

Федеральное агентство по образованию
ГОУ ВПО
Уральский государственный горный
университет

И.Г. Коршунов

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАКОНЫ И ПРИНЦИПЫ
ФИЗИКИ**

Учебное пособие по физике для студентов всех специальностей

Екатеринбург
2005

Федеральное агентство по образованию
ГОУ ВПО
Уральский государственный горный университет

ОДОБРЕНО

Методической комиссией
Институт геологии
и геофизики УГГУ

“_____” _____ 2005 г.

Председатель комиссии

_____ проф. В.И. Бондарев

И.Г. Коршунов

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАКОНЫ И ПРИНЦИПЫ
ФИЗИКИ

*Учебное пособие
по разделу дисциплины “Физика”
для студентов всех специальностей*

УДК 53

К 66

Коршунов И. Г.

К 66

Фундаментальные законы и принципы физики. Учебное пособие для студентов всех специальностей УГГУ. Екатеринбург: Изд-во УГГУ, 2005. 72 с.

Учебное пособие ставит своей целью восполнить объем учебных часов, отводимых в курсе общей физики технического вуза, изучению фундаментальных законов и принципов физики. Учебное пособие предназначено для студентов всех специальностей, однако оно может быть полезно и преподавателям, читающим соответствующие разделы в курсе общей физики.

Учебное пособие рассмотрено на заседании кафедры физики 21 декабря 2004 г. (протокол № 3) и рекомендовано для издания в УГГУ.

Рецензент: В. Б. Сурнев, доктор физ.-матем.наук, профессор кафедры математики УГГУ

© Коршунов И. Г., 2005

© Уральский государственный
горный университет, 2005

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
1. КЛАССИЧЕСКИЕ И СОВРЕМЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СВОЙСТВАХ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ.....	6
1.1. Абсолютное пространство и абсолютное время.....	6
1.2. Понятие об инерциальных системах отсчета.....	6
1.3. Преобразования Галилея.....	7
1.4. Закон сложения скоростей в классической механике.....	9
1.5. Механический принцип относительности Галилея.....	10
1.6. Постулаты специальной теории относительности	11
1.7. Преобразования Лоренца.....	12
1.8. Релятивистский закон сложения скоростей.....	13
2. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СИЛЫ.....	14
2.1. Фундаментальные взаимодействия.....	15
2.2. Фундаментальные силы.....	16
2.3. Физическое поле. Принцип близкодействия.....	18
2.4. Принцип суперпозиции.....	18
3. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ.....	18
4. ПРИНЦИП НАИМЕНЬШЕГО ДЕЙСТВИЯ ГАМИЛЬТОНА.....	21
5. ПРИНЦИП ЛЕ ШАТАЛЬЕ-БРАУНА.....	24
6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА.....	25
7. СИЛЫ, ОБРАТНОПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КВАДРАТУ РАССТОЯНИЯ. ТЕОРЕМА ИРНШОУ.....	32
8. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ.....	38
8.1. Закон де Бройля. Корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц.....	38
8.2. Волновая функция. Уравнение Шредингера.....	41
8.3. Соотношения (принцип) неопределенностей.....	47
8.4. Границы применимости классических теорий.....	49
8.5. Принцип соответствия.....	50
8.6. Принцип причинности.....	51
9. СИСТЕМЫ С БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ ЧАСТИЦ.....	52
9.1. Два способа изучения свойств макросистем.....	52
9.2. Законы термодинамики.....	53
9.2.1. Первое начало термодинамики.....	53
9.2.2. Второе начало термодинамики.....	55
9.2.3. Третье начало термодинамики (закон Нернста).....	61
9.3. Элементы статистической физики.....	63
9.3.1. Классическая статистика.....	63
9.3.2. Квантовые статистики.....	69
9.3.2.1. Статистика Бозе-Эйнштейна.....	70
9.3.2.2. Статистика Ферми-Дирака.....	70
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	72

ВВЕДЕНИЕ

Научно-технический прогресс требует от специалистов глубоких знаний физики. Поэтому роль физики в подготовке современного бакалавра, инженера и магистра очень значительна.

Согласно существующим Государственным образовательным стандартам различие в объеме учебных часов, отводимых на изучение курса физики для разных направлений подготовки специалистов в технических вузах, значительно, несмотря на то, что содержание этого курса для этих направлений практически совпадает. В большинстве случаев это приводит к тому, что преподаватели, читающие лекции и ведущие практические занятия, не имеют возможности подробно проанализировать роль различных законов и принципов в курсе физики, а студенты в дальнейшем испытывают большие затруднения в практическом использовании полученных знаний, так как теряются в большом многообразии различных физических законов.

В настоящее время в науке и технике используется много разнообразных машин, механизмов, устройств, приборов и датчиков, однако, несмотря на это, их работа основана на сравнительно небольшом количестве фундаментальных законов и принципов физики. Поэтому современный специалист обязан знать эти законы для того, чтобы успешно использовать их на практике. В противном случае в своей деятельности он вольно или невольно будет напрасно тратить время на разработку приборов и устройств, “работа” которых основана на нарушении физических законов.

Данное учебное пособие преследует цель восполнить объем учебных часов, отводимых в курсе физики технического вуза, изучению фундаментальных законов и принципов физики.

В учебном пособии рассмотрены классические и современные представления о свойствах пространства и времени, законы сохранения, фундаментальные взаимодействия и фундаментальные силы, физическое поле, электромагнитная теория Максвелла, основные положения квантовой механики, термодинамики, элементы статистической физики, а также такие важнейшие принципы физики, как принцип наименьшего действия Гамильтона, Ле Шателье-Брауна, соответствия, причинности, суперпозиции, а также принципы дальнего действия и ближнего действия.

Учебное пособие может быть полезным не только студентам, но и преподавателям, читающим соответствующие разделы в курсе физики, а также и тем, кто имеет дело с практическим использованием физических законов.

1. КЛАССИЧЕСКИЕ И СОВРЕМЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СВОЙСТВАХ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

1.1. Абсолютное пространство и абсолютное время

В основе классической механики и других разделов физики до создания теории относительности лежали следующие представления о пространстве и времени.

Свойства пространства:

- Пространство абсолютно. Абсолютное пространство – некое неподвижное безграничное “вместилище” материи.
- Абсолютное пространство трехмерно: для определения положения каждой его точки необходимо задать три числа (три координаты).
- Пространство непрерывно: координаты, определяющие положение отдельных его точек, могут принимать любые значения.
- Абсолютное пространство евклидово: его метрические свойства описываются геометрией Эвклида.
- Пространство однородно: в нем нет привилегированных точек.
- Абсолютное пространство изотропно: в нем нет привилегированных направлений.

Свойства времени:

- Время абсолютно. Абсолютное время – это некая абсолютная длительность событий, не зависящая от тел.
- Абсолютное время непрерывно: два мгновения могут быть сколь угодно близки друг к другу.
- Время однородно: в нем нельзя выделить особого мгновения, которое бы могло послужить началом привилегированной системы отсчета времени.
- Абсолютное время одномерно.
- Абсолютное время анизотропно: оно всегда течет только в одном направлении – от прошлого к будущему.

Согласно классическим представлениям абсолютное пространство и абсолютное время не взаимосвязаны: они существуют независимо как друг от друга, так и от материи и ее движения.

1.2. Понятие об инерциальных системах отсчета

Такие понятия пространства, как однородность и изотропность, исключают возможность определения положения тел относительно самого пространства. Определять положение данного тела в пространстве имеет смысл только по отношению к другому телу.

Тело, по отношению к которому определяется положение других тел, называется телом отсчета.

Если с телом отсчета связать систему координат и часы, то получим систему отсчета.

Очень важным моментом при решении физических задач является рациональный выбор системы отсчета. Это обусловлено тем, что физические законы и явления выглядят по-разному в разных системах отсчета: в одних системах более просто, в других – более сложно. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что наиболее просто физические законы и явления выглядят в системах, где в качестве тела отсчета выбрано так называемое свободное тело.

Свободным телом называется такое тело, на которое не действуют внешние силы (или действие на это тело всех внешних сил скомпенсировано).

Система отсчета, связанная со свободным телом, называется инерциальной.

Система отсчета, связанная с телом, взаимодействующим с другими телами, или с вращающимся телом, называется неинерциальной. В связи с этим система отсчета, связанная с Землей, вследствие ее вращения вокруг собственной оси и вокруг Солнца, является неинерциальной. Однако в ряде практических задач вращение Земли не оказывает существенного влияния на рассматриваемые процессы. Поэтому в таких задачах систему отсчета, связанную с Землей, приближенно можно считать инерциальной.

Инерциальных систем может существовать бесчисленное множество: любая система, движущаяся равномерно и прямолинейно по отношению к инерциальной системе отсчета, также будет инерциальной.

1.3. Преобразования Галилея

Преобразования координат и времени, в основе которых лежат классические представления о свойствах пространства и времени, называются преобразованиями Галилея.

Рассмотрим две инерциальные системы отсчета K и K' . Для удобства в качестве системы координат выберем декартову систему.

Систему отсчета K условно будем считать неподвижной системой, а систему K' – движущейся равномерно и прямолинейно относительно системы K . Движение системы K' происходит вдоль оси x со скоростью $\vec{V} = \text{const}$. Обе системы снабжены синхронизированными часами. Роль часов может играть любое тело, в котором происходит тот или иной периодический процесс.

Пусть в начальный момент времени начала координат систем K и K' совпадали.

Классическая механика постулирует, что время абсолютно. Поэтому, если двое одинаковых часов были однажды синхронизированы, то их показания всегда будут одинаковы независимо от того, покоятся эти часы или движутся относительно друг друга с некоторой скоростью \vec{V} . Таким образом, в системах K и K' с точки зрения классической физики время течет одинаково. Поэтому

$$t = t'. \quad (1.1)$$

Установим связь между координатами, задающими положение одной и той же материальной точки A , в системах K и K' . Положение точки в декартовой системе координат удобно задавать с помощью радиус-вектора.

За время t перемещение системы K' относительно системы K составит $\vec{V} \cdot t$ (рис. 1.1).

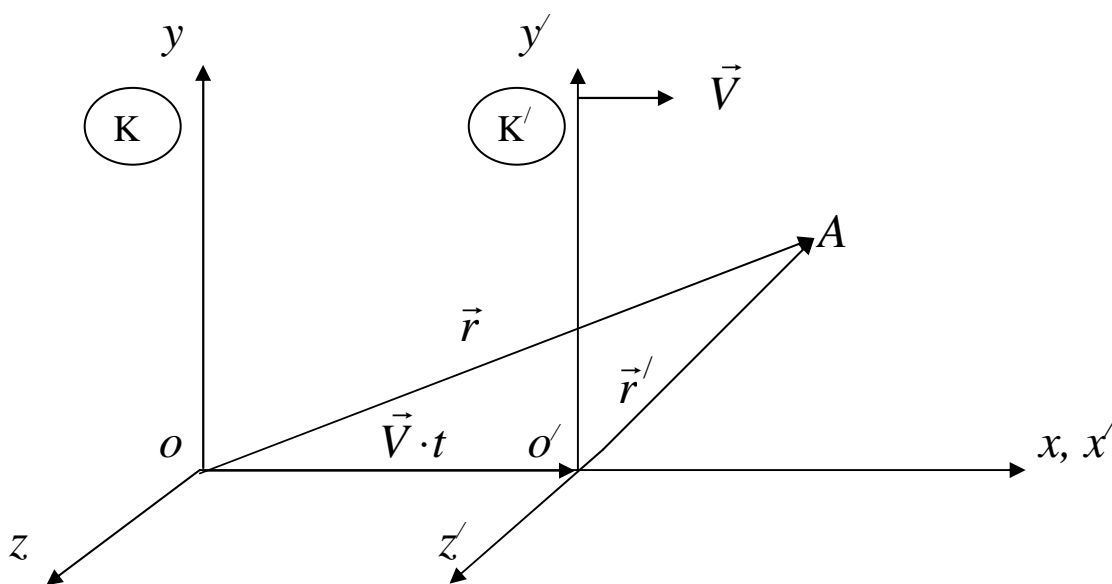


Рис.1.1

Согласно правилам действия с векторами из рис. 1.1 следует:

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{v} \cdot t. \quad (1.2)$$

$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{v} \cdot t. \quad (1.3)$$

Таким образом, выражения (1.1) – (1.3) позволяют, зная координаты и время материальной точки в одной инерциальной системе отсчета, найти координаты этой материальной точки в другой системе, движущейся относительно первой равномерно и прямолинейно.

Переход от системы K к системе K' осуществляется посредством соотношений:

$$\begin{cases} \vec{r}' = \vec{r} - \vec{v} \cdot t, \\ t' = t. \end{cases} \quad (1.4)$$

Аналогично, для перехода от системы K' к системе K необходимо воспользоваться такими выражениями:

$$\begin{cases} \vec{r} = \vec{r}' + \vec{v} \cdot t', \\ t = t'. \end{cases} \quad (1.5)$$

Соотношения (1.4) и (1.5) и есть преобразования Галилея.

Спроектировав все векторы в выражениях (1.4) и (1.5) на оси координат, преобразования Галилея можно записать следующим образом:

- переход от K к K'

$$\begin{cases} x' = x - V \cdot t, \\ y' = y, \\ z' = z, \\ t' = t. \end{cases} \quad (1.6)$$

- переход от K' к K

$$\begin{cases} x = x' + V \cdot t', \\ y = y', \\ z = z', \\ t = t'. \end{cases} \quad (1.7)$$

1.4. Закон сложения скоростей в классической механике

Преобразования Галилея позволяют получить закон сложения скоростей в классической механике. Для этого необходимо выражения (1.2) и (1.3) продифференцировать по времени и учесть, что $dt = dt'$:

$$\frac{d\vec{r}'}{dt'} = \frac{d\vec{r}}{dt} - \vec{v}, \quad (1.8)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}'}{dt'} + \vec{v}. \quad (1.9)$$

Так как $\frac{d\vec{r}'}{dt'} = \vec{v}'$ – скорость материальной точки в системе K' , а $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$ – скорость материальной точки в системе K , то закон сложения скоростей в классической механике имеет следующий вид:

- переход от K к K' $\vec{v}' = \vec{v} - \vec{V}$, (1.10)

- переход от K' к K $\vec{v} = \vec{v}' + \vec{V}$. (1.11)

Как следует из формул (1.10) и (1.11), в классической физике нет никаких ограничений на величину скорости движения тел.

1.5. Механический принцип относительности Галилея

Равноправны ли с механической точки зрения все инерциальные системы отсчета? Одинаково ли выглядят законы механики в разных инерциальных системах отсчета?

Ответ на поставленные вопросы дает механический принцип относительности Галилея:

- с механической точки зрения все инерциальные системы отсчета эквивалентны: ни одной из них нельзя отдать предпочтение перед другими;
- никакими механическими опытами, проведенными внутри инерциальной системы отсчета, нельзя установить находится она в состоянии покоя или в состоянии равномерного прямолинейного движения;
- все законы механики имеют одинаковый вид в разных инерциальных системах отсчета.

Эти утверждения являются эквивалентными формулировками механического принципа относительности Галилея.

Следует обратить особое внимание на то, что механический принцип относительности вовсе не утверждает неизменности физических явлений при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой. Это связано с тем, что дифференциальные уравнения механики определяют движение тела только в том случае, если заданы начальные условия (координаты и скорости всех взаимодействующих частиц тела в определенный момент времени). Однако эти начальные условия меняются при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой. Именно из-за различия начальных условий движение предмета, свалившегося с полки равномерно движущегося вагона, происходит по прямой линии, если его рассматривать относительно самого вагона,

тогда как относительно полотна железной дороги тоже движение совершается по параболе. Вот почему в формулировке принципа относительности говорится не об одинаковости явлений, а об одинаковости законов, определяющих изменение состояний движения механических систем.

Механический принцип относительности и преобразования Галилея лежали в основе физики вплоть до создания теории относительности – современной теории о свойствах пространства и времени.

1.6. Постулаты специальной теории относительности

Специальная теория относительности ограничивается анализом процессов, протекающих в инерциальных системах отсчета.

Критический пересмотр установившихся классических понятий о свойствах пространства и времени на основе глубокого анализа экспериментальных и теоретических исследований, имевшихся к началу XX века, привели А. Эйнштейна к созданию принципиально новой теории пространства и времени. Работы Эйнштейна знаменовали рождение релятивистской (неклассической) физики.

В основе специальной теории относительности лежат два постулата, которые носят название принципа относительности Эйнштейна и принципа постоянства скорости света:

- *принцип относительности Эйнштейна*: все законы природы одинаковы во всех инерциальных системах отсчета (т. е. все инерциальные системы отсчета равноправны);
- *принцип постоянства скорости света*: скорость света в вакууме одинакова во всех инерциальных системах отсчета и не зависит от того, движется или покоится источник света.

Принцип относительности Эйнштейна является распространением механического принципа относительности Галилея на все без исключения физические явления.

Принцип постоянства скорости света вытекает из большого числа экспериментальных результатов, полученных при определении скорости света в различных условиях.

Скорость света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Она является предельной скоростью распространения любых взаимодействий. С точки зрения теории относительности не существует взаимодействий, которые могли бы распространяться с бесконечно большой скоростью, как это было принято считать в классической механике. Со скоростью света передаются все известные фундаментальные взаимодействия. Этим самым теория относительности Эйнштейна отвергает принцип дальнего действия, существовавший в классической физике.

Все выводы специальной теории относительности вытекают из двух ее постулатов. В настоящее время оба постулата Эйнштейна, как и все следствия из них, подтверждаются всей совокупностью накопленного экспериментального материала.

1.7. Преобразования Лоренца

Преобразования координат и времени при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой, в основе которых лежат постулаты специальной теории относительности, называются преобразованиями Лоренца. Эти преобразования были впервые получены Х. А. Лоренцем в 1904 г. в предположении неизменности вида основных уравнений электромагнитной теории Максвелла при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой. Затем эти преобразования были также получены А. Эйнштейном как следствие постулатов специальной теории относительности.

Преобразования Лоренца имеют следующий вид:

- переход от K' к K

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \frac{x' + V \cdot t'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \\ y = y', \\ z = z', \\ t = \frac{t' + x' \cdot \frac{V}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \end{array} \right. \quad (1.12)$$

- переход от K к K'

$$\left\{ \begin{array}{l} x' = \frac{x - V \cdot t}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \\ y' = y, \\ z' = z, \\ t' = \frac{t - x \cdot \frac{V}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \end{array} \right. \quad (1.13)$$

Из соотношений (1.12) и (1.13) можно сделать следующие выводы:

- при $V \ll c$ преобразования Лоренца переходят в преобразования Галилея (т. е. преобразования Галилея являются частным случаем преобразований Лоренца);
- понятие времени относительно (в разных инерциальных системах отсчета время протекает по-разному);
- пространственные и временные координаты взаимосвязаны (пространство, время и материя образуют единое целое).

Скорости, соизмеримые со скоростью света, а также формулы и соотношения, в которых величина V^2/c^2 играет существенную роль, называются релятивистскими.

При движениях со скоростями $V \approx c$ возникает ряд явлений, не имеющих аналогов в классической механике.

1.8. Релятивистский закон сложения скоростей

Для нахождения закона сложения скоростей при переходе от инерциальной системы K' к инерциальной системе K воспользуемся соответствующими преобразованиями Лоренца. Из соотношений (1.12) следует, что

$$dx = \frac{dx' + V \cdot dt'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad (1.14)$$

$$dt = \frac{dt' + dx' \cdot \frac{V}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (1.15)$$

Разделив dx на dt , получим

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx' + V \cdot dt'}{dt' + dx' \cdot \frac{V}{c^2}} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + V}{1 + \frac{dx'}{dt'} \cdot \frac{V}{c^2}}. \quad (1.16)$$

Учитывая, что $dx/dt = v$ – скорость движения тела в системе K , а $dx'/dt' = v'$ – скорость тела в системе K' , получим искомый закон сложения скоростей:

$$v = \frac{v' + V}{1 + v' \cdot \frac{V}{c^2}} . \quad (1.17)$$

Чтобы определить закон сложения скоростей при переходе от системы K к системе K' , необходимо воспользоваться преобразованиями Лоренца в виде (1.13) и проделать аналогичные вычисления.

$$v' = \frac{v - V}{1 - v \cdot \frac{V}{c^2}} . \quad (1.18)$$

Если скорость движения тела v или (v') много меньше c , то выражения (1.17) и (1.18) переходят в классические законы сложения скоростей (1.10) и (1.11), вытекающие из преобразований Галилея.

Из формул (1.17) и (1.18) следует, что скорость движения тел не может быть больше скорости света в вакууме. Покажем это.

Пусть в инерциальной системе отсчета K' тело движется со скоростью $v' = c$. Из (1.17) следует, что скорость тела в другой инерциальной системе K , условно принятой за неподвижную, будет

$$v = \frac{c + V}{1 + c \cdot \frac{V}{c^2}} = c \cdot \frac{c + V}{c + v} = c .$$

Этот пример также иллюстрирует, что во всех инерциальных системах отсчета скорость света в вакууме постоянна и не зависит от скорости движения источника света.

2. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СИЛЫ

2.1. Фундаментальные взаимодействия

Под взаимодействием в физике понимают взаимодействие тел или частиц друг с другом, в результате которого изменяются их состояния (то есть меняются координаты, импульсы, энергии взаимодействующих тел и частиц).

В настоящее время известны четыре вида фундаментальных взаимодействий: гравитационное, электромагнитное, сильное и слабое. Указанные взаимодействия являются фундаментальными потому, что любое другое взаимодействие тел или частиц, существующее во Вселенной, можно свести к этим взаимодействиям.

Самым слабым из всех известных типов фундаментальных взаимодействий является гравитационное. Этим взаимодействием обладают все материальные объекты. Радиус действия гравитационного взаимодействия равен бесконечности. Поэтому данное взаимодействие связывает все тела во Вселенной. Однако гравитационное взаимодействие играет определяющую роль лишь в явлениях космического масштаба. Например, это взаимодействие связывает между собой Землю и Луну, Солнце и планеты солнечной системы, звезды в галактиках и т. п.

Слабое взаимодействие гораздо сильнее гравитационного, но во много раз слабее электромагнитного и сильного взаимодействий. Слабое взаимодействие имеет настолько малый радиус действия, что он до сих пор не определен. Расчеты показывают, что радиус действия слабого взаимодействия имеет величину порядка 10^{-18} м. Поэтому слабым взаимодействием даже между ядрами двух соседних атомов, расположенных на расстоянии 10^{-10} м, что имеет место в кристаллической решетке твердого тела, можно пренебречь. Слабое взаимодействие действует между лептонами (электроны, нейтрино, мюоны), а также между лептонами и более тяжелыми частицами. Например, слабое взаимодействие проявляется при всех видах бета-распада радиоактивных ядер. Слабое взаимодействие ответственно за все процессы взаимодействия нейтрино с веществом.

Электромагнитное взаимодействие удерживает электроны в атомах и связывает атомы в молекулах и кристаллах. По этой причине электромагнитное взаимодействие ответственно за большинство макроскопических свойств вещества. Этот тип взаимодействия играет большую роль в химических и биологических процессах. Электромагнитное взаимодействие может приводить как к притяжению, так и к отталкиванию между телами, что обусловлено существованием в

природе двух типов электрических зарядов: положительных и отрицательных. Электромагнитное взаимодействие, как и гравитационное, является дальнедействующим. Радиус его действия практически не ограничен.

Сильное взаимодействие связывает нуклоны в ядре. По этой причине его называют еще ядерным взаимодействием. Оно является самым сильным в природе. Сильное взаимодействие является короткодействующим, так как радиус его действия определяется размерами атомных ядер, который составляет величину порядка 10^{-15} м. При столкновениях ядер или нуклонов сильное взаимодействие может приводить к возникновению ядерных реакций, в частности, к реакциям деления или термоядерного синтеза.

В таблице для сравнения указаны интенсивность фундаментальных типов взаимодействий по отношению к сильному взаимодействию, интенсивность которого условно принята за единицу, а также радиусы действия фундаментальных взаимодействий.

Интенсивность и радиус действия фундаментальных взаимодействий

Тип взаимодействия	Интенсивность, относительные единицы	Радиус действия, м
Сильное	1	$\sim 10^{-15}$
Электромагнитное	10^{-3}	∞
Слабое	10^{-14}	$\sim 10^{-18}$
Гравитационное	$\sim 10^{-38}$	∞

В настоящее время делаются попытки теоретически описать все фундаментальные взаимодействия на единой основе. Одним из первых, кто поставил перед собой такую задачу, был А. Эйнштейн. Существуют теоретические модели квантовой теории поля, объединяющие электромагнитное и слабое взаимодействия (электрослабое взаимодействие) и модели, включающие, кроме двух указанных типов фундаментальных взаимодействий, еще и сильное взаимодействие (великое объединение). Теоретические расчеты показывают, что великое объединение происходит при энергиях порядка 10^{14} Гэв (или на расстояниях $\sim 10^{-30}$ м).

Что касается гравитационного взаимодействия, то все попытки объединить его с другим типом фундаментальных взаимодействий пока окончились неудачно.

2.2. Фундаментальные силы

Понятие силы, как количественной характеристики взаимодействия, можно ввести только для гравитационного и электромагнитного взаимодействий. Для сильного и слабого взаимодействий понятие силы

неприменимо. Это является следствием того, что сильное и слабое взаимодействия имеют чрезвычайно малый радиус действия (см. таблицу). В таких областях пространства понятия “точка приложения силы” и “линия действия силы” теряют смысл. Несмотря на это, при описании взаимодействия нуклонов в ядре, применительно к сильному взаимодействию, условно пользуются понятием “ядерных сил”.

Таким образом, наличие в природе фундаментальных взаимодействий приводит к следующим фундаментальным силам: гравитационным, электромагнитным и, условно, ядерным. В физике рассматривается большое многообразие сил: силы внешнего и внутреннего трения, сила тяжести, вес, поверхностные и межмолекулярные силы, силы давления, упругая сила и т.п. Несмотря на это, любая сила может быть либо гравитационной, либо электромагнитной, либо комбинацией этих сил.

2.3. Физическое поле. Принцип близкодействия

В основе классической физики Ньютона лежит принцип дальнего действия, согласно которому действие одного тела на другое передается через пустоту с бесконечно большой скоростью, т. е. мгновенно.

Современная физика основана на принципе близкодействия: переносчиком взаимодействия между телами и частицами является особая форма материи, называемая физическим полем, причем скорость передачи взаимодействия не может превышать скорости света в вакууме. Каждому типу взаимодействий соответствует определенное физическое поле: электромагнитное, гравитационное, поле ядерных сил, квантовые поля, связанные с различными элементарными частицами.

Может возникнуть вопрос: если переносчиком любого взаимодействия является физическое поле, то посредством какого поля взаимодействуют обычные предметы (рука и тело, сжимаемое ею, земля и колесо, бильярдные шары, ракетка и теннисный мяч, ось автомобиля и рессора)? За счет какого фундаментального взаимодействия осуществляется соприкосновение окружающих нас тел, возникает сила трения? Этим взаимодействием является электромагнитное взаимодействие. При соприкосновении тел их атомы сближаются до расстояний, соизмеримых с размерами самих атомов. Электроны и ядра атомов создают электромагнитное поле, которое и ответственно за осуществление взаимодействий между телами при их соприкосновении. Электромагнитное взаимодействие ответственно и за само существование твердых и жидких тел, так как благодаря ему твердые и жидкие тела не распадаются на отдельные атомы.

2.4. Принцип суперпозиции

При наложении электромагнитных полей (а также электрических и магнитных) и слабых гравитационных полей в линейных средах (среды, процессы в которых описываются линейными дифференциальными уравнениями) их напряженности складываются. Это положение называется принципом суперпозиции или принципом наложения. Однако принцип суперпозиции не является универсальным. Его нельзя использовать при наличии сильных гравитационных полей, свойства которых описываются нелинейными уравнениями гравитации, а также в том случае, когда рассматриваются электромагнитные явления, происходящие в ферромагнитных и сегнетоэлектрических средах.

Принцип суперпозиции имеет место и в квантовой механике. Выполнение этого принципа в квантовой механике приводит к тому, что состояние микрочастицы описывается набором волновых функций. В данном случае принцип суперпозиции отражает волновую природу микрочастиц.

3. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

Эти законы выполняются для замкнутых (изолированных) систем.

Замкнутая система – система тел, на которую не действуют внешние силы (или действие внешних сил на эту систему полностью скомпенсировано) и которая не обменивается с внешней средой энергией, веществом и зарядом.

Для замкнутых систем справедливы следующие важнейшие законы сохранения: закон сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда. При всех процессах, происходящих в замкнутой системе, энергия, импульс, момент импульса и электрический заряд системы остаются постоянными. Если замкнутая система состоит из N тел, то эти законы сохранения можно записать в следующем виде:

$$\sum_{i=1}^N E_i = \text{const}; \quad (3.1)$$

$$\sum_{i=1}^N \vec{P}_i = \text{const}; \quad (3.2)$$

$$\sum_{i=1}^N \vec{L}_i = \text{const}; \quad (3.3)$$

$$\sum_{i=1}^N q_i = \text{const} , \quad (3.4)$$

где E_i , \vec{P}_i , \vec{L}_i , q_i - энергия, импульс, момент импульса и электрический заряд i -го тела, соответственно. При этом энергия, импульс, момент импульса и электрический заряд системы могут перераспределяться между частями системы в результате их взаимодействия.

Сформулированный выше закон сохранения энергии включает в себя все виды энергии. В частном случае, когда рассматривается какая-либо задача механики, удобнее пользоваться законом сохранения механической энергии. Полная механическая энергия системы складывается из кинетической и потенциальной энергии отдельных частей системы. Для того, чтобы полная механическая энергия замкнутой системы с течением времени не изменялась, в этой системе должны действовать только консервативные (потенциальные) силы. Такие системы называются консервативными. Консервативные силы – силы, работа которых не зависит от формы пути по которому тело переходит из начального положения в конечное. К консервативным силам, например, относятся силы тяготения, упругая сила, силы электрического взаимодействия неподвижных зарядов. Все без исключения силы трения являются неконсервативными силами. Таким образом, закон сохранения полной механической энергии можно сформулировать следующим образом: при всех процессах, происходящих в изолированной консервативной системе, полная механическая энергия системы остается постоянной, т. е.

$$\sum_{i=1}^N (E_{\text{П}i} + E_{\text{К}i}) = \text{const} , \quad (3.5)$$

где $E_{\text{П}i}$ и $E_{\text{К}i}$ – потенциальная и кинетическая энергия i -го тела, соответственно.

Закон сохранения электрического заряда допускает появления в замкнутой системе новых заряженных частиц (например, при электрической диссоциации, рождении пар частица-античастица и т. п.), однако суммарный электрический заряд вновь появившихся частиц должен быть равен нулю. Поэтому в замкнутой системе частицы могут появляться и исчезать только парами.

Указанные законы сохранения являются точными законами.

Законы сохранения в ряде случаев позволяют сделать важные заключения о поведении тел даже в том случае, когда тела не образуют замкнутой системы. Рассмотрим следующий пример. Пусть равнодействующая всех сил, действующих на систему, не равна нулю.

Так как система не является замкнутой, то импульс системы не остается постоянным. Однако система будет вести себя таким образом, что проекция ее результирующего импульса на направление, перпендикулярное этой равнодействующей силе, изменяться не будет. Если указанная равнодействующая сила создает вращательный момент относительно некоторой оси, то закон сохранения момента импульса системы относительно этой оси выполняться не будет. Проекция же момента импульса системы на ось, относительно которой равнодействующая всех внешних сил вращающего момента не создает, будет неизменна во времени.

Почему так важно знать законы сохранения? Это обусловлено следующим:

- законы сохранения не зависят от вида траектории движения системы и характера действующих на нее сил;
- с помощью законов сохранения можно получить важные выводы о поведении системы даже тогда, когда неизвестны силы;
- законы сохранения остаются справедливы в тех случаях, когда нарушаются законы динамики Ньютона;
- в ряде случаев их применение позволяет предотвратить попытки создания каких-либо устройств, работа которых связана с нарушением этих законов (не стоит, например, тратить время на разработку конструкций вечного двигателя, представляющего собой какую-нибудь замкнутую систему, состоящую из механических и электрических компонентов или проектировать устройство, приводимое в движение только внутренними силами).

Что является причиной существования законов сохранения и сколько их может быть?

Очень важную роль в физике играет симметрия – независимость физических явлений от определенных пространственно-временных или других преобразований. Существует фундаментальная теорема, доказанная в 1918 г. немецким ученым-математиком Э. Нетер, устанавливающая связь между свойствами симметрии физической систем и законами сохранения. В упрощенной формулировке теорема Нетер утверждает: если свойства физической системы не изменяются при каком-либо преобразовании переменных, то этому соответствует некоторый закон сохранения. Таким образом, если известны свойства симметрии системы, то можно найти для этой системы соответствующие законы сохранения. Справедливо и обратное утверждение. Например, из независимости законов движения системы от выбора начала отсчета времени (однородности времени) следует закон сохранения энергии, из инвариантности законов движения системы относительно пространственных сдвигов (однородности пространства) вытекает закон

сохранения импульса, из инвариантности законов движения системы относительно пространственных вращений (изотропности пространства) – закон сохранения момента импульса.

Таким образом, наличие указанных законов сохранения обусловлено свойствами нашего пространства и времени.

Теорема Нетер относится не только к пространственно-временным симметриям. Так, например, из независимости динамики заряженных частиц в электромагнитных полях от калибровочных преобразований (этот вид симметрии сложен для понимания и требует специальной теоретической подготовки) следует закон сохранения электрического заряда.

Теорема Нетер дает наиболее простой и универсальный метод получения законов сохранения в классической механике, квантовой механике и теории полей.

4. ПРИНЦИП НАИМЕНЬШЕГО ДЕЙСТВИЯ ГАМИЛЬТОНА

Чтобы однозначно определить положение в пространстве свободной материальной точки необходимо задать три координаты. Если система состоит из N свободных материальных точек, уже потребуется $3N$ координат. Число независимых величин, задание которых необходимо для однозначного определения положения системы, называется числом ее степеней свободы. В нашем примере с N материальными точками число степеней свободы равно $3N$. Эти величины не обязательно должны быть декартовыми координатами материальных точек. Их выбор определяется условиями задачи и может оказаться так, что удобнее для решения какие-либо другие координаты. Любой набор r независимых параметров $q_1, q_2, q_3, \dots, q_r$, где r – число степеней свободы системы, однозначно определяющий положение системы, называют обобщенными координатами. Производные $\dot{q}_i = \frac{dq_i}{dt}$ называются обобщенными скоростями. Как показывает опыт, в рамках классической механики одновременное задание всех координат и скоростей полностью определяет механическое состояние системы и позволяет предсказать дальнейшее движение этой системы.

В общем случае механическое состояние системы можно описать с помощью функции L , зависящей от всех обобщенных координат, обобщенных скоростей и времени. Эта функция $L(q_1, q_2, q_3, \dots, q_r, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dot{q}_3, \dots, \dot{q}_r, t)$ называется функцией Лагранжа. В простейшем случае,

когда в системе действуют только консервативные силы, функция Лагранжа равна разности между кинетической E_K и потенциальной E_P энергиями системы

$$L = E_K - E_P. \quad (4.1)$$

Физические величины, имеющие размерность [энергия \times время] = [импульс \times длина] = [момент импульса], являются одними из важнейших характеристик движения системы и называются действием D (см. также разд. 8.4.). Действие равно интегралу от функции Лагранжа по времени

$$D = \int_{t_1}^{t_2} L \cdot dt, \quad (4.2)$$

где t_1 – начальный момент времени; t_2 – конечный момент времени.

Согласно принципу наименьшего действия Гамильтона, из всех возможных движений механической системы действительным является то, для которого действие будет минимально.

Рассмотрим систему, обладающую всего одной степенью свободы q . Тогда механическое состояние системы описывается с помощью функции Лагранжа $L = L(q, \dot{q}, t)$. Можно показать, что из принципа наименьшего действия следует, что в этом случае для функции L справедливо дифференциальное уравнение

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial L}{\partial q} = 0, \quad (4.3)$$

которое представляет собой уравнение движения системы и называется уравнением Лагранжа. Если система обладает r степенями свободы, то для этой системы существует r уравнений Лагранжа:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \quad (4.4)$$

где $i = 1, 2, \dots, r$.

Многие физические законы являются следствием принципа наименьшего действия Гамильтона. Например, это относится ко второму закону динамики. Рассмотрим для простоты изолированную

консервативную систему, состоящую из одной материальной точки массой m . Пусть под действием консервативной силы \vec{F} материальная точка движется вдоль произвольной оси x . Рассматриваемая материальная точка обладает одной степенью свободы. В нашем случае $q = x$, а производная $\dot{q} = \frac{dx}{dt}$ равна скорости движения материальной точки v . Согласно (4.1) функция Лагранжа имеет вид:

$$L = E_K - E_{\Pi} = \frac{mv^2}{2} - E_{\Pi}(x). \quad (4.5)$$

Тогда из уравнения (4.3) следует

$$\frac{d(mv)}{dt} + \frac{\partial E_{\Pi}}{\partial x} = 0. \quad (4.6)$$

Считая, что масса тела не зависит от скорости его движения (т.е. в рассматриваемой задаче $v \ll c$, где c - скорость света в вакууме), а производная dv/dt равна ускорению материальной точки a , имеем:

$$ma = -\frac{\partial E_{\Pi}}{\partial x}. \quad (4.7)$$

Так как проекция консервативной силы на ось x связана с потенциальной энергией тела следующим соотношением:

$$F_x = -\frac{\partial E_{\Pi}}{\partial x}, \quad (4.8)$$

а направление этой силы совпадает с направлением оси x , то из уравнения (4.7) получаем:

$$ma = F, \quad (4.9)$$

что соответствует второму закону динамики.

Функцию Лагранжа можно ввести и для физических полей или сплошных сред, т. е. систем с бесконечно большим числом степеней свободы. В этом случае в качестве обобщенных координат берутся особые функции пространственных координат и времени, которые называются потенциалами, волновыми функциями и т. п. Поэтому понятием действия пользуются в теории упругости, термодинамике обратимых процессов и электродинамике.

Законы квантовой механики (соотношения неопределенностей) накладывают ограничение на минимально возможное действие (квант действия). Оно определяется постоянной Планка $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с (см. разд. 8.3, 8.4).

5. ПРИНЦИП ЛЕ ШАТАЛЬЕ-БРАУНА

Наличие устойчивых состояний системы обусловлено тем, что при выводе системы из равновесия в этой системе возникают процессы, стремящиеся ослабить эффект воздействия и вернуть ее в состояние равновесия. Так, например, при нагревании равновесной системы в ней происходят процессы, идущие с поглощением теплоты, а при охлаждении – процессы, сопровождающиеся выделением теплоты. Этими процессами могут быть, в частности, химические реакции. Если вывести из равновесия механическую систему, находящуюся в некотором потенциальном поле, то вследствие взаимосвязи между потенциальной силой \vec{F} и потенциальной энергией E_{Π}

$$\vec{F} = -grad E_{\Pi} , \quad (5.1)$$

возникают силы, которые стремятся вернуть эту систему в состояние равновесия, при котором значение потенциальной энергии минимально. В электродинамике это положение подтверждается правилом Ленца, позволяющим определить направление индукционных токов, возникающих при электромагнитной индукции. Согласно правилу Ленца, индукционный ток всегда имеет такое направление, что его собственный магнитный поток компенсирует изменение внешнего магнитного потока, вызвавшее этот индукционный ток. В термодинамике это свойство систем выражается в виде принципа Ле Шаталье–Брауна: если на систему, находящуюся в устойчивом термодинамическом равновесии, воздействуют внешние факторы, стремящиеся вывести ее из этого состояния, то в системе возникают процессы, стремящиеся уничтожить изменения, вызываемые внешними воздействиями.

Строго этот принцип выводится из общего условия термодинамического равновесия – максимальности энтропии (см. раздел 9.2.2.).

Принцип Ле Шаталье–Брауна позволяет, не рассматривая детально условий равновесия, определить направление смещения равновесия системы при различных внешних воздействиях.

6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА

Современный инженер в своей повседневной деятельности очень часто встречается с электромагнитными взаимодействиями и переносчиком этого взаимодействия – электромагнитным полем. Поэтому, независимо от профиля своей деятельности, инженер обязан знать основные положения классической электромагнитной теории (классической электродинамики), которые будут описаны ниже.

Можно ли считать, например, законы Кулона и Джоуля-Ленца основными законами электричества, а законы Ампера и Био-Савара-Лапласа – основными законами магнетизма? Существует ли взаимосвязь между электрическими и магнитными явлениями? Ответ на эти вопросы дает электромагнитная теория, созданная Д. Максвеллом в шестидесятые годы XIX века.

Эта теория основана на обобщении экспериментальных результатов и эмпирических законов, установленных Кулоном, Эрстедом, Омом, Фарадеем, Гауссом, Ампером и другими учеными, изучавшими электрические и магнитные явления. При этом важнейшим элементом электромагнитной теории являлась идея Максвелла о взаимосвязи электрического и магнитного полей: если переменное во времени

магнитное поле $\left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\right)$ создает вихревое электрическое поле (что следует

из закона электромагнитной индукции Фарадея), то должен существовать и обратный эффект – переменное во времени

электрическое поле $\left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right)$ должно создавать вихревое магнитное поле.

Так как магнитное поле создается токами, то переменное во времени электрическое поле, являющееся источником вихревого магнитного поля, было названо Максвеллом током смещения. Согласно Максвеллу, плотность тока смещения

$$\vec{j}_c = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (6.1)$$

где \vec{D} – вектор электрической индукции.

Рассмотрим в качестве примера процессы заряда (рис. 6.1) и разряда конденсатора (рис. 6.2).

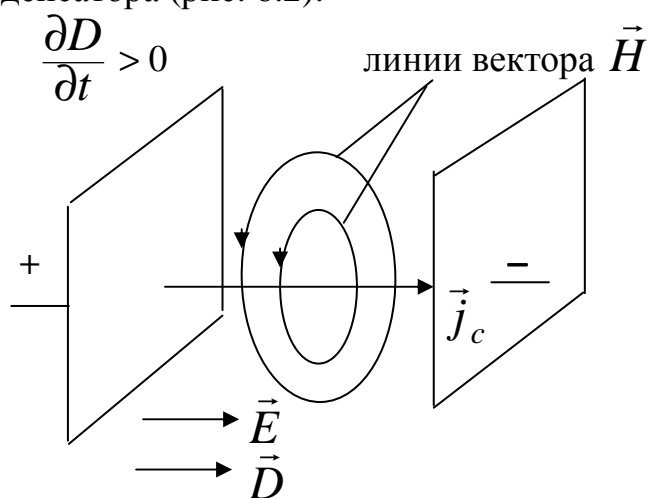


Рис. 6.1

$$\frac{\partial D}{\partial t} < 0$$

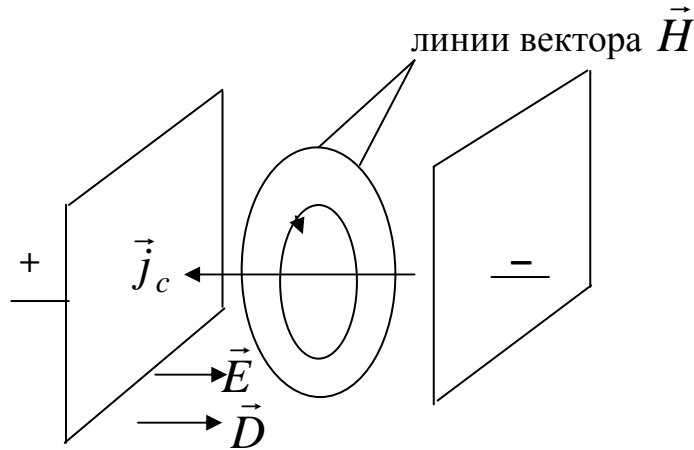


Рис. 6.2

Так как в том и другом случае заряд конденсатора с течением времени изменяется, то в пространстве между обкладками конденсатора при его заряде (рис. 6.1) и разряде (рис. 6.2) существует переменное электрическое поле, то есть существует ток смещения, создающий между обкладками вихревое магнитное поле. Направление линий напряженности этого магнитного поля можно найти, применяя к току смещения широко используемое в электромагнетизме правило “правого буравчика” (см. рис. 6.1, 6.2).

В общем случае, в среде могут существовать как токи проводимости, так и токи смещения. Максвелл был первым, кто обратил внимание на этот важный вывод. Он ввел понятие полного тока, вектор плотности которого

$$\vec{j}_{\text{пол}} = \vec{j} + \vec{j}_c, \quad (6.2)$$

где \vec{j} – вектор плотности тока проводимости.

Согласно теории Максвелла линии полного тока всегда замкнуты. В зависимости от электропроводности среды и частоты переменного тока слагаемые в формуле (6.2) вносят разный вклад в плотность полного тока. В металлах при низких частотах $j \gg j_c$. Поэтому током смещения можно пренебречь, и магнитное поле в этом случае обусловлено в основном током проводимости. В изоляторах при высоких частотах $j_c \gg j$ и магнитное поле в этих средах обусловлено в основном током смещения. Так как ток проводимости не может протекать в вакууме, то за магнитное поле в вакууме ответственен ток смещения. Условия возникновения и существования токов проводимости и смещения

различны (например, в отличие от тока проводимости наличие тока смещения не приводит к выделению джоулевой теплоты). Эти токи равноправны только по способности создавать магнитное поле.

Основу теории Максвелла составляют четыре фундаментальных уравнения классической электродинамики. Эти уравнения получены путем обобщения опытных фактов и по своей сути являются постулатами классической электродинамики. Поэтому роль уравнений Максвелла в электродинамике аналогична роли начал термодинамики или законов Ньютона в классической механике.

Система уравнений Максвелла в интегральной форме имеет следующий вид:

$$\oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s}; \quad (6.3)$$

$$\oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_s \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{s}; \quad (6.4)$$

$$\oint_s \vec{D} \cdot d\vec{s} = \int_v \rho \cdot dV; \quad (6.5)$$

$$\oint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0. \quad (6.6)$$

Первое уравнение Максвелла (6.3) утверждает, что циркуляция вектора напряженности электрического поля \vec{E} по любому замкнутому контуру l равна с обратным знаком производной по времени от магнитного потока, пронизывающего произвольную поверхность S опирающуюся на контур интегрирования l . Это уравнение является наиболее полной математической формулировкой закона электромагнитной индукции Фарадея. Согласно первому уравнению переменное магнитное поле \vec{B} является источником вихревого электрического поля \vec{E} . Электрическое поле в данном случае является вихревым потому, что циркуляция вектора напряженности этого электрического поля в общем случае не равна нулю. Так как поле вихревое, то линии вектора \vec{E} замкнуты.

На рис. 6.3 показаны все основные элементы, входящие в первое уравнение Максвелла, для случая, когда $\frac{\partial B}{\partial t} > 0$. Направление единичного вектора нормали \vec{n} к поверхности S связано с направлением обхода контура l правилом “правого буравчика”, $d\vec{s} = \vec{n}ds$, вектор $d\vec{l}$ направлен по обходу контура, $|d\vec{l}| = dl$.

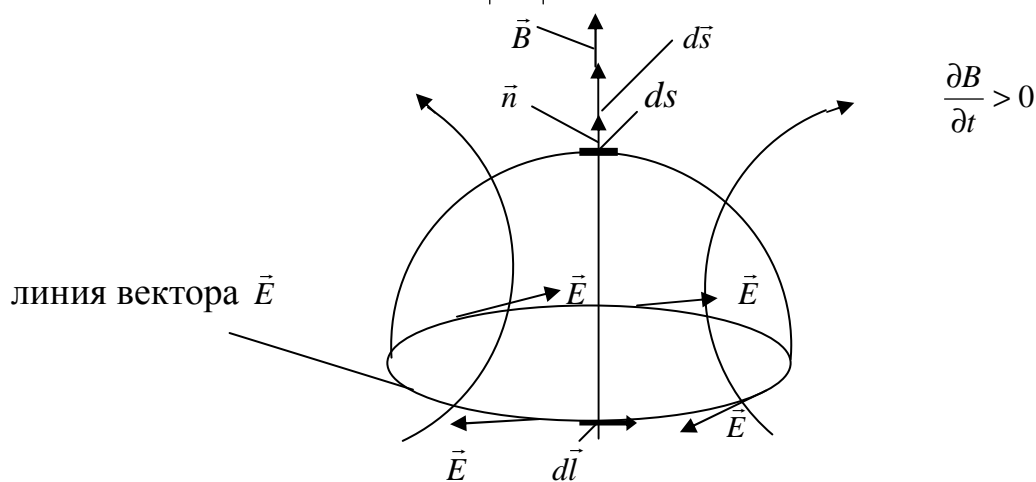


Рис. 6.3

Второе уравнение Максвелла (6.4) свидетельствует, что циркуляция вектора напряженности магнитного поля \vec{H} по любому замкнутому контуру l равна полному току, протекающему через произвольную поверхность S , опирающуюся на контур интегрирования l . Заслуга появления данного уравнения целиком принадлежит Максвеллу. Оно является следствием постулата о токе смещения и полном токе. Согласно второму уравнению переменное электрическое поле является источником вихревого магнитного поля. Магнитное поле \vec{H} является вихревым по той же причине, что и электрическое поле \vec{E} в уравнении (6.3).

Третье уравнение Максвелла выражает, что поток вектора электрической индукции \vec{D} через произвольную замкнутую поверхность S равен алгебраической сумме электрических зарядов, охватываемых этой поверхностью. В уравнении (6.5) V – объем, охватываемый поверхностью S , а ρ – объемная плотность электрических зарядов, находящихся в объеме V . Третье уравнение Максвелла утверждает существование в природе электрических зарядов и является наиболее общей математической формулировкой теоремы

Гаусса для электростатического поля. При этом электрическое поле \vec{D} , создаваемое неподвижными электрическими зарядами, потенциально, а линии вектора \vec{D} разомкнуты.

Согласно четвертому уравнению Максвелла поток вектора индукции магнитного поля \vec{B} через произвольную замкнутую поверхность S равен нулю. Уравнение утверждает отсутствие в природе магнитных зарядов и является теоремой Гаусса для магнитного поля.

Если проанализировать первое и второе уравнения Максвелла, то приходим к одному из фундаментальных выводов классической электродинамики о взаимосвязи электрических и магнитных полей, т. е. к выводу о существовании единого электромагнитного поля, являющегося переносчиком электромагнитных взаимодействий. Деление электромагнитных явлений на электрические и магнитные произошло исторически. Возможность такого подхода к электромагнетизму вытекает из уравнений Максвелла при рассмотрении стационарных полей. Если $\vec{E} = \text{const}$ и $\vec{H} = \text{const}$, то уравнения (6.3)-(6.6) распадаются на две группы независимых уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0, \quad \oint_S \vec{D} \cdot d\vec{s} = \int_V \rho \cdot dV; \\ \oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_S \vec{j} \cdot d\vec{s}, \quad \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0. \end{array} \right. \quad (6.7)$$

Система уравнений (6.7) свидетельствует о том, что при указанном выше условии электрические и магнитные поля не взаимосвязаны, а значит, электрические и магнитные явления не оказывают влияние друг на друга, и по этой причине они могут изучаться независимо одно от другого. Из этих уравнений следуют основные законы электростатики и магнитостатики (см. разд. 7.).

Уравнения Максвелла (6.3)-(6.6) не составляют полной системы уравнений для электромагнитного поля, так как в эти уравнения не входят характеристики среды, в которой распространяется поле. Поэтому уравнения (6.3)-(6.6) необходимо дополнить уравнениями, содержащими индивидуальные свойства среды. В общем случае эти уравнения (их называют материальными) сложны.

Однако для слабых электромагнитных полей, медленно изменяющихся в пространстве и во времени, распространяющихся в изотропных неферромагнитных и несегнетоэлектрических средах, материальные уравнения просты и имеют вид:

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (6.8)$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}, \quad (6.9)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (6.10)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость среды; ε_0 – электрическая постоянная, равная $8,85 \cdot 10^{-12}$ ф/м; μ – магнитная проницаемость среды; μ_0 – магнитная постоянная, равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; σ – удельная электропроводность среды.

Уравнение (6.10) выражает собой закон Ома, записанный в дифференциальной форме.

Уравнения (6.3)-(6.6) в совокупности с (6.8)-(6.10) образуют полную систему уравнений Максвелла для электромагнитного поля – к этой системе уравнений нельзя добавить какое-либо другое уравнение, описывающее свойства электромагнитного поля в изотропной неферромагнитной и несегнетоэлектрической среде, которое не являлось бы линейной комбинацией указанных семи уравнений.

Четыре основных уравнений Максвелла (6.3-6.6) можно записать и в дифференциальной форме, если воспользоваться теоремой Стокса и теоремой Гаусса, доказываемых в векторном анализе:

$$\oint_l \vec{A} d\vec{l} = \int_s \text{rot} \vec{A} \cdot d\vec{s}, \quad (6.11)$$

$$\oint_s \vec{A} d\vec{s} = \int_v \text{div} \vec{A} \cdot dV. \quad (6.12)$$

Применяя формулы (6.11) и (6.12) к уравнениям (6.3)-(6.6), получим уравнения Максвелла в дифференциальной форме:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (6.13)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (6.14)$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho, \quad (6.15)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0. \quad (6.16)$$

В случае непрерывного распределения в пространстве токов и зарядов интегральная и дифференциальная формы записи уравнений Максвелла равноправны. Если вещества, в которых распространяются электромагнитные поля, содержат поверхности, при переходе через которые свойства среды меняются скачком (например, какие-либо слоистые среды), то интегральная форма уравнений Максвелла является более общей, чем дифференциальная.

Ниже перечислим свойства, которыми в целом обладают уравнения Максвелла.

- Уравнения Максвелла линейны, так как содержат только первые производные от \vec{E} и \vec{B} по координатам и времени, а также только первые степени \vec{j} и ρ .
- Уравнения Максвелла релятивистски инвариантны и выполняются во всех инерциальных системах отсчета.
- Уравнения Максвелла не симметричны относительно электрического и магнитного полей, что является следствием существования в природе электрических зарядов и отсутствия магнитных зарядов.
- Уравнения Максвелла – уравнения классической электродинамики для неподвижных сред, описывающие свойства электрических и магнитных полей, создаваемых макроскопическими зарядами и токами. По этой причине теория Максвелла является макроскопической.
- Теория электромагнетизма, построенная на этих уравнениях, описывает все явления электричества и магнетизма с единой позиции.

Из уравнений Максвелла вытекала возможность существования ряда новых явлений, которые были экспериментально обнаружены значительно позднее создания электромагнитной теории. Например, из первого и второго уравнений следует возможность существования в природе электромагнитных волн – распространяющихся в пространстве электромагнитных полей, а также электромагнитная природа света. Электромагнитная теория позволила Максвеллу описать все основные свойства электромагнитных волн задолго до того, как их экспериментально обнаружил Герц и детально изучили другие ученые.

Уравнения Максвелла лежат в основе радиотехники, электроники, оптики, электротехники, науки о трении, геофизики, астрофизики.

Эти уравнения нельзя использовать только при очень больших частотах электромагнитных волн, так как в этом случае большую роль начинают играть квантовые эффекты, для описания которых классическая макроскопическая теория электромагнитного поля не применима. Для указанного случая необходимо использовать квантовую электродинамику, созданную во второй четверти XX века.

7. СИЛЫ, ОБРАТНО ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КВАДРАТУ РАССТОЯНИЯ. ТЕОРЕМА ИРНШОУ

Рассмотрим особенности гравитационного и электромагнитного взаимодействия двух неподвижных наэлектризованных материальных точек, имеющих массы m_1 и m_2 , заряды q_1 и q_2 , если они расположены на расстоянии r одна от другой (рис.7.1).

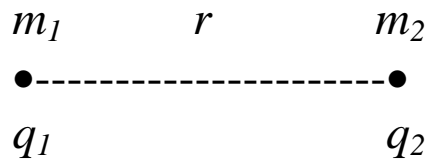


Рис. 7.1

Взаимодействие двух материальных неподвижных точек относится к самому простейшему из рассматриваемых в физике. Несмотря на это его изучение чрезвычайно важно, так как способствует пониманию более сложных физических процессов. Кроме того, при описании физических свойств макросистем в ряде случаев приходится прибегать к различного рода приближениям и моделям, позволяющим свести решение задачи о многочастичном взаимодействии к решению задачи о взаимодействии двух материальных точек.

Модуль силы гравитационного взаимодействия F_{Γ} двух материальных точек описывается законом всемирного тяготения, открытым И. Ньютоном в 1687 году в результате анализа нормального ускорения Луны при ее движении вокруг Земли:

$$F_{\Gamma} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (7.1)$$

где γ - гравитационная постоянная.

Впервые значение гравитационной постоянной было экспериментально определено английским физиком Г. Кавендишем из опытов по взаимодействию свинцовых шаров в 1798 г. По современным данным $\gamma = (6,6720 \pm 0,0041) \cdot 10^{-11}$ Н·м²/кг². Закон всемирного тяготения (7.1) нельзя вывести из других законов механики.

В формулу (7.1) входит масса взаимодействующих тел. Масса также входит и в выражение второго закона динамики (второго закона Ньютона), являясь мерой инертности тел. Поэтому массу применительно

ко второму закону динамики называют инертной. В законе всемирного тяготения роль массы иная, так как она определяет силу гравитационного взаимодействия тел и является мерой их гравитационных свойств. Масса, фигурирующая в законе всемирного тяготения, называется гравитационной (тяжелой) массой.

Многочисленными прецизионными экспериментами установлено, что инертная и гравитационная массы совпадают с точностью до 10^{-8} .

Во втором законе динамики и в законе всемирного тяготения мы встречаемся с тем случаем, когда одна и та же физическая величина по-разному проявляет себя в различных физических явлениях. В одном случае масса – мера инерционных свойств тела, а в другом – мера их гравитационных свойств.

Гравитационные силы управляют движением астрономических тел. Основываясь на законе всемирного тяготения, Ньютону впервые удалось определить массу Луны, Солнца, эллипсоидальную форму Земли, прецессию земной оси и многое другое. Подтверждением справедливости закона всемирного тяготения является очень хорошее соответствие результатов наблюдения за движением планет в Солнечной системе с расчетами их движения на основе этого закона. В частности, анализируя характер движения планеты Уран вокруг Солнца и основываясь на законе всемирного тяготения, Д. Адамс и У. Лаверье (Англия) не только предсказали существование планеты Нептун, но и рассчитали координаты орбиты этой планеты.

Несмотря на то, что ньютоновская теория гравитации (тяготения) является величайшим достижением естествознания, в ряде случаев тяготение не может быть описано в рамках закона Ньютона. В частности, эта теория тяготения не применима к частицам, движущимся вблизи массивных тел со скоростями, близкими к скорости света в вакууме. По этой причине теория Ньютона не применима для расчета траектории светового луча в поле тяготения. Теорию тяготения Ньютона нельзя также использовать при расчетах переменных гравитационных полей, создаваемых движущимися телами, на расстояниях $r > c \cdot T$, где c – скорость света в вакууме; T – период колебаний гравитационного поля. Например, теория гравитации Ньютона не применима для расчетов переменных полей тяготения, создаваемых двойными звездами.

Современная теория тяготения, включающая теорию тяготения Ньютона как некоторый частный случай, была разработана А. Эйнштейном в 1915-1916 гг. и носит название общей теории относительности.

Электромагнитное взаимодействие неподвижных электрических зарядов принято называть электростатическим. Опыт показывает, что одноименные электрические заряды испытывают взаимное

отталкивание, а разноименные – взаимное притяжение. Таким образом, электростатические силы принципиально отличаются от гравитационных сил, которые всегда являются силами притяжения.

Используя в качестве экспериментальной установки крутильные весы и выполняя на них эксперименты с точечными электрическими зарядами, французский физик Ш. Кулон в 1785 г. установил закон для вычисления силы взаимодействия $F_{\text{Э}}$ между двумя неподвижными точечными зарядами. В системе СИ, с учетом влияния на силу взаимодействия точечных зарядов окружающей среды, этот закон имеет вид:

$$F_{\text{Э}} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}. \quad (7.2)$$

Так как электромагнитная теория Максвелла описывает все явления электромагнетизма, то закон Кулона, как и другие законы электричества и магнетизма, должен являться следствием этой теории. В качестве примера, подтверждающего это, получим закон Кулона теоретически, используя систему уравнений Максвелла.

Рассмотрим положительный точечный заряд q_1 и найдем напряженность электростатического поля, создаваемого этим зарядом в произвольной точке A , лежащей на расстоянии r от заряда q_1 (рис.7.2). Для этого воспользуемся третьим уравнением Максвелла (6.2), утверждающим, что поток вектора электрической индукции \vec{D} через произвольную замкнутую поверхность S равен алгебраической сумме электрических зарядов, охватываемых ею.

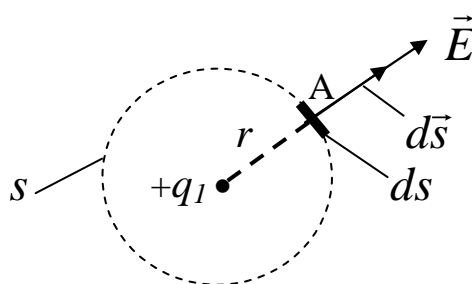


Рис. 7.2

Учитывая, что электростатическое поле точечного заряда обладает центральной симметрией, выбираем замкнутую поверхность S в виде сферы радиуса r с центром, совпадающим с точкой расположения заряда q_1 (см. рис. 7.2). В этом случае рассматриваемая точка A будет лежать на поверхности сферы. Замкнутая поверхность S охватывает только

заряд q_1 . Поэтому третье уравнение Максвелла в нашем случае будет иметь вид:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{s} = q_1. \quad (7.3)$$

Используя (6.8) – уравнение, входящее в полную систему уравнений Максвелла, получим, что

$$\oint_S \epsilon \epsilon_0 \vec{E} d\vec{s} = q_1. \quad (7.4)$$

Учитывая, что вектор \vec{E} в каждой точке поверхности S перпендикулярен элементарной площадке ds (т.е. $\vec{E} \uparrow\uparrow d\vec{s}$), имеем:

$$\oint_S \epsilon \epsilon_0 E ds = q_1. \quad (7.5)$$

Так как поле точечного заряда обладает центральной симметрией, то в любой точке поверхности S модуль вектора напряженности одинаков и E можно вынести за знак интеграла:

$$\epsilon \epsilon_0 E \oint_S ds = q_1. \quad (7.6)$$

Производя интегрирование, получаем:

$$\epsilon \epsilon_0 E 4\pi r^2 = q_1, \quad (7.7)$$

откуда напряженность электростатического поля в точке A

$$E = \frac{q_1}{4\pi \epsilon \epsilon_0 r^2}. \quad (7.8)$$

Поместим в точку A точечный заряд q_2 . Тогда модуль силы электростатического взаимодействия зарядов q_1 и q_2

$$F_{\text{Э}} = q_2 E = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon \epsilon_0 r^2}, \quad (7.9)$$

что полностью соответствует закону Кулона.

Как следует из (7.9), наличие любой среды уменьшает силу взаимодействия точечных зарядов по сравнению с силой их взаимодействия в вакууме, так как $\epsilon \geq 1$, где случай равенства относится к вакууму.

Законы (7.1) и (7.2) справедливы не только для материальных точек и точечных электрических зарядов, но и для случаев, изображенных на рис. 7.3, если шары однородны, а электрический заряд равномерно распределен по их поверхности или объему.

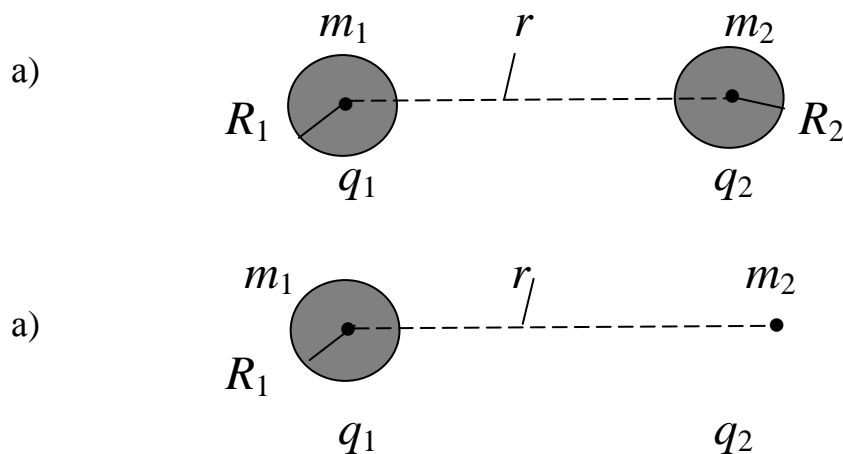


Рис. 7.3

Если сравним соотношения (7.1) и (7.2), то придем к важному выводу о том, что величина гравитационной и электростатической силы

$$F = \frac{a}{r^2}, \quad (3.10)$$

где a – постоянная величина.

Силы, удовлетворяющие формуле (3.10), называются центральными. Они всегда направлены вдоль прямой, соединяющей обе взаимодействующие материальные точки. С учетом этого закон всемирного тяготения и закон Кулона можно записать в векторной форме. Если радиус-вектор \vec{r}_{12} задает положение второго тела относительно первого, то первая материальная точка испытывает со стороны второй материальной точки действие гравитационной силы

$$\vec{F}_{\Gamma 12} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r_{12}^2} \begin{pmatrix} \vec{r}_{12} \\ r_{12} \end{pmatrix}, \quad (7.11)$$

а на заряд q_1 со стороны заряда q_2 действует электростатическая сила

$$\vec{F}_{\mathcal{E} 12} = -\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} \begin{pmatrix} \vec{r}_{12} \\ r_{12} \end{pmatrix}. \quad (7.12)$$

В соответствии с третьим законом динамики $\vec{F}_{\Gamma 21} = -\vec{F}_{\Gamma 12}$ и $\vec{F}_{\mathcal{E} 21} = -\vec{F}_{\mathcal{E} 12}$. Направление этих сил показано на рис. 7.4, а, б (на рис. 7.4, а заряды разноименные, а на рис. 7.4, б – одноименные).

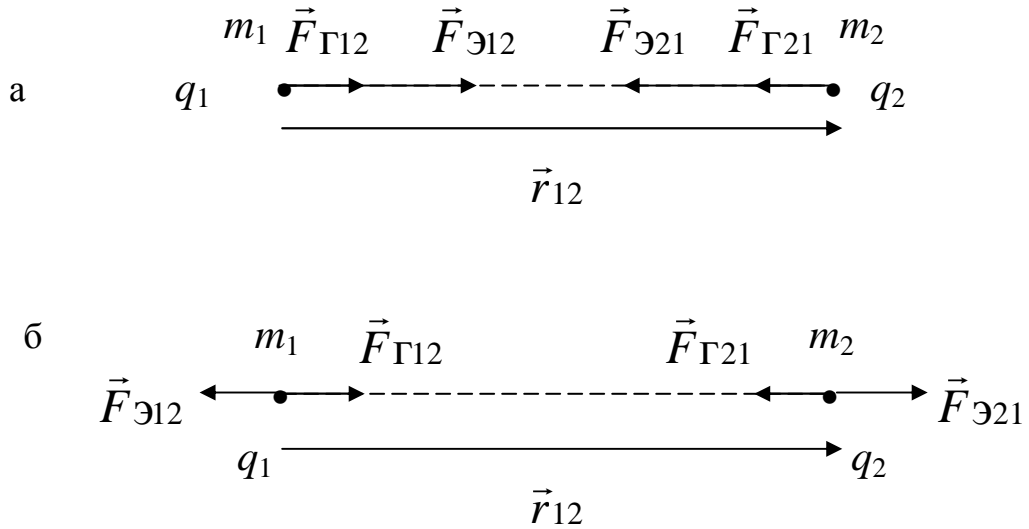


Рис. 7.4

Существенно, что показатель степени r^{-n} в формулах (7.10) – (7.12) равен двум с точностью до 10^{-6} . Можно показать, что значение n связано с размерностью пространства (для трехмерного пространства $n = 2$).

Закон обратных квадратов (7.10) приводит к тому, что для гравитационной и электростатической сил существует одинаковая связь с потенциальной энергией E_{Π} соответствующих взаимодействий:

$$\vec{F} = -\text{grad } E_{\Pi} , \quad (7.13)$$

откуда

$$E_{\Pi}(r) = \frac{a}{r} + \text{const} . \quad (7.14)$$

Для гравитационного поля

$$a = -\gamma m_1 m_2 ,$$

для электростатического поля значение параметра

$$a = q_1 q_2 / 4\pi\epsilon\epsilon_0 .$$

Выражения (7.13) и (7.14) являются следствием того, что гравитационные и электростатические силы являются консервативными (потенциальными) силами.

Из формулы (7.14) следует, что гравитационное поле, создаваемое материальной точкой массы m , имеет потенциал

$$\varphi_{\Gamma} = -\frac{\gamma \cdot m}{r} + \text{const}, \quad (7.15)$$

а потенциал электростатического поля точечного заряда q определяется соотношением:

$$\varphi_{\text{Э}} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} + \text{const}. \quad (7.16)$$

Согласно (7.15) и (7.16), потенциалы гравитационного и электростатического полей, как и потенциальные энергии, определяются неоднозначно, а с точностью до произвольной постоянной.

Из закона обратных квадратов (7.10) следует еще один важный результат. Можно показать, что совокупность отдельных материальных точек или точечных электрических зарядов не может находиться в устойчивом статическом равновесии, т. е. такие системы материальных точек и точечных электрических зарядов не могут быть неподвижными.

Впервые к этому выводу в XIX веке пришел английский физик и математик С. Ирншоу, который доказал соответствующую теорему. Теорема Ирншоу является следствием того, что потенциальная энергия статической системы точечных зарядов (или неподвижных материальных точек) не может иметь минимума, наличие которого является необходимым условием устойчивого равновесия системы.

Из теоремы Ирншоу, например, следует, что атом не может состоять из неподвижных зарядов, а должен представлять собой динамическую систему.

Аналогично, Солнечная система, как система материальных точек, также должна представлять собой динамическую систему, что полностью соответствует результатам астрономических наблюдений.

Невозможность устойчивого равновесия системы материальных точек, взаимодействующих по закону обратных квадратов, приводит к тому, что окружающая нас материя должна состоять из движущихся тел. В природе возможны установившиеся состояния, где в среднем не происходит изменений, но невозможны статические состояния, при которых отсутствует всякое движение тел.

8. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

8.1. Закон де Бройля. Корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц

Одним из важнейших достижений физической науки начала XX века было установление корпускулярно-волновой природы электромагнитного излучения и, в частности, света. В одних явлениях (интерференция, дифракция, поляризация, преломление на границах

различных сред и т. д.) проявлялись волновые свойства электромагнитного излучения, а в других (фотоэффект, эффект Комптона) – корпускулярные или квантовые свойства, так как в последних явлениях электромагнитное излучение представляет собой поток элементарных частиц – квантов.

Впервые идея о квантовом характере электромагнитного излучения была высказана в 1900 г. немецким ученым М. Планком при объяснении им спектра излучения абсолютно черного тела. Квант электромагнитного излучения, относящийся к видимой части спектра, принято называть фотоном. В вакууме фотоны движутся со скоростью света c что, согласно теории относительности, свидетельствует о нулевой массе покоя этих частиц. Фотоны обладают энергией

$$\epsilon_{\phi} = h\nu$$

и импульсом

$$p_{\phi} = h\nu/c,$$

где h – постоянная Планка, равная $6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; ν – частота электромагнитной волны. Так как для вакуума

$$\nu = c/\lambda,$$

где λ – длина волны электромагнитного излучения, равная длине волны фотона, то из формулы для p_{ϕ} следует, что между длиной волны и импульсом фотона существует следующая взаимосвязь:

$$\lambda_{\phi} = \frac{h}{p_{\phi}} \quad . \quad (8.1)$$

В 1924 г. французский ученый Л. Де Бройль высказал гипотезу о том, что двойственная природа электромагнитного излучения является следствием двойственной природы вещества, т. е. все частицы, наряду с корпускулярными, должны обладать и волновыми свойствами. Согласно этой гипотезе соотношение (8.1) справедливо не только для фотонов, а и для других частиц. Таким образом, любой частице, имеющей импульс p , соответствует длина волны λ , определяемая соотношением де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (8.2)$$

В качестве примеров оценим длину волны λ_1 пылинки массой $m_1 = 10^{-10}$ кг, движущейся со скоростью $v_1 = 0,1$ м/с и длину волны λ_2 электрона, скорость которого $v_2 = 10^6$ м/с. Последний случай соответствует движению электрона в атоме.

Так как импульс $p = mv$, то из формулы (8.2) следует, что $\lambda_1 \approx 6,6 \cdot 10^{-23}$ м. Длина волны пылинки ничтожно мала. Такую длину волны нельзя определить экспериментально, так как не существует периодической структуры с периодом порядка 10^{-23} м, которую можно было использовать в данном случае в качестве дифракционной решетки.

Скорость электрона $v \ll c$ поэтому при расчетах импульса электрона в данном случае можно использовать его массу покоя, равную $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, тогда $\lambda_2 \approx 7,2 \cdot 10^{-10}$ м. Длина волны электрона значительна и соответствует длинам волн рентгеновского излучения. Такую длину волны можно определить экспериментально из опытов по дифракции электронов на кристаллах. Поэтому волновыми свойствами электрона в данном случае пренебрегать нельзя.

Сделанные оценки показывают, что волновые свойства существенны только для микрочастиц: электронов, фотонов, нейтронов, протонов, атомов, молекул, а также других элементарных частиц и их образований. Иными словами микрочастица – объект, сочетающий в себе свойства волн и частиц.

Многочисленные эксперименты по дифракции электронов, протонов, нейтронов и других микрочастиц подтвердили справедливость соотношения (8.2), названного законом де Бройля, который является одним из важнейших законов природы.

Дифракция микрочастиц, в частности нейтронов, применяется для исследования структурных, динамических и магнитных свойств кристаллов, жидкостей и биологических объектов. Этот способ изучения веществ носит название нейтронографии.

Первоначально предполагали, что с волнами де Бройля связано неизвестное ранее реальное физическое поле, аналогичное, например, электромагнитному полю в световой волне. Однако волны де Бройля не являются электромагнитными или какими-либо другими волнами, известными в классической физике, так как они не могут переносить энергии. Это является следствием того, что скорость движения

микрочастицы V , например электрона, не совпадает со скоростью распространения соответствующей волны де Бройля u . Покажем это.

В теории относительности доказывается, что полная энергия частицы \mathcal{E} , имеющей массу m ,

$$\mathcal{E} = mc^2. \quad (8.3)$$

С другой стороны, учитывая волновую природу частиц, эта энергия

$$\mathcal{E} = h\nu. \quad (8.4)$$

где $\nu = u/\lambda$ - частота волны де Бройля рассматриваемой частицы. Приравнявая выражения (8.3) и (8.4), а также используя закон де Бройля и равенство $p = mV$, имеем:

$$mc^2 = umv. \quad (8.5)$$

Откуда

$$c^2 = uv. \quad (8.6)$$

Так как скорость микрочастиц всегда меньше скорости света (исключение представляет фотон, для которого $V = c$), то скорость волны де Бройля $u > c$. Согласно законам теории относительности, скорость переноса энергии не может превышать c . Последнее неравенство свидетельствует о том, что волны де Бройля не могут переносить энергии.

Таким образом, волны де Бройля имеют квантовую природу и не имеют аналогов в классической физике.

8.2. Волновая функция. Уравнение Шредингера

Так как частицы обладают волновыми свойствами, то им должны соответствовать некоторые волновые функции (уравнения волны). В квантовой механике эти волновые функции принято обозначать греческой буквой Ψ (пси). Как и обычные волновые функции в классической физике Ψ - функции являются функциями координат и времени:

$$\Psi = \Psi(x, y, z, t).$$

Вид волновой функции определяется состоянием частицы и характером силового поля, в котором находится эта частица. В общем случае Ψ - функции являются комплексными величинами, вследствие чего не имеют физического смысла. Это принципиально отличает волновые функции квантовой механики от волновых функций, известных в классической физике.

Общепринятое в настоящее время физическое толкование волн де Бройля и волновых функций микрочастиц было предложено в 1926 г. немецким физиком М. Борном.

Эта интерпретация основана на том, что все события в любой физической системе определяются вероятностными законами, вследствие чего положению частицы в пространстве соответствует некоторая вероятность. Согласно Борну, эта вероятность определяется волной де Бройля. Таким образом, механическое движение микрочастиц сопряжено с волновым процессом – процессом распространения волн вероятности. Поэтому волнам де Бройля соответствует не физическое поле, а поле вероятности.

Борн показал, что вероятность нахождения частицы в том или ином месте пространства определяется квадратом модуля волновой функции, т.е. $|\Psi|^2$, который, в отличие от самой Ψ -функции, является не мнимой, а действительной величиной и имеет вполне определенный физический смысл.

Волновая функция обладает следующими свойствами:

- $|\Psi|^2$ – плотность вероятности (или вероятность обнаружить частицу в момент времени t в единичном объеме пространства);
- так как в общем случае Ψ - функция является комплексной величиной, то из свойств комплексных чисел следует, что

$$|\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi^*, \quad (8.7)$$

где Ψ^* – функция, комплексно сопряженная с Ψ ;

- область локализации микрочастицы – область в которой

$$|\Psi|^2 \neq 0;$$

- произведение $|\Psi|^2 dV$ – вероятность обнаружить частицу в момент времени t в объеме dV , а $\int_V |\Psi|^2 dV$ – вероятность найти частицу в объеме V ;
- волновая функция должна быть квадратично интегрируема и удовлетворять условию нормировки:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dx dy dz = 1, \quad (8.8)$$

так как тройной интеграл слева определяет вероятность обнаружить имеющуюся частицу в момент времени t в любой точке пространства, т.е. вероятность достоверного события;

- Ψ -функция должна быть конечной, однозначной, непрерывной и иметь непрерывные частные производные (эти условия называются стандартными).

В квантовой физике функция $\Psi(x, y, z, t)$ является основной характеристикой состояния микрочастицы. Эту функцию находят, решая волновое уравнение, полученное в 1926 г. австрийским физиком Э. Шредингером:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U \Psi, \quad (8.9)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа; $i = \sqrt{-1}$ – мнимая

единица; m – масса частицы; $\hbar = h/2\pi$; $U = U(x, y, z, t)$ – потенциальная энергия частицы в силовом поле, в котором она находится.

Уравнение (8.9) является линейным дифференциальным уравнением в частных производных второго порядка и называется уравнением Шредингера, содержащим время. Оно справедливо для любых частиц, скорость которых $v \ll c$, а также в том случае, когда не происходят процессы рождения и уничтожения частиц.

Уравнение (8.9) является одним из основных уравнений квантовой механики. Подобно уравнениям Ньютона и Максвелла, уравнение Шредингера является обобщением опытных фактов и не может быть получено теоретически.

Справедливость уравнения Шредингера подтверждается большим числом экспериментальных данных, полученных в атомной и ядерной физике, а так же физике конденсированного состояния вещества.

Для решения уравнения Шредингера должны быть заданы начальные и граничные условия. Так как это уравнение является уравнением первого порядка по времени, то необходимо задать начальное значение волновой функции $\Psi(x, y, z, 0)$. Граничные условия в общем случае находятся из требований непрерывности и однозначности Ψ - функций и их первых производных, а также выполнения условий нормировки (8.8).

Решая уравнение Шредингера при заданных граничных и начальных условиях, можно однозначно определить волновую функцию $\Psi(x, y, z, t)$, а значит, однозначно определить состояние микрочастицы в любой момент времени $t > 0$.

Уравнение Шредингера удовлетворяет принципу соответствия (см. раздел 8.5.), так как в предельном случае, когда можно пренебречь волновой природой частиц, решение этого уравнения аналогично закону движения частицы в классической механике.

Важное значение в физике микромира имеют стационарные состояния микрочастиц. Такие состояния возможны тогда, когда микрочастица находится в стационарном поле, вследствие чего ее потенциальная энергия не зависит от времени и является функцией только координат, т. е. $U = U(x, y, z)$. В этом случае уравнение Шредингера (8.9) разделяется на два уравнения, если волновую функцию $\Psi(x, y, z, t)$ представить в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от времени, а другая только от координат:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot \alpha(t). \quad (8.10)$$

По аналогии с волновыми функциями в классической физике координатную часть $\psi(x, y, z)$ можно рассматривать как амплитуду волновой функции $\Psi(x, y, z, t)$.

Если (8.10) подставить в уравнение (8.9) и разделить правую и левую часть этого уравнения на произведение $\psi\alpha$, то получим следующее уравнение:

$$\frac{i\hbar}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m\psi} \Delta\psi + U. \quad (8.11)$$

Левая часть уравнения (8.11) зависит только от времени, а правая – только от координат. Такое равенство возможно в единственном случае: правая и левая части уравнения (8.11) равны одной и той же постоянной величине. Из правой части этого уравнения следует, что указанная постоянная должна иметь размерность энергии. Из законов механики известно, что в стационарных полях сохраняется полная механическая энергия системы W . Поэтому

$$\frac{i\hbar}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m\psi} \Delta\psi + U = W, \quad (8.12)$$

откуда следует два уравнения:

$$-\frac{\hbar^2}{2m\psi} \Delta\psi + U = W, \quad (8.13)$$

$$\boxed{\phantom{\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\psi = 0}} \quad (8.14)$$

После преобразований из уравнения (8.13) следует, что

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\psi = 0. \quad (8.15)$$

Соотношение (8.15) играет основную роль в атомной физике и называется уравнением Шредингера для стационарных состояний. Это уравнение позволяет найти амплитуду волновой функции $\Psi = \Psi(x, y, z)$.

Решения уравнения Шредингера для стационарных состояний существует только при некоторых избранных значениях энергии микрочастицы ($W_1, W_2, W_3, \dots, W_n, \dots$), которые называются собственными значениями параметра W . Их совокупность определяет энергетический спектр микрочастицы. Соответствующие этим энергиям решения ($\psi_1, \psi_2, \psi_3, \dots, \psi_n, \dots$) называются собственными волновыми

функциями микрочастиц. Из уравнения (8.15) следует фундаментальный вывод квантовой механики о том, что энергия микрочастиц, движение которых происходит в ограниченной области пространства (например, электроны в атомах, молекулах, твердых телах), может иметь только определенные дискретные значения, т. е. такие микрочастицы могут находиться только в определенных квантовых состояниях.

В общем случае решение уравнения (8.15) позволяет определить возможные квантовые состояния микрочастицы при её нахождении в различных силовых полях – определить её энергетический спектр и распределение вероятности пребывания частицы в тех или иных областях пространства.

Уравнение (8.14) можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\alpha}{dt} + i\frac{W}{\hbar}\alpha = 0. \quad (8.16)$$

Общим решением этого дифференциального уравнения является функция

$$\alpha = \alpha_0 e^{-\frac{iW}{\hbar}t}. \quad (8.17)$$

Исходя из физического смысла квадрата модуля волновой функции произвольный множитель α_0 в (8.17) можно принять равным единице.

Таким образом, полная волновая функция микрочастицы в произвольном стационарном потенциальном силовом поле имеет вид:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-\frac{iW}{\hbar}t}. \quad (8.18)$$

Откуда

$$|\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi^* = \psi \cdot e^{-\frac{iW}{\hbar}t} \cdot \psi^* \cdot e^{\frac{iW}{\hbar}t} = \psi \cdot \psi^*, \quad (8.19)$$

т. е. в случае стационарного потенциального поля вероятность обнаружить эту частицу в единичном объеме пространства равна квадрату амплитуды её волновой функции и не зависит от времени.

8.3. Соотношение (принцип) неопределенностей

Волновые свойства микрочастиц приводят к тому, что ряд понятий, имевших место в классической физике, не могут быть применимы к микрочастицам. Это, например, относится к понятию «траектория движения» микрочастицы.

Чтобы определить траекторию движения материальной точки, согласно законам классической механики, необходимо одновременно точно знать координату и импульс этой материальной точки.

В 1927 г. немецкий физик В. Гейзенберг установил, что в квантовой механике для микрочастиц справедливы следующие фундаментальные соотношения, названные соотношениями неопределенностей:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta x \cdot \Delta P_x \geq \hbar; \\ \Delta y \cdot \Delta P_y \geq \hbar; \\ \Delta z \cdot \Delta P_z \geq \hbar, \end{array} \right. \quad (8.20)$$

где Δx , Δy , Δz – неопределенности координат частицы; ΔP_x , ΔP_y , ΔP_z – неопределенности проекций P_x , P_y , P_z ее импульса.

Из соотношений (8.20) следует, что если точно известно положение микрочастицы в пространстве (т. е. $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0$), то проекции ее импульса на соответствующие координаты полностью неопределенны (т. к. в этом случае $\Delta P_x \rightarrow \infty$, $\Delta P_y \rightarrow \infty$, $\Delta P_z \rightarrow \infty$), а если известно точное значение импульса микрочастицы ($\Delta P_x = \Delta P_y = \Delta P_z = 0$), то местоположение этой микрочастицы полностью неопределенно ($\Delta x \rightarrow \infty$, $\Delta y \rightarrow \infty$, $\Delta z \rightarrow \infty$) и становится бессмысленным говорить об области локализации микрочастицы. Таким образом, волновая природа микрочастиц запрещает одновременно точно определить ее координату и импульс, что и является причиной неприменимости в квантовой механике понятия «траектория движения» частицы. Однако принцип неопределенности не отрицает того, что в отдельности координата и импульс микрочастицы могут быть заданы сколь угодно точно. Из соотношений неопределенностей следует, что постоянная \hbar является

абсолютным пределом точности одновременного измерения координаты и импульса тела, превысить который принципиально невозможно.

Соотношения (8.20) верны для любых тел, в том числе и макроскопических. Однако для таких тел ограничения, накладываемые соотношениями неопределенностей, практически несущественны.

В качестве примера оценим размытость по координате x , которая существует для пылинки массой $m = 2 \cdot 10^{-10}$ кг, имеющей диаметр $d = 10^{-4}$ м и движущейся вдоль указанной координаты со скоростью $v_x = 10^{-2}$ м/с, если эта скорость измерена с точностью 5 %.

Согласно условиям задачи, точность измерения проекции импульса пылинки на координату

$$\Delta p_x = m \Delta v_x,$$

где $\Delta v_x = 5 \cdot 10^{-4}$ м/с. Тогда “размытость” по координате

$$\Delta x = \frac{\hbar}{\Delta P_x} \approx 10^{-21} \text{ м},$$

что в 10^{17} раз меньше диаметра пылинки. Координату пылинки с такой точностью измерить нельзя. Квантовые свойства пылинки оказываются несущественными и, как следствие этого, с очень высокой степенью точности можно считать, что в данном случае $\Delta x = 0$. Это и позволяет определить траекторию движения пылинки.

Иная ситуация возникает при движении электрона в атоме. Если рассмотреть первую боровскую орбиту атома водорода (ее радиус $r \approx 5 \cdot 10^{-10}$ м) и учесть, что скорость электрона на этой орбите $v \approx 10^6$ м/с, то неточность в определении скорости этого электрона в те же 5 %, что и для пылинки, приводит к размытости координаты электрона $\Delta x \approx 23 \cdot 10^{-10}$ м, что почти в 50 раз превышает радиус первой боровской орбиты. Поэтому классическое понятие траектории для электрона в атоме теряет смысл.

Соотношения неопределенностей существенны тогда, когда произведение величин, стоящих слева в неравенствах (8.20), соизмеримо с \hbar , т. е. для микрочастиц, находящихся в микроскопических объемах пространства.

Таким образом, квантовая механика приводит к новой концепции движения микрочастиц – движению не по траектории. Это является следствием того, что в отличие от классических законов движения, законы движения в квантовой физике позволяют определить вероятность нахождения частицы в какой-либо области пространства. Причем эта

особенность квантовой физики не связана с несовершенством существующих измерительных приборов, а обусловлена природой и свойствами материи.

Соотношения неопределенностей существуют не только для координат и импульса, но и для энергии и времени:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq \hbar, \quad (8.21)$$

где ΔW – неопределенность значения энергии нестационарного состояния замкнутой системы; Δt – характерное время существования этого нестационарного состояния.

Соотношения (8.20) и (8.21) играют важную роль в атомной и ядерной физике. Их использование в ряде случаев позволяет получать фундаментальные результаты о свойствах микрочастиц. Например, из (8.21) следует, что излучение атома в принципе не может быть монохроматическим.

Вследствие этого линии в спектре излучения имеют так называемую «естественную ширину».

8.4. Границы применимости классических теорий

Законы квантовой физики не отменяют классических законов, а только ограничивают область их применимости. Поэтому на начальной стадии решения любой задачи необходимо сделать вывод о том, как решать эту задачу – либо в рамках классической физики, либо в рамках квантовой физики. Критерием, позволяющим сделать этот вывод, является постоянная Планка $\hbar = 6,626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, играющая фундаментальную роль в квантовой физике. Размерность постоянной Планка $[\hbar] = [\text{энергия} \times \text{время}] = [\text{длина} \times \text{импульс}] = [\text{момент импульса}]$. Физические величины с такой размерностью называют действием. В квантовой механике доказывается, что в любом реальном случае нельзя совершить действие, меньше чем \hbar . Поэтому постоянная Планка является фундаментальной константой, определяющей минимально возможное действие, или квант действия.

Если в данной физической задаче численное значение некоторой динамической величины с размерностью действия сравнимо с \hbar , то решение этой задачи необходимо выполнять в рамках квантовой физики. Если же значение динамической величины много больше \hbar , то решение этой задачи можно вести в рамках классической физики. Условия любой реальной физической задачи всегда позволяют сделать подобные оценки.

В качестве примера рассмотрим две задачи. Целью первой задачи является изучение поведения молекул воздуха в сосуде объемом 10^{-3} м^3 при комнатной температуре, а второй - поведение электрона в атоме. В рамках каких приближений решать задачи?

Молекулярный вес воздуха $\mu \approx 29 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$, а средняя масса его молекул $m \approx 4,8 \cdot 10^{-23} \text{ кг}$. Среднюю скорость газовых молекул V при температуре T можно определить по формуле

$$v = \sqrt{\frac{8RT}{\mu}},$$

где $R = 8,3 \text{ Дж/моль}\cdot\text{К}$ – газовая постоянная.

Для молекул воздуха при комнатной температуре указанная скорость примерно равна 26 м/с . Эти данные позволяют оценить импульс молекул воздуха при комнатной температуре. Для построения динамической переменной с размерностью действия еще необходимо задаться каким-либо характерным размером сосуда (длиной, шириной, высотой). Так как из условия задачи форма сосуда неизвестна, то для простоты будем считать его кубом с ребром $l = 10^{-1} \text{ м}$. Произведение vml имеет размерность h [импульс \times длина]. Произведение $vml \approx 1,2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2 \cdot \text{кг/с} \gg h$, следовательно задачу о поведении молекул воздуха, находящихся в сосуде, можно решать в рамках классических представлений. Отношение $vml/h \approx 1,8 \cdot 10^{13}$, поэтому размеры реального сосуда и его форма не могут оказать влияния на сделанный вывод. Конечно, эту задачу можно решать и в рамках квантовой физики, однако это решение будет значительно сложнее.

Рассмотрим вторую задачу. Масса электрона $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$, его скорость в атоме $v \approx 10^6 \text{ м/с}$, а радиус атома $r \approx 10^{-10} \text{ м}$. Произведение $vmr \approx h$. Данная задача должна решаться только в рамках квантовой механики.

8.5. Принцип соответствия

Впервые этот принцип был сформулирован датским ученым Н. Бором на заре становления квантовой механики, когда встал вопрос о соответствии законов классической физики законам квантовой физики. Согласно этому принципу законы классической механики являются предельным случаем законов квантовой механики, обладающих большей общностью. Действительно, в тех случаях, когда можно пренебречь

конечностью постоянной Планка и считать, что $\hbar \rightarrow 0$, законы квантовой механики переходят в классические.

Принцип соответствия сыграл важную роль на начальном этапе развития квантовой механики, так как позволял исключить из рассмотрения те новые теории, в которых этот принцип нарушался.

В более общей форме принцип соответствия требует, чтобы в определенных предельных случаях любая новая теория, претендующая на большую общность, обязательно должна переходить в старую, выводы которой были проверены на опыте.

Например, при $v \ll c$, где v - скорость тела, законы релятивистской механики переходят в законы классической механики. Если в условиях данной задачи можно пренебречь длиной световой волны λ по сравнению с любыми рассматриваемыми в ней расстояниями (т.е. считать, что $\lambda \rightarrow 0$), то законы волновой оптики переходят в законы геометрической оптики.

Принцип соответствия способствует развитию приближенных методов решения задач, так как при определенных условиях этот принцип допускает действие более простых физических законов.

8.6. Принцип причинности

Этот принцип является одним из основных принципов физики. Он утверждает, что всякое явление (или изменение состояния системы) обязательно является следствием определенной совокупности условий (или причин), приводящий к этому явлению. Таким образом, принцип причинности исключает влияние данного события на все прошедшие события: будущее не влияет на прошлое.

В классической механике этот принцип лежит в основе законов динамики. Опыт показывает, что ускорение или деформация тела является следствием действия на тело силы, которая в данном случае и является причиной изменения состояния тела.

В квантовой механике принцип причинности содержится в уравнении Шредингера. Из этого уравнения следует, что причиной изменения во времени волновой функции микрочастицы, а значит и состояния системы, является изменение взаимодействий в этой системе.

Применительно к специальной теории относительности принцип причинности требует отсутствия взаимного влияния событий если они происходят в столь удаленных друг от друга областях пространства, а временной интервал между ними столь мал, что эти события не могут быть связаны сигналом, распространяющимся со скоростью света.

Из принципа причинности следует, что если известны причины, приводящие к данному явлению, то это явление может быть воспроизведено и предсказано. Поэтому принцип причинности является одним из основополагающих не только в физике, но и в теории познания.

9. СИСТЕМЫ С БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ ЧАСТИЦ

9.1. Два способа изучения свойств макросистем

Во все времена существования человека одной из важнейших задач, стоявших перед ним, являлась задача, связанная с изучением свойств окружающих тел. Согласно современным представлениям, любое реальное тело или группа тел состоит из огромного числа частиц: молекул, атомов, атомных ядер, электронов, протонов, нейтронов и т. д. В одном моле любого вещества содержится одинаковое количество молекул, определяемое числом Авогадро: $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹. Материальный объект, состоящий из такого огромного числа частиц, называется макросистемой. Таким образом, любое реальное тело представляет собой макросистему. В этой связи с практической точки зрения возникает вопрос: как изучать физические свойства макросистем? Исторически сложилось так, что в настоящее время существуют два способа изучения свойств макросистем – статистический и термодинамический, которые различаются как исходными положениями, так и методами исследования.

При статистическом методе исследования свойств макросистем:

- рассматривается внутреннее строение вещества;
- рассматриваются микропроцессы, происходящие между отдельными частицами;
- вычисляются средние или наиболее вероятные значения физических параметров, определяющих движение этих частиц (средняя скорость, средний импульс, средняя энергия и т. п.), которые определяют свойства всей макросистемы.

При термодинамическом методе исследования свойств макросистем:

- не рассматривается внутреннее строение вещества;
- не рассматриваются микропроцессы, происходящие между отдельными частицами;
- в основе термодинамики лежат фундаментальные опытные факты и вытекающие из них фундаментальные законы природы, которые исторически принято называть началами; опираясь на эти законы, термодинамика позволяет определять физические свойства макросистем.

Таким образом, статистический метод исходит из законов механики и теории вероятностей, а термодинамический метод – из фундаментальных законов природы.

Принципиально важным является то, что макросистемы обладают такими физическими свойствами, которых нет у отдельных частиц. Например, любое макроскопическое тело всегда имеет определенную температуру, которая характеризует интенсивность хаотического движения всей совокупности частиц этого тела. Для отдельной частицы (или малого их числа) понятие температуры ввести нельзя. Это является следствием того, что законы, описывающие движение очень большого числа частиц (порядка N_A), являются статистическими и по этой причине не могут быть сведены к законам движения отдельных частиц.

9.2. Законы термодинамики

9.2.1. Первое начало термодинамики

Первое начало термодинамики – это иная формулировка закона сохранения энергии для всех процессов, имеющих молекулярно-статистическую основу. Первое начало термодинамики утверждает возможность взаимных превращений различных видов энергии.

Согласно первому началу термодинамики, количество теплоты Q , сообщенное системе, расходуется на изменение внутренней энергии системы Δu и совершение этой системой работы A против внешних сил:

$$Q = \Delta u + A. \quad (9.1)$$

Теплота – это энергия в специфической форме – форме молекулярного движения. Внутренней энергией системы называется энергия, которая связана со всевозможными движениями частиц системы, включая энергию, обусловленную взаимодействием и движением частиц, составляющих сложные частицы (например, атомы в молекулах, электроны в атомах, нуклоны в ядре и т. п.). Однако для процессов, происходящих на атомно-молекулярном уровне, основной вклад во внутреннюю энергию вносит энергия теплового движения частиц системы. К внутренней энергии не относится кинетическая энергия, связанная с движением системы как целого, и потенциальная энергия системы как целого во внешних полях.

Внутренняя энергия системы является функцией параметров состояния системы, поэтому ее изменение не зависит от того, каким способом система перешла из начального состояния в конечное. Значения же A и Q зависят от вида процесса, при котором система

переходит из одного состояния в другое. Поэтому A и Q не являются функциями параметров состояния системы.

Первое начало термодинамики можно записать не только в интегральной форме, приведенной выше, но и дифференциальной, когда системе сообщается бесконечно малое количество теплоты δQ :

$$\delta Q = du + \delta A . \quad (9.2)$$

Разная запись дифференциалов отражает тот факт, что внутренняя энергия является функцией параметров состояния системы, а Q и A такими функциями не являются.

В технике для создания двигателей внутреннего сгорания, всевозможных холодильных и теплосиловых установок используются периодические круговые процессы или циклы. Круговой процесс – это процесс, после завершения которого система возвращается в первоначальное состояние. Такой процесс, если он квазистатический, может быть изображен на P - V диаграмме в виде замкнутой кривой (см. рис. 9.1). Работа при этом процессе численно равна площади фигуры, заштрихованной на рис.9.1.

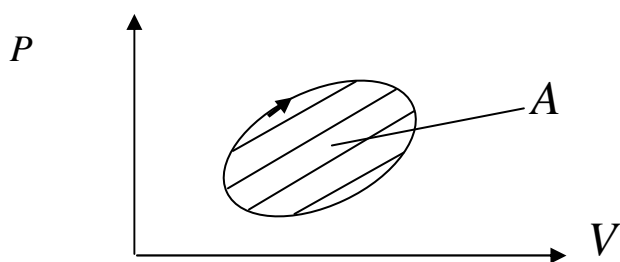


Рис. 9.1

При круговом процессе $\Delta u = 0$, поэтому $A = Q$. Таким образом, при круговом процессе система может совершить работу только за счет энергии, подводимой к этой системе извне. Поэтому первое начало термодинамики утверждает невозможность создания вечного двигателя первого рода, т. е. устройства, которое бы совершало работу, не потребляя энергию от каких-либо источников. На рис. 9.2 приведены некоторые проекты вечных двигателей первого рода. Читателю предлагается рассмотреть эти проекты и доказать их несостоятельность.

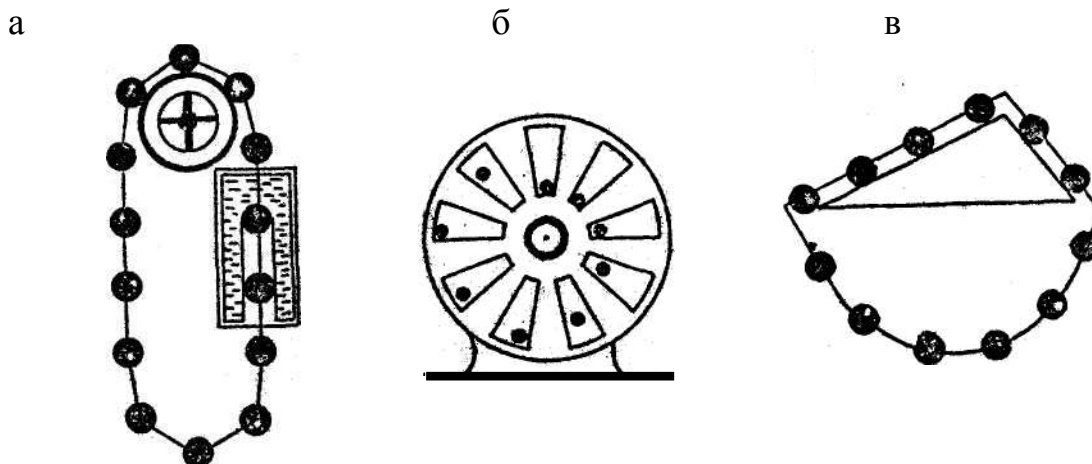


Рис. 9.2

9.2.2. Второе начало термодинамики

Как указывалось в предыдущем разделе, первое начало термодинамики совершенно не рассматривает вопросов, связанных с направлением происходящих процессов. С точки зрения первого начала термодинамики в природе возможен любой процесс, который не противоречит закону сохранения энергии. Опытные факты свидетельствуют о том, что это утверждение, строго говоря, не верно. Убедиться в этом можно на следующем примере. Пусть имеются два тела с различной температурой, которые приводятся в тепловой контакт. Переход теплоты от тела с более низкой температурой к телу с более высокой температурой не противоречит первому началу термодинамики, если количество теплоты, отданное первым телом, равно количеству теплоты, полученному вторым телом. Однако, как показывают результаты многочисленных экспериментов, самопроизвольно теплота переходит только от тела, имеющего более высокую температур, к телу, имеющему более низкую температуру. Ответ о том, в каком направлении возможен переход теплоты между телами и в каком направлении могут происходить процессы в замкнутых (или изолированных) макросистемах, дает второе начало термодинамики.

Рассмотрим замкнутую макросистему, которая не находится в состоянии равновесия. С течением времени ее макроскопическое состояние будет изменяться таким образом, что в конце концов эта система придет в состояние полного равновесия. Характеризуя каждое макроскопическое состояние системы распределением энергии между различными подсистемами, можно сказать, что ряд последовательно проходимых системой состояний соответствует все более вероятному распределению энергии. Это возрастание вероятности, вообще говоря,

чрезвычайно значительно, поскольку, как показал Больцман, оно носит экспоненциальный характер

$$W = e^{s/k} , \quad (9.3)$$

где W – термодинамическая вероятность данного макросостояния системы; s – энтропия системы; k – постоянная Больцмана. Таким образом, в замкнутых макросистемах процессы могут происходить только в направлении повышения W .

Из приведенного выше соотношения следует, что энтропия системы

$$s = k \ln W . \quad (9.4)$$

Поэтому процессы, протекающие в неравновесной замкнутой системе, идут таким образом, что система непрерывно переходит из состояния с меньшей энтропией в состояние с большей энтропией. Это продолжается до тех пор, пока энтропия не достигнет наибольшего возможного значения, соответствующего полному статистическому равновесию. Во всех замкнутых системах, которые могут существовать в природе, энтропия никогда не убывает – она увеличивается или в предельном случае равновесного состояния остается постоянной. В соответствии с этими двумя возможностями все происходящие в макросистемах процессы принято делить на необратимые и обратимые. Под первыми подразумевают процессы, сопровождающиеся возрастанием энтропии всей замкнутой системы. Процессы, которые бы являлись их повторением в обратном порядке происходить не могут, так как при этом энтропия должна была бы уменьшаться. К обратимым процессам относятся те, при которых энтропия замкнутой системы остается постоянной. В силу этого такие процессы могут происходить в обратном направлении. Обратимый процесс всегда является равновесным, т. е. таким процессом, при котором система переходит из одного состояния в другое через непрерывную последовательность равновесных состояний. Вследствие этого обратимый процесс является бесконечно медленным процессом. Обратимый процесс – процесс идеализированный. Таких процессов в природе нет. Поэтому все реальные процессы являются необратимыми.

Закон возрастания энтропии является одним из основных законов термодинамики и носит название второго начала термодинамики. Таким образом, для замкнутой макросистемы изменение энтропии

$$\Delta s \geq 0 . \quad (9.5)$$

Равенство относится к равновесному состоянию системы. Это соотношение является интегральной формой записи второго начала термодинамики. Закон возрастания энтропии можно записать в дифференциальной форме для бесконечно малого изменения энтропии системы

$$ds \geq 0 . \quad (9.6)$$

Второе начало термодинамики справедливо только для замкнутых систем. Если система обменивается энергией с внешней средой, то ее энтропия может вести себя произвольным образом.

Энтропия системы связана с термодинамической вероятностью. Поэтому второе начало термодинамики имеет статистически-вероятностный характер.

Следует иметь в виду то, что вследствие, например, теплового движения частиц системы даже в равновесном состоянии физические величины не остаются постоянными, а испытывают малые беспорядочные отклонения от средних значений, называемые флуктуациями. Флуктуации сопровождаются уменьшением энтропии, а значит и термодинамической вероятности. Однако существование флуктуаций не противоречит второму началу термодинамики, т. к. является следствием вероятностного характера энтропии.

Можно показать, что при любом бесконечно малом квазистатическом изменении состояния, когда какой-либо подсистеме от других подсистем сообщается бесконечно малое количество теплоты δQ , энтропия всей системы изменяется на величину

$$ds = \frac{\delta Q}{T}, \quad (9.7)$$

где T – абсолютная температура. Это соотношение отражает также и то, что в отличие от Q энтропия является функцией параметров состояния системы. Отношение $\delta Q/T$ называется приведенным количеством теплоты. В общем случае для произвольного процесса изменение энтропии при переходе системы из состояния 1 в состояние 2 можно рассчитать следующим образом:

$$\Delta s \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (9.8)$$

Эта формула выражает собой второе начало термодинамики для любого незамкнутого процесса. Равенство относится к обратимым процессам, а неравенство – к необратимым. Это не означает, что значение Δs зависит от вида процесса. Энтропия является однозначной функцией параметров состояния системы. Поэтому изменение энтропии имеет одно и тоже значение независимо от характера процесса. Знак неравенства указывает на то, что при необратимых процессах интеграл приведенных теплот уже не равен изменению энтропии, а меньше ее.

Если рассматривать историю появления второго начала термодинамики, то впервые к этому закону пришли в девятнадцатом веке из анализа работы тепловых машин. Работа любой тепловой машины, как отмечалось выше, происходит по периодическому процессу или циклу. Схема тепловой машины представлена на рис. 9.3.

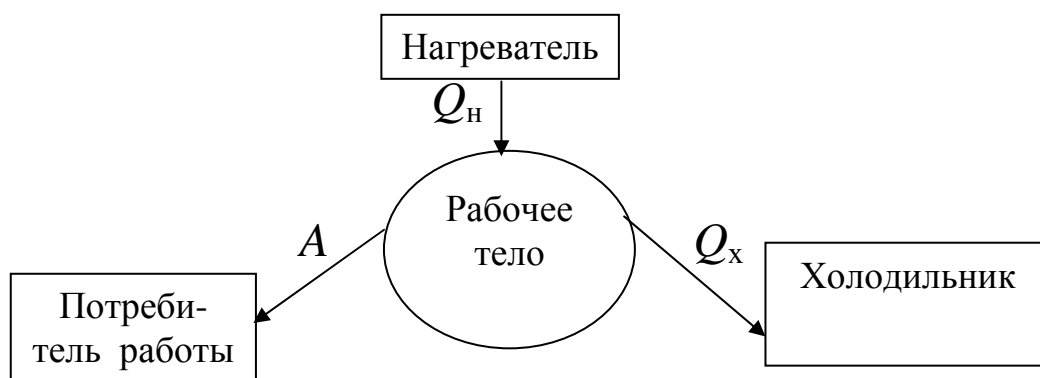


Рис. 4.3

Получив от нагревателя количество теплоты Q_n , рабочее тело часть этой тепловой энергии расходует на совершение работы A , а часть Q_x – отдает холодильнику. В реальных тепловых двигателях процесс превращения тепла в работу обязательно сопровождается передачей определенного количества теплоты внешней среде, которой отведена роль холодильника. Поэтому при работе тепловой резервуар двигателя охлаждается, а температура внешней среды повышается. Коэффициент полезного действия тепловой машины η можно рассчитать по соотношению:

$$\eta = \frac{Q_n - Q_x}{Q_n}. \quad (9.9)$$

Из этого соотношения следует, что коэффициент полезного действия реальной тепловой машины всегда меньше единицы.

Наличие холодильника в структуре тепловой машины является принципиальным. Если бы тепловая машина могла работать без него, то можно было бы создать вечный двигатель второго рода – периодически действующую машину, которая, получая энергию в форме теплоты от одного тела, целиком передовала бы ее в форме работы другому телу. Существование таких тепловых двигателей противоречит второму началу термодинамики.

Вечные двигатели второго рода не противоречат закону сохранения энергии и поэтому выглядят более заманчиво, чем вечные двигатели первого рода. Рассмотрим в качестве примера одну из конструкций вечного двигателя второго рода, использующую “демона” Максвелла –

некоторое “существо”, способное различать скорости газовых молекул. Пусть имеется сосуд с газом, разделенной перегородкой с маленьким отверстием на две части A и B (см.рис. 9.4).

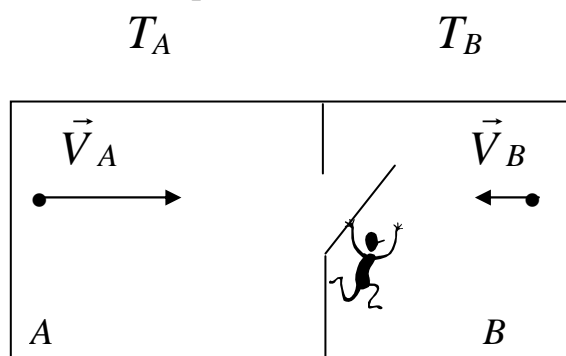


Рис. 9.4

Отверстие снабжено клапаном. В начальном состоянии клапан открыт, а давление и температура газа в обеих частях сосуда одинаково. Хаотическое движение молекул приводит к тому, что среднее количество частиц, проходящих через отверстие в единицу времени в обоих направлениях, одинаково. Поэтому переход молекул из одной половины сосуда в другую не изменяет давление и температуру в обеих частях сосуда ($T_A = T_B$). В некоторый момент времени “демон” Максвелла начинает управлять клапаном, позволяя более быстрым молекулам переходить из A в B , а медленным из B в A . Это приведет к тому, что в одной половине сосуда (B) средняя скорость молекул окажется выше, чем в другой. В результате такой сортировки молекул по скоростям через некоторое время температура газа в обеих частях сосуда будет разная ($T_A < T_B$). Таким образом, без всякой внешней работы возникает разность температур, которая в дальнейшем может быть использована для создания теплового двигателя. Этот результат противоречит второму началу термодинамики, запрещающему самопроизвольное возникновение разности температур между двумя частями макросистемы.

Возникает вопрос: нельзя ли создать автоматическое устройство, которое бы выполняло роль “демона” Максвелла? Так как это устройство приводится в действие ударами молекул, то оно должно иметь молекулярные размеры. За счет теплового движения молекул детали этого устройства будут испытывать хаотическое движение. Поэтому отверстие будет открываться или закрываться случайным образом, в результате чего быстрые и медленные молекулы будут проходить через него с равной вероятностью. В соответствии со вторым началом термодинамики наличие автоматизированного устройства,

выполняющего роль “демона” Максвелла, не может привести к появлению разности температур между двумя частями сосуда.

В 1824 г. французским ученым Н. Л. С. Карно была доказана фундаментальная теорема, согласно которой максимальным КПД может обладать тепловая машина, работающая по обратимому циклу Карно. Значение этого КПД не зависит от конструкции идеального теплового двигателя, а определяется только температурами нагревателя T_H и холодильника T_X :

$$\eta = \frac{T_H - T_X}{T_H} . \quad (9.10)$$

Рабочим телом в этой идеализированной машине является идеальный газ. Цикл Карно изображен на рис. 9.5. Он состоит из двух изотерм (1, 3) и двух адиабат (2, 4).

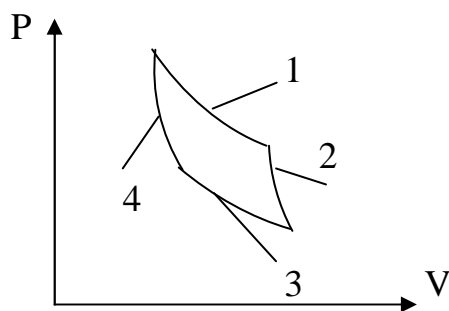


Рис. 9.5

Из формулы для КПД цикла Карно следует, что $\eta < 1$.

Коэффициент полезного действия любой реальной тепловой машины меньше, чем у цикла Карно.

Что нужно делать для того, чтобы достигнуть возможно более высокого КПД тепловой машины?

1. Необходимо стремиться к тому, чтобы в машине по возможности не происходили необратимые процессы, т. е. чтобы цикл был максимально близок к обратимому циклу.

2. По возможности необходимо повышать температуру нагревателя и понижать температуру холодильника.

3. Избегать многоступенчатости преобразований энергии.

Особо следует коснуться выбора рабочего тела. Этот выбор диктуется соображениями технической и экономической целесообразности. В современных тепловых машинах широко используется водяной пар. Такой выбор рабочего тела обусловлен доступностью воды. Прогресс в технике паросиловых установок в основном связан с повышением температуры нагревателя, т. к. холодильником обычно является окружающая среда, т. е. воздух. Двигатели внутреннего сгорания

успешно конкурируют с паросиловыми установками. В этих двигателях рабочим телом является смесь воздуха с соответствующим горючим. В двигателях внутреннего сгорания при зажигании горючей смеси достигаются значительно более высокие температуры, чем в паросиловых установках. Поэтому КПД двигателей внутреннего сгорания выше, чем у паросиловых установок. Следует отметить и то, что в двигателях внутреннего сгорания отсутствует необратимый процесс передачи тепла от топки. Это служит дополнительным фактором повышения КПД.

В настоящее время существует много эквивалентных формулировок второго начала термодинамики. В качестве примера, наряду с указанными ранее, приведем некоторые из них.

1. Невозможен процесс, при котором теплота переходила бы самопроизвольно от холодных тел к горячим (Р. Клаузиус).

2. В природе невозможны процессы, единственным следствием которых было бы совершение механической работы, произведенной в результате охлаждения теплового резервуара (У. Томсон).

3. Невозможен периодический процесс, единственным и конечным результатом которого было превращение внутренней энергии в механическую (М. Планк).

4. Невозможен вечный двигатель второго рода (В. Оствальд).

5. Максимальным КПД обладает тепловая машина, работающая по циклу Карно (Н. Л. С. Карно).

6. Энтропия замкнутой системы стремится к максимуму (Р. Клаузиус).

Второе начало термодинамики применимо не только к явлениям теплопередачи, но и ко многим другим явлениям, связанным с обменом энергией. Второе начало термодинамики является фундаментальным законом природы. Однако второе начало термодинамики имеет ограниченное применение – оно справедливо только для замкнутых макросистем.

9.2.3. Третье начало термодинамики (закон Нернста)

В 1906 г. немецкий химик В. Нернст эмпирическим путем пришел к выводу о том, что вблизи абсолютного нуля температуры энтропии всех веществ, находящиеся в равновесном состоянии, становятся неизменными и равными между собой. В дальнейшем М. Планк показал, что при этих условиях энтропии всех веществ не только равны между собой, но и равны нулю, т. е.

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0. \quad (9.11)$$

Таким образом, энтропия системы в состоянии термодинамического равновесия стремится к нулю при стремлении температуры к абсолютному нулю. Это утверждение является содержанием теплового закона Нернста, который также называют третьим началом термодинамики.

Закон Нернста позволяет определить абсолютное значение энтропии вещества, если за начало отсчета энтропии принять ее значение при $T=0$.

Так как, согласно закону Нернста, энтропия вещества вблизи абсолютного нуля температуры при любом равновесном процессе не может изменяться, то в этой области температур вещества не способны к теплообмену. Поэтому третье начало термодинамики часто формулируют следующим образом: невозможно охладить вещество до температуры абсолютного нуля путем отвода тепла – абсолютный нуль температуры недостижим. Другими словами, нельзя создать машину, способную отнять от тела всю теплоту, т. е. охладить его до абсолютного нуля. Если бы существовало тело с температурой, равной абсолютному нулю, то, используя его в качестве холодильника, можно было бы построить вечный двигатель второго рода (см. соотношение (9.10)).

Поскольку при абсолютном нуле температур $S = 0$, то при этой температуре термодинамическая вероятность макросостояния должна быть равна единице (см. формулу (9.3)). Это обстоятельство указывает на то, что в равновесном состоянии при $T = 0$ макросостояние системы может реализоваться посредством некоторого единственного, вполне определенного микрораспределения. Очевидно этот вывод, как и закон Нернста, никогда нельзя будет проверить экспериментально, так как невозможно произвести необходимые опыты при абсолютном нуле температуры. Однако из третьего начала термодинамики следуют важные выводы о поведении вещества при очень низких температурах. Из него, например, вытекает то, что для твердых тел с понижением температуры их теплоемкость, коэффициент теплового расширения и коэффициент сжимаемости стремятся к нулю. Указанные свойства твердых тел в области очень низких температур хорошо подтверждаются имеющимися экспериментальными данными.

Свойства тел вблизи абсолютного нуля температуры нельзя объяснить в рамках классических представлений и классических статистик. Поэтому тепловой закон Нернста не может быть доказан в рамках подобных представлений. Третье начало термодинамики является следствием квантовой статистики, в которой существенную роль играет понятие о дискретных квантовых состояниях системы.

Третье начало термодинамики относится только к термодинамически равновесным состояниям тел. К неравновесным и

метастабильным состояниям оно не применимо. Примером могут служить аморфные тела, которые представляют собой неравновесные системы. Поэтому с точки зрения термодинамики тела можно разделить на два класса в соответствии с тем, выполняется или не выполняется для них третье начало термодинамики. Под телами Нернста подразумевают те термодинамические системы, которые строго следуют закону Нернста, т. е. имеют при абсолютном нуле температуры энтропию, точно равную нулю (например, монокристаллы).

Для поликристаллов и при всех искажениях кристаллической решетки термодинамическая вероятность макросостояния при абсолютном нуле температуры не равна единице. Энтропия таких тел при $T = 0$ отличается от нуля. Для кристаллических тел отступления от закона Нернста из-за различного рода искажений кристаллической решетки твердого тела очень малы. Однако для аморфных тел эти отклонения могут быть весьма значительны.

9.3. Элементы статистической физики

Статистическая физика изучает свойства макросистем, т. е. систем, состоящих из огромного, но конечного числа частиц. Как было указано выше, число частиц в макроскопической системе составляет величину, соизмеримую с числом Авогадро. Поведение такого большого числа частиц подчиняется статистическим закономерностям, которые теряют смысл при переходе к малому числу частиц. Основной задачей статистической физики является нахождение закона распределения частиц системы по различным параметрам, а также средних величин этих параметров, которые характеризуют макроскопическое состояние системы. В зависимости от классического или квантового способа описания поведения частиц различают классическую и квантовую статистики.

9.3.1. Классическая статистика

В основе классической статистики лежит модель классического одноатомного идеального газа. Согласно этой модели, идеальный газ представляет собой совокупность огромного числа хаотически движущихся молекул. Все молекулы идеального газа одинаковы и представляют собой материальные точки. На расстоянии молекулы идеального газа не взаимодействуют друг с другом. Молекулы идеального газа могут взаимодействовать друг с другом или со стенками сосуда, в котором они содержатся, только по закону абсолютно упругого соударения. В промежутках между двумя последующими соударениями молекулы газа движутся равномерно и прямолинейно.

Следует иметь в виду, что роль молекул идеального газа могут выполнять не только газовые молекулы, но и, например, электроны проводимости в металлах, а также совокупность огромного числа любых других частиц, которые движутся по законам классической механики.

Кроме модели идеального газа, в основе классической статистики лежат следующие положения:

1. Молекулы идеального газа различимы, т.е. их можно нумеровать и, как следствие этого, проследить за поведением любой из них.

2. Скорость, импульс, энергия и другие физические характеристики молекул могут принимать любые значения и изменяться непрерывно.

3. В одном и том же состоянии (т.е. одно и тоже значение энергии, скорости, импульса и т.д.) могут одновременно находиться любое число молекул.

Рассмотрим идеальный газ, находящийся в равновесном состоянии, в том случае, когда отсутствуют внешние силовые поля. Наличие огромного числа молекул и их взаимодействий при столкновении друг с другом и со стенками сосуда, в котором содержится газ, приводит к тому, что скорости газовых молекул и их импульсы изменяются практически непрерывно как по величине, так и по направлению. В результате этого в рассматриваемой системе устанавливается молекулярный хаос. Несмотря на это, идеальный газ подчиняется определенным закономерностям:

- молекулы газа равномерно распределяются по объему, который они занимают;
- все направления движения частиц равновероятны, поэтому распределение скоростей и импульсов молекул газа по направлениям равномерно;
- распределение скоростей и импульсов молекул газа по модулю имеет статистический характер.

В 1859 г. Максвелл установил, что функция распределения молекул идеального газа, находящегося в равновесном состоянии, по модулю скорости $f(v)$ в отсутствие внешних силовых полей имеет следующий вид:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot v^2, \quad (9.12)$$

где v – модуль скорости газовой молекулы; m – масса молекулы; T – температура газа; k – постоянная Больцмана.

Это распределение справедливо для частиц, образующих любую классическую систему (газ, жидкость, твердое тело).

Функция распределения (9.12) определяет вероятность того, что скорость данной молекулы имеет значение, лежащее в единичном интервале скоростей, расположенном вблизи заданной скорости v .

Функции, подобные $f(v)$, принято называть плотностью вероятности.

Из выражения (9.12) следует, что при $v \rightarrow 0$ и при $v \rightarrow \infty$ функция $f(v) \rightarrow 0$. Поэтому очень малые и очень большие скорости молекул идеального газа маловероятны. Анализ выражения (9.12) также показывает, что при некоторой скорости $v = v_B$ функция распределения Максвелла максимальна. Эту скорость молекул принято называть вероятнейшей скоростью. Если продифференцировать выражение (9.12) и приравнять его к нулю, то получим, что

$$v_B = \sqrt{\frac{2kT}{m}} . \quad (9.13)$$

Согласно классическим представлениям, молекулы идеального газа могут иметь любое значение скорости, т. е. от $v = 0$, до $v = \infty$. Разобьем этот интервал скоростей на бесконечно малые участки dv . Тогда произведение $f(v)dv$ определяет вероятность того, что скорость данной молекулы имеет значение, лежащее в интервале скоростей от v до $v + dv$, или относительное число молекул, скорости которых заключены в указанном интервале. Интеграл $\int_0^{\infty} f(v)dv$ равен вероятности того, что молекула имеет значение скорости, лежащее в интервале скоростей от $v = 0$, до $v = \infty$, т. е. вероятность достоверного события (молекула покоится, или движется с какой-либо скоростью). Согласно теории вероятности, вероятность достоверного события равна единице. Поэтому

$$\int_0^{\infty} f(v)dv = 1 . \quad (9.14)$$

Соотношение (9.14) называется условием нормировки функции распределения Максвелла.

На рис. 9.5 представлен вид функции распределения Максвелла для двух значений температуры газа. Согласно условию нормировки, площади под кривыми должны быть равны.

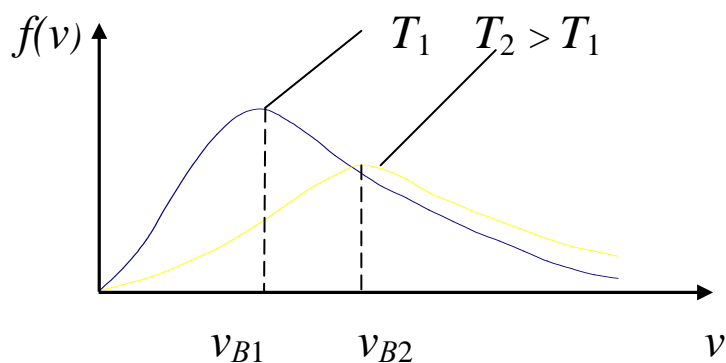


Рис. 9.5

Функция распределения Максвелла несимметрична относительно вероятнейшей скорости: площадь под кривой $f(v)$ слева от v_B меньше, чем эта площадь справа от v_B . Поэтому относительное число молекул, скорости которых превышают вероятнейшую, больше относительного числа молекул, скорости которых меньше v_B . Как следует из рис. 9.5, при повышении температуры доля “быстрых” молекул возрастает за счет уменьшения доли “медленных” молекул.

Справедливость функции распределения Максвелла была экспериментально доказана в опытах Штерна (1920 г.) и Элдриджа (1927 г.)

Зная функцию распределения Максвелла, можно определить для молекул среднее значение скорости в любой степени, если использовать следующее правило:

$$\langle v^b \rangle = \int_0^{\infty} v^b \cdot f(v) dv. \quad (9.15)$$

Если выполнить вычисления, то средняя арифметическая скорость ($b=1$)

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (9.16)$$

а среднее значение квадрата скорости ($b=2$)

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3kT}{m}. \quad (9.17)$$

Величина, определяемая как $\sqrt{\langle v^2 \rangle}$, называется средней квадратичной скоростью молекул $v_{\text{кв}}$. Как следует из соотношения (9.17),

$$v_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (9.18)$$

Эта скорость представляет интерес потому, что она определяет среднюю кинетическую энергию поступательного движения молекулы идеального газа

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{m v_{\text{кв}}^2}{2}. \quad (9.19)$$

В равновесном состоянии все частицы макросистемы, имеющие возможность обмениваться энергией, стремятся иметь одно значение энергии $\langle \epsilon \rangle$.

Формулы (9.13), (9.16) и (9.18) указывают на то, что все рассмотренные скорости молекул идеального газа пропорциональны \sqrt{T} .

Из соотношений (9.18) и (9.19) следует, что

$$T = \frac{2}{3k} \langle \epsilon \rangle. \quad (9.20)$$

Эта формула имеет фундаментальное значение, поскольку позволяет ввести понятие температуры макросистемы со статистической точки зрения: температура – скалярная физическая величина, характеризующая интенсивность теплового движения всей совокупности частиц системы и пропорциональная средней кинетической энергии поступательного движения одной частицы. Если $T = 0$, то и $\langle \epsilon \rangle = 0$. Таким образом, за абсолютный ноль температуры принимается такая температура, при которой прекращается всякое тепловое движение частиц системы. Формула (9.20) указывает на то, что понятие температуры можно ввести только для макросистем, т. е. систем, состоящих из огромного числа частиц.

Если обозначить число молекул газа в единице объема (или их концентрацию) как n , то количество молекул газа в единице объема, скорости которых имеют значение, лежащее в интервале от v до $v+dv$, определяется следующим образом:

$$dn_v = n f(v) dv, \quad (9.21)$$

откуда

$$dn_v = n \cdot 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot v^2 \cdot dv. \quad (9.22)$$

Соотношение (9.22) называется законом распределения Максвелла или распределением молекул идеального газа по модулю скорости. Согласно этого закона, распределение классических частиц в макроскопической системе по скоростям определяется только температурой этой макросистемы и не зависит от наличия какого-либо внешнего силового поля.

Однако, если рассматривать распределение указанных частиц по координатам, то это распределение будет определяться силами, действующими на частицы.

Если, например, молекулы находятся в каком-либо потенциальном поле, то на каждую молекулу будет действовать сила

$$\vec{F} = -\text{grad}E_{\text{п}}, \quad (9.23)$$

где $E_{\text{п}}$ – потенциальная энергия молекулы.

Больцман показал, что если макроскопическая система, состоящая из классических частиц, находится в потенциальном поля сил, то после установления в системе равновесного состояния частицы этой системы будут распределяться по следующему закону:

$$n(x, y, z) = n_0 e^{-\frac{E_{\text{п}}(x, y, z)}{kT}}, \quad (9.24)$$

где $n(x, y, z)$ – концентрация частиц в точке с координатами x, y, z ; $E_{\text{п}}(x, y, z)$ – потенциальная энергия частицы в этой точке; n_0 – концентрация частиц в той точке, где $E_{\text{п}} = 0$; k – постоянная Больцмана; T – температура макросистемы.

Закон (9.24) называется распределением Больцмана. Оно устанавливается в равновесном состоянии системы вследствие совместного действия на частицы их теплового движения и потенциального поля. Если, например, рассматривать молекулы газа, то роль потенциального поля выполняет поле сил тяготения земли, а в случае электронов проводимости в металлах – электрическое поле ионов кристаллической решетки.

Справедливость закона распределения Больцмана была экспериментально доказана в опытах Перрена по определению числа Авогадро.

Если проанализировать распределение (9.24), то можно сделать следующие выводы:

- частицы всегда стремятся занять такие состояния, в которых их потенциальная энергия минимальна;
- чем выше температура макросистемы, тем равномернее распределяются частицы (если $T \rightarrow \infty$, то $n \rightarrow n_0$);
- действие потенциального поля на частицы тем эффективнее, чем больше его напряженность и ниже температура макросистемы (если $T \rightarrow 0$, то $n \rightarrow 0$; при этом все частицы стремятся занять состояние с минимальной потенциальной энергией).

Если учесть, что в равновесном состоянии распределение частиц по скоростям в любом объеме макросистемы является максвелловским, независимо от наличия или отсутствия внешнего потенциального поля, а $mv^2/2$ определяет кинетическую энергию частицы E_k то законы распределения Максвелла и Больцмана можно объединить. Из выражений (9.22) и (9.24) следует, что в единице объема макросистемы число частиц, имеющих значение потенциальной энергии от E_{Π} до $E_{\Pi} + dE_{\Pi}$, и значение скорости от v до $v+dv$, определяется следующим образом:

$$dn_{v,\varepsilon} = n_0 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_k + E_{\Pi}}{kT}} \cdot v^2 \cdot dv, \quad (9.25)$$

где $E = E_k + E_{\Pi}$ – полная механическая энергия одной частицы макросистемы. Это выражение является законом распределения Максвелла-Больцмана.

9.3.2. Квантовые статистики

В этом разделе статистической физики рассматриваются системы, состоящие из большого числа тождественных (неразличимых) частиц, подчиняющихся законам квантовой механики, согласно которым, состояние частиц характеризуется некоторым набором квантовых чисел, а энергия таких систем может принимать только дискретный набор значений. Тождественность (или неразличимость) одинаковых частиц является фундаментальным принципом квантовой механики. Согласно этому принципу невозможен эксперимент, позволяющий каким-либо образом различить тождественные частицы. В случае же классической статистики указанный принцип не выполняется, так как частицы можно различить (пронумеровать), например, по их координатам и импульсам. Это позволяет в дальнейшем проследить за траекторией движения любой частицы.

Все микрочастицы можно разделить на два класса – частицы с нулевым или целым спином (бозоны) и частицы с полуцелым спином (фермионы). К первой группе частиц, например, относятся фотоны, фононы, пи-мезоны, а ко второй – электроны, протоны, нейтроны. Если система находится в равновесном состоянии, то среднее число тождественных микрочастиц в каждом из возможных состояний в этих случаях описывается, соответственно, распределением Бозе-Эйнштейна или Ферми-Дирака. Свойства систем, построенных из бозонов и фермионов принципиально различны. Поэтому для микрочастиц рассматривают две квантовые статистики: Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака.

9.3.2.1. Статистика Бозе-Эйнштейна

Как уже было отмечено, эта квантовая статистика описывает поведение тождественных микрочастиц, имеющих целый спин. Принципиальной особенностью систем, построенных из таких микрочастиц, является то, что в каждом из возможных квантовых состояний системы может находиться произвольное число бозонов. При $T \rightarrow 0$ все бозоны будут стремиться занять самый низший возможный энергетический уровень.

При равновесном состоянии и отсутствии взаимодействия среднее число бозонов n_i в квантовом состоянии с энергией E_i при температуре T описывается функцией распределения Бозе-Эйнштейна:

$$n_i = [\exp\{(E_i - \mu)/kT\} - 1]^{-1}, \quad (9.26)$$

где μ – химический потенциал; k – постоянная Больцмана. Химический потенциал определяет изменение внутренней энергии системы, если число частиц этой системы изменяется на единицу.

9.3.2.2. Статистика Ферми-Дирака

В отличие от бозонов, фермионы являются “индивидуалистами” и всегда стремятся занять такое состояние, в котором не может находиться другой фермион. Это является следствием одного из фундаментальных принципов квантовой механики – принципа Паули, справедливом только для системы тождественных частиц с полуцелым спином: в системе не может быть двух фермионов, находящихся в одном и том же квантовом состоянии. Поэтому, в отличие от бозонов, при $T \rightarrow 0$ фермионы будут заполнять все уровни энергии от самого низшего до некоторого

граничного, который принято называть уровнем Ферми. При $T = 0$ К энергия частиц, находящихся на уровне Ферми, равна μ .

При равновесном состоянии и отсутствии взаимодействия среднее число фермионов n_i в квантовом состоянии с энергией E_i при температуре T описывается функцией распределения: Ферми-Дирака:

$$n_i = [\exp\{(E_i - \mu)/kT\} + 1]^{-1}. \quad (9.27)$$

Анализ распределений (9.26) и (9.27) показывает, что если

$$\exp\{(E_i - \mu)/kT\} \gg 1, \quad (9.28)$$

то распределения Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака переходят в классическое распределение Больцмана

$$n_i = A \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}}, \quad (9.29)$$

где

$$A = e^{\frac{\mu}{kT}}. \quad (9.30)$$

Соотношение (9.28) выполняется при высоких температурах, когда энергия теплового движения частиц $kT \approx \mu$. Поэтому при таких температурах газы из бозонов и фермионов ведут себя подобно классическому идеальному газу.

Таким образом, поведение тождественных микрочастиц при низких температурах (и больших плотностях) принципиально отличается от поведения классического идеального газа. По этой причине такой бозе-газ и ферми-газ принято называть вырожденным газом. Если повышать температуру вырожденного газа, то при некоторой температуре $T_0 \approx \mu/T$, называемой температурой вырождения, этот газ становится классическим идеальным газом, для которого справедливо распределение Больцмана. Если же температура ферми-газа и бозе-газа ниже T_0 , то будут ярко проявляться квантовые свойства тождественных частиц и для описания поведения таких газов необходимо использовать соответствующую квантовую статистику.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Вихман Э.* Квантовая физика. М. : Наука, 1974. 416 с.
- Детлаф А. А., Яворский Б. М.* Курс физики. М.: Высшая школа, 1989. 608 с.
- Иванов Б. Н.* Новая физика. М.: Наука, 1963. 135 с.
- Иродов И. Е.* Основные законы электромагнетизма. М.: Высшая школа, 1983. 479 с.
- Кикоин А. К., Кикоин И. К.* Молекулярная физика. М.: Наука, 1976. 480 с.
- Киттель Ч., Найт У., Рудерман М.* Механика. М.: Наука, 1971. 480 с.
- Левич В. Г., Вдовин Ю. А., Мямлин В. А.* Курс теоретической физики. Т.2. М.: Наука, 1971. 936 с.
- Линдер Г.* Картины современного мира. М.: Мир, 1977. 271 с.
- Матвеев А. Н.* Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1987. 360 с.
- Овчинников В. А.* Общая физика. Свердловск : УПИ, 1974. 312 с.
- Орир Дж.* Физика. Т.2. М.: Мир, 1981. 288 с.
- Парсел Э.* Электричество и магнетизм. М.: Наука, 1971. 447 с.
- Рейф Ф.* Статистическая физика. М.: Наука, 1972. 352 с.
- Сивухин Д. В.* Атомная и ядерная физика. М.: Наука, 1986. 416 с.
- Трофимова Т. И.* Курс физики. М.: Высшая школа, 1985. 432 с.
- Физический энциклопедический словарь/* Гл. ред. А. М. Прохоров. М.: Сов. Энциклопедия, 1984. 944 с.
- Эткинс П.* Порядок и беспорядок в природе. М.: Мир, 1987. 224 с.

Игорь Георгиевич Коршунов

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАКОНЫ И ПРИНЦИПЫ ФИЗИКИ

*Учебное пособие по разделу дисциплины “Физика”
для студентов всех специальностей*

Корректурa кафедры физики

Подписано в печать

Бумага писчая. Формат бумаги 60x84 1/16. Печать на ризографе.
Печ. л. 4,5. Уч.-изд. л. 4,18. Тираж 100 экз. Заказ №

Издательство УГГУ

620144, г. Екатеринбург, ул. Куйбышева, 30.
Уральский государственный горный университет
Лаборатория множительной техники