таким веществами являются искусственно выращенные кристаллы содержащие чужеродные примеси.

Фосфоресценция кристаллофосфоров объясняется на основе зонной теории твёрдого тела.

Примесные уровни энергии активатора *A* у кристаллофосфоров располагаются между валентной зоной *I* и зоной проводимости *II* (рис.123).

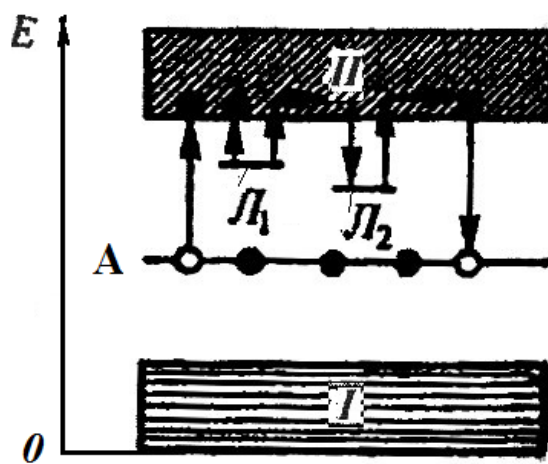


Рис.123

Для возникновения длительного свечения кристаллофосфор должен содержать центры захвата, или ловушки для электронов L_1 и L_2 .

Длительность процесса высвечивания $\tau_{изл}$ определяется временем пребывания электронов в ловушках $\tau_{лов}$.

Контакт электронного и дырочного полупроводника ($p-n$ -переход)

При электрическом контакте двух примесных полупроводников p -типа и n -типа происходят физические процессы, которые формируют тонкий слой отделяющий электростатические положительные («+») и отрицательные заряды («-») на границе $p-n$ -перехода (рис.124).

До соприкосновения двух примесных полупроводников p -типа и n -типа электроны, дырки и неподвижные ионы не отделены друг от друга и распределены по объёму равномерно (рис.124, а).

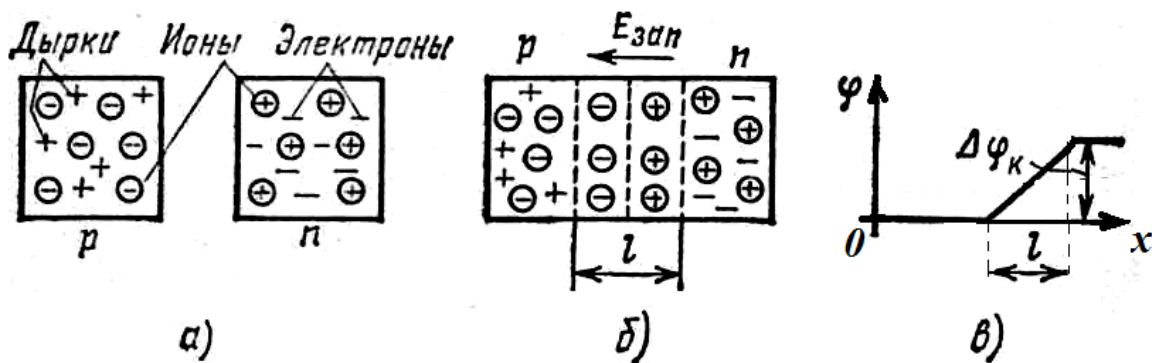


Рис.124

При соприкосновении полупроводников (рис. 124, б)) в пограничном слое происходит рекомбинация (воссоединение) электронов и дырок. Свободные электроны из зоны полупроводника n -типа занимают свободные уровни в зоне полупроводника p -типа. В результате этого процесса вблизи границы двух полупроводников образуется слой полупроводника лишенный подвижных носителей заряда и поэтому обладающий большим значением электрического сопротивления R . Такой слой был назван запирающим слоем.

Толщина запирающего слоя l обычно не превышает нескольких микрометров. Расширению запирающего слоя препятствуют неподвижные ионы донорных и акцепторных примесей, которые образуют на границе полупроводников двойной электрический слой. Этот слой создаёт на границе полупроводников контактную разность потенциалов (потенциальный барьер) $\Delta\varphi_k$ (рис. 124, в).

Возникшая разность потенциалов $\Delta\varphi_k$ создает в запирающем слое электрическое поле $E_{зан} = \Delta\varphi_k / l$, препятствующее как переходу электронов из полупроводника n -типа в полупроводник p -типа, так и переходу дырок в полупроводник n -типа. В то же время электроны могут свободно двигаться

из полупроводника p -типа в полупроводник n -типа, точно так же как дырки из полупроводника n -типа в полупроводник p -типа.

Таким образом, контактная разность потенциалов $\Delta\phi_k$ препятствует движению основных носителей заряда и не препятствует движению неосновных носителей заряда.

Однако при движении через p - n -переход неосновных носителей (так называемый дрейфовый ток $I_{др}$) происходит снижение контактной разности потенциалов. Это позволяет некоторой части основных носителей, обладающих достаточной энергией, преодолеть потенциальный барьер обусловленный контактной разностью потенциалов $\Delta\phi_k$. В результате появляется диффузионный ток $I_{диф}$, который направлен навстречу дрейфовому току $I_{др}$ и возникает динамическое равновесие, при котором дрейфовый ток становится равным диффузионному току $I_{др} = I_{диф}$.

Если к p - n -переходу прикладывается внешнее электрическое напряжение $U_{вн}$, которое создает в запирающем слое электрическое поле с напряженностью совпадающей по направлению с полем неподвижных ионов напряженностью $\vec{E}_{вн} \uparrow \uparrow \vec{E}_{зап}$ (рис.125, а), то это приводит к расширению запирающего слоя и отводу от контактной зоны положительных и отрицательных носителей заряда (дырок и электронов).

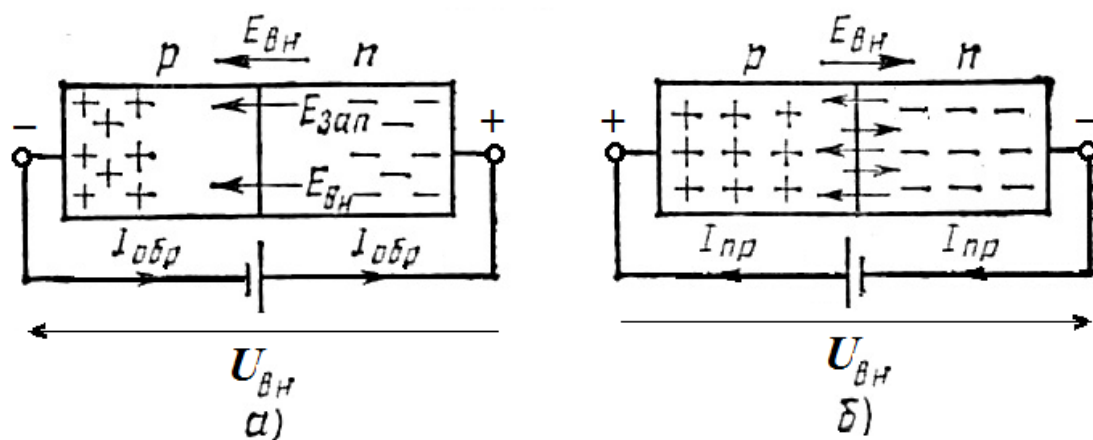


Рис. 125

При таких условиях сопротивление p - n -перехода велико, ток через него мал и обусловлен движением неосновных носителей заряда. В этом случае ток называют обратным $I_{обр}$, а p - n -переход – закрытым.

При противоположной полярности источника напряжения $U_{вн}$ (рис.125, б) внешнее электрическое поле $E_{вн}$ направлено навстречу полю двойного электрического слоя $\vec{E}_{вн} \uparrow \downarrow \vec{E}_{зап}$, толщина запирающего слоя уменьшается и при напряжении $U_{вн} = 0,3 \div 0,5$ В запирающий слой исчезает. Сопротивление p - n -перехода резко снижается, и возникает сравнительно

большой ток, названный прямым током $I_{пр}$, а переход – открытым. Сопротивление открытого p - n -перехода определяется только сопротивлением полупроводника.

Полупроводниковые приборы обладают четырьмя основными свойствами: выпрямительными, термоэлектрическими, фотоэлектрическими и электропреобразовательными.

Все эти свойства объясняются наличием двух типов примесной проводимости полупроводников: электронная примесная проводимость (проводимость n -типа) и дырочная примесная проводимость (проводимость p -типа).

Для выпрямительного (вентильного эффекта необходимо иметь два полупроводника с различными типами примесной проводимости и обеспечить условия для контакта p - и n -областей

Механическое соединение двух полупроводников, содержащих p и n -области, не позволит сформировать электронно-дырочный переход (p - n -переход) на границе их соприкосновения. Такие переходы создают либо при выращивании кристаллов, либо при их соответствующей обработке.

Технология получения p - n -перехода на примере кристалла германия Ge n -типа связана с накладкой «таблетки» из индия In (рис.126, а).

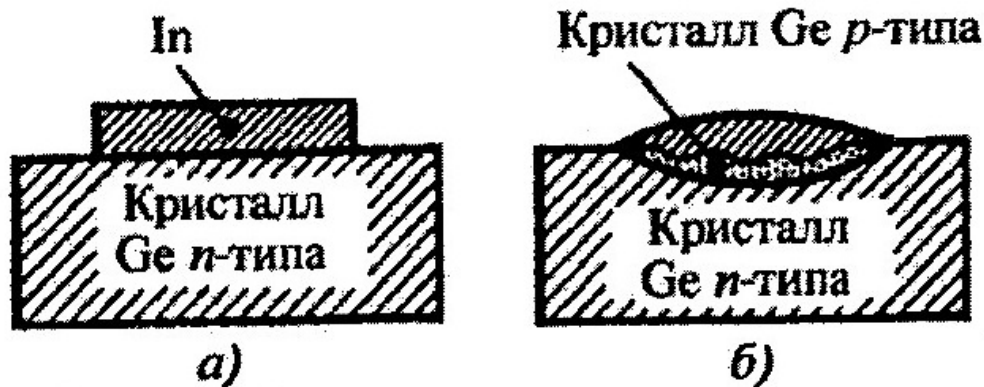


Рис.126

Процесс накладки происходит при нагревании системы примерно до 500 °С в вакууме или в атмосфере инертного газа. Атомы индия In диффундируют на некоторую глубину в германий Ge, а затем расплав медленно охлаждают.

Германий Ge, содержащий индий In, обладает дырочной проводимостью (p -типа) и по этой причине на границе соприкосновения закристаллизовавшегося расплава и германия Ge, имеющего проводимость n -типа, образуется p - n -переход (см. рис.126, б).

Таким образом в области контакта p - n -областей проводимостей происходят следующие физические процессы:

1. Диффузия электронов из n -полупроводника, где их концентрация выше, в p – полупроводник, где их концентрация ниже;
2. Образование вблизи границы n -полупроводника из-за ухода электронов нескомпенсированного положительного объёмного заряда неподвижных ионизованных донорных атомов;
3. Диффузия дырок из p -полупроводника происходящая в направлении от p -области к n -области (в направлении обратном диффузии электронов);
4. Образование вблизи границы p -полупроводника из-за ухода дырок нескомпенсированного отрицательного объёмного заряда неподвижных ионизованных акцепторов (рис.127).

Объёмные заряды формируют на границе двух полупроводников двойной слой из электрических зарядов противоположных по знаку. Электрическое поле двойного слоя, направленное от n -области к p -области, препятствует дальнейшему переходу электронов в направлении $n \rightarrow p$, а дырок в направлении $p \rightarrow n$.



Рис.127

Если концентрации доноров и акцепторов в полупроводниках n - и p -типа одинаковые $n_A = n_D$, то толщины слоев, в которых локализуются неподвижные заряды, также одинаковые.

Проводимость p - n -перехода

Проводимость p - n -перехода в полупроводниках зависит от толщины слоя p – n -перехода.

Толщина слоя p – n -перехода в полупроводниках составляет примерно $10^{-6} \div 10^{-7}$ м, а контактная разность потенциалов $\Delta\varphi_k$ – десятые доли вольт. Носители тока (электрона и дырки) способны преодолеть такую разность потенциалов лишь при температуре в несколько тысяч градусов. Поэтому при обычных температурах равновесный контактный слой характеризуется повышенным сопротивлением и поэтому для зарядов он назван запирающим слоем.

Сопротивление запирающего слоя можно изменять с помощью внешнего электрического поля создаваемого постоянным во времени источником электрического напряжения $U_{вн}$ (рис.128).

Если приложенное к p – n -переходу внешнее электрическое поле $\vec{E}_{вн}$ направлено от n – полупроводника к p -полупроводнику (см. рис.128, а) и

совпадает по направлению с напряжённостью электрического поля контактного слоя $\vec{E}_{вн} \uparrow \uparrow \vec{E}_k$, то оно вызывает движение электронов в n -полупроводнике и дырок в p -полупроводнике от границы $p-n$ -перехода в противоположные стороны. В результате запирающий слой расширяется и его сопротивление увеличивается.

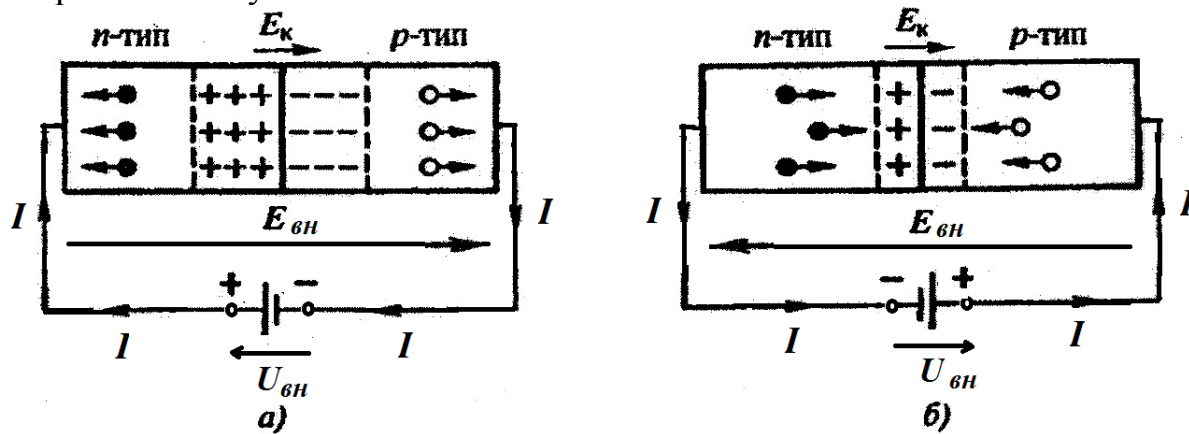


Рис.128

Направление внешнего поля $\vec{E}_{вн}$, расширяющего запирающий слой, называется запирающим (обратным). В этом направлении электрический ток I через $p-n$ практически не проходит. Ток в запирающем слое текущий в запирающем направлении образуется лишь за счет неосновных носителей тока (электронов в p -полупроводнике и дырок в n -полупроводнике).

Если приложенное к $p-n$ -переходу внешнее электрическое поле противоположно электрическому полю контактного слоя $\vec{E}_{вн} \uparrow \downarrow \vec{E}_k$ (см. рис.128, б), то оно создаёт перемещение электронов в n -полупроводнике и дырок в p -полупроводнике к границе $p-n$ -перехода навстречу друг другу.

В этой области данные заряды рекомбинируют (освобождаются от зарядов и становятся нейтральными), а толщина контактного слоя и его сопротивление уменьшаются.

Следовательно, в этом направлении электрический ток I проходит сквозь $p-n$ -переход в направлении от p -полупроводника к n -полупроводнику и поэтому данное направление называется пропускным (прямым).

Таким образом, $p-n$ -переход обладает односторонней (вентильной) проводимостью.

Полупроводниковые диоды

Полупроводниковый диод – это полупроводниковый элемент электрической цепи, содержащий один $p-n$ -переход.

Основным свойством $p-n$ -перехода является односторонняя проводимость. Проводимость зарядов направлена от области p (анод) к области

n (катод). Это обстоятельство наглядно отображает условное графическое обозначение полупроводникового диода на электрических схемах (рис.129, а): треугольник (символ анода) вместе с пересекающей его линией электрической связи образуют подобие стрелки указывающей направление проводимости. Перпендикулярная этой стрелке черточка символизирует катод (рис. 129, а).

Таким образом полупроводниковый диод является двухполюсным элементом электрической цепи отличающийся от резистора R наличием односторонней проводимости.

Буквенный код диодов – VD. Этим кодом обозначают не только отдельные диоды, но и целые группы, например, однофазный выпрямительный мост, изображаемый в виде квадрата с соответствующим числом выводов и символом диода внутри (рис.129, б).

Полярность выпрямленного моста электрического напряжения на схемах не указывают, так как её однозначно определяет символ диода.

По конструкции полупроводниковые диоды делятся на точечные и плоскостные.

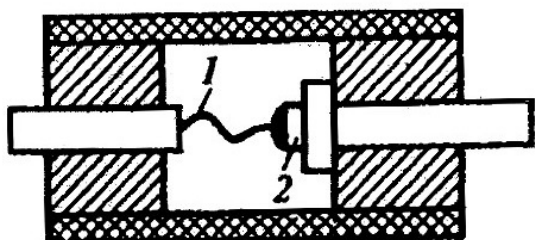


Рис.130

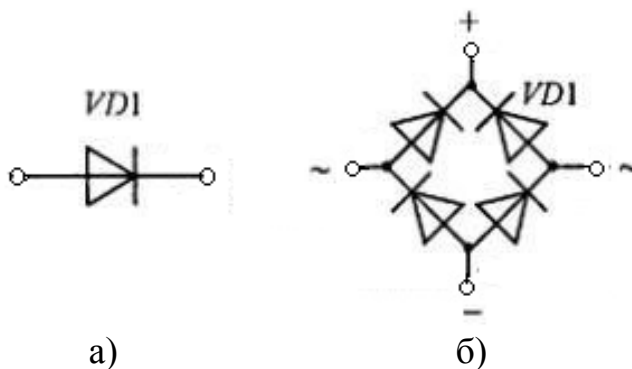


Рис.129

Точечный германиевый диод (рис.130) содержит тонкую вольфрамовую проволоку 1 прижимаемую острием покрытым алюминием к *n* – германию 2.

Если через диод в проходится в прямом направлении кратковременный импульс тока, то при этом резко усиливается диффузия алюминия Al в германий Ge. В результате образуется слой германия, обогащенный алюминием и обладающий *p*-проводимостью.

На границе этого слоя образуется *p* – *n*-переход, обладающий высоким коэффициентом выпрямления. Благодаря малой емкости контактного слоя $C_{ксл}$ точечные диоды применяются в качестве детекторов (выпрямителей) высокочастотных колебаний электрического напряжения с частотой соответствующей сантиметровому диапазону длин волн.

Плоскостной полупроводниковый диод (рис.131) содержит медную пластину, на которую с помощью химической обработки наращивается слой

закуси меди Cu_2O . Верх платины покрывается слоем серебра Ag. Серебряный электрод выполняет функцию клеммы для подключения выпрямителя в электрическую цепь. Часть слоя закуси меди Cu_2O , прилегающая к меди Cu и обогащенная ею, обладает электронной проводимостью (n -проводимость), а часть слоя Cu_2O , прилегающая к серебру Ag и обогащенная (в процессе изготовления выпрямителя) кислородом, – дырочной проводимостью (p -проводимость).

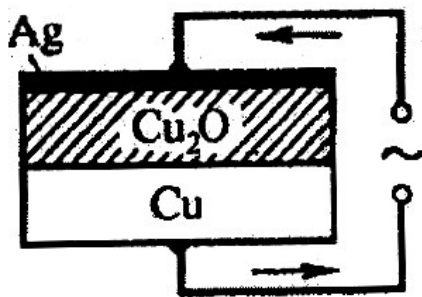


Рис.131

Таким образом, в толще закуси меди образуется запирающий слой с пропускным направлением тока от слоя закуси меди Cu_2O к слою меди Cu ($p-n$ -переход).

Кроме плоскостного меднозакусного (купроксного) выпрямителя на практике получили распространение и применяют также селеновые диоды, диоды на основе арсенида галлия и карбида кремния.

Все рассмотренные выше полупроводниковые диоды обладают рядом преимуществ по сравнению с электровакуумными приборами (лампами). Они имеют малые габаритные размеры, высокие коэффициенты полезного действия КПД и сроки эксплуатации. Однако, данные приборы очень чувствительны к изменениям температуры. Нормальный рабочий интервал температур для эксплуатации данных приборов составляет от -70 до $+120$ °С.

Выпрямление переменного напряжения с помощью диодов.

Электрическая энергия поставляется потребителям от источников переменной ЭДС (напряжений) $\varepsilon = \varepsilon_m \cos(\omega t + \phi_{0ex})$ или $u = u_m \cos(\omega t + \phi_{0ex})$.

Однако для работы потребителей электрической энергии требуются источники постоянной ЭДС (напряжений). По этой причине возникает необходимость преобразования переменных ЭДС (напряжений) в постоянные. Такое преобразование названо выпрмлением переменной ЭДС (напряжений).

Электрические схемы выпрямителей переменного напряжения

$$u_1 = u_{m1} \cos(\omega t + \phi_{0вх}) = u_{m1} \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \phi_{0вх}\right) \text{ колеблющегося на частоте}$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ с периодом колебаний равным } T \text{ представлены на рис.132.}$$

Трансформаторы, указанные в схемах преобразуют входное переменное напряжение $u_{вх} = u_{вх}(\omega t)$ в переменное напряжение $u_1 = u_1(\omega t)$.

Схема на рис. 132, а осуществляет однополупериодное выпрямление входного переменного напряжения $u_1 = u_1(\omega t)$. График выпрямленного напряжения $u_2 = u_2(\omega t)$, представленный на рис.132, а, демонстрирует

существование положительного знака напряжения только в течение полупериода колебания $\frac{T}{2}$ ($\omega t = \pi$).

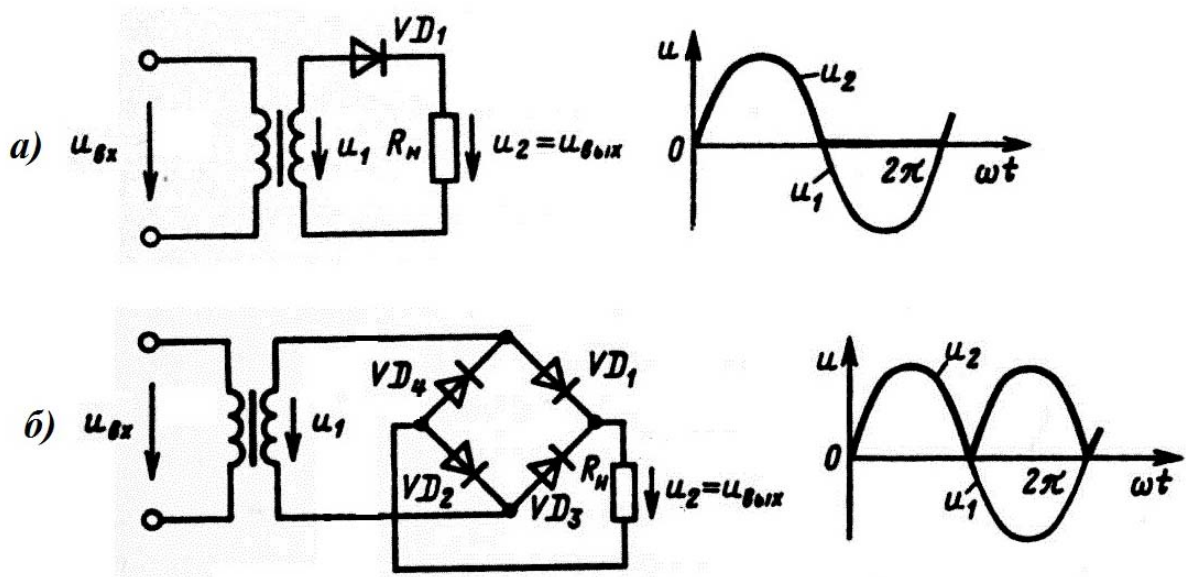


Рис.132

Двухполупериодное выпрямление входного переменного напряжения $u_1 = u_1(\omega t)$ обеспечивает мостовая схема из диодов изображённая на Рис.132 б) вместе с графиком напряжения $u_2 = u_2(\omega t)$). Согласно графику напряжения положительный знак напряжения $u_2 = u_2(\omega t)$ наблюдается в течение интервала времени равного двум полупериодам колебания $2 \cdot \frac{T}{2} = T$ ($\omega t = \pi$).

Для сглаживания (уменьшения пульсаций) выпрямленного напряжения применяют электрические цепи названные фильтрами. В состав фильтра входят резисторы R и реактивные элементы (ёмкость C и индуктивность L). Сопротивления реактивных элементов $x_C = \frac{1}{\omega C}$ и $x_L = L\omega$ зависят от частоты ω переменного напряжения.

Примерные схемы фильтров показаны на рис.133.

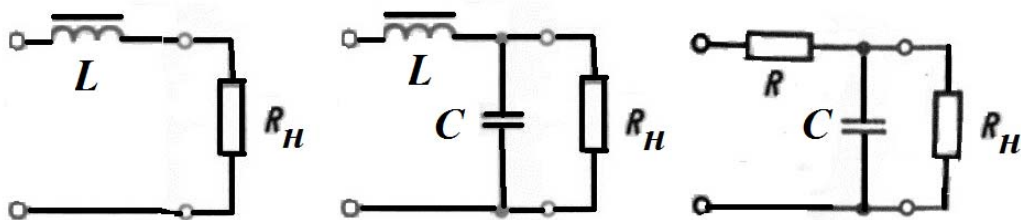


Рис.133

Полупроводниковые триоды (транзисторы) – это трёхполюсные элементы электрических цепей, содержащие два $p-n$ – перехода. Схемы плоскостных $p-n-p$ и $n-p-n$ транзисторов с указанием названий трёх областей проводимости (эмиттер, база, коллектор) представлены на (рис.134, а, б).

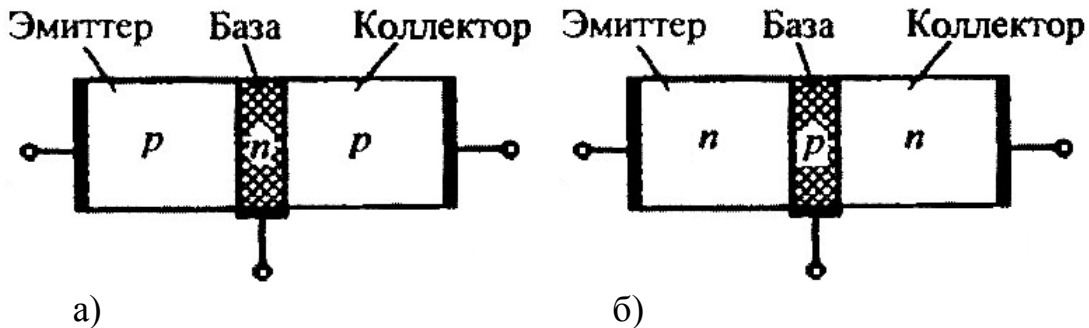


Рис.134

Два $p-n$ -перехода (эмиттер – база и коллектор – база) транзисторов обладают не только прекрасными выпрямляющими свойствами, но могут быть использованы также для усиления постоянных и переменных электрических напряжений изменяющихся по гармоническому и ангармоническому (пилообразному, импульсному и др.) законам.

Усилитель – это линейное устройство, увеличивающее мощность (напряжение, ток) входного сигнала за счет энергии внешних постоянных источников электрического напряжения. Функцию усилительных элементов выполняют полупроводниковых приборы, электронные лампы и др.

Приборы, предназначенные для этих целей, получили название усилителей на полупроводниковых триодах (транзисторах). По конструкции транзисторы делятся на точечные и плоскостные. Плоскостные транзисторы обладают большей мощностью. По расположению проводящих областей транзисторы подразделяют на типы: $p-n-p$ или $n-p-n$.

Рассмотрим для примера транзистор типа $p-n-p$ (рис.135).

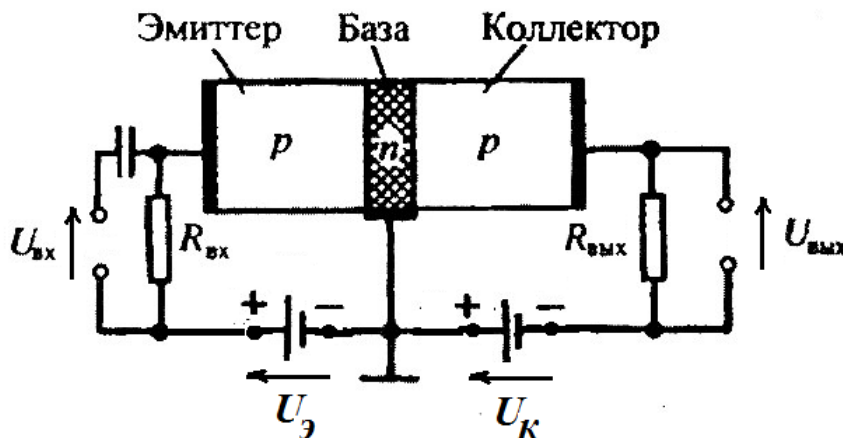


Рис.135

Его рабочие «электроды», которыми являются база (средняя часть транзистора), эмиттер и коллектор (прилегающие к базе с обеих сторон области с иным типом проводимости), включаются в схему с помощью невыпрямляющих контактов металлических проводников.

Между эмиттером и базой прикладывается постоянное смещающее напряжение в прямом направлении от источника напряжения $U_{\mathcal{E}}$, а между базой и коллектором – постоянное смещающее напряжение в обратном направлении U_K .

Усиливаемое переменное напряжение $U_{\text{вх}} = U_{m\text{вх}} \cos(\omega t + \varphi_{0\text{вх}})$ подводится на входную цепь в виде последовательно соединенной ёмкостью C и входного сопротивления $R_{\text{вх}}$, а усиленное переменное напряжение $U_{\text{вых}} = U_{m\text{вых}} \cos(\omega t + \varphi_{0\text{вых}})$ – снимается с выходного сопротивления $R_{\text{вых}}$.

Протекание тока в цепи эмиттера обусловлено в основном движением дырок (они являются основными носителями тока) и сопровождается «впрыскиванием» – инжекцией – в область базы. Проникшие в базу дырки диффундируют по направлению к коллектору, причем при толщине базы значительная часть инжестированных дырок достигает коллектора.

Здесь дырки захватываются полем действующим внутри (притягиваются к отрицательно заряженному коллектору), вследствие этого изменяется ток коллектора.

Следовательно, всякое изменение тока основных носителей заряда (дырок) во входной цепи «эмиттер – база» вызывает изменение тока неосновных носителей заряда (электронов) в выходной цепи «база – коллектор».

Прикладывая между эмиттером и базой переменное напряжение гармонической формы $U_{\text{вх}} = U_{m\text{вх}} \cos(\omega t + \varphi_{0\text{вх}})$, в цепи коллектора возникает переменный ток гармонической формы $I_K = I_{mK} \cos(\omega t + \varphi_{0K})$, а на выходном сопротивлении переменное напряжение $U_{\text{вых}} = U_{m\text{вых}} \cos(\omega t + \varphi_{0\text{вых}})$.

Коэффициент усиления переменного напряжения оценивается отношением амплитуд выходного и входного переменного напряжения из уравнения

$$k = \frac{U_{m\text{вых}}}{U_{m\text{вх}}}.$$

Величина коэффициента усиления зависит от свойств $p-n$ – нагруженных сопротивлений $R_{\text{вх}}$, $R_{\text{вых}}$ и от величины постоянных напряжений $U_{\mathcal{E}}$ и U_K . Обычно $R_{\text{вых}} \gg R_{\text{вх}}$ поэтому амплитуда выходного переменного напряжения $U_{\text{вых}} = U_{m\text{вых}} \cos(\omega t + \varphi_{0\text{вых}})$ значительно превышает амплитуду переменного входного напряжения $U_{\text{вх}} = U_{m\text{вх}} \cos(\omega t + \varphi_{0\text{вх}})$. Коэффициент усиления может достигать значений $k = 10^4$.

Усилитель работающий при $k=1$ выполняет функцию повторителя электрического напряжения обладающего большим входным сопротивлением переменным токам частоты ω и малым выходным сопротивлением $R_{\text{вх}} \gg R_{\text{вых}}$.

Мощность переменного тока в выходной (коллекторной) цепи усилителя $R_{\text{вых}}$ превышает мощность расходуемую во входной (эмиттерной) цепи. Поэтому транзистор выполняет функцию усилителя мощности гармонических колебаний тока.

Кроме этого, если в схему транзисторного усилителя добавить электрическую цепь подводящую часть выходного электрического напряжения на его вход (RC – цепь обратной связи), то можно обеспечить условия для превращения усилителей переменного электрического напряжения в генераторы переменных электрических напряжений (т.е. в источники электрических напряжений).

Таким образом пассивные четырёхполюсные нелинейные полупроводниковые элементы типа $p-n-p$ или $n-p-n$ превращаются в активные элементы цепи (источники постоянного или переменного напряжения) при наличии RC -цепей обратной связи.

На практике применяют составные биполярные транзисторы, представляющие собой комбинацию из двух каскадно включённых $n-p-n$ транзисторов. Составной транзистор имеет три вывода, эквивалентные эмиттеру, базе и коллектору и поэтому его можно рассматривать как единый транзистор, обладающий определёнными параметрами.

Кроме биполярных транзисторов широкое применение на практике в получили так называемые трёх полюсные устройства в виде полевых транзисторов. Данные транзисторы имеют три вывода «Сток», «Исток» и «Затвор». Физические процессы передачи электрических сигналов в полевых транзисторах существенно отличаются от биполярных транзисторов. Кроме этого, они обладают высокой температурной стабильностью параметров, большим входным сопротивлением и радиационной стойкостью.

Полупроводниковые приборы (диоды, транзисторы) имеют широкое применение для преобразования и обработки маломощных непрерывных сигналов и дискретных электрических сигналов напряжения (тока) пилообразной или импульсной формы.

Элементы современной микроэлектроники

Любое техническое, радиотехническое или электронное устройство, состоящее из большого числа полупроводниковых элементов, стремятся модернизировать, сделать его более надёжным, потребляющим меньше энергии и малогабаритным.

Тенденции к сокращению размеров, или миниатюризации, электронных устройств и элементов схем возникали и в прошлые годы при

использовании электровакуумных ламп и пассивных элементов схем (резисторы, катушки индуктивности, конденсаторы).

Позднее стали внедрять печатные электрические схемы, которые имели преимущества перед обычными в размерах и, кроме того, позволяли механизировать процесс монтажа схем. Эти тенденции привели к тому, что в начале 50 – х годов удалось создать электронные устройства, в 1 см^3 которых в среднем размещалось 0,5 элемента.

Существенным сдвигом в миниатюризации электронных устройств стало внедрение полупроводниковых диодов и триодов, что позволило довести плотность электронных устройств до $2 \div 3$ элементов в 1 см^3 .

Следующим этапом миниатюризации электроники, который развивается и в настоящее время, является создание интегральных схем.

Интегральные схемы – это микроминиатюрное электронное устройство, у которого все элементы (или их части) нераздельно связаны конструктивно и соединены между собой электрически.

Различают два основных типа интегральных схем: полупроводниковые и пленочные.

Полупроводниковые интегральные схемы изготавливают из особо чистых полупроводников. Для этого путём термической, диффузной и иной обработки изменяют кристаллическую решетку полупроводника так, что отдельные его области становятся различными элементами схемы.

Это позволяет из пластины размером около 1 мм^2 создать схему, эквивалентную радиотехническому блоку, состоящему из 100 деталей и более. В качестве резисторов и конденсаторов в интегральных схемах обычно используют *p-n*-переходы.

На рис.136 показана одна из полупроводниковых интегральных схем: а – поперечное сечение схемы; б – принципиальная электрическая схема. Разная штриховка изображает различные полупроводниковые или проводящие материалы или материалы с разными примесями (А – конденсатор, Б – полупроводниковый триод, В – резистор, 1÷5 – соответствующие выводы схемы).

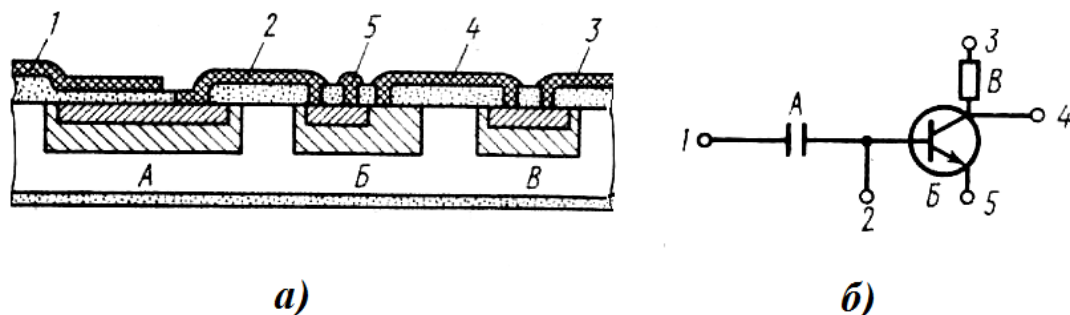


Рис.136

Пленочные интегральные схемы изготавливают путем осаждения различных материалов в вакууме на соответствующие подложки.

Используют также гибридные интегральные схемы – сочетание полупроводниковых и пленочных схем.

Структуры полупроводниковой и гибридной ИМС изображены на рис.137, д и е, где 1, 2, 3 – выводы. Гибридная ИМС, показанная на рис. 137, е, содержит нанесённые на стеклянную или керамическую подложку, пленочные проводники, пленочный резистор и конденсатор, а также диод и транзистор в бескорпусном исполнении.

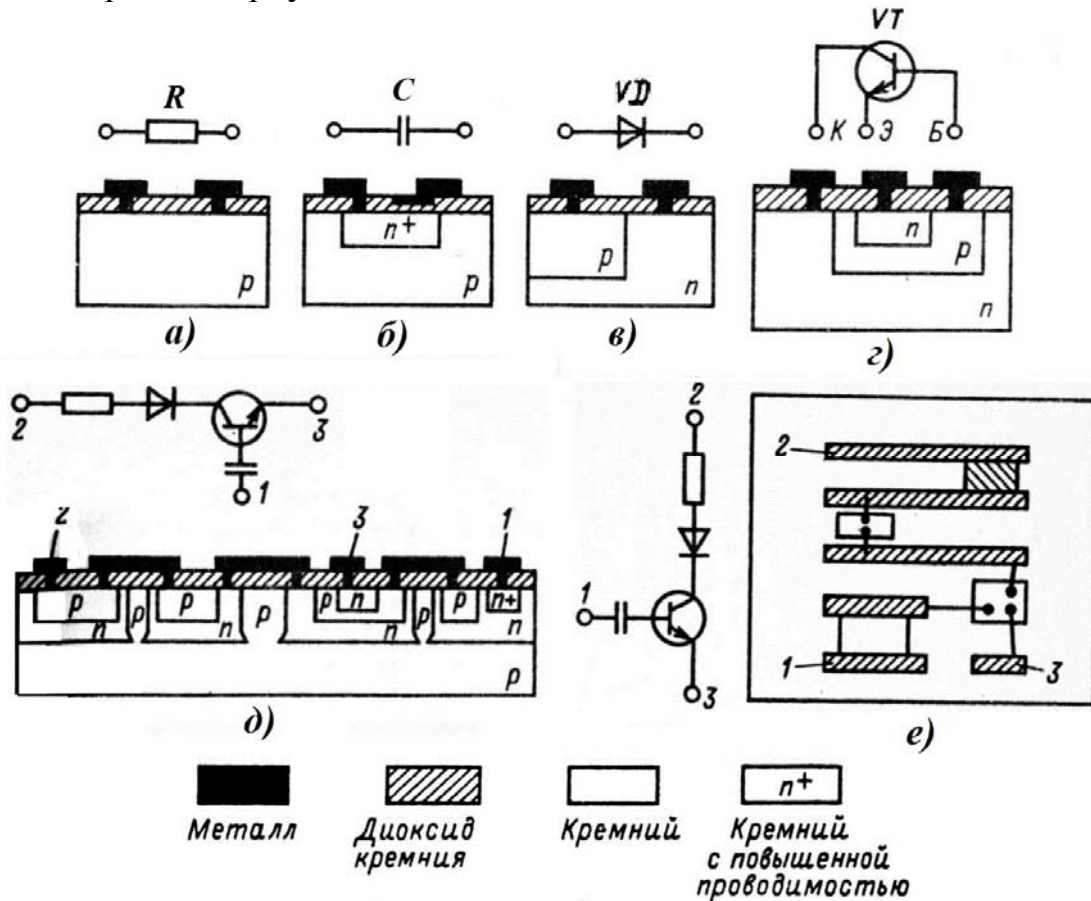


Рис.137

Размеры отдельных элементов интегральных схем порядка $0,5 \div 10$ мкм. Поэтому малейшие пылинки, соринки и т.п. могут повлиять на их работу. Это обязывает изготовление интегральных схем проводить в условиях повышенной чистоты окружающей среды.

Интегральные микросхемы, содержащие более 100 элементов, получили название больших интегральных схем (БИС).

Важным полупроводниковым прибором в информационной технике является микропроцессор (МП).

Микропроцессор (МП) – это программно-управляемое устройство. Оно предназначено для обработки цифровой информации и управления процессом этой обработки.

МП выполняется в виде одной (или нескольких) интегральной микросхемы (БИС) с высокой степенью интеграции электронных элементов.

Первый МП был выпущен фирмой Intel с 40 двусторонними выводами. Схема выводов МП КР580 ВМ80А (аналог Intel 8080) показана на рис.138.

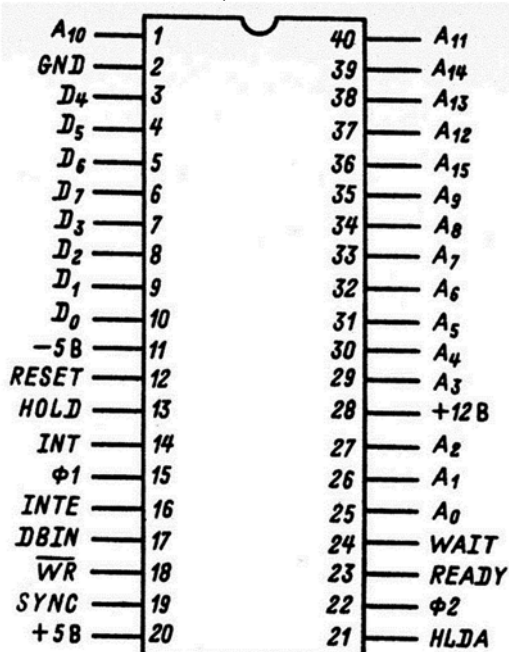


Рис.138

Микропроцессор обрабатывает двоичные данные при помощи набора команд, поступающих в двоичном коде. Двоичная система счисления или система с основанием 2 использует только две цифры – 0 и 1. Эти двоичные цифры названы битами.

В цифровых электронных системах бит 0 представляет собой низкое напряжение, бит 1 – высокое напряжение. Двоичная система счисления, как и десятичная, является позиционной. Это связано с тем, что занимаемое цифрой место в определенной записи последовательности цифр определяет ее "вес".

Крайний справа бит единицы двоичного числа 1011 называется младшим битом (младший разряд), крайний слева бит восьмерки (2^3) двоичного числа 1011 называется старшим битом (старший разряд).

Микропроцессор «работает» со словами, каждое из которых состоит из 8 битов и называется байтом.

Применение двоичной системы счисления позволяет существенно упростить вычисления. При этом в качестве элементов, осуществляющих такие вычисления, могут быть взяты любые физические элементы, которые имеют два устойчивых состояния.

Информация к МП и от него передается по группам параллельных проводов. По каждому из этих проводов может поступать высокое или низкое напряжение, что соответствует 1 или 0 бита информации. Такие группы проводов называются шинами. Обычно шина состоит из 8 или 16 проводов.

Микропроцессор выполняет определенные операции, которые составляют его систему команд. В систему команд входят команды передачи данных, команды арифметических и логических операций, команды ветвления, а также команды операций ввода – вывода данных. Каждая из команд имеет свой код операции КОП – 8-разрядный двоичный код (первый байт команды).

Команды передачи данных выполняют передачу данных из регистра в регистр, размещение данных в памяти, размещение извлеченных из памяти данных в устройстве ввода-вывода.

Команды арифметических и логических операций содержат команды сложения, вычитания, сравнения, логического сложения и умножения, логического отрицания (сдвига), а также другие команды более сложных арифметических и логических операций.

Команды ветвления иногда называют командами перехода или командами передачи управления. По этим командам изменяется обычный (последовательный) порядок выполнения команд микроЭВМ в зависимости от выполнения определенных условий – и в этом случае это команды условного перехода, либо вне зависимости от каких бы то ни было условий – и в этом случае это команды безусловного перехода. Таким образом, команды ветвления являются средством изменения нормальной последовательности выполнения программы.

По командам операций ввода-вывода осуществляется передача информации к внешним устройствам или от внешних устройств.

Упрощенная функциональная схема типового микропроцессора приведена на рис.139.

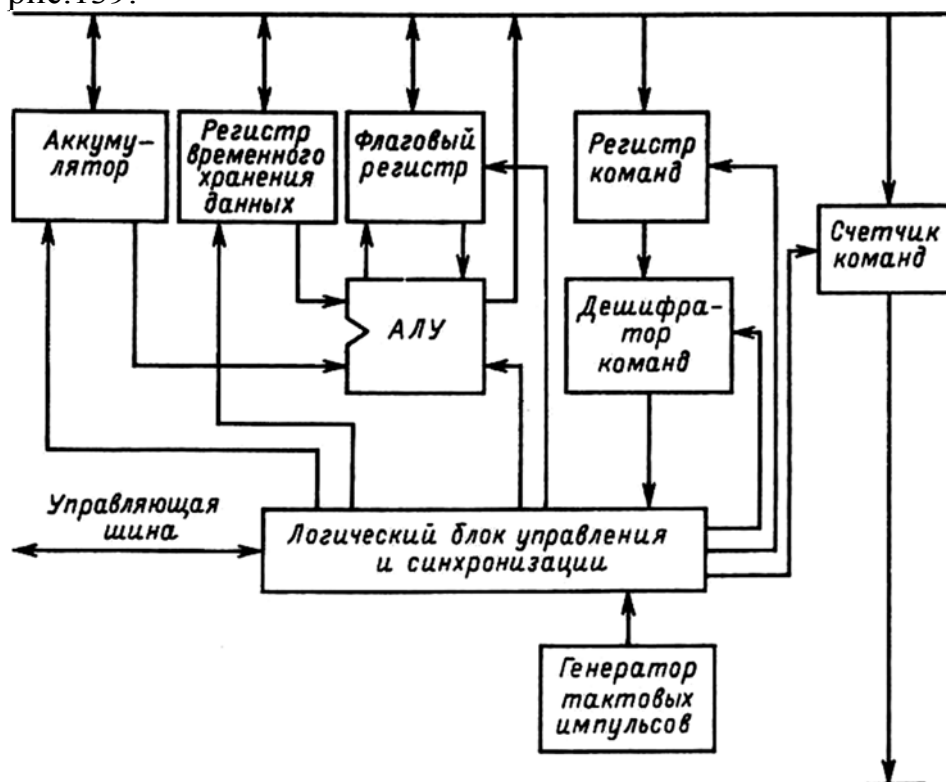


Рис.139

Из схемы видно, что микропроцессор содержит:

Регистр команд – 8-разрядный регистр, содержащий первый байт команды (КОП). Регистр – это устройство, которое предназначено для запоминания информации.

Дешифратор команд производит расшифровку (декодирование) содержимого регистра команд. Дешифратор команд определяет, что должен выполнить МП в данный момент.

Микропроцессор является центральным элементом микроЭВМ – центральным процессором (ЦП)

Компоненты микроЭВМ связаны друг с другом шинами данных, адреса и управления. Синхронизация работы отдельных блоков микро-ЭВМ осуществляется при помощи генератора тактовых импульсов (ГТИ), задающего темп работы МП.

Создание интегральных схем, миниатюризация электронных устройств являются одним из главных направлений развития современной электроники.

Контрольные вопросы

1. В чем суть адиабатического приближения и приближения самосогласованного поля?
2. Чем отличаются энергетические состояния электронов в изолированном атоме и кристалле?
3. Что такое запрещенные и разрешенные энергетические зоны?
4. Чем различаются по зонной теории полупроводники и диэлектрики? металлы и диэлектрики?
5. Когда по зонной теории твердое тело является проводником электрического тока?
6. Как объяснить увеличение проводимости полупроводников с повышением температуры?
7. Чем обусловлена проводимость собственных полупроводников?
8. Почему уровень Ферми в собственном полупроводнике расположен в середине запрещенной зоны? Доказать это положение.
9. Каков механизм электронной примесной проводимости полупроводников? дырочной примесной проводимости?
10. Почему при достаточно высоких температурах в примесных полупроводниках преобладает собственная проводимость?
11. Каков механизм собственной фотопроводимости? примесной фотопроводимости? Что такое красная граница фотопроводимости?
12. Каковы по зонной теории механизмы возникновения флуоресценции и фосфоресценции?
13. В чем причины возникновения контактной разности потенциалов?

14. В чем суть термоэлектрических явлений? Как объяснить их возникновение?

15. При каких условиях возникает запирающий контактный слой при контакте металла с полупроводником n-типа? с полупроводником p-типа? Объясните механизм его образования.

16. Как объяснить одностороннюю проводимость p-n-перехода?

17. Какова вольт-амперная характеристика p-n-перехода? Объясните возникновение прямого и обратного тока.

18. Какое направление в полупроводниковом диоде является пропускным для тока?

19. Почему через полупроводниковый диод проходит ток (хотя и слабый) даже при запирающем напряжении?

20. Что из себя представляют транзисторы и для какой цели они используются?

21. Что такое интегральная микросхема (ИМС)? Перечислите полупроводниковые элементы, из которых они состоят.

22. Что такое БИС?

23. По какой причине в цифровых устройствах применяется двоичная система счисления? Как технически реализуются состояния нуль «0» и единица «1»?

24. Что такое микропроцессор (МП)? Какие операции он выполняет?

25. Перечислите составные части функциональной схемы типового микропроцессора.

4. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

4.1. Физика атомного ядра

Атомные ядра и их описание

Атомные ядра, состоящие из протонов и нейтронов, отнесены к категории материальных объектов микромира.

При анализе свойств ядер каждому ядру атомов присваивают символ химического элемента, используемый в периодической системе элементов Менделеева (рис.140).

ПЕРИОДЫ	ГРУППЫ ЭЛЕМЕНТОВ	ГРУППЫ ЭЛЕМЕНТОВ																									
		A I B	A II B	A III B	A IV B	A V B	A VI B	A VII B	A VIII B																		
I	1	H 1,00794 Водород ВОДОРОД	ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА							He 4,002602 Гелий ГЕЛИЙ																	
II	2	Li 6,941 Литий ЛИТИЙ	Be 9,01218 Бериллий БЕРИЛЛИЙ	B 10,81 Бор БОР	C 12,011 Углерод УГЛЕРОД	N 14,0067 Азот АЗОТ	O 15,999 Кислород КИСЛОРОД	F 18,998403 Фтор ФТОР	Ne 20,179 Неон НЕОН																		
III	3	Na 22,98977 Натрий НАТРИЙ	Mg 24,305 Магний МАГНИЙ	Al 26,98154 Алюминий АЛЮМИНИЙ	Si 28,0855 Кремний КРЕМНИЙ	P 30,97376 Фосфор ФОСФОР	S 32,06 Сера СЕРА	Cl 35,453 Хлор ХЛОР	Ar 39,948 Аргон АРГОН																		
IV	4	K 39,0983 Калий КАЛИЙ	Ca 40,078 Кальций КАЛЬЦИЙ	Sc 44,95591 Скандий СКАНДИЙ	Ti 47,88 Титан ТИТАН	V 50,9415 Ванадий ВАНАДИЙ	Cr 51,9961 Хром ХРОМ	Mn 54,9380 Марганец МАРГАНЕЦ	Fe 55,833 Железо ЖЕЛЕЗО	Co 58,93 Кобальт КОБАЛЬТ	Ni 58,69 Никель НИКЕЛЬ																
	5	Cu 63,546 Медь МЕДЬ	Zn 65,39 Цинк ЦИНК	Ga 69,723 Галлий ГАЛЛИЙ	Ge 72,63 Германий ГЕРМАНИЙ	As 74,9216 Мышьяк МЫШЬЯК	Se 78,96 Селен СЕЛЕН	Br 79,904 Бром БРОМ	Kr 83,80 Криптон КРИПТОН																		
V	6	Rb 85,4678 Рубидий РУБИДИЙ	Sr 87,62 Стронций СТРОНЦИЙ	Y 88,9058 Иттрий ИТТРИЙ	Zr 91,224 Цирконий ЦИРКОНИЙ	Nb 92,9064 Ниобий НИОБИЙ	Mo 95,94 Молибден МОЛИБДЕН	Tc [98] Технеций ТЕХНЕЦИЙ	Ru 101,07 Рутений РУТЕНИЙ	Rh 102,9055 Родий РОДИЙ	Pd 106,42 Палладий ПАЛЛАДИЙ																
	7	Ag 107,8682 Серебро СЕРЕБРО	Cd 112,41 Кадмий КАДМИЙ	In 114,82 Индий ИНДИЙ	Sn 118,710 Олово ОЛОВО	Sb 121,75 Сурьма СУРЬМА	Te 127,60 Теллур ТЕЛЛУР	I 126,9045 Йод ИОД	Xe 131,29 Ксенон КСЕНОН																		
VI	8	Cs 132,9054 Цезий ЦЕЗИЙ	Ba 137,33 Барий БАРИЙ	La 138,9055 Лантан ЛАНТАН	Hf 178,49 Гафний ГАФНИЙ	Ta 180,9479 Тантал ТАНТАЛ	W 183,85 Вольфрам ВОЛЬФРАМ	Re 186,207 Рений РЕНИЙ	Os 190,2 Осмий ОСМИЙ	Ir 192,22 Иридий ИРИДИЙ	Pt 195,08 Платина ПЛАТИНА																
	9	Au 196,9665 Золото ЗОЛОТО	Hg 200,59 Ртуть РУТЬ	Tl 204,383 Таллий ТАЛЛИЙ	Pb 207,2 Свинец СВИНЕЦ	Bi 208,9804 Висмут ВИСМУТ	Po [209] Полоний ПОЛОНИЙ	At [210] Астат АСТАТ	Rn [222] Радон РАДОН																		
VII	10	Fr [223] Франций ФРАНЦИЙ	Ra [226] Радий РАДИЙ	Ac [227] Актиний АКТИНИЙ	Rf [261] Резерфордий РЕЗЕРФОРДИЙ	Db [262] Дубний ДУБНИЙ	Sg [266] Сивогий СИВОГИЙ	Bh [264] Борий БОРИЙ	Hs [265] Хассий ХАССИЙ	Mt [268] Мейтнерий МЕЙТНЕРИЙ	Ds [271] Дармштадтий ДАРМШТАДТИЙ																
ВЫСШИЕ ОКИСЛИ		R ₂ O	RO	R ₂ O ₃	RO ₂	R ₂ O ₅	RO ₃	R ₂ O ₇	RO ₄																		
ЛЕГКИЕ ВОДОРОДНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ						RH ₄	RH ₃	RH ₂	RH																		
* ЛАНТАНОИДЫ																											
58	Ce	59	Pr	60	Nd	61	Pm	62	Sm	63	Eu	64	Gd	65	Tb	66	Dy	67	Ho	68	Er	69	Tm	70	Yb	71	Lu
** АКТИНОИДЫ																											
88	Th	89	Pa	90	U	91	Np	92	Pu	93	Am	94	Cm	95	Bk	96	Cf	97	Es	98	Fm	99	Md	100	No	101	Lr

Рис.140

Открытия элементов в последние годы 21 века являются колоссальным прорывом в области фундаментальной науки.

Японские ученые признаны первооткрывателями 113 элемента таблицы Менделеева. Элемент пока не получил официального названия, однако велика вероятность того, что его назовут «японий». Также прошли

верификацию элемент 115, элемент 117 и элемент 118 открытый в 2002 году. Здесь первооткрывателями признаны Россия и США.

Кроме этого следует заметить, что российские учёные из Объединенного института ядерных исследований открыли в 1967 году 105 элемент таблицы Менделеева (получил название «Дубний»), в 2003 году – 113 элемент и изотоп 115, а японские ученые провели эксперимент, в котором был зарегистрирован изотоп 113 только в 2004 году.

Общая форма записи символа ядра элемента таблицы Менделеева

$A_zX,$

где z – зарядовое число ядра равное числу протонов и совпадающее по величине с порядковым номером химического элемента в периодической системе;

A – массовое число, равное сумме числа протонов z и числа нейтронов N :
 $A = N + z$.

Протоны и нейтроны обозначаются символами ${}_1^1p$ и ${}_0^1n$. Данные элементарные частицы связаны друг с другом в ядре полем сильного взаимодействия (сильное поле).

Сильное поле действует на обе частицы одинаково. Это действие не зависит от наличия положительного по знаку электрического заряда у протонов $Q_p > 0$ и не учитывает, что у нейтронов электрический заряд равен нулю $Q_n = 0$. Поэтому протоны и нейтроны отнесены к особому классу элементарных частиц «Нуклоны».

Таким образом, массовое число ядра A определяет общее число нуклонов в ядре $N_{\text{нукл}}$:

$$A = N_{\text{нукл}},$$

где $N_{\text{нукл}} = N + z$.

Электрический заряд протона по модулю равен заряду электрона

$$Q_p = +e,$$

где $e = +1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона.

Массы протонов и нейтронов больше массы электрона m_e и, практически, равны друг другу (табл. 5).

Т а б л и ц а 5

Обозначение	${}_1^1p$	${}_0^1n$
Заряд	$Q_p = +1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл	$Q_n = 0$
Масса	$m_p = 1836m_e$	$m_n = 1830m_e$

Заряд ядра Q_Y равен заряду который имеют протоны

$$Q_Y = +Ze,$$

где Z – зарядовое число ядра, равное числу протонов.

Заряд атома определяется из уравнения

$$Q_A = Q_p + Q_e.$$

В обычных условиях число протонов Z в ядре равно числу электронов Z и заряд атома Q_A с учётом положительного знака заряда протонов и отрицательного знака заряда у электронов равен нулю

$$Q_A = +Ze - Ze = 0.$$

Таким образом, в обычных условиях атомы являются электрически нейтральными микрочастицами.

Атом считается ионизованным при условии наличия у него электрического заряда $Q_A = Q_p + Q_e \neq 0$.

Ионизация атомов связана с удалением из него одного или двух электронов (валентные электроны) обладающих малой электрической энергией связи с протонами атомного ядра. Это явление наблюдается при сообщении атомам энергии от внешних микрочастиц (электронов, фотонов, протонов и др.). Под воздействием внешних частиц происходит нарушение баланса числа заряженных частиц в сторону увеличения (уменьшения) числа протонов над числом электронов и при таких условиях атомы становятся ионами. Однократно ионизованные атомы (1 электрон удалён) приобретают положительные заряды по знаку равные $Q_{II} = +1e$, а двукратно ионизованные атомы (2 электрона удалены) – отрицательные заряды $Q_{II} = +2e$.

Химические свойства атома определяются особенностями его внутренних электронов. Такие электроны жёстко связаны с атомным ядром электрическим полем и распределяются по различным состояниям характеризуемым набором квантовых чисел (см. далее).

Атомные ядра подразделяют на группы: «Изотопы», «Изобары» и «Изотоны». Составные части групп и примеры ядер, входящих в каждую группу приведены в табл. 6.

Т а б л и ц а 6

Изотопы	Изобары	Изотоны
Ядра с одинаковым Z , но разными A	Ядра с одинаковым A , но разными Z	Ядра с одинаковым числом нейтронов
${}^9_5\text{B}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{11}_5\text{B}$	${}^{210}_{81}\text{Tl}$, ${}^{210}_{82}\text{Pb}$, ${}^{210}_{83}\text{Bi}$	${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{15}_8\text{O}$

Дефект массы. Энергия связи ядра

Дефект массы ядра – это величина, на которую уменьшается масса всех отдельных и свободных нуклонов (поле ядерных сил на свободные нуклоны не действует) на момент создания атомного ядра.

Дефект массы оценивают из уравнения:

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{Я}.$$

Энергия связи ядра – это энергия, которая требуется для разделения ядра на отдельные нуклоны. Эта энергия характеризует прочность атомного ядра к распаду на нуклоны и имеет важное значение на практике.

Энергия связи ядра определяется с учётом фундаментального уравнения связи энергии E и массы элементарных микрообъектов (микрочастиц) m предложенного А. Эйнштейном

$$E = mc^2,$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света.

Масса свободных нуклонов $m_{\text{нукл}} = Zm_p + (A - Z)m_n$ больше массы ядра составленной из нуклонов $m_{\text{я}}$ на величину, равную

$$\Delta m = m_{\text{нукл}} - m_{\text{я}} = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}.$$

Поэтому уравнение для энергии связи нуклонов в ядро имеет вид

$$E_{\text{св}} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}]c^2,$$

где m_p , m_n , $m_{\text{я}}$ – соответственно, массы протона, нейтрона и ядра.

Массу ядра атома $m_{\text{я}}$ измерить нельзя, а массу атома m_a – можно. Учитывая массу атома m_a , уравнение для энергии связи ядра преобразуется к виду

$$E_{\text{св}} = [Zm_H + (A - Z)m_n - m_a]c^2,$$

где $m_H = m_p + m_e$ – масса атома водорода, а m_a – масса атома.

Удельная энергия связи ядра – это дополнительная энергетическая мера ядер. Удельная энергия связи определяется из уравнения

$$\delta E_{\text{св}} = \frac{E_{\text{св}}}{A}.$$

Из этого уравнения следует, что удельная энергия связи ядра является энергией расходуемая на удаление одного нуклона из ядра.

Данная мера ядер имеет важное значение при сравнении прочности всех известных атомных ядер к распаду на другие мелкие ядра.

На рис.141 представлены опытные данные о зависимости удельной энергии связи ядра от числа нуклонов A в ядре $\delta E_{\text{св}} = f(A)$.

Величина энергии связи $\delta E_{\text{св}}$ характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер и зависит от массового числа элемента A .

Для легких ядер ($A \leq 12$) величина $\delta E_{\text{св}}$ с ростом A возрастает до $6 \div 7$ МэВ и затем претерпевает ряд скачков. Например, для ядра водорода ${}^2_1\text{H}$ энергия связи равна $\delta E_{\text{св}} = 1,1$ МэВ, для ядра гелия ${}^4_2\text{He}$ – $7,1$ МэВ, для ядра лития ${}^6_3\text{Li}$ – $5,3$ МэВ, а затем $\delta E_{\text{св}}$ более медленно возрастает до максимальной величины $8,7$ МэВ и, начиная с элементов с $A = 50 \div 60$, постепенно уменьшается. У тяжелых элементов, таких как уран ${}^{238}_{92}\text{U}$, энергия связи составляет величину равную $\delta E_{\text{св}} = 7,6$ МэВ.

Из рис.141 следует, что наиболее устойчивы к распаду на нуклоны ядра элементов (атомов) расположенные в средней части таблицы Менделеева, а тяжелые и легкие – менее устойчивы.

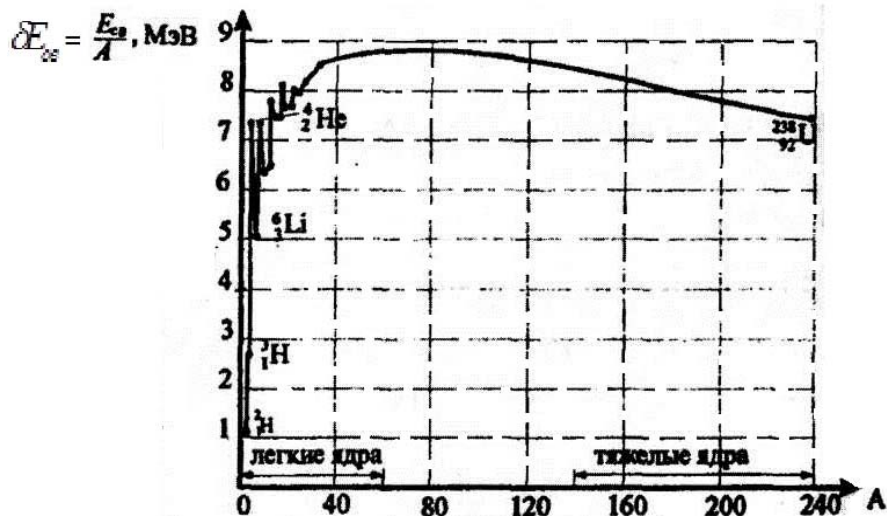


Рис.141

Кроме этого, энергетически выгодно осуществлять реакции деления тяжелых ядер на более легкие или слияния (синтез) ядер в ядра с числом нуклонов порядка $2 < A < 4$. В первом случае выделяется энергия в расчёта на нуклон равная, а во втором – .

Следовательно, энергетический выход реакции синтеза ядер превышает энергетический выход реакции деления ядер.

В настоящее время созданы специальные технические устройства (ядерные реакторы), в которых обеспечивается регулируемый процесс деления тяжелых ядер на составные части и преобразование кинетической энергии вновь образованных ядер в тепловую и электрическую энергию.

Промышленная установка, в которой при создании источника тепловой и электрической энергии использовалась бы внутриядерная энергия, выделяемая за счёт реакции синтеза ядер, по настоящее время не создана. Поэтому физики, инженеры и техники в долгу перед обществом.

Энергию связи ядра δE_{cb} можно также определять относительно любых его составных частей. Для подсчёта δE_{cb} необходимо вычесть из энергии покоя составных частей энергию ядра.

Например, для разделения ядра кислорода на четыре ядра гелия ${}^{16}_8\text{O} \rightarrow 4({}^4_2\text{He})$ надо затратить энергию

$$\delta E_{cb(4\text{He})} = (4m_{\text{He}} - m_{\text{O}})c^2.$$

Иногда величина энергии связи становится отрицательной $\delta E_{cb} < 0$. Примером является энергия связи рассчитанная относительно ядер гелия ${}^4_2\text{He}$ и тория ${}^{234}_{90}\text{Th}$ образующих ядро урана ${}^{238}_{92}\text{U}$:

$$\delta E_{cb(\text{Th}+\text{He})} = (4m_{\text{He}} + m_{\text{Th}} - m_{\text{U}})c^2 = -4,25 \text{ МэВ}.$$

Это означает, что ядро урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ является неустойчивой системой к распаду на ядро тория ${}^{234}_{90}\text{Th}$ и α – частицу (ядра гелия ${}^4_2\text{He}$). В этом случае величину $\delta E_{\text{св}}$ можно назвать энергией отделения или энергией связи α – частицы в ядре урана ${}^{238}_{92}\text{U}$.

Спин ядра и его магнитный момент

Собственный момент импульса (спин) ядра $\vec{L}_я$ – это вектор $\vec{L}_я = \vec{L}_l + \vec{L}_s$ сформированный суммой векторов орбитальных моментов импульса нуклонов (моменты импульса обусловлены движением нуклонов внутри ядра) \vec{L}_l и векторов спинов нуклонов L_s :

$$\vec{L}_я = \sum_i \vec{L}_{il} + \sum_k \vec{L}_{ki}.$$

Модуль момента импульса (спина) ядра квантуется по дискретному закону, описываемому уравнением

$$L_я = \hbar \sqrt{I(I+1)},$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ и $h =$ – постоянная Планка;

I – спиновое квантовое число принимающее целые или полуцелые значения $I = 0, \frac{1}{2}, 1, \dots$

Магнитный момент ядра – это векторная величина, определяемая вектором момента импульса ядра

$$\vec{p}_m = g_я \vec{L}_я,$$

где $g_я = \dots$ – ядерное гиромагнитное отношение;

$\vec{L}_я$ – собственный момент импульса ядра (спин).

Ядерный магнетон является единицей измерения магнитного момента ядра:

$$\mu_я = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27}.$$

Сверхтонкая структура у микробъектов (атомов, молекул, ядер) связана с существованием у них так называемых подуровней энергии.

Расщепление уровней энергии атома во внешнем магнитном поле, на близко расположенные подуровни энергии (сверхтонкая структура), обусловлено взаимодействием магнитного момента ядра с магнитным полем электронов в атоме.

Магнитные моменты ядер на три порядка меньше магнитных моментов электронов. Поэтому расщепление спектральных линий, соответствующее сверхтонкой структуре, значительно меньше расщепления за счет

взаимодействия между спиновым и орбитальным моментами электрона (тонкая структура).

Ядерный магнитный резонанс – это явление, которое возникает при помещении вещества в постоянное $H \neq H(t)$ и переменное магнитное поле изменяющееся во времени по гармоническому закону $H = H_m \cos \omega t$. Данное явление явилось основой оптического метода определения магнитных моментов ядер $\vec{p}_{mЯ}$.

Вещество, находящееся в сильном постоянном магнитном поле с напряжённостью поля $H \neq H(t)$, подвергают воздействию слабого переменного радиочастотного магнитного поля $H = H_m \cos \omega t$. При частотах переменного магнитного поля ω , соответствующих частотам переходов между ядерными подуровнями, возникает резкий (резонансный) максимум поглощения поля.

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) обусловлен квантовыми переходами между ядерными подуровнями происходящими под влиянием переменного магнитного поля $H = H_m \cos \omega t$. Магнитные моменты ядер $\vec{p}_{mЯ}$ по этому методу вычисляются с точностью зависящей от точности измерения напряженности постоянного магнитного поля $H = \text{const}$ и резонансной частоты магнитного поля $\omega_{рез} = \omega$.

Метод ЯМР применяемый на опыте является прецизионным методом измерения магнитных моментов ядер $p_{mЯ}$. Он позволяет оценивать величину $p_{mЯ}$ с очень высокой точностью (до шести знаков).

Ядерные силы. Модели ядра

Ядерные силы – это особые специфические силы, действующие в ядре между нуклонами. Такие силы, введены в физике и отнесены к классу сильных взаимодействий происходящих в мире элементарных частиц.

Свойства ядерных сил:

1. Ядерные силы являются силами притяжения между нуклонами.
2. Ядерные силы являются короткодействующими. Их воздействие на нуклоны проявляется только на расстояниях порядке размеров равных радиусу ядра $R_{я} \approx 10^{-15}$ м.
3. Ядерным силам свойственна зарядовая независимость. Это свойство обусловлено равенством сил, действующих между двумя протонами $p \leftrightarrow p$, двумя нейтронами $n \leftrightarrow n$ и между протоном и нейтроном $p \leftrightarrow n$. Поэтому ядерные силы имеют незлектрическую природу.
4. Ядерным силам свойственно насыщение. Согласно этого свойства каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов.

5. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов нуклонов $\vec{L}_{s1}, \vec{L}_{s2}, \vec{L}_{s3} \dots$ и взаимодействий между ними.

6. Ядерные силы направлены не по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов, и поэтому их нельзя считать центральными.

Единой теории атомных ядер не существует. Отсутствие такой теории связано с трудностями выбора модели необходимой для описания необычных и разнообразных свойств атомных ядер.

Исторически первой моделью ядра была капельная модель. Её авторами были Н. Бор и Я.И. Френкель в 1936 году.

В основе модели явилась аналогия между поведением нуклонов в ядре и поведением молекул в капле жидкости. Согласно данной модели атомное ядро – это капля электрически заряженной несжимаемой жидкости (с плотностью равной ядерной). Такая «жидкость» подчиняется законам квантовой механики. С помощью капельной модели был описан механизм протекания ядерных реакций деления ядер и было получено полуэмпирическое уравнение для энергии нуклонов в ядре.

Оболочечная модель ядра, разработанная в 1950 году М. Гепперт-Майером и Х. Иенсенем, предполагает существование распределения нуклонов в ядре по дискретным энергетическим уровням (оболочкам), согласно принципу Паули и наибольшую устойчивость ядер при условии полного заполнения ими этих уровней. Ядра с полностью заполненными оболочками наиболее устойчивы. Эта модель объяснила спины магнитные моменты ядер, различную устойчивость атомных периодичность изменения их свойств.

Радиоактивное излучение и его виды

Радиоактивность – это явление, связанное с самопроизвольным (спонтанным) превращением атомных ядер в другие ядра. Такое явление сопровождается испусканием ядрами различных видов радиоактивных излучений.

Естественная радиоактивность наблюдается у некоторых неустойчивых изотопов, которые существуют в природе.

Искусственная радиоактивность наблюдается у изотопов, полученных в ядерных реакциях.

Радиоактивные излучения подразделяют на три типа (рис.142):

1. *α -излучение* отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью. Оно представляет собой поток ядер гелия. Заряд α -частицы равен $Q_\alpha = +2e$, а масса m_α совпадает с массой изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$. Достоверные сведения о природе α -частиц было подтверждено масс спектроскопическим измерением отношения заряда α -частицы к его массе $\frac{Q_\alpha}{m_\alpha}$.

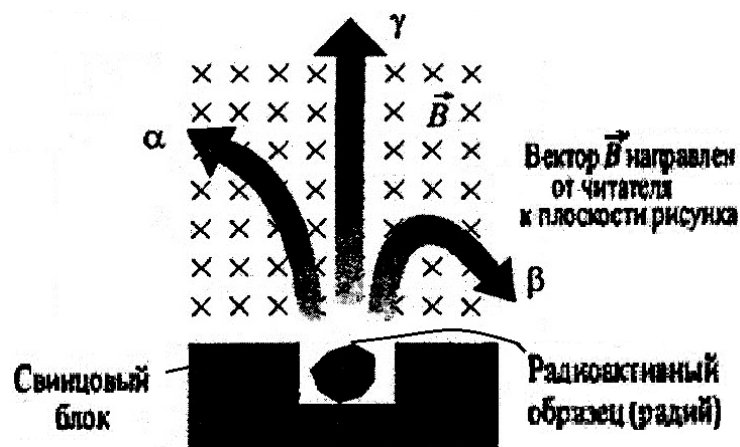


Рис.142

2. β -излучение, представляющее собой поток быстрых электронов, отклоняется электрическим и магнитным полями. Его ионизирующая способность значительно меньше (примерно на два порядка), а проникающая способность в среде гораздо больше, чем у α -частиц.

3. γ -излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м. При таких условиях оно проявляет ярко выраженные *корпускулярные свойства* и считается потоком частиц – γ -квантов (γ фотонов).

4. γ -излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, энергия γ -квантов $\varepsilon = h\nu$ не намного превышает энергию ионизации атомов $E_{\text{ион}} = eU_{\text{ион}}$ (e – заряд электрона, $U_{\text{ион}}$ – потенциал ионизации) и поэтому оно обладает относительно слабой ионизирующей способностью веществ и очень большой проникающей способностью (например, проходит слой свинца толщиной 5 см).

При прохождении γ -излучения через кристаллы наблюдается дифракция и по этой причине оно рассматривается как коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м.

Закон радиоактивного распада

Радиоактивный распад (распад) – это естественное радиоактивное превращение ядер, происходящее самопроизвольно.

Атомное ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется материнским, а возникающее ядро – дочерним.

Закон радиоактивного распада описывается дифференциальным уравнением для бесконечно малого числа ядер, распавшихся за промежутки времени от t до $t+dt$:

$$dN = -\lambda N dt,$$

где N – число ядер, не распавшихся к моменту времени t ;

λ – постоянная радиоактивного распада; знак минус указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается.

Решение данного уравнения проводят с помощью операции интегрирования $\frac{dN}{N} = -\lambda dt \Rightarrow \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$ и в результате получают соотношение в виде

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t.$$

С учётом понятия натурального логарифма последнее соотношение приобретает вид

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

где N – число нераспавшихся ядер в момент времени t ;

N_0 – начальное число нераспавшихся ядер на момент времени $t = 0$;

λ – постоянная радиоактивного распада.

Последнее уравнение описывает закон радиоактивного распада первичного радиоактивного семейства содержащего материнское ядро.

Период полураспада ($T_{1/2}$) – это интервал времени, за который исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается вдвое:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}.$$

Закон радиоактивного распада удобно записывать с учётом периода полураспада $T_{1/2}$ в следующей форме:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = N_0 e^{\ln 2} e^{-t/T_{1/2}} = N_0 2 e^{-t/T_{1/2}}.$$

Активность нуклида (A) – это число распадов, происходящее с ядрами образца за время равное в 1 с:

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

Если активность нуклида равна 1 Бк (беккерель), то за время равное 1 с в нём происходит один акт распада.

Среднее время жизни радиоактивного ядра (τ) – это суммарная продолжительность жизни dN ядер $t|dN| = \lambda N t dt$.

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

Правила смещения. Радиоактивные семейства

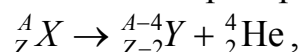
Правила смещения для исходного радиоактивного семейства дают возможность определять, какие ядра возникают в результате распада какого-либо материнского ядра ${}^A_Z X$.

Правила, описывающие распады исходных ядер ${}^A_Z X$, обоснованы законами сохранения зарядовых чисел ядер и элементарных частиц Z_i , а также массовых чисел ядер и элементарных частиц A_i .

Законы сохранения зарядовых чисел ядер и элементарных частиц записываются в видах, зависящих от типа распада ядер и элементарных частиц.

Согласно этим законам сумма зарядовых чисел и массовых чисел исходного ядра и исходных элементарных частиц равна сумме зарядовых и массовых чисел у вторичных ядер и частиц, возникающих в процессе распада.

α -распад ядер описывается в виде преобразования

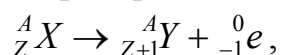


где ${}^A_Z X$ – символ материнского ядра;

${}^A_Z Y$ – символ дочернего ядра;

${}^4_2 \text{He}$ – символ α -частицы.

β^- -распад ядер описывает преобразование вида



а β^+ -распад ядер – ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + {}^0_{+1} e$

где ${}^0_{-1} e$, ${}^0_{+1} e$ – символы электрона и его античастицы позитрона.

Таким образом, массовое число A при α -распаде уменьшается на 4, а при β^- -распаде и β^+ -распаде оно не изменяется по величине.

Нуклид – это общее название атомных ядер, которые отличаются друг от друга числом протонов Z и числом нейтронов N .

Радиоактивные семейства возникают в результате радиоактивного распада материнского ядра. Такие ядра в свою очередь могут быть радиоактивными. И это обстоятельство приводит к возникновению цепочки или ряда из нескольких радиоактивных превращений, заканчивающихся появлением стабильного элемента.

Поэтому радиоактивным семейством называют совокупность элементов образующих такую цепочку или ряд.

Существуют четыре различных радиоактивных семейства, для которых массовые числа задаются уравнениями:

1. $A = 4n$,
2. $A = 4n + 1$,
3. $A = 4n + 2$,
4. $A = 4n + 3$,

где n – целое положительное число.

Каждому семейству присваивается имя по наиболее долгоживущему (с наибольшим периодом полураспада $T_{1/2}$) «родоначальнику».

К таким семействам относятся семейство тория (от ${}^{232}_{90}\text{Th}$), нептуния (от ${}^{237}_{93}\text{Np}$), урана (от ${}^{238}_{92}\text{U}$) и актиния (от ${}^{235}_{89}\text{Ac}$).

Конечными нуклидами таких семейств, соответственно, являются ядро изотопа свинца ${}^{208}_{82}\text{Pb}$, висмута ${}^{208}_{83}\text{Bi}$, ядро изотопа свинца ${}^{206}_{82}\text{Pb}$ и ядро изотопа свинца ${}^{207}_{82}\text{Pb}$.

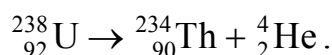
Семейство нептуния (искусственно-активные ядра) заканчивается нуклидом висмута Bi, а все остальные – естественно радиоактивными ядрами нуклидами свинца Pb.

α-распад

Примеры α-распада

α-распад в основном характерен для тяжелых ядер с числом нуклонов $A > 200$ и числом протонов $Z > 82$.

Примером α распада является самопроизвольное превращение ядер урана ${}^{238}_{92}\text{U}$:



Свойства α-частиц:

- Скорости α-частиц вылетающих из ядра изменяются в диапазоне $1,4 \cdot 10^7 \text{ м/с} < v_\alpha < 2 \cdot 10^7 \text{ м/с}$, а кинетические энергии $T = \frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2}$ – $4 \text{ МэВ} < T < 8,8 \text{ МэВ}$.

- Кинетическая энергия α-частиц с высокой степенью является практически постоянной величиной. Разброс кинетической энергии $T = 4 \text{ МэВ} \pm 0,0001 \text{ МэВ}$ очень маленький ($T = 4 \text{ МэВ} \pm 0,0001 \text{ МэВ}$). Поэтому данные микрочастицы являются уникальными материальными микро-объектами, выполняющих роль инструментов для исследования объектов микромира (атомных ядер и др.).

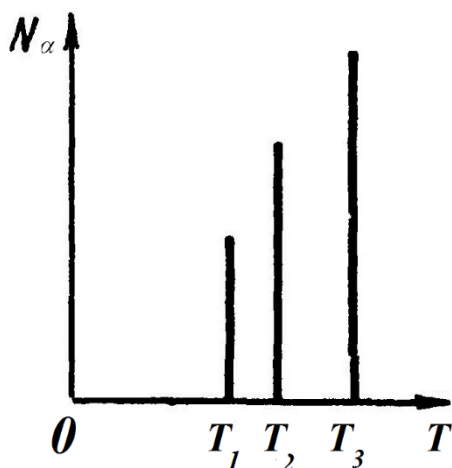


Рис.143

- α-частицы отсутствуют в ядре и возникают в момент радиоактивного распада при встрече движущихся внутри ядра двух протонов и двух нейтронов.

- Энергетический спектр α-частиц испускаемый данным радиоактивным элементом дискретный и обнаруживает «тонкую структуру» связанную с испусканием несколько групп α-частиц с энергиями T_1 , T_2 , T_3 (рис.143).

- В пределах каждой группы частиц их кинетические энергии практически по-

стоянны. Дискретный спектр кинетических энергий α -частиц $T_1, T_2, T_3 \dots$ свидетельствует о том, что атомные ядра обладают дискретными энергетическими уровнями $E_1, E_2, E_3 \dots$.

• *Несмотря на существование в ядре поля кулоновских сил, формирующего потенциальный барьер высотой не менее $U = 8,8$ МэВ, α -частицы вылетают из ядер с кинетической энергией T меньшей $T < U$.*

Особенности α -распада ядер и свойства α -частиц объясняются в рамках квантово-механических представлений. Законы квантовой механики действуют в микромире и они существенно отличаются от законов классической механики.

По законам классической механики перемещение электрических зарядов в областях пространства заполненных электрическими полями происходит при условии превышения их кинетической энергии T над потенциальной энергией силового поля противодействующего их движению $U: T > U$. А по законам квантовой механики это условие не выполняется.

Вылет α -частицы из радиоактивного ядра описывается в рамках туннельного эффекта.

Туннельный эффект связан с проникновением α – частицы сквозь потенциальный барьер U с отличной от нуля вероятностью даже в случае, когда кинетическая энергия α – частицы T меньше его высоты $T < U$.

Туннельный эффект объясняется волновой природой α -частиц. Мерой проникновения α -частиц сквозь потенциальный барьер является коэффициент прозрачности D . Коэффициент прозрачности D , определяющий вероятность прохождения α -частиц сквозь потенциальный барьер и зависящий от формы потенциального барьера в пространстве $U = U(x, y, z)$, вычисляется на основе уравнения Шредингера (см. далее).

Решение уравнения Шредингера, проведенное в случае простейшего потенциального барьера с прямоугольными вертикальными стенками, имеющего высоту U и ширину l , позволило получить коэффициент прозрачности D описываемый уравнением

$$D = D_0 \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m_\alpha (U - E)} l \right],$$

где E – энергия α -частиц «внутри» ядра.

Из уравнения видно, что коэффициент прозрачности D барьера на пути α -частицы увеличивается при уменьшении его высоты U и ширины l .

Кроме этого, при одной и той же форме потенциальной кривой барьера $U = U(x)$ барьер на пути x движения α -частицы тем меньше, чем больше её энергия E . Это обстоятельство качественно подтверждают справедливость закон Гейгера – Нэттола.

Закон Гейгера – Нэттола устанавливает связь между внутренними свойствами ядер, характеризующими постоянной распада ядер λ , и длинами

пробега α -частиц (расстояния проходимые α -частицей в веществе до её полной остановки) в каком-либо веществе R_α . Эта связь описывается соотношением:

$$\ln \lambda = A + B \ln R_\alpha,$$

где A и B – эмпирические константы,

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \text{ – постоянная распада ядер,}$$

$T_{1/2}$ – период полураспада ядер,

R_α – длина пробега α -частицы в веществе.

Из соотношения видно, что чем меньше период полураспада ядер, тем больше пробег α -частиц и их энергия. При нормальных условиях в воздухе пробег α -частиц составляет несколько сантиметров, а в более плотных средах – доли миллиметра. Поэтому α -частицы можно остановить обычным листком бумаги.

Точками на графике рис.144 изображена зависимость периода полураспада радиоактивного элемента $T_{1/2}$ от кинетической энергии T естественно радиоактивного элемента, а штриховая линия отображает закон Гейгера – Нэттола.

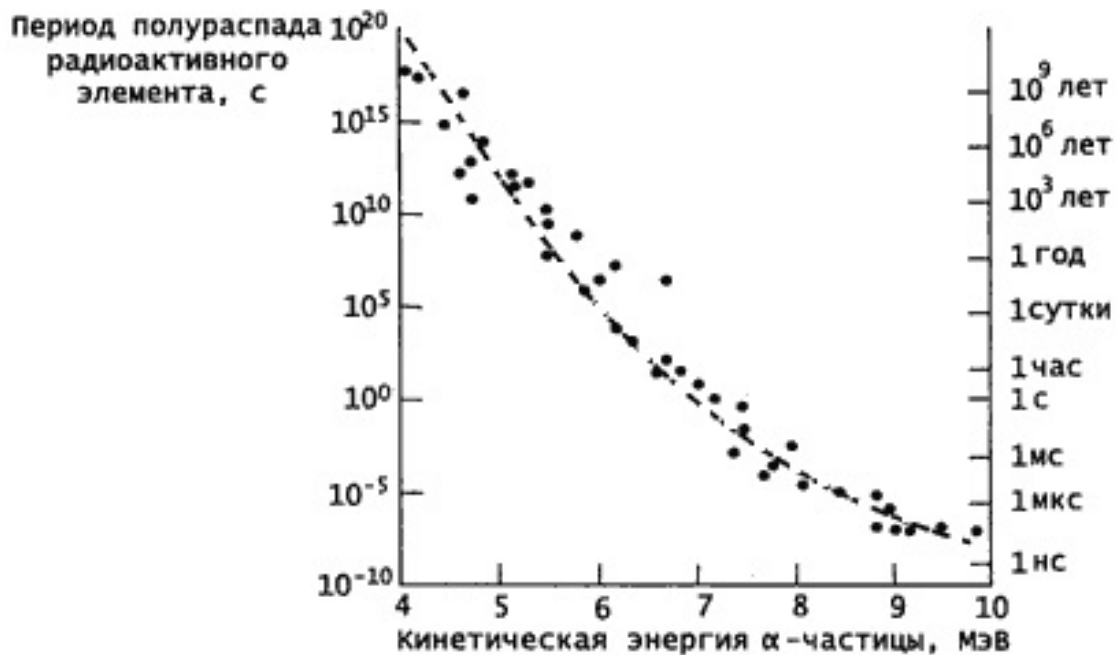


Рис.144

Таким образом периоды полураспада известных α -радиоактивных ядер варьируются в широких пределах. Например, изотоп вольфрама ^{182}W имеет период полураспада $T_{1/2} > 8,3 \cdot 10^{18}$ лет, а изотоп протактиния ^{219}Pa – $T_{1/2} = 5,3 \cdot 10^{-8}$ с.

β-распад

При изучении процесса β⁻-распада необходимо было найти ответы на следующие вопросы:

1. Каковы причины возникновения электронов (в атомном ядре они отсутствуют)?

2. Почему (рис.145) энергетический спектр электронов $N_e = N_e(T)$ испускаемых ядром непрерывный (N_e – число электронов)?

3) Каким образом радиоактивные ядра, обладающие до и после распада вполне определенным дискретным набором энергий $E_1, E_2, E_3 \dots$, могут выбрасывать электроны с энергией непрерывно изменяющейся в диапазоне $T_{\min} < T < T_{\max}$?

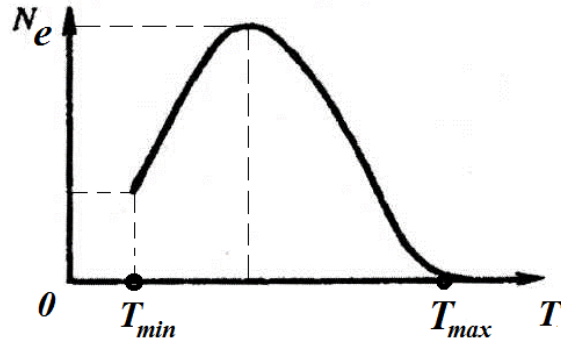


Рис.145

4) Почему, несмотря на правило смещения ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} X + {}^0_{-1} e$,

указывающее, что число нуклонов в ядре не изменяется ($A = \text{const}$), выброс электрона ядром изменяет спин ядра на величину $\hbar/2$? Ведь электроны не входят в состав ядра и поэтому они не могут изменить спин ядра L_J .

Ответы на поставленные выше вопросы были изложены Паули.

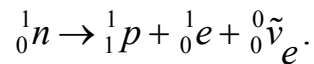
Паули предположил, что при β⁻-распаде вместе с электроном испускается еще одна нейтральная микрочастица по имени нейтрино ${}^0_0 \nu_e$. Нейтрино ${}^0_0 \nu_e$ имеет нулевой заряд, спин равный $\frac{1}{2}\hbar$ и практически нулевую массу покоя порядка $< 10^{-4} m_e$. Однако, впоследствии оказалось, что при β⁻-распаде испускается не нейтрино, а антинейтрино ${}^0_0 \bar{\nu}_e$ (античастица по отношению к нейтрино ${}^0_0 \nu_e$).

Учёт микрочастиц нейтрино (антинейтрино) при β⁻-распаде позволил не только объяснить кажущееся несохранение спина ядра, но и объяснить непрерывность энергетического спектра выбрасываемых электронов.

Непрерывный спектр β⁻-частиц (см. Рис.) обусловлен распределением энергии между электронами ${}^0_{-1} e$ и антинейтрино ${}^0_0 \bar{\nu}_e$. Суммарная энергия обеих частиц равна максимальной энергии в спектре T_{\max} . В одних актах распада наибольшую энергию приобретает антинейтрино ${}^0_0 \bar{\nu}_e$, а в других – электрон.

В граничной точке кривой β спектра $N_e = N_e(T)$ (см. рис.145) энергия электрона равная полной энергии распада уносится электроном, а энергия антинейтрино равна нулю.

Возникновение электронов при β^- – распаде объясняется процессами, происходящими внутри ядра при которых один из нейтронов реактивного ядра превращается в протон с одновременным образованием электрона и вылетом антинейтрино:



В процессе преобразования частиц выполняются законы сохранения электрических зарядов, импульса и массовых чисел. Кроме этого, масса покоя нейтрона превышает массу атома водорода (т. е. протона и электрона вместе взятых) и поэтому данное превращение энергетически возможно.

Данной разности в массах микрочастиц согласно уравнению Эйнштейна соответствует энергия, равная $E = 0,782 \text{ МэВ}$. За счёт этой энергии может происходить самопроизвольное превращение нейтрона в протон.

Энергия электронов формируется за счёт её перераспределения между электроном 1_0e и антинейтрино ${}^0_0\tilde{\nu}_e$.

γ -излучение и его свойства

γ -излучение самостоятельным видом излучения не является. Оно только лишь сопровождает α - и β -распады.

Данное излучение возникает при ядерных реакциях, при торможении заряженных частиц и т.д. и обладает свойствами:

✓ γ -спектр (распределение числа γ -квантов по энергиям) атомных ядер линейчатый. Это указывает о существовании в атомных ядрах дискретного набора энергетических состояний.

✓ γ -излучение испускается не материнским ядром, а дочерним.

✓ Характеристики A и Z ядер испускающих γ -кванты не изменяются. Поэтому такие процессы никакими правилами смещения не регулируются.

✓ γ -излучение большинства ядер представляет собой весьма коротковолновое электромагнитное излучение. Поэтому волновые свойства этого излучения проявляются весьма слабо и на первый план выступают корпускулярные свойства. Следовательно, γ -излучение ядер необходимо рассматривать как поток частиц – γ -квантов.

✓ γ -кванты, обладая нулевой массой покоя, не могут замедляться в среде, поэтому при прохождении γ -излучения сквозь вещество они либо поглощаются, либо рассеиваются им.

✓ γ -кванты не несут электрического заряда и тем самым не испытывают воздействия кулоновских сил.

✓ При прохождении пучка γ -квантов сквозь вещество их энергия не меняется и в результате столкновений с ядрами веществ их интенсивность изменяется по экспоненциальному закону

$$I = I_0 e^{-\mu x},$$

где I и I_0 – интенсивности γ -излучения на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x ;

μ – коэффициент поглощения.

✓ Основными процессами, сопровождающими прохождение γ -излучения через вещество, являются фотоэффект; комптон-эффект (комptonовское рассеяние) и образование электронно-позитронных пар.

Фотоэффект, или фотоэлектрическое поглощение γ -излучения – это процесс, при котором атом поглощает γ -квант и испускает электрон. По мере увеличения энергии γ -квантов ($E_\gamma \approx 0,5$ МэВ) вероятность фотоэффекта очень мала и основным механизмом взаимодействия γ -квантов с веществом является комптоновское рассеяние.

При $E_\gamma > 1,02$ МэВ = $2m_e c^2$ (m_e – масса электрона) становится возможным процесс образования электронно-позитронных пар в электрических полях ядер. Вероятность этого процесса пропорциональна Z^2 и увеличивается с ростом E_γ . Поэтому при $E_\gamma \approx 10$ МэВ основным процессом взаимодействия γ -излучения в любом веществе является образование электронно-позитронных пар ${}^0_{-1}e$ и ${}^0_{+1}e$

Если энергия γ -кванта превышает энергию связи нуклонов в ядре (7÷8 МэВ), то в результате поглощения γ -кванта может наблюдаться ядерный фотоэффект связанный с выбросом из ядра одного из нуклонов (чаще всего нейтрона).

Приборы для регистрации радиоактивных излучений и частиц

Для регистрации радиоактивных излучений и частиц применяют различные приборы.

Методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений (α , β , γ) и частиц основаны на их способности производить ионизацию и возбуждение атомов среды.

Заряженные частицы вызывают эти процессы непосредственно, а γ -кванты и нейтроны обнаруживаются по ионизации, вызываемой возникающими в результате их взаимодействия с электронами и ядрами атомов среды быстрыми заряженными частицами.

Вторичные эффекты, сопровождающие рассмотренные процессы, такие, как вспышка света, электрический ток, потемнение фотопластинки, позволяют регистрировать пролетающие частицы, считать их, отличать друг от друга и измерять их энергию.

Разработаны две группы приборов:

1) приборы для регистрации прохождения частицы через определенный участок пространства и в некоторых случаях определяющие ее характеристики частицы (например, энергию). К таким приборам относятся сцинтилляционный счетчик, импульсная ионизационная камера, газоразрядный счетчик и полупроводниковый счетчик;

2) приборы для наблюдения по фотографиям следа (трека) частиц в веществе: камера Вильсона, диффузионная камера, пузырьковая камера, ядерные фотоэмульсии.

Сцинтилляционный счетчик

Сцинтилляционный счетчик используется для наблюдения сцинтилляций (вспышек света) при попадании быстрых частиц на флуоресцирующий экран. Этим прибором впервые визуально зарегистрированы α -частицы в 1903 году.

Сцинтилляционный счетчик является детектором ядерных частиц. Основными его элементами являются сцинтиллятор (кристаллофосфор) и фотоэлектронный умножитель, позволяющий преобразовывать слабые световые вспышки в электрические импульсы, регистрируемые электронной аппаратурой. Обычно в качестве сцинтилляторов используют кристаллы некоторых неорганических веществ (ZnS для α -частиц; $NaI - Tl$, $CsI - Tl$ – для β -частиц и γ -квантов) или органических веществ (антрацен, пластмассы – для γ -квантов).

Интенсивность световой вспышки для многих сцинтилляторов пропорциональна энергии первичной частицы. Поэтому счётчики в данных сцинтилляторах применяются для измерения энергии регистрируемых частиц.

Импульсная ионизационная камера

Импульсная ионизационная камера – это детектор частиц. Его действие основано на способности заряженных частиц вызывать ионизацию газа. Ионизационная камера представляет собой заполненный газом электрический конденсатор, к электродам которого подается постоянное напряжение.

Регистрируемая частица, попадая в пространство между электродами, ионизует газ. Электрическое напряжение на электродах подбирается так, чтобы все образовавшиеся ионы, с одной стороны, доходили до электродов, не успев рекомбинировать (исчезнуть), а с другой – не разгонялись настолько сильно, чтобы производить вторичную ионизацию атомов.

Поэтому непосредственно на электродах ионизационной камеры собираются ионы, возникшие под действием заряженных частиц.

Ионизационные камеры бывают двух типов: интегрирующие (в них измеряется суммарный ионизационный ток) и импульсные, являющиеся, по

существо, счетчиками. В таких камерах регистрируется прохождение одиночной частицы и измеряется ее энергия.

Газоразрядный счетчик

Газоразрядный счетчик представляет собой заполненный газом металлический цилиндр (катод) с тонкой проволокой (анод), натянутой по его оси. Основным процессом в них является вторичная ионизация газа, обусловленная столкновениями первичных ионов с атомами и молекулами газа и стенок.

Разработаны два типа газоразрядных счетчиков: пропорциональные (в них используется несамостоятельный газовый разряд, исчезающий при прекращении действия внешнего ионизатора), и счётчики Гейгера – Мюллера (в них используется самостоятельный разряд, поддерживаемый после прекращения действия внешнего ионизатора).

Рабочее электрическое напряжение в пропорциональных счетчиках подбирается так, чтобы они работали в области вольт – амперной характеристики ($I = I(U)$), соответствующей несамостоятельному разряду. При таком условии выходной импульс пропорционален первичной ионизации, т. е. энергии влетевшей в счетчик частицы. Поэтому такие приборы не только регистрируют частицу, но и измеряют её энергию.

Счетчик Гейгера – Мюллера по конструкции и принципу действия существенно не отличается от пропорционального счетчика использованием в работе вольт-амперной характеристики ($I = I(U)$), соответствующей самостоятельному разряду. Выходной импульс при таком условии не зависит от первичной ионизации и поэтому счетчики Гейгера – Мюллера выполняют функцию регистраторов частиц без измерения их энергии.

Полупроводниковый счетчик. Камера Вильсона

Полупроводниковый счетчик – это детектор частиц обладающий временным разрешением примерно равным $\Delta t \approx 10^{-9}$. Основным его элементом является полупроводниковый диод.

Данные счётчики обладают высокой надежностью и могут использоваться в магнитных полях. Однако, малая толщина их рабочей области (порядка сотни микрометров) не позволяет проводить измерения высокоэнергетических частиц.

Камера Вильсона – это трековый детектор в виде стеклянного цилиндра с плотно прилегающим поршнем. Он был разработан в 1912 году и применялся вплоть до 1950–1960-х годов.

Цилиндр детектора заполняется нейтральным газом (обычно гелием или аргоном), насыщенным парами воды или спирта.

При быстром (т.е. адиабатном) расширении газа пар становится пересыщенным и на траекториях частиц, пролетевших через камеру, образуются

треки (следы) из тумана. Образовавшиеся треки для воспроизводства их пространственного расположения фотографируются стереоскопически, т.е. под разными углами.

По характеру и геометрии треков делают выводы о типе прошедших через камеру частиц (α -частица оставляет сплошной жирный след, а β -частица – тонкий), об энергии частиц (по величине пробега), о плотности ионизации (по количеству капель на единицу длины трека) и о количестве участвующих в реакции частиц.

В 1927 году российский ученый Д.В. Скобельцын значительно расширил возможности камеры Вильсона, поместив ее в сильное магнитное поле. Это позволило по искривлению траектории заряженных частиц в магнитном поле (т.е. по кривизне трека) определять знаки заряда.

Если известен заряд и масса частицы, то по радиусу кривизны трека можно определить энергию и массу частицы даже в том случае, если весь трек в камере не уместается (для реакций при высоких энергиях вплоть до сотен мегаэлектрон – вольт).

Недостатком камеры Вильсона является малое рабочее время, составляющее примерно 1% от времени, затрачиваемого для подготовки камеры к последующему расширению (выравнивание температуры и давления, рассасывание остатков треков, насыщение паров), а также трудоемкость обработки результатов.

Диффузионная и пузырьковые камеры. Ядерные фотоэмульсии

Диффузионная камера была, созданная в 1936 году, является разновидностью камеры Вильсона.

Рабочим веществом в ней также является пересыщенный пар, но состояние его перенасыщения создается диффузией паров спирта от нагретой (до 10 °С) крышки ко дну, охлаждаемому (до – 60°С) твердой углекислотой.

Вблизи дна камеры возникает слой пересыщенного пара толщиной примерно 5 см, в котором проходящие заряженные частицы создают треки. В отличие от камеры Вильсона диффузионная камера работает непрерывно. Кроме того, из-за отсутствия поршня в ней могут создаваться давления до 4 МПа, что значительно увеличивает ее эффективный объем.

Пузырьковая камера была сконструирована в 1952 году.

В ней также рабочим веществом является перегретая (находящаяся под давлением) прозрачная жидкость (жидкие водород, пропан, ксенон).

Камера запускается также, как и камера Вильсона, резким сбросом давления, переводящим жидкость в неустойчивое перегретое состояние. Пролетающая в это время через камеру заряженная частица вызывает резкое вскипание жидкости, и траектория частицы оказывается обозначенной цепочкой пузырьков пара. Эта цепочка образует трек, который, как и в камере Вильсона, фотографируется.

Пузырьковая камера работает циклами. Размеры пузырьковых камер примерно такие же, как камеры Вильсона (от десятков сантиметров до 2 м). Жидкости гораздо плотнее газов поэтому их эффективный объём на 2–3 порядка больше чем у газов. Поэтому пузырьковые камеры применяют для исследования длинных цепей рождений и распадов элементарных частиц высоких энергий.

Ядерные фотоэмульсии стали применять в 1927 году как простейшие трековые детекторы заряженных частиц.

Прохождение заряженной частицы в эмульсии вызывает ионизацию, приводящую к образованию центров скрытого изображения. После проявления следы заряженных частиц обнаруживаются в виде цепочки зерен металлического серебра. Так как эмульсия является средой более плотной, чем газ или жидкость, то длина трека в эмульсии более короткая.

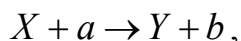
Следует отметить, что трек длиной 0,05 см в эмульсии эквивалентен треку в 1 м в камере Вильсона. Поэтому фотоэмульсии применяются для изучения реакций, вызываемых частицами в ускорителях сверхвысоких энергий и в космических лучах.

Кроме этого, в практике исследований высоко – энергетических частиц используются так называемые стопы. Стопы, составленные из большого числа маркированных фотоэмульсионных пластинок, размещаются на пути частиц и после их проявления промеряются под микроскопом.

Ядерные реакции и их классификация

Ядерные реакции – это превращение атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами (в том числе и с γ -квантами) или друг с другом.

Такие превращения оформляются символическими записями



где X, Y – соответственно исходные и конечные ядра;

a и b – бомбардирующая и испускаемая (или испускаемые) в ядерной реакции частицы.

Ядерные реакции протекают по законам сохранения зарядовых и массовых чисел:

1. Сумма зарядовых чисел ядер и частиц, вступающих в реакцию, равна сумме зарядовых конечных продуктов (ядер и частиц) реакции:

$$\sum_{i_u}^{N_u} Z_{исхi} = \sum_{i_k}^{N_k} Z_{конi}.$$

2. Сумма массовых чисел ядер и частиц, вступающих в реакцию, равна сумме зарядовых (массовых чисел) конечных продуктов (ядер и частиц) реакции:

$$\sum_{i_u}^{N_u} A_{исхi} = \sum_{i_k}^{N_k} A_{конi}.$$

Первая в истории физики ядерная реакция по рассеянию α – частиц на ядрах азота была осуществлена Резерфордом в 1919 году. Эта реакция строго подчиняется законам сохранения зарядовых и массовых чисел и поэтому записывается в виде ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{p}$.

При рассеянии микрочастиц могут наблюдаться:

- тождественность испущенной частицы с захваченной частицей $b \equiv a$;
- упругое рассеяние при равенстве энергии частиц $E_a = E_b$;
- неупругое рассеяние при $E_b \neq E_a$.

Экзотермическая реакция сопровождается выделением энергии.

Эндотермическая реакция сопровождается поглощением энергии.

Ядерные реакции классифицируют:

1) по роду участвующих в них частиц (реакции под действием нейтронов; заряженных частиц; γ -квантов);

2) по энергии вызывающих их частиц (реакции при малых, средних и высоких энергиях);

3) по роду участвующих в них ядер (реакции на легких ($A < 50$); средних ($50 < A < 100$) и тяжелых ($A > 100$) ядрах);

4) по характеру происходящих ядерных превращений (реакции с испусканием нейтронов, заряженных частиц; реакции захвата (в случае этих реакций составное ядро не испускает никаких частиц, а переходит в основное состояние, излучая один или несколько γ -квантов).

Позитрон. β^+ -распад

Позитрон ${}^0_{+1}e$ – это первая элементарная частица в микромире, причисленная к особому классу «Античастицы».

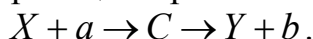
Данная античастица имеет массу равную массе электрона $m_{e^+} = m_{e^-}$, спин равный $L_S = \frac{1}{2}\hbar$ и положительный заряд равный $Q_{e^+} = +e = +1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Существование этой античастицы была предсказано Дираком из решения релятивистского волнового уравнения для электрона. Решение этого уравнения позволило объяснить все свойства электрона и получить данные для полной энергии свободного электрона не только положительные, но и отрицательные значения по знаку.

Для объяснения этого факта Дирак выдвинул гипотезу, что у электрона есть античастица – позитрон. Впоследствии позитрон был обнаружен в составе космического излучения. Кроме этого, существование позитронов также было доказано наблюдением их треков в камере Вильсона, помещенной в магнитном поле.

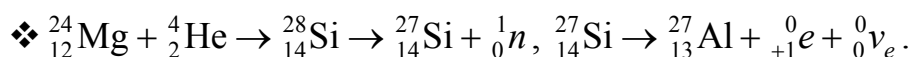
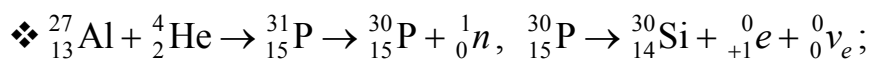
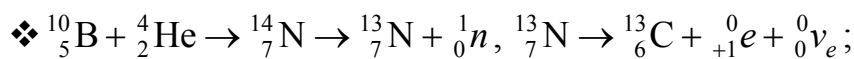
Компаунд-ядро – это модель, которая используется для описания ядерных реакций

Согласно Бору, ядерные реакции протекают в две стадии по схеме:

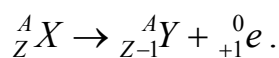


Первая стадия связана с захватом ядром частицы a и образованием промежуточного ядра C , называемого составным, или компаунд – ядром. Вторая стадия реакции представляет собой распад составного ядра на ядро Y и частицу b .

β^+ -распады ядер экспериментально изучали Фредерик и Ирен Жолио-Кюри. Бомбардировка α – частицами ядер бора В, ядер алюминия Al и ядер магния Mg, позволила учёным получить искусственно-радиоактивные ядра. Эти ядра участвуют в β^+ -распадах (позитронных распадах) по следующим схемам:

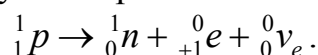


Правило смещения для β^+ -распадов подтверждается ядерной реакцией



Энергетический спектр позитронов β^+ -спектр, также как и β^- -спектр непрерывен.

Процесс β^+ -распада протекает так, как если бы один из протонов ядра превратился в нейтрон, испустив при этом позитрон и нейтрино:



где выброс нейтрино вытекает из тех же соображений, что и для β^- -распада.

Следует отметить, что масса покоя протона меньше массы покоя нейтрона $m_p < m_n$ и по этой причине такая реакция для свободного протона наблюдаться не может. Однако, для протонов находящихся в ядре поле ядерных сил действует и благодаря ядерному взаимодействию происходит преобразование протона в нейтрон и вылет позитрона.

Электронно-позитронные пары, их аннигиляция. Электронный захват

Образование электронно-позитронных пар происходит при взаимодействии γ -квантов большой энергии с веществом.

Энергия γ -квантов E_γ должна превосходить суммарную энергию покоя для обеих микрочастиц $E_e = m_{e^-}c^2 + m_{e^+}c^2 = 2m_{e^-}c^2 = 1,02$ Мэв:

$$E_\gamma > E_e = 1,02 \text{ Мэв.}$$

Процесс образования электронно-позитронных пар протекает по схеме

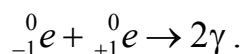


Электронно-позитронные пары были обнаружены в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле по отклонению электронов ${}_{-1}^0e$ и позитронов ${}_{+1}^0e$ в противоположные стороны.

Чтобы схема реакции (1) выполнялась, помимо соблюдения законов сохранения энергии и импульса, необходимо, чтобы фотон обладал целым спином, равным 0 или 1. Это связано с тем, что спины электрона и позитрона равны $1/2$.

Эксперименты и теоретические выкладки показали, что спин фотона действительно равен 1 (в единицах \hbar).

Аннигиляция – это процесс при котором происходит превращение электронно-позитронной пары (при столкновении позитрона с электроном) в два γ -кванта. В этом процессе энергия пары частиц переходит в энергию фотонов

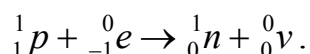


Возникновение в этом процессе двух γ -квантов обусловлено фундаментальными законами сохранения импульса и энергии.

Электронный захват (e-захват) – это явление, при котором атомное ядро устраняет электроны с какой-либо внутренней оболочки атома.

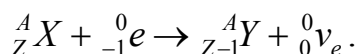
Оболочки атома, именуемые символами K, L, M и т.д., отличаются друг от друга орбитальными квантовыми числами $l = 0, 1, 2$, и т.д.

Это явление сопровождается испусканием микрочастицы нейтрино ${}^0_0\nu$:



Возникновение нейтрино ${}^0_0\nu$ обусловлено фундаментальным законом сохранения спина ядер и частиц (внутренний механический момент импульса ядер и частиц).

Захват электрона ядром A_ZX описывает схема:



e-захват, часто называемый третьим видом β -распада, существенно отличается от β^\pm -распадов. При β^\pm -распадах ядер возникают две частицы (электрон ${}_{+1}^0e$ и нейтрино ${}^0_0\nu$) и энергия распада перераспределяется между ними, а при e-захвате возникает одна микрочастица нейтрино ${}^0_0\nu$ и вся энергия распада уносится этой частицей.

Явление e-захвата обнаруживается по сопровождающему его характеристическому рентгеновскому излучению. Такое излучение возникает вследствие заполнения вакансий (энергетические состояния) в электронной

оболочке атома. Такие вакансии образованы за счёт вылета электронов из атомов.

Ядерные реакции, протекающие под действием нейтронов, имеют важное прикладное значение.

Течение таких реакций и конечные их продукты в виде ядер атомов и частиц зависят от скорости v_{0n} (или энергии E_{0n}) нейтронов.

По этой причине нейтроны делят на категории «Медленные нейтроны» и «Быстрые нейтроны».

К категории медленных нейтронов отнесены

ультрахолодные ($E_{0n} \leq 10^{-7}$ эВ),

очень холодные ($E_{0n} = 10^{-7} - 10^{-4}$ эВ),

холодные ($E_{0n} = 10^{-4} - 10^{-3}$ эВ),

тепловые ($E_{0n} = 10^{-3} - 0,5$ эВ)

и резонансные ($E_{0n} = 0,5 - 10^4$ эВ) нейтроны.

К категории быстрых нейтроны отнесены

быстрые ($E_{0n} = 10^4 - 10^8$ эВ),

высокоэнергетичные ($E_{0n} = 10^8 - 10^{10}$ эВ)

и релятивистские ($E_{0n} \geq 10^{10}$ эВ) нейтроны.

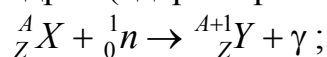
Замедление (уменьшение скорости) нейтронов происходит при пропускании их через вещество (среду). Примером такого вещества является вода H_2O содержащая в своём составе водород H или графит C.

Нейтроны при прохождении через вещество рассеиваются (отклоняются от первоначального направления) и замедляются (уменьшают скорость).

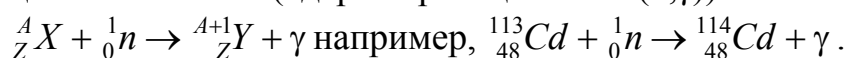
Медленные нейтроны эффективны для возбуждения ядерных реакций. Это связано с тем, что они относительно долго могут находиться вблизи атомного ядра. При таких условиях вероятность захвата нейтрона атомным ядром очень большая.

Примерами являются следующие реакции с участием медленных нейтронов:

✓ упругое рассеяние на ядрах (ядерная реакция типа (n,n))



✓ радиационный захват (ядерная реакция типа (n,γ)):



Реакция типа (n,γ) приводит к образованию нового изотопа исходного вещества.

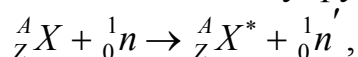
При воздействии на легкие ядра тепловых нейтронов наблюдаются реакции захвата нейтронов ${}_0^1n$ с испусканием протонов ${}_1^1p$ и α -частиц ${}_2^4\text{He}$:



Быстрые нейтроны эффективны для возбуждения реакций типа (n, p) и (n, α) .

В данном случае энергия нейтронов достаточна для преодоления потенциального барьера, препятствующего вылету протонов и α -частиц.

Для быстрых нейтронов наблюдается неупругое рассеяние по схеме



где ${}_0^1n'$ – обозначает не первичный нейтрон проникший в ядро, а новый нейтрон возникший в процессе реакции;

${}_Z^A X^*$ – ядро в возбужденном состоянии.

Переход возбужденного ядра в нормальное состояние сопровождается испусканием γ -кванта.

При энергиях нейтронов $E_{{}_0^1n} \approx 10$ МэВ возникают ядерные реакции типа $(n, 2n)$. Примером таких реакций являются, например:



Реакция деления ядра

Реакции деления ядер могут происходить под действием нейтронов и других частиц. При делении первичного ядра с числом нуклонов A возникают более легкие ядра (осколки). Наиболее вероятным процессом в реакции деления ядер является образование двух ядер с числом нуклонов приблизительно равным половине от первоначального числа нуклонов $\approx A/2$.

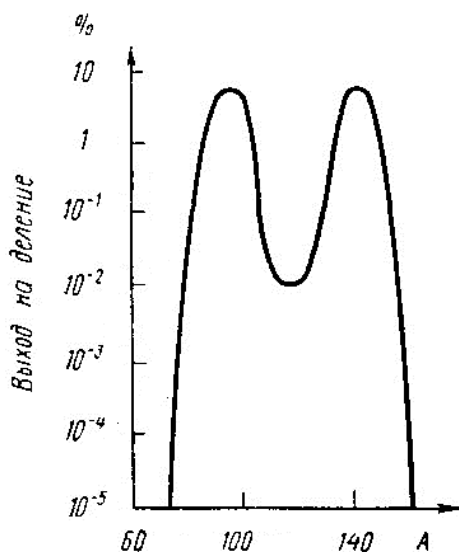


Рис.146

Распределение продуктов деления урана по массам представлено на рис.146.

Деления ядер сопровождается испусканием двух-трех вторичных нейтронов ${}_0^1n$, называемых нейтронами деления.

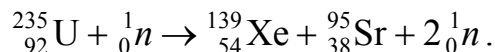
Особенность деления ядер – испускание двух-трех вторичных нейтронов, называемых нейтронами деления.

У тяжелых ядер число нейтронов значительно превышает число протонов ($N/Z = 1,6$). Поэтому нейтроны деления выделяют осколки, перегруженные нейтронами.

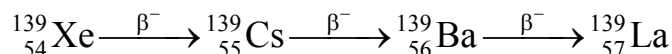
Однако испускание нейтронов деления не устраняет полностью перегрузку

ядер-осколков нейтронами. Это приводит к тому, что осколки оказываются радиоактивными и они могут претерпеть ряд β^- -превращений, сопровождаемых испусканием γ -квантов.

Примером этого процесса является реакция деления ядра урана ${}^{235}_{92}\text{U}$



Осколок деления ${}^{139}_{54}\text{Xe}$ в результате трех актов β^- -распада превращается в стабильный изотоп лантана ${}^{139}_{57}\text{La}$:



Осколки деления разнообразны, поэтому приведенная реакция – не единственная.

На каждый акт деления в среднем приходится 2,5 испущенных нейтронов. Большинство из них испускается за очень малый интервал времени $\Delta t \leq 10^{-14}$ с (практически мгновенно). Поэтому такие нейтроны названы мгновенными нейтронами. Малая часть испущенных нейтронов ($\approx 0,7\%$) появляющихся спустя некоторое время после деления ($0,05 \text{ с} \leq t \leq 60 \text{ с}$) названа запаздывающими нейтронами.

Деление ядер сопровождается выделением большого количества энергии.

Удельная энергия связи $\delta E_{\text{св}} = \frac{E_{\text{св}}}{A}$ для ядер расположенных в средней части периодической системы элементов Менделеева составляет примерно $\delta E_{\text{св}} \approx 8,7$ МэВ, а для тяжелых ядер – $\delta E_{\text{св}} = 7,6$ МэВ.

Экспериментально доказано, что при делении тяжелого ядра на два осколка должна освобождаться энергия примерно равная $\delta E_{\text{св}} = 1,1$ МэВ на нуклон. Вероятность деления ядер определяется минимальной энергией, необходимой для осуществления реакции деления ядра. Такая энергия названа энергией активации.

Реакции деления ядер осуществляются тепловыми нейтронами, движущимися хаотически с малыми скоростями и имеющими малую энергию. Реакции деления подвержены ядра изотопа урана ${}^{235}_{92}\text{U}$, изотопа плутония ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, изотопа урана ${}^{233}_{92}\text{U}$ и изотопа тория ${}^{230}_{90}\text{Th}$.

Цепная реакция деления

Цепная реакция деления – это ядерная реакция, в которой частицы, вызывающие реакцию, образуются как продукты реакции.

Коэффициент размножения нейтронов k численно равен отношению числа нейтронов в данном поколении к их числу в предыдущем поколении.

$$k = \frac{N_{t+1}}{N_t}.$$

Коэффициент размножения нейтронов k зависит от природы делящегося вещества. Для данного изотопа k зависит от количества, размеров и формы пространства (активная зона), в котором происходит цепная реакция деления ядер.

Для развития цепной реакции деления ядер необходимо обеспечить выполнение условия для коэффициента размножения нейтронов:

$$k \geq 1.$$

Критические размеры активной зоны – это минимальные размеры, при которых возможно осуществление цепной реакции деления ядер.

Критическая масса – это минимальная масса делящегося вещества в системе критических размеров активной зоны, которая необходима для осуществления цепной реакции деления ядер.

Скорость развития цепной реакции деления ядер оценивают с учётом среднего времени жизни одного поколения нейтронов T и числа нейтронов в данном (исходном) поколении N .

В последующем поколении число нейтронов равно kN . Поэтому бесконечно малое число нейтронов за одно поколение равно

$$dN = kN - N = N(k - 1).$$

Скорость нарастания цепной реакции равна

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k - 1)}{T} \rightarrow dN = \frac{N(k - 1)}{T} dt$$

Число нейтронов в начальный момент времени N_0 и число нейтронов на текущий момент времени t оценивают интегрированием

$$\int_{N_0}^N dN = \int_0^t \frac{N(k - 1)}{T} dt \rightarrow N = N_0 e^{(k-1)t/T}.$$

Таким образом, уравнение $N = N_0 e^{(k-1)t/T}$ описывает закон размножения нейтронов во времени в цепной реакции деления ядер.

Самоподдерживающаяся реакция – это реакция, при которой коэффициент размножения нейтронов $k = 1$. При такой реакции число нейтронов в реакторе с течением времени t не изменяется $N = \text{const}$.

Реакция развивающаяся – это реакция, при которой коэффициент размножения нейтронов больше единицы $k > 1$. Число делений ядер в ходе такой реакции непрерывно нарастает и реакция может стать взрывной.

Реакция затухающая – это реакция, при которой коэффициент размножения нейтронов $k < 1$. Число нейтронов в ходе такой реакции непрерывно уменьшается и реакция прекращается.

Цепные реакции деления ядер в зависимости от величины коэффициента размножения нейтронов k подразделяют на управляемые (величина k изменяется во времени) и неуправляемые (величина k не изменяется во времени $k = \text{const}$).

Ядерные реакторы

Ядерный реактор – это устройство (рис.147), в котором осуществляется и поддерживается управляемая цепная реакция деления ядер.

В активной зоне реактора расположены тепловыделяющие элементы (ТВЭЛ) 1. ТВЭЛЫ представляют собой блоки из делящегося ядерного материала. За счет энергии, выделяющейся при делении ядер, ТВЭЛЫ разогреваются. Поэтому их погружают в поток теплоносителя 3. Нейтроны, проходя сквозь замедлители 2, уменьшают свою скорость до тепловых скоростей. Активная зона реактора окружена отражателем нейтронов 4.

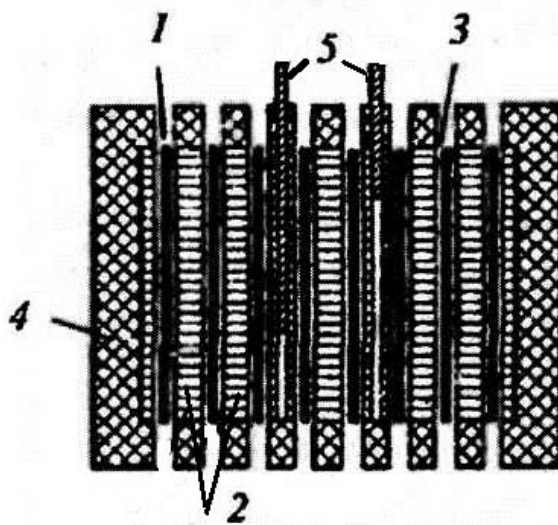


Рис.147

Принцип действия реактора на тепловых нейтронах основан на управлении цепной реакцией деления ядерного вещества. Оно осуществляется специальными управляющими стержнями 5 из материалов, сильно поглощающих нейтроны (например, бор В и кадмий Cd).

Если стержни 5 погружены в реактор полностью, то реакция деления не происходит. При постепенном поднятии стержней коэффициент размножения нейтронов k увеличивается и при достижении значения $k = 1$, реактор начинает свою работу.

По мере работы реактора количество делящегося материала в активной зоне уменьшается, а сама активная зона заполняется осколками деления. В составе осколков могут быть ядра сильно поглощающие нейтроны. Поэтому для поддержания течения реакции деления из активной зоны постепенно извлекаются управляющие (а часто специальные компенсирующие) стержни.

Ядерный реактор является источником радиации в виде нейтронов 1_0n и γ -фотонов и по этой причине в его составе имеется пульт дистанционного управления и устройства осуществляющие биологическую защиту.

Ядерные реакторы классифицируют:

- 1) по составу основных материалов, находящихся в активной зоне (ядерное топливо, замедлитель и теплоноситель);
- 2) по способу размещения ядерного топлива и замедлителя в активной зоне:
 - ✓ гомогенные (оба вещества равномерно смешаны друг с другом),
 - ✓ гетерогенные (оба вещества располагаются порознь в виде блоков));

- 3) по энергии нейтронов (реакторы на тепловых и быстрых нейтронах);
- 4) по типу временного режима работы (непрерывные и импульсные);
- 5) по целям использования на практике (энергетические, исследовательские, реакторы по производству новых делящихся материалов, радиоактивных изотопов и т.д.).

Реакция синтеза атомных ядер

Реакция синтеза атомных ядер связана с образованием более тяжелых ядер из первичных более легких ядер.

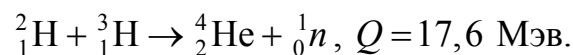
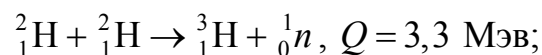
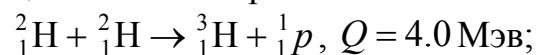
Реакции синтеза ядер сопровождаются выделением огромной энергии в виде кинетической энергии ядер осколков. Удельная энергия связи

$$\delta E_{\text{св}} = \frac{E_{\text{св}}}{A}$$

зависит от числа нуклонов A .

В процессе слияния изотопов водорода ${}^2_1\text{H}$ и ${}^3_1\text{H}$ формируются ядра лития ${}^6_3\text{Li}$ и ядра гелия ${}^4_2\text{He}$ удельная энергия связи резко увеличивается на величину.

Примерные реакции синтеза и количество тепловой энергии выделяемой в ходе их осуществления перечислены ниже:



Изменение удельной энергии связи при реакциях синтеза ядер гораздо больше, чем в реакциях деления тяжелых ядер $\Delta(\delta E_{\text{св}})_{\text{СИНТ}} > \Delta(\delta E_{\text{св}})_{\text{ДЕЛ}}$.

В реакции синтеза, происходящей с образованием протонов ${}^1_1\text{p}$ величина $\Delta(\delta E_{\text{св}}) = 17,6/5 \text{ МэВ} \approx 3,5 \text{ МэВ}$, а при делении ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$ – $\Delta(\delta E_{\text{св}}) = 200/238 \text{ МэВ} \approx 0,84 \text{ МэВ}$.

Теоретическая оценка энергии необходимой для реакции синтеза двух дейтонов ${}^2_1\text{H}$ (дейтоны – это ядра находящиеся внутри атома дейтерия) с образованием ядер трития ${}^3_1\text{H}$ показала, что данная реакция будет осуществляться при температурах вещества, составленного из атомов дейтерия, порядка $T = 2,6 \cdot 10^9 \text{ К}$.

Однако для обеспечения реакции синтеза атомных ядер ${}^2_1\text{H}$ достаточно нагреть дейтерий всего лишь до температуры порядка $T = 10^7 \text{ К}$. Этот факт объясняется:

1) *статистическим законом, описывающим тепловое движение атомов (ядер).*

При температурах, характерных для реакций синтеза атомных ядер, любое газообразное вещество находится в особом состоянии в виде плазмы.

Распределение ядер (или атомов дейтерия) по скоростям (энергиям) теплового движения описывается функциями Максвелла

$$F = F(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \text{ и } F = F(E) = \frac{2\pi}{\sqrt{(\pi kT)^3}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{kT}}.$$

На основе функций Максвелла можно получить данные о средней скорости ядер $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\mu}}$, среднеквадратичной скорости ядер

$$\langle v_{кв} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \text{ и средней энергии ядер } \langle E \rangle = \frac{m \langle v_{кв} \rangle^2}{2} = \frac{m3kT}{2m} = \frac{3}{2} kT$$

или $\langle E \rangle = \frac{m}{2} \left(\frac{3RT}{\mu}\right) = \frac{3}{2} \frac{m}{\mu} RT$. Все эти параметры зависят от температуры T .

Кроме этого, анализ значений функции $F = F(v)$ в области больших значений скоростей $v \gg \langle v \rangle$ и $v \gg \langle v_{кв} \rangle$ позволяет сделать вывод о том, что в плазме, состоящей из ядер дейтона ${}^2_1\text{H}$, всегда имеется некоторое число ядер атомов дейтерия Δn , скорость которых $v \gg \langle v \rangle$ и энергия $E \gg \langle E \rangle$ значительно превышают среднее значение скорости $\langle v \rangle$ и средней энергии $\langle E \rangle$, рассчитываемых с учётом температуры T .

Этот факт позволяет сделать вывод о том, что для обеспечения реакции синтеза ядер дейтона ${}^2_1\text{H}$ достаточно нагреть дейтерий всего лишь до температуры порядка $T = 10^7 \text{ К}$.

Реакции синтеза ядер дейтона ${}^2_1\text{H}$ на Солнце могут происходить при сближении данных ядер до расстояния равного радиусу действия ядерных сил $r = 2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$. Для сближения ядер до расстояния $r = 2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ они должны иметь энергию достаточную для преодоления потенциального барьера, сформированного кулоновскими силами отталкивания.

Величина этого барьера определяется из уравнения

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx \approx 1,44 \cdot 10^{-16} \text{ эВ}.$$

На долю каждого столкновения ядра дейтона приходится половина указанной энергии. средняя энергия теплового движения равная 0,35 Мэв соответствует температуре солнечной плазмы приблизительно равной $T = 2,6 \cdot 10^9 \text{ К}$. Следовательно реакции синтеза ядер могут происходить лишь при температуре на два порядка превышающей температуру центральных областей солнечной плазмы (примерно $T = 13 \cdot 10^7 \text{ К}$);

2) туннельным эффектом, обусловленным волновыми свойствами ядер дейтона ${}^2_1\text{H}$.

Данный эффект способствует реакции синтеза ядер дейтона ${}^2_1\text{H}$ с образованием ядер тритона ${}^3_1\text{H}$ при более низкой температуре $T = 10^7 \text{ K}$.

Термоядерная реакция

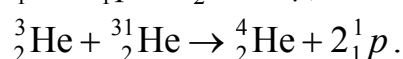
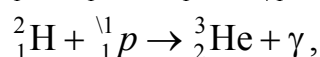
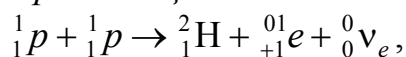
Термоядерная реакция может осуществляться при сверхвысокой температуре порядка $T = 10^7 \text{ K}$ и выше в плазменной среде состоящей из лёгких атомов и содержащей ядра изотопов водорода. В процессе реакции происходит синтез (слияние) лёгких ядер (дейтоны ${}^2_1\text{H}$ и тритоны ${}^3_1\text{H}$) в более тяжёлые ядра (тритоны ${}^3_1\text{H}$ и ядра гелия ${}^4_2\text{He}$) и испускание протонов 1_1p и нейтронов 1_0n .

Сверхвысокая температура порядка $T = 10^7 \text{ K}$ и выше существует на Солнце и других горячих звёздах во Вселенной. Термоядерные реакции, непрерывно происходящие на данных макротелах, выполняют очень важную функцию в Природе связанную с генерацией энергии.

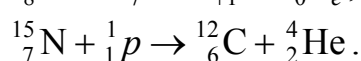
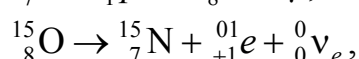
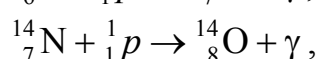
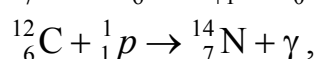
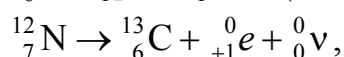
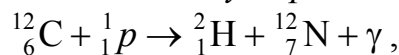
Солнце является уникальным и основным поставщиком энергии для всех форм жизни на планете Земля и других планетах солнечной системы.

Ход термоядерных реакций на Солнце зависит от температуры T .

• При температуре порядка $T \approx 10^7 \text{ K}$ может наблюдаться протонно-протонный, или водородный цикл:



• При более высоких температурах порядка $T \approx 2 \cdot 10^7 \text{ K}$ может наблюдаться углеродно-азотный, или углеродный цикл:



Контрольные вопросы

1. Какие частицы входят в состав ядра атома цинка Zn? Сколько их?
2. Атомное ядро «составили» из N свободных нуклонов (масса каждого нуклона равна m). Чему равны масса и удельная энергия связи этого ядра?
3. Разъясните понятия «изотопы», «изобары» и изомеры?
4. Из-за чего при переходе к тяжелым элементам уменьшается прочность ядер?
5. Объясните сверхтонкую структуру спектральных линий.
6. Как и во сколько раз изменится число ядер радиоактивного вещества за время, равное трем периодам полураспада?
7. Каким образом и по какому закону изменяется со временем активность нуклида?
8. Как изменится положение химического элемента в таблице Менделеева после двух α -распадов ядер его атомов? после последовательных одного α -распада и двух β -распадов?
9. Объясните процесс α -распад на основе представлений квантовой теории.
10. Чем объясняется непрерывность энергетического спектра β -частиц?
11. Изменится ли химическая природа элемента при испускании его ядром γ – кванта?
12. Какие явления сопровождают прохождение γ -излучения через вещество и в чем их суть?
13. Запишите схему e -захвата. Что сопровождает e -захват? В чем его отличие от β^- -распада и β^+ -распада?
14. Чем объясняется выброс нейтрино (антинейтрино) при β^- -распаде и β^+ -распаде ?
15. По каким признакам классифицируют ядерные реакции?
16. При воздействии каких частиц (α -частиц, нейтронов) ядерные реакции протекают наиболее эффективно? Почему?
17. Что из себя представляет реакция деления ядер? Приведите примеры.
18. Охарактеризуйте нейтроны деления. Какие они бывают?
19. В результате какой реакции происходит превращение ядер урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ в ядра плутония ${}_{94}^{239}\text{Pu}$? Каковы перспективы у данной реакции?
20. Опишите характер цепной реакции деления при параметрах размножения нейтронов: 1) $k > 1$; 2) $k = 1$; 3) $k < 1$.
21. По каким признакам можно классифицировать ядерные реакторы?
22. Оцените внутриядерные энергии при реакции деления и синтеза ядер.
23. Почему деление тяжелых ядер и синтез атомных ядер сопровождаются выделением большого количества энергии? Когда на один нуклон выделяется большая энергия? Почему?
24. Что представляет собой реакции синтеза ядер? Приведите примеры таких реакций.

4.2. Физика элементарных частиц

Элементарными частицами называют предельно малые составляющие материи.

Представление об элементарных частицах возникло с открытием дискретного строения материи на микроскопическом уровне.

Введение и использование понятия «Элементарные частицы» связано с невозможностью беспредельного дробления материи и существованием у неё микроскопических порций, которые не имеют внутренней структуры, но в различных комбинациях друг с другом создают всё многообразие свойств природы.

Обоснование понятия «Истинно элементарные частицы» окончательно не получено и пока оно остаётся гипотезой. Проверка справедливости этой гипотезы является важнейшей задачей физики элементарных частиц.

Это связано с тем, что у подавляющего большинства частиц, которые считались истинно элементарными, была обнаружена структура. К их числу относятся нуклоны, пионы. Несмотря на это существование первичных материальных сущностей не только не было поставлено под сомнение, но и стало представляться ещё более вероятным после создания кварковой модели ядерной материи (М. Гелл-Манн, Дж. Цвейг в 1963 год) и теорий основанных на идее единства природы фундаментальных взаимодействий элементарных частиц. Начало развитию взглядов о существовании такого единства положили С Вайнберг и А. Салам. Они создали объединённую теорию слабых и электромагнитных взаимодействий.

Следует усвоить, что термин «элементарная частица» выполняет роль общего названия для всех микроскопических частиц отличных от атомов и ядер. В этом не строгом смысле он будет употребляться нами в дальнейшем. Понятие «Истинно элементарная частица» используется по мере необходимости.

Развитие физики элементарных частиц показало отсутствие различий между составными и истинно элементарными частицами.

Важнейшим свойством элементарных частиц является их многочисленность.

В настоящее время открыто более 350 частиц. Большинство из них являются нестабильными частицами.

Все элементарные частицы имеют малые массы и малые размеры. Линейные размеры нуклона (см. далее) $l_{\text{нукл}}$ и пиона (см. далее) l_{π} примерно равны 10^{-13} см = 10^{-15} м.

Информация о линейных размерах нуклона была получена в опытах по рассеянию электронов на протоне и нейтронов на протоне. Линейный размер нуклона определили методом рассеяния электронов под разными углами и оценкой распределения электрического заряда в плоском пространстве.

Размеры электронов пока ещё не установлены. Современная теория предсказывает, что размер электрона l_e должен быть порядка 10^{-17} см = 10^{-19} м.

Внутренняя структура у фотона и лептонов (см. далее) по настоящее время не обнаружена. И по этой причине эти частицы пока еще претендуют на истинную элементарность. Составной характер адронов (см. далее) уже доказан и поэтому их нельзя считать истинно элементарными частицами.

Масса большинства частиц сравнима с массой протона $m_p = 1836 m_e$. В энергетических единицах массе электрона соответствует энергия $E_e = m_e c^2 = 1,6 \cdot 10^{-19} (3 \cdot 10^8)^2 = 9 \cdot 10^{16}$ эВ.

Полный набор элементарных частиц (кроме резонансов) представлен в далее в Таблице.

Космическое излучение

Космическое излучение, состоящее из элементарных частиц, приходит на Землю практически изотропно со всех направлений космического пространства. Одной из важных мер такого излучения является интенсивность

$$I = \frac{N}{tS}$$

где N – число элементарных частиц регистрируемых датчиком;

t – время измерения числа частиц;

S – площадь поверхности датчика.

Первичное космическое излучение представляет собой поток элементарных частиц имеющих различную природу и обладающих достаточно большой энергией E .

Исследование свойств и особенностей первичного космического излучения проводят на высотах над поверхностью Земли порядка $h \geq 50$ км.

Интенсивность данного излучения, начиная с высоты $h = 50$ км, постоянна и поэтому на этой высоте наблюдается лишь первичное излучение (рис.148).

Основными микрочастицами в общем потоке первичного космического излучения являются протоны 1_1p . Их число самое большое и составляет $\approx 90\%$ от общего потока. В состав данного потока входят $\approx 7\%$ α – частиц и $\approx 1\%$ ядер более тяжелых элементов ($Z > 20$).

Вторичное космическое излучение образуется в результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов земной атмосферы. Такой вид космического излучения наблюдается, начиная с высоты $h = 20$ км, и при дальнейшем приближением к Земле.

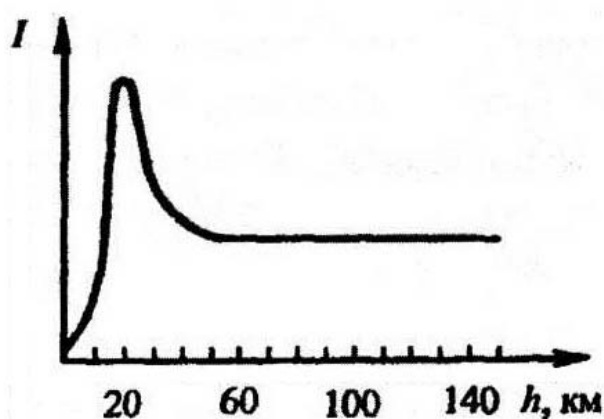


Рис.148

Во вторичном космическом излучении присутствуют практически все известные элементарные частицы. По мере продвижения к Земле его интенсивность излучения I уменьшается. Это связано с тем, что вторичные частицы испытывают в атмосфере поглощение.

В составе вторичного космического излучения присутствуют два компонента. Мягкий компонент сильно поглощается свинцом, а жесткий – обладает в свинце большой проникающей способностью.

Экспериментальные исследования космического излучения имеют важное значение для познания вещества на начальном этапе его создания в Природе.

С их помощью удалось получить основные данные, на которых базируется современная физика элементарных частиц, и установить характер процессов с частицами сверхвысоких энергий порядка $E \approx 10^{21}$ эВ.

Главные характеристики отдельных элементарных частиц и групп из отдельных элементарных частиц приведены в Таблице (см. далее).

Фотоны в классической физике – это свободное электромагнитное поле, существующее независимо от электрических зарядов и токов.

Согласно дуализму волн и частиц каждая электромагнитная волна излучается и поглощается отдельными порциями. Такие порции называются квантами электромагнитного поля или фотонами. Фотон является мельчайшей порцией электромагнитного излучения, которую нельзя раздробить на мелкие части. Поэтому фотон – это элементарная (в смысле не составная) микрочастица.

Мюоны и их свойства

Мюоны – это группа из двух микрочастиц.

На опыте обнаружено существование двух типов мюонов: положительный (μ^+) и отрицательный (μ^-) мюоны. Масса мюонов, оцениваемая по производимому ими ионизационному действию, равна $m_\mu = 206,8 m_e$. Заряд мюонов равен элементарному заряду электрона e . Время жизни μ^+ и μ^- мюонов одинаково и равно $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с.

Согласно гипотезе Юкавы, изложенной в 1935 году, мюоны являются носителями ядерного взаимодействия и имеют массу превышающую массу электрона $m_\mu = 200 \div 300 m_e$.

В 1936 году μ^+ и μ^- были обнаружены в космическом излучении. Масса у обеих частиц оказалась одинаковой и равной $m_\mu = 207 m_e$. Данные частицы были включены в группу элементарных частиц с названием «Мюоны».

Исследования показали, что жесткий компонент вторичного космического излучения в основном состоит из мюонов. Из-за наличия у мюонов большой массы по сравнению с массой электрона радиационные потери

энергии, теряемой мюоном на излучение электромагнитных волн, пренебрежимо малы.

Это связано с тем, что энергия в виде электромагнитных волн излучаемая при торможении мюона в веществе, меньше энергии, излученной электроном в том же поле примерно в $(m_\mu / m_e)^2 \approx 4,3 \cdot 10^4$ раз. Отсюда радиационные потери энергии заряженных мюонов при их прохождении через вещество очень маленькие и их можно не учитывать. При таких условиях жесткий компонент вторичного излучения состоящий из мюонов обладает большой проникающей способностью.

Исследования изменения интенсивности жесткого компонента вторичного космического излучения в зависимости от высоты h над поверхностью Земли показали, что на меньших высотах потоки мюонов менее интенсивны. Этот факт указывает на то, что мюоны претерпевают самопроизвольный распад и являются нестабильными частицами.

Распад мюонов происходит по следующим схемам:

$$\mu^+ \rightarrow {}_{+1}^0e + {}_0^0\nu_e + {}_0^0\tilde{\nu}_\mu;$$

$$\mu^- \rightarrow {}_{-1}^0e + {}_0^0\tilde{\nu}_e + {}_0^0\nu_\mu,$$

где ${}_0^0\nu_e$, ${}_0^0\tilde{\nu}_e$ и ${}_0^0\nu_\mu$, ${}_0^0\tilde{\nu}_\mu$ – соответственно «электронные» или «мюонные» нейтрино и антинейтрино. Доказано, что распады μ^+ и μ^- отличаются друг от друга испусканием «электронного» нейтрино или «мюонного» антинейтрино, а также – позитрона ${}_{+1}^0e$ или электрона ${}_{-1}^0e$. Спины у всех мюонов одинаковые и равны $L_S = \frac{1}{2}\hbar$.

Кроме этого, эксперименты показали, что мюоны не взаимодействуют или взаимодействуют весьма слабо с атомными ядрами. Поэтому они считаются ядерно – неактивными частицами.

Следует заметить, что гипотеза Юкавы об отождествлении мюонов с частицами, которые бы считались переносчиками сильного взаимодействия (интенсивное взаимодействие с ядрами), не подтвердилась.

Мюоны, с одной стороны, из-за ядерной пассивности не могут рождаться при взаимодействии первичного компонента космического излучения с ядрами атомов атмосферы, а с другой – из-за нестабильности своего существования не могут находиться в составе первичного космического излучения.

Поэтому отождествить мюоны с частицами выполняющими функцию переносчиков сильного (ядерного) взаимодействия не удалось.

Мезоны и их свойства

Мезоны – это достаточно большая группа микрочастиц с массой большей массы мюонов μ^+ и μ^- .

В состав этой группы включены ядерно-активные частицы с названием π -мезоны (или тоны). Они эффективно взаимодействуют с нуклонами и атомными ядрами и тем самым обуславливают существование поля ядерных сил (сильное взаимодействие).

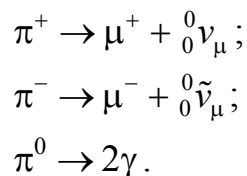
Данные частицы были обнаружены в 1947 году на большой высоте h от поверхности Земли с помощью ядерных фотоэмульсий подвергавшихся воздействию космических лучей.

В лабораторных условиях π -мезоны были зарегистрированы в опытах с α -частицами ускоренными в синхроциклотроне до энергий порядка $E \approx 300$ МэВ. На пути α -частиц устанавливались мишени из бериллия Be, углерода C и меди Cu.

В группу микрочастиц « π -мезоны» (или «пионы») включены три частицы: π^+ – положительный π -мезон, π^- – отрицательный π -мезон, а также π^0 – нейтральный π -мезон.

Массы у π^+ и π^- -мезонов одинаковые и равны $m_{\pi^{+-}} = 273,1 m_e$, а масса π^0 -мезона равна $m_{\pi^0} = 264,1 m_e$. Электрические заряды у них одинаковые и равны элементарному заряду e , а их спины равны нулю $L_{S\pi} = 0$.

Пионы – это нестабильные микрочастицы с временами «жизни» порядка $\tau_{\pi^+} = \tau_{\pi^-} = 2,6 \cdot 10^{-8}$ с и $\tau_{\pi^0} = 0,8 \cdot 10^{-16}$ с. Распад заряженных и нейтральных пионов происходит в основном по схемам:



Мюоны μ^+ и μ^- испытывают дальнейший распад по схемам рассмотренным нами ранее, а нейтральный пион π^0 распадается на два γ – кванта (γ -кванты – стабильные микрочастицы).

Исследования космических лучей методом фотоэмульсий, начатые в 1949 году, и изучение реакций с участием частиц высоких энергий полученных на ускорителях привели к открытию K-мезонов (или группы «Каонов»). Массы каонов больше массы пионов $m_K \approx 970 m_e$, а их спины равны нулю $L_{Sk} = 0$.

В настоящее время установлено четыре типа каонов: K^+ – положительно заряженный каон, K^- – отрицательно заряженный каон и два нейтральных каона K^0 и \tilde{K}^0 . Время жизни K – мезонов изменяется в зависимости от их типа в пределах $\tau_K = 10^{-8} \div 10^{-10}$ с.

Схемы распада K – мезонов различные. Распад заряженных K-мезонов происходит преимущественно по следующим схемам:

1. $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, $K^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu_e$;
2. $K^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$, $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$, $K^- \rightarrow e^- + \pi^0 + \tilde{\nu}_e$.

Типы взаимодействий элементарных частиц

Реакции с участием элементарных частиц описываются в основном четырьмя типами их взаимодействий:

1. Сильное (ядерное) взаимодействие существует в малой области пространства заполненной атомным ядром. Данное взаимодействие ответственно за надёжную и крепкую связь протонов и нейтронов в ядрах атомов. Исключительная прочность атомных ядер подтверждает неразрушимость атомов и стабильность вещества в земных условиях.

2. Электромагнитное взаимодействие характеризуется как взаимодействие, в основе которого лежит связь с электромагнитным полем. Оно характерно для всех заряженных микрочастиц, за исключением нейтрино ν , антинейтрино $\tilde{\nu}$ и фотона.

Электромагнитное взаимодействие ответственно, в частности, за существование нейтральных атомов и молекул, обуславливая взаимодействие в них положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов.

3. Слабое взаимодействие наиболее медленное из всех взаимодействий, протекающих в микромире.

Слабое взаимодействие ответственно за процессы с участием нейтрино и антинейтрино (например, p -распад, n -распад), а также за безнейтринные процессы распада, характеризующиеся достаточно большим временем жизни распадающейся частицы $\tau_K > 10^{-10}$ с.

4. Гравитационное взаимодействие присуще всем без исключения частицам. Однако ввиду малости масс элементарных частиц его влияние пренебрежимо мало. Поэтому вклад данного взаимодействия в процессы происходящие в микромире, по – видимому, несущественен.

Сравнение свойств фундаментальных взаимодействий проводят относительно их интенсивностей и радиусов их действия (табл. 7).

Т а б л и ц а 7

Взаимодействие	Интенсивность (отн. ед)	Радиус действия (м)
Сильное	≈ 1	$\approx 10^{-16}$
Электромагнитное	1/137	∞
Слабое	$\approx 10^{-10}$	$\approx 10^{-18}$
Гравитационное	$\approx 10^{-38}$	∞

Описание трёх групп элементарных частиц

Классификация элементарных частиц по свойствам и характеристикам подтверждена данными приведенными в табл. 8. Данная таблица предоставляет информацию о распределении элементарных частиц по трём группам, а также основных их характеристиках:

1 группа «Фотоны»

Эта группа частиц составлена из одной частицы имеющей название фотон или квант электромагнитного излучения. Масса покоя у фотона равна нулю $m_{0\phi} = 0$. Это свойство обусловлено тем, что данная частица не может иметь скорость равную нулю (частица в покое), а движется со скоростью в вакууме равной скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Масса, связанная с движением γ – фотона со скоростью света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, отлична от нуля и равна

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda} \approx 2,21 \cdot 10^{-32} \text{ кг},$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянна Планка;

$\nu > 3 \cdot 10^{18}$ Гц, $\lambda < 2 \cdot 10^{-10}$ м – частота и длина волны γ -излучения.

Микрочастицу с названием «Фотон» можно считать элементарной порцией электромагнитной волны.

2 группа «Лептоны»

В состав этой группы частиц входят электрон, мюон, электронное и мюонное нейтрино, тяжелый лептон открытый в 1975 году, τ – лептон открытый в 1987 году, тяжелый нейтрино, а также соответствующие им античастицы.

Лептоны участвуют всего лишь в двух взаимодействиях: электромагнитном и слабом взаимодействии. Название «Лептон» (от греч. «лептос» – легкий) появилось в связи с тем, что массы первых известных лептонов были меньше масс известных частиц.

3 группа «Адроны»

Из рассмотренных выше частиц к этой группе (от греч. «адрос» – тяжелый) относятся протон, нейтрон, пионы и каоны.

Адроны участвуют в трёх видах взаимодействий: сильных взаимодействиях, электромагнитных взаимодействиях и слабых взаимодействиях.

Процессы в мире элементарных частиц описываются большим числом законов сохранения.

Данные законы накладывают ограничения на последствия различных взаимодействий, определяют всю широту этих последствий и поэтому обладают высокой предсказательной силой.

Это свойство в микромире обусловлено тем, что все квантовые явления, не запрещённые законами сохранения, всегда совершаются.

Например, микроскопическая частица обязательно упадёт с полки вниз, даже если полка горизонтальная и внешние тела с полки её не сталкивают вниз. Падение частицы вниз не запрещено законами сохранения и происходит из-за того, что существует отличная от нуля квантовомеханическая вероятность попадания частицы на край полки.

Макроскопическое тело в отличие от микрочастицы без внешнего воздействия будет лежать на полке неограниченно долго, хотя его падение вниз не запрещено законами сохранения.

Законы сохранения в физике элементарных частиц открыты на основе опытов, а фундаментальные уравнения описывающие их движения не установлены.

По этой причине законы сохранения занимают главенствующее положение из-за того, что они позволяют анализировать явления происходящие с микрочастицами, механизм которых ещё не раскрыт в теории.

Все законы, открытые в физике элементарных частиц, подразделяются на точные и приближённые.

Законы сохранения электрического заряда Q , импульса $\vec{p} = m\vec{v}$, момента импульса $\vec{L} = m[\vec{r}, \vec{v}]$ и энергии E обусловлены свойствами симметрии «пространства – времени» и отнесены к категории фундаментальных законов. Данные законы строго выполняются для любых типов взаимодействий и при любых превращениях элементарных частиц и по этой причине они являются точными.

Изотопические мультиплеты – это группы элементарных частиц объединённые общими свойствами. В состав каждой группы входят частицы, которые одинаковым образом участвуют в сильном взаимодействии, имеют близкие по величине массы и разные по знаку заряды. Примерами мультиплетов являются «Дублет» (протон 1_1p и нейтрон) и «Триплет» (π^+ -мезон, π^0 -мезон и π^- -мезон).

Изотопический спин (I) – это внутренняя характеристика адронов определяющая число (n) частиц в изотопическом мультиплете:

$$n = 2I + 1.$$

Например, у нуклонов изоспин равен $I_n = 1/2$ и поэтому число частиц в данном мультиплете равно 2. Изоспин пиона равен $I_n = 1$ и поэтому число частиц в составе пионного мультиплета равно $n=3$.

Закон сохранения изотопического спина (I) выполняется только лишь в процессах, которые связаны с превращениями элементарных частиц обусловленными зарядово – независимыми сильными взаимодействиями. Поэтому данный закон является приближённым.

Этот закон описывают соотношения:

$$\sum_{i_{\text{кон}}} I_{i_{\text{кон}}} - \sum_{i_{\text{исх}}} I_i = 0 \text{ или } \sum_{i_{\text{кон}}} I_{i_{\text{кон}}} = \sum_{i_{\text{исх}}} I_i,$$

где $\sum_{i_{\text{кон}}} I_{i_{\text{кон}}}$, $\sum_{i_{\text{исх}}} I_i$ – соответственно, суммы изотопических спинов исходных

частиц и конечных частиц участвующих в сильных взаимодействиях.

Изотопический спин I сохраняется и приписывается только частицам, которые участвуют в сильных взаимодействиях.

Поэтому квантово-механическое описание процессов с участием сильно взаимодействующих частиц трактует изотопический спин I как неточное квантовое число и даёт толкование закона сохранения изотопического спина как закон сохранения неточного квантового числа I .

Частицы и античастицы. Принцип зарядового сопряжения.

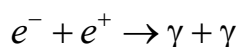
Существование античастиц является универсальным свойством элементарных частиц. Для каждой элементарной частицы должна существовать античастица.

Античастица отличается от частицы только лишь знаками всех величин, которые характеризуют взаимодействия (электрические заряды Q , специально введенные заряды, указывающие типы их взаимодействий, а также странность S , красота b , шарм c и др.)

Частицы, у которых эти величины равны нулю, тождественны со своими античастицами и поэтому они называются истинно нейтральными.

Истинная нейтральность более глубокое свойство, чем электрическая нейтральность (электрический заряд равен нулю).

Аннигиляция пар (электрон и позитрон)



является одним из ярких проявлений истинной нейтральности.

Впервые понятие «Античастица» возникло в 1928 году на основе релятивистского волнового уравнения, составленного Дираком. При решении данного уравнения было обнаружено существование частиц двойников. Свободное движение двойников описывают волновые функции Ψ и Ψ' отличающиеся только лишь знаками своих электрических зарядов. Поэтому эти двойники составляют пару частица – античастица (электрон e^- и позитрон e^+).

Из общих принципов квантовой теории следует, что частицы и античастицы должны иметь одинаковую массу, одинаковое время жизни в вакууме, одинаковые по модулю, но противоположные по знаку электрические заряды (и магнитные моменты), а также одинаковые остальные характеристики, приписываемые элементарным частицам (см. далее).

О симметрии между частицами и античастицами

Считалось, что если какой-то процесс идет между частицами, то должен существовать точно такой же (с теми же характеристиками) процесс между античастицами. В 1956 г. доказано, что подобная симметрия характерна только для сильного и электромагнитного взаимодействий и нарушается для слабого.

Аннигиляция – это реакции с участием частиц и античастиц.

Столкновение частицы и античастицы согласно теории Дирака должно приводить к их взаимной аннигиляции. При аннигиляции возникают другие элементарные частицы или фотоны:

$${}_{-1}^0e + {}_{+1}^0e \rightarrow 2\gamma \text{ — аннигиляция электрон и позитрона;}$$

$$\rho + \tilde{\rho} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \text{ — аннигиляция протона и антипротона;}$$

$$\rho + \tilde{\rho} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \text{ — аннигиляция протона и антипротона;}$$

$$\rho + \tilde{\rho} \rightarrow \tilde{n} + n + \pi^- \text{ — аннигиляция протона и антипротона;}$$

$$n + \tilde{\rho} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \pi^0 + \pi^0 \text{ — аннигиляция нейтрона и антипротона.}$$

Протон ρ отличается от антипротона $\tilde{\rho}$ знаками электрического заряда и собственного магнитного момента, а нейтрон n от антинейтрона \tilde{n} — знаком собственного магнитного момента.

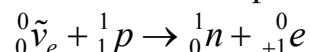
Нейтрино и антинейтрино, их типы

Истинно нейтральными частицами считаются микрочастицы, которые не имеют античастиц.

К число одиночников причислены фотон, π^0 -мезон и η^0 -мезон (его масса равна $m_{\eta^0} = 1074 m_e$, время жизни $\tau_{\eta^0} = 7 \cdot 10^{-19}$ с; распадается с образованием π -мезонов и γ -квантов). Истинно нейтральные частицы не способны к аннигиляции, но испытывают взаимные превращения. Такие превращения для всех элементарных частиц причислены к категории фундаментальных свойств

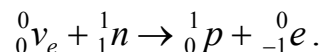
Реакции с участием нейтрино и антинейтрино позволили установить ряд их свойств.

Реакция захвата электронного антинейтрино протоном



была осуществлена на основе мощных потоков антинейтрино, получаемых в реакциях деления ядер (осколки деления тяжелых ядер испытывают β^- -распад и испускают антинейтрино).

Кроме того, зафиксирована реакция захвата электронного нейтрино нейтроном:



Эти две реакции доказывают, что: 1) $\nu_e, \tilde{\nu}_e$ — реальные микрочастицы; 2) $\nu_e, \tilde{\nu}_e$ — различные частицы.

Эксперименты по рождению и поглощению мюонных нейтрино также показали: $\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$ — различные микрочастицы, пара ν_μ, ν_e — различные микрочастицы, а пара $\nu_e, \tilde{\nu}_e$ — не тождественна паре $\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$.

По современным представлениям, нейтрино и антинейтрино отличаются друг от друга одной из квантовых характеристик состояния элементарной частицы — спиральностью.

Спиральность микрочастиц (рис.149) определяется как проекция спина частицы на направление ее движения (на импульс).

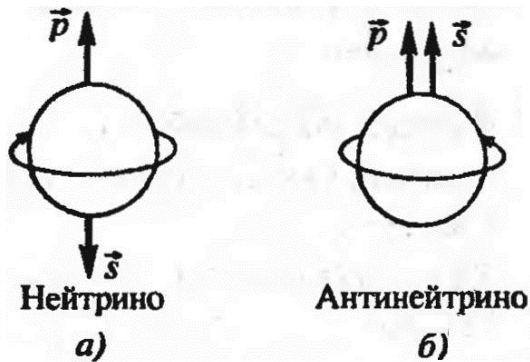


Рис.149

Для объяснения экспериментальных данных предполагают, что спин у нейтрино \vec{s} ориентирован антипараллельно импульсу \vec{p} , т.е. направления \vec{p} и \vec{s} образуют левый винт и нейтрино обладает левой спиральностью (рис.149, а). У антинейтрино направления \vec{p} и \vec{s} образуют правый винт, т.е. антинейтрино обладает правой спиральностью (рис.149, б). Эти свойства

справедливы в равной мере как для электронного, так и для мюонного нейтрино (антинейтрино).

Для того чтобы спиральность могла быть использована в качестве характеристики нейтрино (антинейтрино), масса нейтрино должна приниматься равной нулю. Введение спиральности позволило объяснить, например, нарушение закона сохранения четности при слабых взаимодействиях, вызывающих распад элементарных частиц и β -распад. Так, μ^- -мюону приписывают правую спиральность, μ^+ -мюону – левую.

Гипероны. Странность и четность элементарных частиц

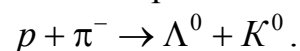
Гипероны – это тяжелые нестабильные элементарные частицы с массой, большей массы нуклона.

Экспериментально установлено несколько типов гиперонов: лямбда гиперон – частица одиночник (Λ^0), сигма гиперон (триплет $\Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-$), кси гиперон (дублет Ξ^+, Ξ^-) и омега гиперон (одиночник Ω^-). Их массы – в пределах $(2183 \div 3273)m_e$, спин – $\frac{1}{2}\hbar$ (только спин Ω^- – гиперона равен $\frac{3}{2}\hbar$),

время жизни $\tau \approx 10^{-10}$ с. Все гипероны участвуют в сильных взаимодействиях и поэтому принадлежат к группе адронов, распадаются на нуклоны и легкие частицы (π -мезоны, электроны, нейтрино и γ -кванты). Каждый гиперон имеет свою античастицу.

Странность – это квантовое число, впервые введенное для описания особенностей превращений гиперонов и мезонов.

Опытным путем установлено, что Λ^0 -гиперон возникает одновременно с K^0 -мезоном в реакции с участием протона и π^- -мезона:



Закон сохранения странности S соблюдается только в процессах сильного и электромагнитного взаимодействий.

Если приписать каонам $S = 1$, а Λ^0 - и Σ -гиперонам $S = -1$ и считать, что у нуклонов и π -мезонов $S = 0$, то сохранение суммарной странности частиц в сильном взаимодействии объясняет совместное рождение Λ^0 -гиперона с K^0 -мезоном.

Из закона сохранения странности следовало существование частиц, таких, как \tilde{K}^0 -мезон, Σ^0 -гиперон и Ξ^0 -гиперон. Данные микрочастицы впоследствии были обнаружены экспериментально.

Четность – квантовое число, характеризующее симметрию волновой функции элементарной частицы Ψ (или системы элементарных частиц) относительно операции зеркального отражения.

Если при зеркальном отражении волновая функция частицы не меняет знака, то четность частицы $P=+1$ (четность положительная), если меняет знак, то четность частицы $P=-1$ (четность отрицательная).

Согласно закону сохранения четности четность состояния не изменяется $P = \text{const}$ при всех превращениях происходящих в системе частиц.

Детальные исследования свойств микрочастиц показали, что закон сохранения четности P (и закон сохранения странности S) выполняется только при сильных и электромагнитных взаимодействиях.

Характеристики лептонов и адронов

Группа микрочастиц «Лептоны» представлена электронами, мюонами, тау-лептонами, соответствующими им нейтрино, а также их античастицами.

Все лептоны имеют спин, равный $\frac{1}{2}\hbar$, и, следовательно, являются фермионами.

Поскольку лептоны в сильных взаимодействиях не участвуют изотопический спин у них не существует $I=0$. Странность лептонов равна нулю $S=0$.

Элементарные частицы, относящиеся к группе лептонов, приписываются обладают лептонным зарядом L . Для лептонов $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ величина $L = +1$, для антилептонов ($e^+, \mu^+, \tau^+, \tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$) – $L=-1$ и для всех остальных элементарных частиц $L = 0$.

По закону сохранения лептонного заряда в замкнутой системе при всех без исключения процессах взаимопревращаемости элементарных частиц лептонный заряд сохраняется:

$$\Delta L = 0.$$

Поэтому при распаде нейтрона

$${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + {}_{-1}^0e + {}_0^0\tilde{\nu}_e$$

возникает нейтральная частица антинейтрино, а при распаде протона

$${}_1^1p \rightarrow {}_0^1n + {}_{+1}^0e + {}_0^0\nu_e$$

возникает нейтрино.

У электрона и нейтрино $L = +1$, а у позитрона и антинейтрино $L = -1$ и закон сохранения лептонного числа выполняется лишь при условии, когда антинейтрино возникает вместе с электроном, а нейтрино – с позитроном.

Группа микрочастиц «Адроны» представляет основную часть элементарных частиц.

К этой группе относятся пионы, каоны, η^0 -мезон нуклоны, гипероны, а также их античастицы. Адронам приписывают барионный заряд B , который принадлежит к категории неточных квантовых чисел

Адроны с $B = 0$ образуют подгруппу мезонов (пионы, каоны, η^0 -мезон), а адроны с $B = +1$ образуют подгруппу барионов (от греч. “барис” – тяжелый; сюда относятся нуклоны и гипероны). Для лептонов и фотона $B = 0$.

Если принять для барионов $B = +1$, для антибарионов (антинуклоны, антигипероны) $B = -1$, а для всех остальных частиц $B = 0$, то можно сформулировать закон сохранения барионного заряда:

Барионное число B в замкнутой системе при всех процессах взаимопревращения элементарных частиц сохраняется

$$\Delta B = 0.$$

Из закона сохранения барионного числа следует, что при распаде бариона наряду с другими частицами обязательно образуется барион.

Мезоны имеют спин, равный нулю, и, следовательно, являются бозонами. Бозоны – это группа частиц обладающих целым значением спина (внутренний момент импульса) $s = 1\hbar$.

Лептонные и барионные числа у мезонов равны нулю. Из подгруппы мезонов только каоны обладают странностью равной $S = +1$, а пионы и η^0 -мезон имеют нулевую странность $S = 0$.

Классификация элементарных частиц

Классификация элементарных частиц предусматривает объединение их в группы.

В основу объединения положен учёт их характеристик (заряд Q , масса m_0 (энергия E_0) покоя, изоспин I , лептонное число L и барионное число B).

Пример такого объединения представлен в табл. 8. Элементарные частицы объединяются в три группы: фотоны, лептоны и адроны.

Микрочастицы, отнесенные к каждой из этих групп частиц, обладают общими свойствами и характеристиками, которые отличают их от микрочастиц другой группы.

Поскольку модули зарядов Q , L , B , странности S , массы m , спины s , изотопические спины I и времена жизни частиц τ и их античастиц одинаковы и отличаются друг от друга только лишь знаками зарядов и странности характеристики античастиц в таблице не приводятся.

В табл. 8 нет также античастиц фотона и π^0 - и η^0 -мезонов, так как антифотон и антипи-ноль и антиэта-ноль-мезоны тождественны с фотоном, π^0 -мезоном и η^0 -мезоном.

Таблица 8

Название	Частица	Анти-частица	Масса, МэВ	Спин J	Изотопический спин, странность, шарм: T, S, C	Время жизни, с	
Фотон, γ -квант	γ		0	1	—	стаб.	
Лептоны ($B = 0, L = 1, L' = 0, L'' = 0$)							
Электрон, позитрон	e^-	e^+	0,511	1/2	—	стаб.	
Нейтрино электронное	ν_e	$\bar{\nu}_e$	$< 3,5 \cdot 10^{-6}$		—	стаб.	
Лептоны ($B = 0, L = 0, L' = 1, L'' = 0$)							
Мюон	μ^-	μ^+	106	1/2	—	$\sim 10^6$	
Нейтрино мюонное	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0,51		—	стаб.	
Лептоны ($B = 0, L = 0, L' = 0, L'' = 1$)							
τ -лептон	τ^-	τ^+	1807	1/2	—	10^{-12}	
τ -нейтрино	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	< 250		—	?	
Мезоны ($B = 0, L = 0, L' = 0, L'' = 0$)							
Заряженный пион	π^+	π^-	140	0	1, 0, 0	$\sim 10^{-8}$	
Нейтральный пион	π^0		135		1, 0, 0	$\sim 10^{-16}$	
Заряженный каон	K^+	K^-	494		1/2, 1, 0	$\sim 10^{-8}$	
Нейтральный каон	K^0	\bar{K}^0	498		1/2, 1, 0	$\sim 10^{-9}$	
η -мезон	η		549		0, 0, 0	$\sim 10^{-19}$	
D^+ -мезон	D^+	D^-	1868		1/2, 0, 1	?	
D^0 -мезон	D^0	\bar{D}^0	1863	1/2, 0, 1	?		
Барионы ($B = 1, L = 0, L' = 0, L'' = 0$)							
Протон	p	\bar{p}	938,2	1/2	1/2, 0, 0	стаб.	
Нейтрон	n	\bar{n}	939,6		1/2, 0, 0	$\sim 10^3$	
Лямбда-гиперон	Λ	$\bar{\Lambda}$	1116		0, -1, 0	$\sim 10^{-10}$	
Сигма-плюс-гиперон	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189		1, -1, 0	$\sim 10^{-10}$	
Сигма-нуль-гиперон	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192		1, -1, 0	$< 10^{-14}$	
Сигма-минус-гиперон	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197		1, -1, 0	$\sim 10^{-10}$	
Кси-нуль-гиперон	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1315		1/2, -2, 0	$\sim 10^{-10}$	
Кси-минус-гиперон	Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321		1/2, -2, 0	$\sim 10^{-10}$	
Омега-минус-гиперон	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672		3/2	0, -3, 0	$\sim 10^{-10}$

Кварки

Базисом для построения всех адронов явились кварки.

Кварки отнесены к группе особых микрочастиц. Их появление связано с гипотезой о существовании в природе фундаментальных кирпичиков мироздания, из которых может быть построено вещество и антивещество в Природе.

Составные части в виде кварков, из которых построено большинство элементарных частиц, были введены на основе модели предложенной Гелл-Манном – Цвейгом в 1964 году.

Все известные к 1964 году адроны можно построить путём постулирования существования трёх типов кварков (u, d, s) и соответствующих антикварков ($\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{s}$), а также приписанием им характеристик, указанных в табл. 9.

Т а б л и ц а 9

Кварк (антикварк)	Электрический заряд, ед. e	Барионное число	Спин, ед. \hbar	Странность S
$u(\tilde{u})$	+2/3 (-2/3)	+1/3 (-1/3)	$\frac{1}{2}$	0
$d(\tilde{d})$	-1/3 (+1/3)	+1/3 (-1/3)	$\frac{1}{2}$	0
$s(\tilde{s})$	-1/3 (+1/3)	+1/3 (-1/3)	$\frac{1}{2}$	-1 (+1)
$c(\tilde{c})$	+2/3 (-2/3)	+1/3 (-1/3)	$\frac{1}{2}$	-1 (+1)

В табл. 9 представлены символы, электрические заряды Q , барионные заряды B , спины s и странности S кварков и антикварков.

Самое удивительное (почти невероятное) свойство кварков связано с их дробными значениями элементарного электрического заряда Q и барионных зарядов B .

Кроме этого, спин кварка должен быть равен $\frac{1}{2}\hbar$. Это связано с тем, что только из фермионов (в виде кварков) можно «сконструировать» фермионы, содержащие нечётное число фермионов, а также бозоны, содержащие чётное число фермионов.

Поэтому адроны строятся из кварков следующим образом: мезоны состоят из пары кварк – антикварк, барионы – из трех кварков, антибарион – из трех антикварков.

Так, например, пион π^+ имеет кварковую структуру $u\tilde{d}$, пион π^- – $\tilde{u}d$, каон K^+ – $\tilde{d}\tilde{s}$, протон – uud , нейтрон – udd , Σ^+ – гиперон – uus , Ω^- – гиперон – uds и т. д.

Кварковая модель построения адронов оказалась весьма плодотворной. С её помощью удалось определить почти все основные квантовые числа адронов. Например, согласно этой модели и учёта спина кварков равного $\frac{1}{2}\hbar$, следует существование в полном соответствии с экспериментом

целочисленного спина для мезонов $1\hbar$ и полуцелого – для барионов $\frac{1}{2}\hbar$.

Кроме этого, данная модель позволила предсказать также и новые частицы, например Ω^- -гиперон. Однако, при использовании этой модели

возникают и трудности. Кварковая модель не позволяет, например, определить массу адронов, поскольку для этого необходимо знание динамики взаимодействия кварков и их масс, которые пока неизвестны.

В настоящее время признана точка зрения, согласно которой между лептонами и кварками существует симметрия: число лептонов должно быть равно числу типов кварков.

Дальнейшие исследования в физике элементарных частиц должны найти ответы на вопросы:

1. Является ли схема из шести лептонов и шести кварков окончательной?
2. Будет ли число лептонов (кварков) увеличиваться?

Контрольные вопросы

1. Разъясните природу первичного и вторичного космического излучений? Назовите их свойства.

2. Приведите схемы распада мюонов. Чем объясняется выброс мюонного нейтрино (антинейтрино)?

3. Приведите примеры распада π -мезонов и проанализируйте их физические характеристики.

4. Перечислите фундаментальные типы взаимодействий, которые осуществляются в природе. Какими свойствами они обладают? Какой из них является универсальным?

5. Какие законы сохранения выполняются для всех типов взаимодействий элементарных частиц?

6. Что является фундаментальным свойством всех элементарных частиц?

7. Перечислите свойства нейтрино и антинейтрино. В чем их сходство и различие?

8. Какие характеристики являются для частиц и античастиц одинаковыми, а какие – разными?

9. Что такое странность и чётность элементарных частиц? Для чего они вводятся? Всегда ли соблюдаются законы их сохранения?

10. Почему магнитный момент протона имеет то же направление, что и спин, а у электрона направления этих векторов противоположны?

11. Какие законы сохранения выполняются при сильных взаимодействиях элементарных частиц? при слабых взаимодействиях?

12. Каким элементарным частицам и по каким причинам приписывают лептонное число? барионное число? В чём заключаются законы сохранения этих квантовых чисел?

13. Чем полезна гипотеза о существовании кварков? Что объясняется с ее помощью? В чем состоит трудность проверки этой гипотезы?

14. По каким причинам потребовалось введение таких характеристик кварков, как цвет и очарование?

15. По каким признакам и критериям проводится классификация элементарных частиц и объединение их в группы? Перечислите критерии, по которым элементарные частицы относятся к той или иной группе?

4.3. Воздействия ядерных излучений и их применение в технике

Ядерными излучениями называются потоки микрочастиц различной природы (α -частицы, β -частицы и γ -частицы) с энергиями, характерными для ядерной физики (порядка 8,7 Мэв и выше).

Проникая в вещество, ядерные излучения вызывают в нем различные процессы. Степень облучения вещества оценивается в дозиметрических единицах. Их выбор зависит от природы излучения и энергии составляющих его частиц.

Ядерные излучения описывают различными мерами:

Наиболее точно ядерное излучение характеризуется интегральным потоком I . Интегральный поток I численно равен числу частиц N , прошедших через единицу площади сечения образца S (порядка 1 см^2), ориентированного по нормали к сечению пучка падающих частиц:

$$I = \frac{N}{tS}.$$

При анализе ядерных излучений обязательно указывается число частиц и их энергии. Это связано с тем, что равные потоки частиц разной природы и различных энергий воздействуют на вещество неодинаково.

Практически чаще всего требуется такая оценка степени облучения, которая была бы с достаточной точностью универсальной в отношении природы и энергии частиц и в то же время учитывала свойства и геометрию источника излучения. Такую оценку дает доза облучения равная количеству излучения, прошедшего через вещество.

Единицей дозы облучения для рентгеновского и γ -излучения является 1 рентген. Доза рентгеновского и γ -излучения в 1 рентген (Р) в 1 см^2 воздуха при давлении 760 мм ртутного столба создает ионы в таком количестве, что суммарный заряд ионов каждого знака примерно равен $3 \cdot 10^{-10}$ Кл. В системе СИ доза облучения измеряется в 1 Кл/кг. Рентген связан с 1 Кл/кг следующим образом: $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

Для измерения дозы облучения другими, отличными от γ -квантов частицами используется физический эквивалент рентгена (фэр). Доза облучения в 1 фэр вызывает такую же ионизацию, как и доза γ -облучения в 1 Р.

Биологическое действие ядерных излучений зависит не только от их дозы, но и от их природы. Поэтому для дозы облучения живых организмов

используется биологический эквивалент рентгена (1 бэр). Величина дозы в 1 бэр связана с дозой в 1 фэр через коэффициент относительной биологической эффективности (ОБЭ). Например, для γ -излучения ОБЭ = 1. Для тепловых нейтронов ОБЭ = 5, а для протонов и α -частиц ОБЭ = 11.

1. Заметная часть общей энергии потока заряженных частиц или γ -квантов, как и значительная доля энергии потока нейтронов, попадающих в вещество, затрачивается на необратимое изменение его структуры. Вся совокупность этих изменений называется радиационным повреждением. Его механизмы в твёрдом теле следующие:

а) Главным механизмом является ударное выбивание атомов из кристаллической решетки. Заряженные частицы и нейтроны выбивают атомы непосредственно, а γ -кванты – через промежуточные фотоэлектроны или комптоновские электроны.

б) Очень часто в кристаллической решетке появляются новые атомы за счет внедрения падающих тяжелых частиц, а также за счет ядерных реакций с возможными последующими распадами продуктов реакций. Эти явления, как правило, существенны только при облучении нейтронами.

в) На кристаллическую решетку может оказать влияние ионизация. Так, отрицательный ион в ионном кристалле (например, ион хлора в кристалле поваренной соли) при выбивании из него двух электронов приобретает положительный заряд и покидает свое место в решетке. Конечный результат такого воздействия не отличается от прямого выбивания атома.

Все эти процессы, создавая дефекты решетки, приводят к изменению микроструктуры кристалла. При достаточно мощном облучении за счёт этого заметно изменяются механические и тепловые свойства кристалла. Изменение решетки влияет также на структуру электронных энергетических зон, т.е. на электрические и оптические свойства.

Рассмотрим эти явления подробнее. Под действием больших доз облучения изменяется плотность кристалла, а в некоторых случаях и его геометрическая форма. Так, под действием интегрального потока 1020 реакторных нейтронов на 1 см² плотность кварца снижается на 15%. Монокристалл альфа-модификации урана под действием облучения в реакторе сжимается в одних направлениях и расширяется в других, причем размеры могут изменяться больше чем вдвое.

Обычно облучение приводит к упрочнению материалов. Оно возникает из-за того, что образующиеся дефекты тормозят движение дислокаций. Модуль упругости растет, разрушение вместо пластического становится хрупким. На создание вакансий и атомов в междоузлиях тратится значительная энергия.

При больших дозах облучения эта так называемая скрытая энергия становится большой уже в макроскопическом масштабе. В некоторых случаях наблюдается самопроизвольное выделение скрытой энергии, приводящее к саморазогреву материала.

В металлах при облучении возрастает остаточное (не зависящее от температуры) электрическое сопротивление. Проводимость диэлектриков после облучения в одних случаях увеличивается, а в других – уменьшается. Увеличению проводимости способствует возрастание числа ионных носителей тока. Но если облучение создает сложные комплексы дефектов, то носители застревают в них и проводимость понижается.

После облучения неметаллов их теплопроводность уменьшается. Это явление происходит из-за рассеяния фононов на дефектах.

Изменения оптических и электрических свойств кристалла существенны только для диэлектриков и полупроводников. Для металлов они роли не играют, так как свободные электроны, определяющие электрические и оптические свойства металлов, практически не подвержены действию точечных дефектов решетки.

Особенно сильно влияет облучение на электрические свойства полупроводниковых материалов. Это объясняется тем, что действие вакансий и атомов в междоузлиях во многом сходно с действием примесных атомов, к которому проводимость полупроводников крайне чувствительна.

Основной вред воздействия облучения для технических приложений на полупроводники состоит в том, что появляющиеся под влиянием облучения дефекты создают новые электронные энергетические уровни в запрещенной зоне. Эти уровни являются ловушками для носителей зарядов. Дефекты-ловушки сильно укорачивают времена жизни носителей тока, снижая проводимость. Кроме того, в ловушках накапливается пространственный заряд, искажающий электрическое поле внутри полупроводника и резко ухудшающий его технические характеристики.

Оптические проявления влияния излучений разнообразны. Примером являются так называемые центры окраски (F-центры) в кристаллах поваренной соли. Эти кристаллы при облучении окрашиваются в желтый цвет.

Механизм этого явления заключается в следующем. Вакансия на месте выбитого отрицательного иона хлора замещается электроном. На этот электрон действуют примерно те же силы, что и на ион хлора. Если данные силы одинаковые, то квадраты частот колебаний ν^2 обратно пропорциональны массам m : $\nu^2 \sim \frac{1}{m}$.

Электрон в десятки тысяч раз легче атома хлора. Поэтому частота колебаний этого электрона ν_e в сотни раз больше частоты колебаний атома и соответствует оптической области частотного диапазона.

Изучение радиационных повреждений, их зависимостей от вида облучения, температуры и т.д. важно для практических задач, связанных с работой различных приборов и других устройств в условиях облучения, а также для изучения многих вопросов физики твердого тела.

2. Ядерные излучения могут вызывать в веществах различные химические реакции. Эти реакции и их использование составляют предмет радиационной химии.

Механизм радиационно-химических реакций в общих чертах таков. Поток ядерных частиц вызывает в среде возбуждение, ионизацию, диссоциацию и диссоциативную ионизацию молекул. Возбужденные молекулы и ионы вступают в химические реакции либо непосредственно, либо через промежуточное образование химически высокоактивных свободных радикалов. В последнем случае в реакции могут вовлекаться молекулы, непосредственно не подвергавшиеся облучению. Так как энергия ядерных излучений значительно превышает энергию химических связей, то облучение может разрывать очень прочные связи. Это ведет к образованию высокоактивных ионов и радикалов, которые не удается получать традиционными химическими методами.

В радиационной химии изучаются реакции под действием электронов, γ -квантов, нейтронов n и осколков деления.

Гамма-кванты вызывают химические превращения в основном через промежуточное образование комптон-электронов и фотоэлектронов. Поэтому облучение электронами и γ -квантами приводит к одним и тем же радиационно-химическим процессам. Медленные нейтроны порождают γ -кванты путем радиационного захвата (n, γ), а эти кванты образуют комптон-электроны, инициирующие химические реакции.

При облучении быстрыми нейтронами электроны и возбужденные молекулы образуются еще и ионизированными ядрами отдачи. Осколки деления обладают большой кинетической энергией (десятки МэВ) и из-за их большой массы – колоссальной ионизационной способностью. Поэтому такое излучение выгодно использовать для осуществления сильно эндотермических реакций протекающих при поглощении больших количеств энергии.

Специфическими являются радиационно-химические реакции для полимеров. Главными радиационно-химическими реакциями с полимерами являются сшивание (образование новых связей), и деструкция (обрыв существовавших связей).

При деструкции растут растворимость и текучесть, падают прочность и разрывное удлинение. При достаточно полной деструкции полимер превращается в вязкую жидкость или хрупкий порошок. Поэтому склонные к деструкции материалы нельзя использовать в качестве конструктивных для работы в условиях облучения.

Сшивание уменьшает растворимость и текучесть, улучшает эластичные свойства. При достаточно большом количестве сшивков весь полимер становится одной разветвленной молекулой. Такой полимер крайне эластичен, стоек к действию растворителей и высоких температур. Например, обычный полиэтилен «течет» уже при 100°C. Сшитый же

полиэтилен при 150°C и давлении 20 МПа выстаивает 10 часов и является прекрасным изоляционным материалом.

3. Ядерные излучения оказывают поражающее действие на все живые организмы, нанося повреждение его макромолекулам.

При достаточно большой дозе облучения гибнет любой организм. Смертельная доза для человека составляет 600 Р. Дозы ниже смертельной вызывают различные заболевания, объединяемые общим термином «лучевая болезнь».

Действие радиации на клетку обладает очень высокой эффективностью. Клетка теряет способность делиться, получив дозу, тепловой эквивалент которой вызвал бы ее нагревание всего лишь на тысячную долю градуса. При такой дозе в клетке поражается только одна белковая молекула из миллиона. Механизм такого необычно эффективного воздействия радиации на жизненные процессы в клетке до сих пор остается неясным.

Действие одной и той же дозы облучения зависит от промежутка времени ее получения. Если промежуток большой, то общее поражающее действие меньше, чем при однократном облучении суммарной дозой (за исключением необратимых генетических повреждений, это действие частично блокируется восстанавливающими и компенсаторными реакциями организма).

Так как ядерные излучения действуют разрушающе на организм человека, то при работе с источниками радиации необходима защита работающего персонала. Для расчета любой защиты устанавливается предельно допустимая доза (ПДД), облучение которой безвредно для здоровья.

Главными задачами прикладной радиационной химии являются защита материалов от воздействий ядерных излучений, разработка методов получения материалов с новыми полезными свойствами и создание эффективных и экономически выгодных методов производства уже известных веществ.

В рамках первого направления осуществляется поиск материалов, стойких по отношению к облучению. Например, было найдено, что в условиях облучения хорошо сохраняют антикоррозийные свойства цирконий и его сплавы. Радиационно стойкими являются некоторые полимеры (например, полистирол).

К достижениям исследований по двум другим направлениям относится освоение производства сшитого полиэтилена и радиационной вулканизации каучука, увеличивающей срок службы автопокрышек на десятки процентов.

В стадии промышленного освоения находятся радиационно-химические процессы, позволяющие увеличивать в несколько раз прочность дерева, получать термостойкие эпоксидные смолы и т. д.

Прямое превращение ядерной энергии в химическую может осуществляться в так называемых хемоядерных реакторах. Активная зона у таких реакторов заполнена урансодержащими металлическими волокнами

или листами фольги толщиной 0,3–10 мкм. Вещества, транспортирующиеся между волокнами или листами фольги, вступают в химическую реакцию благодаря энергии излучения и отводят выделяющуюся тепловую энергию, которая может быть преобразована в электрическую или использована непосредственно.

Возможно применение газообразного или жидкого горючего реагенты в этих случаях смешиваются с горючим. Продукты химической реакции выводятся из реактора через специальные устройства.

Вследствие сложности отделения продуктов химической реакции от радиоактивных осколков деления и искусственных радиоактивных элементов, образующихся при поглощении нейтронов реагирующими веществами, промышленные хемоядерные реакторы пока не построены.

В лабораторных масштабах изучены фиксация азота N_2 из воздуха, получение водорода H при радиолитизе воды, синтеза озона O и гидразина H_2N-NH_2 и др. Радиационно-химический выход для таких реакторов определяемый числом молекул, образующихся при поглощении энергии 100 МэВ, составляет от 2 до 30.

Поэтому хемоядерные реакции, вызываемые осколками деления ядер, еще не получили широкого освоения. Главным препятствием является малость пробега осколков, из-за которой реагирующие вещества нужно располагать очень тонкими слоями

Ядерные излучения оказывают поражающее действие на все живые организмы, нанося повреждение его макромолекулам. При достаточно большой дозе облучения гибнет любой организм. Смертельная доза для человека составляет 600 Р. Дозы ниже смертельной вызывают различные заболевания, объединяемые общим термином «лучевая болезнь».

Действие радиации на клетку обладает очень высокой эффективностью. Клетка теряет способность делиться, получив дозу, тепловой эквивалент которой вызвал бы ее нагревание всего лишь на тысячную долю градуса. При такой дозе в клетке поражается только одна белковая молекула из миллиона. Механизм такого необычно эффективного воздействия радиации на жизненные процессы в клетке до сих пор остается неясным.

Действие одной и той же дозы облучения зависит от промежутка времени ее получения. Если промежуток большой, то общее поражающее действие меньше, чем при однократном облучении суммарной дозой (за исключением необратимых генетических повреждений, это действие частично блокируется восстанавливающими и компенсаторными реакциями организма).

Так как ядерные излучения действуют разрушающе на организм человека, то при работе с источниками радиации необходима защита работающего персонала. Для расчета любой защиты устанавливается предельно допустимая доза (ПДД), облучение которой безвредно для здоровья.

Принятая сейчас предельно допустимая доза от внешних источников облучения для лиц, непосредственно работающих с излучениями, составляет 5 бэр в год. Для возможного облучения населения установлена в тридцать раз меньшая предельно допустимая доза 5 бэр в 30 лет, близкая к естественному фону.

Помимо внешнего, возможно также внутреннее облучение организма, создаваемое радиоактивными веществами, попадающими в организм в процессах обмена с внешней средой. Предельно допустимые дозы внутреннего облучения зависят от того, в каких органах концентрируется радиоактивный изотоп и как долго этот изотоп удерживается в организме.

Ядерные излучения коварны тем, что даже их большие дозы не воспринимаются органами чувств человека. Для измерения доз облучения используются дозиметры. Дозиметр является детектором ядерных частиц, к которому предъявляется ряд специфических требований.

Во-первых, достаточно, чтобы дозиметр регистрировал только суммарный поток частиц.

Во-вторых, такой регистратор должен измерять именно дозу, т.е. либо выделяемую энергию, либо ионизационный ток.

В-третьих, для точных дозиметрических измерений необходимо учитывать зависимость поглощения энергии ядерных излучений в веществе от рода вещества и от рода энергии излучения. Поэтому в дозиметрах стремятся использовать датчики, имитирующие живые ткани в отношении поглощения радиации.

По назначению дозиметрическая аппаратура делится на несколько типов, наиболее распространенными из которых являются:

- а) приборы, измеряющие дозу внешнего излучения;
- б) приборы для измерения потоков α - и β -частиц с загрязненных поверхностей;
- в) приборы (обычно карманные) для измерения индивидуальных доз.

Простейшим методом защиты является удаление от источника излучения на достаточное расстояние (без поглощения интенсивность излучения уменьшается с расстоянием r от источника по закону $\sim 1/r^2$). Поэтому с радиоактивными препаратами работают с использованием специальных щипцов с длинной ручкой. Если удаление от источника на достаточное расстояние невозможно, то для защиты от излучения используются преграды из поглощающих материалов.

Наиболее проста защита от α -излучений. Альфа-частицы, вылетающие из радиоактивных ядер, имеют ничтожно малые пробеги.

Пробег β -распадных электронов в воздухе не так уж мал (более 3 м для электронов с энергией 3 МэВ). Поэтому β -активные препараты, даже малых активностей (порядка 10 мкКи), надо экранировать. Для экранировки от электронов с энергиями до 4 МэВ достаточен слой пластмассы в 0,25 см.

Более массивная защита требуется при работе с радиоактивными источниками γ -излучений. В этом случае толщина защиты зависит не только от энергии излучения, но и от его интенсивности, так как поток γ -частиц экспоненциально ослабевает с глубиной проникновения внутрь вещества защиты.

Наилучшими поглотителями тепловых нейтронов являются бор и кадмий. Быстрые нейтроны слабо поглощаются всеми веществами. Поэтому для защиты от быстрых нейтронов их сначала замедляют (обычно водой или графитом), а уж после замедлителя ставят поглотитель.

Защита от протонов p и других тяжелых заряженных частиц высоких энергий должна предусматривать существование потоков вторичных частиц, возникающих при ядерных столкновениях. Особенно сложны вопросы защиты от излучений ядерного реактора. Специфической является проблема радиационной защиты космических кораблей.

Подавляющее большинство применений ядерных излучений основано на четырех физических явлениях:

Первое из них состоит в том, что любой радиоактивный изотоп является меченым атомом одного из элементов. За движением этого атома можно проследить по его радиоактивности.

Второе явление заключается в том, что любое радиоактивное излучение обладает проникающей способностью.

Сущность третьего явления сводится к тому, что ядерные излучения, проходя через вещество производят его ионизацию.

Четвёртое явление состоит в наведении радиоактивности в веществе излучениями высокой энергии.

Метод меченых атомов состоит во введении в исследуемый элемент радиоактивной примеси, химически неотличимой от основной массы элемента. За этой примесью следят с помощью одного из детекторов радиоактивных излучений. Применение меченых атомов открыло принципиально новые возможности исследования, позволяя проследить за перемещениями и химическими превращениями атомов элемента в средах, содержащих этот элемент. Одним из примером использования данного метода явились измерения коэффициента самодиффузии.

В биохимии меченые атомы помогли установить ряд важнейших моментов сложного и фундаментального для всего растительного мира процесса фотосинтеза. Только методом меченых атомов удается получать информацию о скорости обмена веществ в тканях живого организма, выяснить, каким путем и в каком количестве попадает в растение тот или иной удобряющий элемент.

Изотопные приборы, основанные на использовании проникающей способности γ -излучения (реже p -излучения), в настоящее время занимают более половины всех поставок радиационной техники.

В основу почти всех этих приборов положен один и тот же принцип: счет в детекторе изменяется, если меняется толщина или вид материала между детектором и источником. На основе этого принципа конструируются и выпускаются толщиномеры, плотномеры, уровнемеры, счётчики предметов, дефектоскопы и многие другие приборы.

На этом принципе основаны многочисленные γ -релейные устройства, автоматически контролирующие и регулирующие ход производственных процессов.

Одним из основных методов разведки новых месторождений нефти и некоторых других полезных ископаемых является радиоактивный каротаж скважин. В его основе заложена оценка различий процессов распространения нейтронов и γ -лучей в разных породах.

Ионизирующие излучения, проходя через газ, делают его электропроводным. На этом свойстве основана работа нейтрализаторов статического электричества. В настоящее время нейтрализаторы статического электричества составляют 13% поставок радиационной техники. Они широко применяются в текстильной, полиграфической и других отраслях промышленности.

Использование наведенной радиоактивности развивается в двух направлениях. Первым из них является элементный анализ, вторым – создание меченых атомов.

Принцип активационного элементного анализа состоит в том, что исследуемое вещество и образец – эталон с известным количеством определяемого элемента облучают фиксированной дозой, а затем измеряют возникшую наведенную активность. Присутствие нужного элемента идентифицируется по виду испускаемых частиц, по их энергии и по периоду полураспада $T_{1/2}$.

Наиболее широко используется активация нейтронами, так как нейтроны, особенно медленные, энергично поглощаются всеми ядрами (кроме ${}^4_2\text{He}$), причем поглощение в большинстве случаев приводит к образованию β -активных изотопов (а часто и γ -активных изотопов). Поэтому активация излучением используется для получения меченых атомов.

В естественных условиях происходит слабая активация некоторых изотопов вторичными нейтронами от космических лучей.

Важнейшей из реакций активации является образование радиоуглерода ($T_{1/2} = 5700$ лет) из азота ${}^{14}_7\text{N}$ (n, p) ${}^{14}_6\text{C}$. Этот углерод окисляется и через 10–15 лет полностью перемешивается с основной массой углекислого газа атмосферы. Через углекислый газ радиоуглерод попадает в растения, а оттуда – в живые организмы.

Если считать, что поток космических лучей примерно постоянен во времени, то во всех органических тканях образуется равновесная

концентрация изотопа ^{14}C , при которой происходит примерно 15 распадов в минуту в 1 г углерода органического происхождения. Эта равновесная концентрация начинает падать при прекращении обмена веществ. На этом основан разработанный В. Либби метод датировки археологических предметов органического происхождения.

Чем меньше концентрация радиоуглерода, тем больше возраст предмета. Метод Либби позволяет определять возраст от 10^3 до $5 \cdot 10^4$ лет с точностью до 100 лет.

В заключение следует отметить, что в рамках данной книги невозможно детально охарактеризовать все конкретные направления применений ядерных излучений. Они очень разнообразны. Это разнообразие становится все более богатым, а эффективность применения ядерных излучений в различных сферах деятельности человека неуклонно возрастает.

5. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН И СВЯЗЕЙ МЕЖДУ НИМИ НА ОСНОВЕ ЗАКОНОВ

5.1. Основы молекулярной физики и термодинамики

Молекулярно-кинетическая теория идеальных газов

$pV = \text{const}$ при $T = \text{const}$ и $m = \text{const}$ – закон Бойля – Мариотта.

$V = V_0(1 + \alpha t)$, $V_1 / V_2 = T_1 / T_2$ – закон Гей-Люссака.

$p = p_0(1 + \alpha t)$ $p_1 / p_2 = T_1 / T_2$ – закон Шарля.

$p = \sum_{i=1}^n p_i$ – закон Дальтона для давления смеси идеальных газов.

$pV_m = RT$ (для 1 моль газа) – уравнение состояния идеального газа (уравнение Клапейрона – Менделеева).

$pV = (m / \mu)RT$ (для произвольной массы газа).

$p = nkT$ – основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов и его разные формы:

$$\left\{ \begin{array}{l} p = \frac{1}{3} nm_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2 \\ pV = \frac{3}{2} N \left(\frac{m_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2}{2} \right) = \frac{2}{3} E \\ pV = \frac{3}{2} N \left(\frac{m_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2}{2} \right) = \frac{2}{3} E \\ pV = \frac{1}{3} Nm_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2 = \frac{1}{3} m \langle v_{\text{кв}} \rangle^2 \end{array} \right.$$

$v_{\text{в}} = \sqrt{2RT / \mu} = \sqrt{2kT / m_0}$ – наиболее вероятная скорость молекул.

$v_{\text{кв}} = \sqrt{3RT / \mu} = \sqrt{3kT / m_0}$ – средняя квадратичная скорость молекул.

$\langle v \rangle = \sqrt{8RT / (\pi\mu)} = \sqrt{8kT / (\pi m_0)}$ – средняя арифметическая скорость молекул.

$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{3}{2} kT$ – средняя кинетическая энергия поступательного движения молекулы идеального газа.

$$\left\{ \begin{aligned} f(v) &= \frac{dN(v)}{Ndv} = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left[-m_0 v^2 / (2kT)\right] \\ f(v) &= \frac{dN(v)}{Ndv} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} \exp[-\varepsilon / (kT)] \end{aligned} \right. \quad \text{– законы Максвелла для}$$

распределения молекул идеального газа по скоростям v и энергиям теплового движения ε .

$$p_h = p_0 \exp[-mg(h - h_0) / (RT)] \quad \text{– барометрическая формула.}$$

$$\left\{ \begin{aligned} n &= n_0 \exp[-mgh / (RT)] = n_0 \exp[-m_0 gh / (kT)] \\ n &= n_0 \exp[-\Pi / (kT)] \end{aligned} \right. \quad \text{– распределения Больцмана}$$

во внешнем потенциальном поле.

$\langle z \rangle = \sqrt{2\pi d^2 n} \langle v \rangle$ – среднее число соударений, испытываемых молекулой газа за 1 с.

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle} = \frac{1}{\sqrt{2\pi d^2 n}} \quad \text{– средняя длина свободного пробега молекул газа.}$$

$$Q = -\lambda \frac{dT}{dx} St \quad \text{– закон теплопроводности Фурье.}$$

$$\lambda = \frac{1}{3} c_V \rho \langle v \rangle \langle l \rangle \quad \text{– уравнение для теплопроводности среды.}$$

$$m = -D \frac{d\rho}{dx} St \quad \text{– закон диффузии Фика.}$$

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle \quad \text{– уравнение для диффузии.}$$

$$F = -\eta \frac{dv}{dx} S \quad \text{– закон Ньютона для внутреннего трения (вязкости).}$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle \quad \text{– уравнение для динамической вязкости.}$$

Основы термодинамики

$\langle \varepsilon_1 \rangle = \frac{1}{2} kT$ – уравнение для средней кинетической энергии поступательного движения, приходящейся на одну степень свободы молекулы.

$\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kT$ – средняя энергия молекулы ($i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{кол}}$ – сумма поступательных, вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы).

$$U = \nu \frac{i}{2} RT = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT \quad \text{– уравнение для внутренней энергии идеального газа.}$$

$$\Delta U = Q \pm A \quad \text{– первое начало термодинамики.}$$

$+A$ – работа внешних сил над системой; $-A$ – работа системы против внешних сил.

$\delta Q = dU + \delta A$ – первое начало термодинамики для малого изменения параметров системы.

$C_m = c\mu$ – уравнение связи молярной C_m и удельной c теплоемкостей газа, где μ – молярная масса газа.

$C_V = \frac{i}{2}R$, $C_P = \frac{i+2}{2}R$ – уравнения для молярных теплоемкостей газа при постоянном объеме C_V и постоянном давлении C_P .

$C_P = C_V + R$ – уравнение Майера, связывающее молярные теплоемкости газа при постоянном объеме C_V и при постоянном давлении C_P .

$dU = \frac{m}{\mu}c_VdT$ – малое изменение внутренней энергии идеального газа.

$dA = pdV$ – малая работа, совершаемая газом при малом изменении его объема dV .

$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV$ – работа газа при изменении его объема от V_1 до V_2 .

$A = p \int_{V_1}^{V_2} dV = p(V_2 - V_1)$ – работа, совершаемая газом при изменении его объема от V_1 до V_2 при постоянном давлении $p = \text{const}$.

$A = \frac{m}{M}R(T_2 - T_1)$ – работа, совершаемая газом в адиабатическом процессе при изменении абсолютной температуры от T_1 до T_2 .

$\begin{cases} A = \frac{m}{M}RT \ln \frac{V_2}{V_1} \\ A = \frac{m}{M}RT \ln \frac{p_1}{p_2} \end{cases}$ – работы, совершаемые газом в изотермическом процессе

при изменении его объема от V_1 до V_2 и изменении давления газа от p_1 до p_2 .

$\begin{cases} pV^\gamma = \text{const} \\ TV^{\gamma-1} = \text{const} \\ T^\gamma p^{1-\gamma} = \text{const} \end{cases}$ – соотношения Пуассона для физических величин

описывающих адиабатический процесс в газе ($\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{c_P}{c_V}$ – показатель

адиабаты; C_p , C_v и c_p , c_v – молярные и удельные теплоемкости газа при постоянном объеме и при постоянном давлении).

$A = \frac{m}{M} C_v (T_1 - T_2)$ – полная работа, совершаемая газом в адиабатическом процессе при изменении абсолютной температуры от T_1 до T_2 .

$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$$

– полная работа, совершаемая газом при адиабатическом его расширении от объема V_1 до V_2 начиная с давления p_1 и с температуры T_1 .

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

– термический коэффициент полезного действия для любого кругового процесса (цикла).

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

– термический коэффициент полезного действия для цикла Карно.

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dU + dA}{T}$$

– изменение энтропии системы при равновесном ($T = const$) переходе системы из состояния 1 в состояние 2.

Реальные газы, жидкости и твердые тела

$\left(p + \frac{a}{V_m^2} \right) (V_m - b) = RT$ – уравнение состояния для моля реальных газов (a и b – постоянные Ван-дер-Ваальса зависящие от природы газов).

$$\left(p + \frac{v^2 a}{V^2} \right) \left(\frac{V}{v} - b \right) = RT, \quad \left(p + \frac{v^2 a}{V^2} \right) (V - vb) = vRT$$

– уравнение Ван-дер-Ваальса для произвольной массы газа, где $v = \frac{m}{\mu}$ – количество вещества.

$V_k = 3b$, $p_k = a / (27b^2)$, $T_k = 8a / (27Rb)$ – связи критических параметров – объема V_k , давления p_k и температуры T_k с постоянными Ван-дер-Ваальса a и b .

$U = v(C_v T - a / V_m)$ – уравнение для внутренней энергии произвольной массы реального газа, где C_v – молярная теплоемкость газа при постоянном

объеме, $v = \frac{m}{\mu}$ – количество вещества.

$\sigma = F / l$, $\sigma = \Delta E / \Delta S$ – два уравнения для поверхностного натяжения жидкости σ .

$\Delta p = \sigma(1/R_1 + 1/R_2)$ – уравнение Лапласа для избыточного давления на поверхность жидкостей, имеющих произвольную двоякую кривизну.

$\Delta p = 2\sigma / R$ – уравнение Лапласа для избыточного давления в случае сферической поверхности жидкости с радиусом.

$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}$ – уравнение для высоты подъема жидкости в капиллярной

цилиндрической трубке.

$C_V = 3R$ – закон Дюлонга и Пти, где C_V – молярная (атомная) теплоемкость химически простых твёрдых тел.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)} \\ \frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(m/\rho_2 - m/\rho_1)} \\ \frac{dp}{dT} = \frac{L}{Tm(1/\rho_2 - 1/\rho_1)} \end{array} \right. \text{ – уравнения Клапейрона – Клаузиуса, связывающие}$$

малое изменение температуры dT фазового перехода вещества с малым изменением давления dp при равновесно ($T = \text{const}$) протекающем процессе.

5.2. Оптика и квантовая природа излучения

Элементы геометрической оптики

$i_1' = i_1$, $\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$ – законы отражения и преломления света/

$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{\lambda_2 v}{\lambda_1 v} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ уравнение для относительного показателя

преломления второй среды относительно первой согласно волновой теории света.

$n_1 = \frac{c}{v_1}$ и $n_2 = \frac{c}{v_2}$ – уравнения для абсолютных показателей преломления

для двух сред.

$\sin i_{np} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$ – уравнение для предельного угла полного внутреннего

отражения при распространении света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную среду.

$\frac{1}{f} = \frac{2}{R} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$ – уравнение для оптической силы сферического зеркала.

$\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1\right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$ – уравнение для оптической силы тонкой линзы.

$I_e = \frac{\Phi_e}{\omega}$ – уравнение для силы света источника излучения, где Φ_e – поток источника излучения; ω – телесный угол, в пределах которого это излучение распространяется.

$\Phi_0 = 4\pi I$ – уравнение для полного светового потока, испускаемого изотропным точечным источником, где I – сила света источника/

$R = \frac{\Phi}{S}$ – уравнение для светимости поверхности, где Φ – световой поток, испускаемый поверхностью; S – площадь поверхности.

$B_\varphi = \frac{I}{S \cos \varphi}$ – уравнение для яркости B_φ светящейся поверхности в некотором направлении, где I – сила света; S – площадь поверхности; φ – угол между нормалью к элементу поверхности и направлением наблюдения.

$E = \frac{\Phi}{S}$ – уравнение для освещенности поверхности, где Φ – световой поток, падающий на поверхность; S – площадь поверхности.

$R = \pi B$ уравнение связи светимости R и яркости B при условии, что яркость не зависит от направления потока излучения.

Интерференция света

$v = \frac{c}{n}$ – уравнение для скорости света в среде, где c – скорость распространения света в вакууме; n – абсолютный показатель преломления среды, в которой распространяется свет.

$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1}\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$ – уравнение для разности фаз δ колебаний в точке от двух когерентных волн.

$\Delta = \pm m \lambda_0$ – условие для разности хода волн, при котором наблюдаются интерференционные максимумы.

$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}$ – условие для разности хода волн Δ , при котором наблюдаются интерференционные минимумы.

$\Delta x = \frac{l}{d}\lambda_0$ – уравнение для ширины интерференционной полосы Δx .

$$\begin{cases} 2dn \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 \\ 2dn \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \end{cases} \quad \text{– условия максимумов и минимумов}$$

при интерференции света, отраженного от верхней и нижней поверхностей тонкой плоскопараллельной пленки.

$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda_0 R}$ – уравнение для радиусов светлых колец Ньютона в отраженном свете (или темных) в проходящем свете.

$r_m^* = \sqrt{m\lambda_0 R}$ – уравнение для радиусов темных колец Ньютона в отраженном свете (или светлых в проходящем свете)

$n = \sqrt{n_c}$ – условие для случая «просветления оптики», при котором интерферирующие лучи в отраженном свете гасят друг друга.

Дифракция света

$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}m\lambda}$ – уравнение для радиуса внешней границы m -й зоны Френеля для сферической волны,

$a \sin \varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2}$ и $a \sin \varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}$ – условия дифракционных максимумов и минимумов от одной щели.

$d \sin \varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}$ – условие главных максимумов дифракционной решетки, на которую свет падает нормально.

$d \sin \varphi = \pm m'\frac{\lambda}{N}$ – условие дополнительных минимумов для дифракционной решетки с N щелями.

$d = \frac{1}{N_0}$ – уравнение для периода дифракционной решётки d , где $N_0 = \frac{N}{l}$ – число щелей, приходящихся на единицу длины решётки l .

$2d \sin \theta = m\lambda$ – условие дифракционных максимумов от пространственной решетки (формула Вульфа – Брэггов)/

$D_\varphi = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$ – угловая дисперсия дифракционной решетки.

$\varphi \geq 1,22 \frac{\lambda}{D}$ – наименьшее угловое расстояние φ между двумя светлыми точками, при котором изображения этих точек могут быть разрешены в фокальной плоскости объектива.

$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN$ – разрешающая способность дифракционной решетки.

Взаимодействие электромагнитных волн с веществом

$\varphi = A(n-1)$ – связь угла отклонения лучей призмой φ и преломляющего угла A , где n – абсолютный показатель преломления материала призмы.

$n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ – связь между абсолютным показателем преломления n и диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями вещества.

$n^2 = 1 + \frac{n_{0i}}{\varepsilon_0} \sum \frac{e^2 / m}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}$ – зависимость показателя преломления вещества n от частоты ω внешнего поля.

$I = I_0 e^{-\alpha x}$ – закон Бугера (закон ослабления света в веществе),

$v = v_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}$ – эффект Доплера для электромагнитных волн в вакууме.

$v = v_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ – поперечный эффект Доплера для электромагнитных волн в вакууме.

$\cos \theta = \frac{c}{nv}$ – эффект Вавилова – Черенкова, где θ – угол между направлением распространения излучения и вектором скорости частицы v ; n – абсолютный показатель преломления среды.

Поляризация света

$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ – степень поляризации света.

$I = I_0 \cos^2 \alpha$ – закон Малюса.

$\operatorname{tg} i_B = n_{21}$ – закон Брюстера.

$\Delta = l(n_0 - n_e) = k l E^2$ – оптическая разность хода в эффекте Керра.

$\Delta = (n_0 - n_e)d = \pm \left(m + \frac{1}{4} \right) \lambda_0 /$

$\varphi = \alpha d$, $\varphi = [\alpha] C d$ – углы поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов, чистых жидкостей и для оптически активных растворов.

Квантовая природа излучения

$R_e = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda$ – связь энергетической светимости R_e и спектральной

плотности энергетической светимости $r_{\nu,T}$ ($r_{\lambda,T}$).

$R_e = \sigma T^4$ – закон Стефана-Больцмана.

$R_T^c = A_T \sigma T^4$ – энергетическая светимость серого тела.

$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$ – закон смещения Вина.

$(r_{\lambda,T})_{\max} = C T^5$ – зависимость максимальной спектральной плотности энергетической светимости черного тела от температуры.

$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$ – спектральная плотность энергетической светимости черного

тела Рэлея – Джинса.

$$\left\{ \begin{array}{l} r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\exp[h\nu / kT] - 1} \\ r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[hc / kT\lambda] - 1} \end{array} \right.$$

– спектральные плотности энергетической

$$\left\{ \begin{array}{l} r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\exp[h\nu / kT] - 1} \\ r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[hc / kT\lambda] - 1} \end{array} \right.$$

светимости черного тела Планка.

$r_{\nu,T}$ – энергия кванта (наименьшее действие) согласно Планку.

$T_p = \sqrt[4]{A_T} T$ – уравнение связи радиационной T_p и истинной T температур.

$\varepsilon = h\nu = A + m\nu_{\max}^2 / 2 = A + T_{\max}$ – уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu_0 = \frac{A}{h} \\ \lambda_0 = \frac{hc}{A} \end{array} \right. \text{ – «красная граница» фотоэффекта для данного металла.}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_0 = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \\ m_\gamma = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \text{ – энергия, масса и импульс фотона.} \\ p_\gamma = \frac{h\nu}{c} \end{array} \right.$$

$p = \frac{E_e}{c}(1 + \rho) = w(1 + \rho)$ – давление света при его нормальном падении на поверхность.

$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2} = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}$ – изменение длины волны рентгеновского излучения при комптоновском рассеянии.

5.3. Элементы квантовой физики атомов, молекул и твердых тел

Теория атома водорода по Бору

$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ – обобщённая формула Бальмера, описывающая серии линий в спектре атома водорода.

$m_e \nu r_n = n\hbar$ – первый постулат Бора (постулат стационарных состояний момента импульса электрона)

$h\nu = E_n - E_m$ – второй постулат Бора (правило частот фотонов с учётом стационарных состояний энергии электрона в атоме водорода)

$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m_e e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2}$ – энергия электрона на n -й стационарной орбите в атоме водорода, где $n = 1, 2, 3, \dots$

Элементы квантовой механики

$\lambda = \frac{h}{p}$ – уравнение, связывающее дебройлевскую длину волны λ и импульс

p микрочастицы.

$$\begin{cases} v_{\text{фаз}} = \frac{\omega}{k} = \frac{E}{p} = \frac{c^2}{v} \\ u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} \end{cases} \quad \text{– фазовая } v_{\text{фаз}} \text{ и групповая } u \text{ скорости волны де Бройля}$$

для свободно движущейся микрочастицы массой m со скоростью v .

$\Delta x \Delta p_x \geq h$, $\Delta y \Delta p_y \geq h$, $\Delta z \Delta p_z \geq h$ – соотношения неопределенностей для координат x, y, z и импульсов микрочастицы p_x, p_y, p_z .

$\Delta E \Delta t \geq h$ – соотношения неопределенностей для энергии E данного квантового состояния системы и времени существования системы в заданном энергетическом состоянии t .

$dW = \Psi \Psi^* dV = |\Psi|^2 dV$ – вероятность нахождения микрочастицы в объеме dV , где $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ – волновая функция, описывающая состояние частицы, $\Psi^* = \Psi^*(x, y, z, t)$ – функция, комплексно сопряженная с волновой функцией $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$.

$dW = \psi \psi^* dV = |\psi|^2 dV$ – вероятность нахождения микрочастицы в объеме dV , где $\psi = \psi(x, y, z)$ – координатная часть волновой функции описывающая стационарные состояния микрочастицы.

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dV = 1 \quad \text{– условие нормировки вероятностей.}$$

$W = \int_{x_1}^{x_2} |\psi(x)|^2 dx$ – вероятность обнаружения микрочастицы в интервале координат от x_1 до x_2 .

$\langle L \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} L |\Psi|^2 dV$ – среднее значение физической величины L , характеризующей микрочастицу, находящуюся в состоянии, описываемом волновой функцией $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$.

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U(x, y, z, t)\Psi = i\hbar\frac{d\Psi}{dt} \quad - \text{общее уравнение Шредингера}$$

(уравнение Шредингера, зависящее от времени), описывающее волновую функцию микрочастицы $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$.

$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0$ – уравнение Шредингера для стационарных состояний микрочастицы описывающих волновой функцией $\psi = \psi(x, y, z, t)$

$\Psi(x, t) = A \exp\left[-\frac{i}{\hbar}(Et - p_x x)\right]$ – волновая функция, описывающая одномерное движение свободной микрочастицы.

$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \cdot n^2$ – собственные значения энергии микрочастицы, находящейся на n -м энергетическом уровне в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками».

$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x$ – собственная волновая функция микрочастицы, соответствующая вышеприведенному собственному значению энергии E_n .

$D = D_0 \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U - E)}l\right]$ – коэффициент прозрачности D прямоугольного потенциального барьера конечной ширины l .

$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}\right)\Psi = 0$ – уравнение Шредингера для линейного гармонического осциллятора в квантовой механике, где $\psi = \psi(x)$ – волновая функция описывающая стационарные состояния колеблющейся микрочастицы.

$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0$ – уравнение для собственных значений энергии линейного гармонического осциллятора в квантовой механике

$E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega_0$ – уравнение для энергия нулевых колебаний квантового гармонического осциллятора, полученное из вышеприведенного уравнения для собственных значений энергии E_n .

Элементы физики атомов и молекул

$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ – потенциальная энергия $U(r)$ взаимодействия электрона с

ядром в водородоподобном атоме.

$E_n = -\frac{Z^2 m e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}$ – уравнение для собственных значений энергий E_n

электрона в водородоподобном атоме.

$E_i = -E_1 = \frac{m e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}$ – уравнение для энергия ионизации атома водорода

полученное с учётом $E_i = E_{n=\infty} - E_{n=1} = 0 - E_{n=1}$.

$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}$ – уравнение для момента импульса (механический орбитальный момент) электрона.

$L_{lz} = \hbar m_l$ – уравнение для проекции момента импульса на направление z внешнего магнитного поля.

$\Delta l = \pm 1, \Delta m_l = 0, \pm 1$ – правила отбора для орбитального и магнитного квантовых чисел.

$\Psi_{100}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} \exp\left(-\frac{r}{a}\right)$ – нормированная волновая функция, отвечающая

s – состоянию (основному состоянию) электрона в атоме водорода,

$dW = |\Psi_{100}|^2 dV = |\Psi_{100}|^2 \cdot 4\pi r^2 dr$ – вероятность обнаружить электрон в атоме водорода, находящемся в s – состоянии в интервале от r до $r + dr$.

$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}$ – уравнение для спина (собственный механический момент импульса) электрона.

$L_{sz} = \hbar m_s$ – уравнение для проекции спина электрона на направление z внешнего магнитного поля.

$Z(n, l, m_1, m_2) = 0$ – принцип Паули в отношении квантовых чисел..

$Z(n) = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2$ – максимальное число электронов $Z(n)$, находящихся в состояниях, определяемых заданным главным квантовым числом n .

$\lambda_{\min} = \frac{ch}{eU}$ – коротковолновая граница сплошного рентгеновского спектра.

$\nu = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ – закон Мозли, определяющий частоты спектральных линий характеристического рентгеновского излучения,

$\nu = R(Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$ – закон Мозли для линии K_α ($\sigma = 1$).

Элементы физики твердого тела

$n_3 = C_2 \exp\left[\frac{E_1 - E_F}{kT}\right]$ – концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне у полупроводников.

$E_F = \frac{\Delta E}{2}$ – уровень Ферми в собственном полупроводнике.

$\gamma = \gamma_0 \exp\left[\frac{\Delta E}{kT}\right]$ – удельная проводимость собственных полупроводников.

5.4. Элементы физики атомного ядра и элементарных частиц

$R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$ – эмпирическое уравнение для радиуса ядра R (A – массовое число ядра).

$E_{cв} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_я]c^2 = [Zm_H + (A - Z)m_n - m]c^2$ – уравнение для энергии связи нуклонов в атомном ядре.

$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_я = [Zm_H + (A - Z)m_n] - m$ – уравнение для дефекта массы атомного ядра.

$\delta E_{cв} = \frac{E_{cв}}{A}$ – уравнение для удельной энергии связи атомного ядра (энергия связи, отнесенная к одному нуклону).

$L_я = \hbar\sqrt{I(I+1)}$ – уравнение для собственного момента импульса (спин) атомного ядра.

$p_{mx} = g_я L_я$ – уравнение связи магнитного момента p_{mx} и собственного момента импульса (спина) $L_я$ атомного ядра.

$\mu_я = \frac{e\hbar}{2m_p}$ – ядерный магнетон (единица измерения магнитного момента атомного ядра).

$dN = -\lambda N dt$ – дифференциальное уравнение для малого числа ядер, распавшихся в среднем за промежуток времени от t до $t + dt$.

$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$ – уравнение для скорости распада ядер в образцах (число распадов в образце $-dN$, произошедшее за короткий интервал времени dt).

$N = N_0 \exp(-\lambda t)$ – уравнение для числа нераспавшихся ядер N на момент времени t согласно закону радиоактивного распада.

$\Delta N = N_0 - N = N_0[1 - \exp(-\lambda t)]$ – уравнение для числа ядер, распавшихся за время t .

$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ – уравнение связи периода полураспада $T_{1/2}$ и постоянной радиоактивного распада λ .

$\tau = \frac{1}{\lambda}$ – уравнение связи среднего времени жизни τ радиоактивного ядра и постоянной распада λ .

$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N$ уравнение для скорости распада ядер A (активность нуклида).

${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2 He$ – правила смещения для α – распада.

$\begin{cases} {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + {}^0_{-1} e \\ u \\ {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + {}^0_{+1} e \end{cases}$ – правила смещения для β^- – распада и β^+ – распада.

${}^A_Z X + {}^0_{-1} e \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + {}^0_0 \nu_e$ – схема захвата электрона ядром ${}^A_Z X$ (e – захват).

${}^A_Z X + a \rightarrow {}^{A'}_{Z'} Y + b$ – символическая запись ядерной реакции с участием

$Q = [(m_1 + m_2) - (m_3 + m_4)]c^2$ – уравнение для энергии ядерной реакции с учётом масс ядер и частиц (при $Q > 0$ – экзотермическая реакция, а при $Q < 0$ – эндотермическая реакция).

$Q = (T_1 + T_2) - (T_3 + T_4)$ – уравнение для энергии ядерной реакции с учётом кинетических энергий ядер и частиц (T_1, T_2, T_3, T_4 – кинетические энергии ядра-мишени, бомбардирующей частицы, испускаемой частицы и ядра продукта реакции).

$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{T} \\ \text{или} \\ N = N_0 \exp\left[\frac{(k-1)t}{T}\right] \end{cases}$ – два уравнения для скорости нарастания цепной

реакции (N_0 – число нейтронов в начальный момент времени $t_0 = 0$; N – число нейтронов в любой момент времени t).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Трофимова, Т.И. Курс физики [Текст] / Т.И. Трофимова. – М.: КноРус, 2015. – 592 с.
2. Бондарев, Б.В. Курс общей физики / Б.В. Бондарев, Н.П. Калашников, Г.Г. Спирын. – М.: Юрайт, 2013. – 354 с.
3. Грабовский Р.И. Курс физики. [Текст] / Р.И. Грабовский. – СПб.: Лань, 2012. – 608 с.
4. Ливенцев, Н.М. Курс физики [Текст] / Н.М. Ливенцев. – СПб.: Лань, 2012. – 672 с.
5. Сивухин, Д.В. Общий курс физики. [Текст] / Д.В. Сивухин. – М.: Физматлит, 2014. – 560 с.
6. Никеров, В.А. Механика и молекулярная физика. [Текст] / В.А. Никеров. – М.: Дашков и К, 2012. – 136 с.
7. Хавруняк, В.Г. Курс физики / В.Г. Хавруняк. – М.: ИНФРА-М, 2014. – 400 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ВВЕДЕНИЕ	5
1. ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕРМОДИНАМИКИ	8
1.1. Молекулярно-кинетическая теория идеальных газов	8
Закон Бойля – Мариотта. Закон Авогадро. Закон Дальтона. Закон Гей-Люссака. Уравнение Клапейрона – Менделеева. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории (МКТ). Закон Максвелла о распределении молекул идеального газа по скоростям. Барометрическая формула. Распределение Больцмана. Средняя длина свободного пробега молекул. Некоторые опыты, подтверждающие МКТ. Явления переноса	
Контрольные вопросы.....	21
1.2. Основы термодинамики.....	22
Внутренняя энергия. Число степеней свободы. Закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул. Первое начало термодинамики. Работа газа при изменении его объема. Теплоёмкость (1). Теплоёмкость (2). Анализ изопроцессов в газах по первому началу термодинамики (1). Адиабатный процесс. Круговой процесс (цикл). Обратимые и необратимые процессы. Энтропия. Второе начало термодинамики. Тепловой двигатель. Теорема Карно. Холодильная машина. Цикл Карно	
Контрольные вопросы.....	42
1.3. Реальные газы, жидкости и твердые тела	44
Уравнение Ван-дер-Ваальса (уравнение состояния реальных газов). Внутренняя энергия моля реального газа. Жидкости и их описание. Поверхностное натяжение жидкостей. Смачивание. Капиллярные явления. Твёрдые тела: кристаллические и аморфные. Моно- и поликристаллы. Кристаллографический признак кристаллов. Типы кристаллов согласно физическому признаку. Дефекты в кристаллах. Испарение, сублимация, плавление и кристаллизация. Фазовые переходы. Диаграмма состояния. Тройная точка. Анализ экспериментальной диаграммы состояния	
Контрольные вопросы.....	63
2. ОПТИКА. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ	64
2.1. Элементы геометрической оптики	64
Основные законы оптики. Полное отражение. Полное отражение света. Линзы, тонкие линзы, их характеристики. Уравнения,	

	описывающие свойства тонкой линзы. Построение изображения в линзах. Энергетические величины в фотометрии. Световые величины в фотометрии	
2.2.	Интерференция света. Обоснование законов отражения и преломления света на основе волновой теории	75
	Когерентность и монохромность световых волн. Полосы равного наклона (интерференция от плоскопараллельной пластинки). Полосы равной толщины (интерференция от пластинки переменной толщины). Кольца Ньютона. Некоторые применения явления интерференции	
	Контрольные вопросы	85
2.3.	Дифракция света	86
	Принцип Гюйгенса – Френеля. Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске. Дифракция на непрозрачном для света диске. Дифракция Фраунгофера на щели (1). Дифракция Фраунгофера на щели (2) (условия максимумов и минимумов). Дифракция Фраунгофета на дифракционной решетке. Дифракция на пространственной решетке. Критерий Рэлея. Разрешающая способность спектрального прибора	
	Контрольные вопросы	96
2.4.	Взаимодействие электромагнитных волн с веществом	97
	Дисперсия света. Различия в дифракционном и призматическом спектрах. Нормальная и аномальная дисперсия. Поглощение (абсорбция) света. Эффект Доплера	
2.5.	Поляризация света	105
	Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса. Прохождение света через два поляризатора. Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков. Двойное лучепреломление. Положительные и отрицательные кристаллы. Поляризационные призмы и поляроиды. Пластинка в четверть волны. Искусственная оптическая анизотропия. Вращение плоскости поляризации	
	Контрольные вопросы	118
2.6.	Квантовая природа излучения	118
	Тепловое излучение и его характеристики. Законы Кирхгофа, Стефана – Больцмана, Вина. Уравнение Рэлея – Джинса. Уравнение Планка. Радиационная, цветовая и яркостная температуры. Вольт-амперная характеристика фотоэффекта. Законы фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна. Импульс фотона. Давление света. Эффект Комптона	
	Контрольные вопросы	133
3.	ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ И ТВЁРДЫХ ТЕЛ	135

3.1. Теория атома водорода по Бору.....	135
Модели атома Томсона и Резерфорда. Линейчатый спектр атома водорода. Постулаты Бора. Опыты Франка и Герца. Спектр атома водорода по Бору	
Контрольные вопросы.....	153
3.2. Элементы квантовой механики	154
Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества. Некоторые свойства волн де Бройля. Соотношения неопределенностей. Вероятностный подход к описанию микрочастиц. Описание микрочастиц с помощью волновой фнкции. Принцип суперпозиции. Общее уравнение Шредингера. Уравнение Шредингера для стационарных состояний. Движение свободной частицы. Частица в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками». Потенциальный барьер прямоугольной формы. Прохождение частицы сквозь потенциальный барьер. Туннельный эффект. Линейный гармонический осциллятор в квантовой механике	
Контрольные вопросы.....	176
3.3. Элементы современной физики атомов и молекул.	177
Водородоподобный атом в квантовой механике. Квантовые числа. Спектр атома водорода. 1s-состояние электрона в атоме водорода. Спин электрона. Спиновое квантовое число. Принцип неразличимости тождественных частиц. Фермионы и бозоны. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям. Сплошной (тормозной) рентгеновский спектр. Характеристический рентгеновский спектр. Закон Мозли. Молекулы: химические связи, понятие об энергетических уровнях. Молекулярные спектры. Поглощение. Спонтанное и вынужденное излучение. Активные среды. Типы лазеров. Газовый лазер. Свойства лазерного излучения	
Контрольные вопросы.....	206
3.4. Элементы физики твердого тела.....	207
Зонная теория твердых тел. Металлы, диэлектрики и полупроводники по зонной теории. Собственная проводимость полупроводников. Электронная примесная проводимость (проводимость n -типа). Фотопроводимость полупроводников. Люминесценция твёрдых тел. Контакт электронного и дырочного полупроводника (p - n -переход). Проводимость p - n -перехода. Полупроводниковые диоды. Элементы современной микроэлектроники.	
Контрольные вопросы.....	239

4. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.....	241
4.1. Физика атомного ядра.....	241
Атомные ядра и их описание. Дефект массы. Энергия связи ядра. Спин ядра и его магнитный момент. Ядерные силы. Модели ядра. Радиоактивное излучение и его виды. Закон радиоактивного распада. Правила смещения. Радиоактивные семейства. α -распад. β -распад. γ -излучение и его свойства. Приборы для регистрации радиоактивных излучений и частиц. Сцинтилляционный счетчик. Импульсная ионизационная камера. Газоразрядный счетчик. Полупроводниковый счетчик. Камера Вильсона. Диффузионная и пузырьковые камеры. Ядерные фотоэмульсии. Ядерные реакции и их классификация. Позитрон. β^+ -распад. Электронно-позитронные пары, их аннигиляция. Электронный захват. Реакция деления ядра. Цепная реакция деления. Ядерные реакторы. Реакция синтеза атомных ядер. Термоядерная реакция	
Контрольные вопросы.....	273
4.2. Физика элементарных частиц	274
Космическое излучение. Мюоны и их свойства. Мезоны и их свойства. Типы взаимодействий элементарных частиц. Описание трёх групп элементарных частиц. Частицы и античастицы. Принцип зарядового сопряжения. Нейтрино и антинейтрино, их типы. Гипероны. Странность и четность элементарных частиц. Характеристики лептонов и адронов. Классификация элементарных частиц. Кварки	
Контрольные вопросы.....	289
4.3. Воздействия ядерных излучений и их применение в технике	290
5. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН И СВЯЗЕЙ МЕЖДУ НИМИ НА ОСНОВЕ ЗАКОНОВ	300
5.1. Основы молекулярной физики и термодинамики	300
5.2. Оптика и квантовая природа излучения	304
5.3. Элементы квантовой физики атомов, молекул и твердых тел	309
5.4. Элементы физики атомного ядра и элементарных частиц	313
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	315

Учебное издание

Мельниченко Пётр Петрович

ФИЗИКА.

**ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ
И ТЕРМОДИНАМИКИ. ОПТИКА И КВАНТОВАЯ ПРИРОДА
ИЗЛУЧЕНИЯ. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ,
МОЛЕКУЛ И ТВЁРДЫХ ТЕЛ. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА
И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

Учебное пособие

по направлению подготовки

20.03.01 «Техносферная безопасность»

Под общ. ред. д-ра техн. наук, проф. Г.И. Грейсуха

В авторской редакции

Верстка Н.В. Кучина

Подписано в печать 06.09.2016. Формат 60x84/16.

Бумага офисная «Снегурочка». Печать на ризографе.

Усл.печ.л. 18,6. Уч.-изд.л. 20,0. Тираж 80 экз.

Заказ № 546.



Издательство ПГУАС.
440028, г. Пенза, ул. Германа Титова, 28.