
Предисловие



Данное учебное пособие завершает новый в структурном и содержательном отношении курс общей физики, над которым автор работал несколько лет. Принятое в нем расположение материала (механика, электромагнетизм, волновые процессы, квантовая физика и физика макросистем) является по глубокому убеждению автора наиболее логически последовательным и оправданным в методическом отношении. Такая структура курса позволяет студентам легче и основательнее познакомиться с материалом и по достоинству оценить важность, глубину и универсальность основных идей курса физики, который по праву считается *фундаментальным*. Именно такая структура курса соответствует концепции современной программы по физике Министерства образования РФ.

Форма изложения материала та же, что и в предыдущих книгах: сначала даются основы теории, а затем разбор ряда задач, где показывается *как* следует подходить к их решению. Задачи тесно связаны с основным текстом, часто являются его дополнением и развитием, поэтому работа над ними должна проводиться параллельно с изучением основного материала. Кроме того, предлагаемый набор задач должен, по замыслу автора, дать возможность студенту дополнительно обдумать ряд важных вопросов и помочь представить (даже если многие задачи не решать, а просто прочитать их условия) большой диапазон приложения изучаемых идей.

Курсивом выделены важнейшие положения и термины. Петит используется для материала повышенной трудности (этот материал при первом чтении можно *безболезненно* опустить), а также для примеров и задач.

В настоящем издании сделаны некоторые дополнения и уточнения, устранены замеченные опечатки.

Книга как учебное пособие рассчитана на студентов вузов с расширенной программой по физике. Она может быть полезной и преподавателям вузов.

И. Иродов

Принятые обозначения

Векторы обозначены полужирным прямым шрифтом (\mathbf{v} , \mathbf{F}). Та же буква светлым шрифтом и курсивом (v , F) означает модуль соответствующего вектора.

Средние величины отмечены угловыми скобками $\langle \rangle$, например, $\langle v \rangle$, $\langle x \rangle$.

Символы перед величинами означают:

Δ — конечное приращение величины, т.е. разность ее конечного и начального значений, например, $\Delta U = U_2 - U_1$, $\Delta S = S_2 - S_1$,

$-\Delta$ — убыль величины, например, $-\Delta U = U_1 - U_2$, $-\Delta S = S_1 - S_2$,

d — бесконечно малое приращение (точнее, дифференциал), dU , dS ,

d' — элементарное количество (не приращение), например, $d'A$, $d'Q$,

∞ — «пропорционально», например, $p \propto V$,

\sim — «величина порядка...», например, $T \sim 10^3$ К.

\mathcal{C} -система (или система центра масс) — это система отсчета, связанная с центром масс и движущаяся *поступательно* по отношению к инерциальным системам. Все величины в \mathcal{C} -системе отмечены сверху значком \sim (тильда), например, \tilde{K} , \tilde{v} .

А — ампер

Дж — джоуль

Ом — ом

Å — ангстрем

дин — дина

Па — паскаль

атм — атмосфера

К — кельвин

Н — ньютон

б — барн

кг — килограмм

с — секунда

В — вольт

Кл — кулон

ср —стерадиан

Вт — ватт

л — литр

Тл — тесла

Гс — гаусс

м — метр

ч — час

Гц — герц

мин — минута

эВ — электронвольт

Введение



Объектом изучения в этом учебном пособии являются системы, состоящие из *очень* большого числа частиц (молекул, атомов, электронов, фотонов и др.). Примером может служить газ. Такие системы принято называть *макросистемами*.

Казалось бы, поведение таких систем можно рассматривать на основе законов классической механики. Однако для этого пришлось бы составить такое грандиозное число уравнений, что становится сразу ясно, что практически подобный путь неосостоятелен (даже если бы частицы подчинялись классическим законам, имели бы точно известные начальные условия и двигались бы по траекториям).

Но именно колоссальное число частиц в системе привело к разработке двух радикально отличающихся друг от друга методов изучения макросистем — термодинамики и молекулярной (статистической) физики.

Термодинамика (или общая теория теплоты) является постулативной наукой. Её не интересуют конкретные представления о строении системы (вещества) и физическая природа самой теплоты. При таком подходе используют понятия и физические величины, относящиеся к системе в целом. Например, идеальный газ в состоянии равновесия характеризуют объемом, давлением и температурой.

Выводы термодинамики основаны на общих принципах или *началах*, которые представляют собой обобщение опытных фактов.

В отличие от термодинамики, *молекулярная (статистическая) физика* исходит из представлений о молекулярном строении вещества. То обстоятельство, что число частиц в макросистеме весьма велико, приводит к новому типу закономерностей, имеющих статистический, т.е. вероятностный характер. На основе этих представлений молекулярная физика раскрывает физическую природу величин, которыми оперирует термодинамика. А именно, молекулярная физика позволяет объяснить наблюдаемые свойства макросистем как суммарный эффект

фект действий отдельных молекул (на основе определенных моделей). При этом используется статистический метод, который интересуется не действиями отдельных молекул, а *средние значения* определенных величин. С помощью них, средних величин, открывается возможность интерпретации наблюдаемых величин.

Молекулярная физика должна основываться на законах, которым подчиняются атомы и молекулы. Это законы *квантовой физики*. Без знания этих законов достаточно корректное изложение современной молекулярной физики оказывается незаконченным и, значит, методически неоправданным. Поэтому мы будем предполагать, что читатель уже познакомился с основными представлениями квантовой теории. Но при необходимости нужные сведения будем все же напоминать.

Поскольку термодинамика и молекулярная физика изучают один и тот же объект — макросистемы, — только разными методами, то мы в целях большей простоты и ясности изложения и понимания будем привлекать оба метода как взаимно дополняющие друг друга.

Итак, термодинамический и статистический методы изучения макросистем дополняют друг друга. Термодинамический метод характеризуется своей общностью и позволяет изучать явления без знания их внутренних механизмов (и моделей). Статистический же метод позволяет понять суть явлений, установить связь поведения системы в целом с поведением и свойствами отдельных частиц. Их комбинированное применение способствует наиболее эффективному решению той или иной научной проблемы.

Глава 1

Первое начало термодинамики



§ 1.1. Состояние системы. Процессы

Температура. Это величина, характеризующая состояние термодинамического равновесия макросистемы. Если при установлении теплового контакта между телами одно из тел передает энергию другому посредством теплопередачи, то считают, что первое тело имеет большую температуру, чем второе.

Любой метод измерения температуры требует установления температурной шкалы. Для этого используют некоторые особые точки. По международному соглашению температурную шкалу строят по одной реперной точке, так называемой *тройной точке воды* ($T_{\text{тр}}$). В *термодинамической шкале температур* (*шкале Кельвина*) принимается по определению, что

$$T_{\text{тр}} = 273,16 \text{ К.}$$

При таком значении $T_{\text{тр}}$ интервал между точками плавления льда и кипения воды практически равен 100 кельвин, и температуры этих точек равны приблизительно 273,15 и 373,15 К. Напомним, $1 \text{ К} = 1^\circ\text{C}$. Температура t по шкале Цельсия связана с температурой по шкале Кельвина равенством

$$t = T - 273,15.$$

Температуру $T = 0$ называют *абсолютным нулем*, ему соответствует $t = -273,15^\circ\text{C}$.

В дальнейшем (§ 1.5) мы выясним физический смысл температуры T .

Температура — это одна из макроскопических характеристик макросистемы. Она не имеет смысла для систем, состоящих из нескольких молекул (впрочем, при определенной договоренности условно говорят о температуре даже одной частицы).

Состояние системы. Состояние макросистемы характеризуют величинами, которые называют *термодинамическими параметрами* (давление p , объем V , температура T и др.). Если эти

параметры имеют определенные и постоянные значения для любой части макросистемы, то ее состояние называют *равновесным*. Будучи выведена из состояния равновесия (система становится *неравновесной*), система в дальнейшем возвращается в равновесное состояние. Это происходит за время, равное по порядку величины *времени релаксации* (τ). Так называют время, за которое первоначальное отклонение какого-либо параметра состояния уменьшается в e раз. Для каждого параметра состояния время τ имеет свое значение. Решающую роль играет то τ , которое является наибольшим. Его и считают за время релаксации системы.

Таким образом, состояние системы является равновесным, если все параметры ее имеют определенные и постоянные значения при неизменных внешних условиях.

Равновесное состояние можно представить точкой в пространстве, по координатным осям которого откладываются значения параметров состояния. Если независимыми являются всего две переменные (например, p и V), то равновесное состояние изображают точкой на диаграмме p, V .

Процесс. Любой процесс, т.е. переход системы из одного состояния в другое (происходящий, например, благодаря внешнему воздействию) проходит, вообще говоря, через последовательность

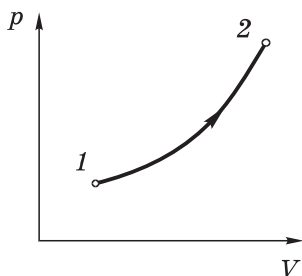


Рис. 1.1

неравновесных состояний. Но если такое воздействие осуществляется достаточно медленно, то можно сказать, что процесс проходит через последовательность равновесных состояний. Такой процесс называют *равновесным* или *квазистатическим*. Он может быть изображен, например, на диаграмме p, V соответствующей кривой (рис. 1.1). Направление процесса показывают стрелкой.

Неравновесные процессы мы будем условно изображать пунктирными кривыми.

Равновесный процесс может быть проведен в обратном направлении через ту же совокупность равновесных состояний, т. е. по той же кривой $1 \rightarrow 2$ (см. рис. 1.1), но в обратном на-

правлении $2 \rightarrow 1$. По этой причине равновесные процессы называют обратимыми*.

§ 1.2. Первое начало термодинамики

Первое начало термодинамики относится к одному из фундаментальнейших законов физики макросистем, оно является обобщением очень большого экспериментального материала и представляет собой по сути обобщенный закон сохранения энергии на тепловые процессы в самом общем виде.

Этот закон содержит три величины: внутреннюю энергию U , работу A и теплоту Q . Прежде чем сформулировать сам закон, установим физический смысл этих величин.

Внутренняя энергия. Внутренней энергией U макросистемы называют величину, состоящую из:

1) суммарной кинетической энергии хаотического движения молекул в Π -системе, связанной с самой системой (в этой системе отсчета суммарный импульс всех молекул равен нулю, и система как целое покоится);

2) собственной потенциальной энергии взаимодействия всех молекул, т.е. энергии взаимодействия только между молекулами, принадлежащими данной системе;

3) внутренней энергии самих молекул, атомов, ядер,...

Пока мы не будем включать во внутреннюю энергию U внутреннюю энергию молекул и атомов, считая во многих процессах вклад этой энергии в U постоянным, не зависящим от вида процесса. Т. е. будем считать, что U определена с точностью до некоторой постоянной. Но при необходимости мы снимем это ограничение и включим в рассмотрение и внутримолекулярную энергию.

Наиболее существенное отличие внутренней энергии U в том, что она является *функцией состояния* и не зависит от того, каким путем мы привели систему в данное состояние. При изменении состояния приращение внутренней энергии определяется только конечным и начальным состояниями и не зависит от процесса, который перевел систему из одного состояния в другое.

* Категорически утверждать, что каждый равновесный процесс является обратимым, нельзя. Он наверняка обратим только для изотропных макросистем. Если же система анизотропна, то это не всегда так. Примером может служить явление гистерезиса.

[. . .]

Задачи

1.1. Уравнение процесса. Найти максимально возможную температуру одного моля идеального газа, совершающего процесс $p = p_0 - \alpha V^2$, где p_0 и α — положительные постоянные.

Решение. Для этого следует сначала найти зависимость $T(V)$, а затем из условия $dT/dV = 0$ определим $T_{\text{макс}}$. Итак, данный в условии процесс с помощью уравнения состояния $pV = RT$ перепишем в виде

$$RT = p_0V - \alpha V^3. \quad (1)$$

Дифференцируем это уравнение по V :

$$R \frac{dT}{dV} = p_0 - 3\alpha V^2 = 0. \quad (2)$$

Отсюда V_m , соответствующее максимуму T , равно $V_m = \sqrt{p_0/3\alpha}$. Подстановка этого выражения в (1) дает

$$T_{\text{макс}} = \frac{2p_0}{3R} \sqrt{\frac{p_0}{3\alpha}}.$$

1.2. Работа над газом. В вертикальном цилиндре под невесомым поршнем P находится один моль идеального газа при температуре T (рис. 1.17). Пространство над поршнем сообщается с атмосферой. Какую работу необходимо совершить, чтобы, медленно поднимая поршень, изотермически увеличить объем газа под ним в n раз?

Решение. По определению, работа, совершаемая силой F , есть

$$A' = \int_{h_1}^{h_2} F(h) dh, \quad (1)$$

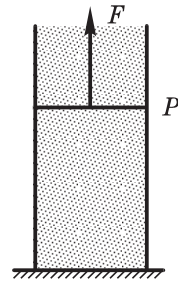


Рис. 1.17

где силу F можно выразить через давление газа p под поршнем и p_0 — над поршнем. А именно, из условия медленности сохраняется баланс сил:

$$F + pS = p_0S, \quad (2)$$

где S — площадь сечения поршня. Подстановка F из (2) в (1) дает

$$A' = \int (p_0 - p)S dh = \int p_0 dV - \int \frac{RT}{V} dV. \quad (3)$$

В результате интегрирования в пределах от V до nV получим

$$A' = p_0 V(n - 1) - RT \ln n,$$

или с учетом $p_0 V = RT$

$$A' = RT(n - 1 - \ln n).$$

1.3. Политропический процесс. Идеальный газ с показателем адиабаты γ расширили в η раз по закону $p = \alpha V$, где α — постоянная. Первоначальный объем газа V_1 . Найти:

- приращение внутренней энергии газа;
- работу, совершенную газом;
- молярную теплоемкость газа в этом процессе.

Р е ш е н и е. а) По определению

$$\Delta U = C_V(T_2 - T_1) = \frac{C_V}{R}(p_2 V_2 - p_1 V_1). \quad (1)$$

Имея в виду, что $V_2/V_1 = \eta$ и $p \propto V$, перепишем (1) так:

$$\Delta U = \alpha V_1^2 (\eta^2 - 1) / (\gamma - 1);$$

$$\text{б) } A = \int p \, dV = \frac{p_1}{V_1} \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} = \frac{1}{2} \alpha V_1^2 (\eta^2 - 1);$$

в) согласно (1.13) решение сводится к нахождению производной dV/dT . Из уравнения процесса и уравнения состояния идеального газа следует, что

$$\alpha V^2 = RT.$$

Дифференцируя по T , получаем $2\alpha V(dV/dT) = R$, или

$$p(dV/dT) = R/2.$$

Следовательно

$$C = C_V + \frac{R}{2} = \frac{R}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}.$$

1.4. Показать, что процесс, при котором работа идеального газа пропорциональна соответствующему приращению его внутренней энергии, описывается уравнением $pV^n = \text{const}$, где n — постоянная.

[. . .]