

М. Планк

**Введение в теоретическую физику. Часть 5.
Теория теплоты**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
М11

М11 **М. Планк**
Введение в теоретическую физику. Часть 5. Теория теплоты / М. Планк – М.: Книга по Требованию, 2021. – 228 с.

ISBN 978-5-458-26619-2

Теория теплоты" является последним томом Введения в теоретическую физику" Планка. В первой части этой новой книги Планка излагается исключительно классическая термодинамика, вне всякой связи с атомистическими представлениями. Следует отметить, что в этой части во многом имеет место почти текстуальное совпадение с соответствующими главами Термодинамики" Планка. Вторая часть посвящена изложению основ теории теплопроводности.

ISBN 978-5-458-26619-2

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2021
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2021

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

Укажем в частности, что такое затруднение возникло при переводе терминов „Körperwärme“ и „Strahlungswärme“. С точки зрения современной термодинамики оба эти термина и соответствующие им понятия представляются, вопреки Планку, вообще мало удовлетворительными. Тем не менее, чтобы не нарушать терминологию Планка, мы перевели их как „теплота тел“ и „лучистая теплота“. Мы рассчитываем, однако, не на утверждение их в русской научной терминологии, а на то, что это даст повод к обсуждению подобных вопросов представителями критического направления нашей советской термодинамики и ускорит формирование уточненных термодинамических понятий и выработку рациональной термодинамической терминологии.

Выше уже было отмечено, что первая часть „Теории теплоты“ во многом текстуально совпадает с „Теплодинамикой“ Планка. Между тем на русском языке уже существует прекрасный перевод „Термодинамики“, принадлежащий акад. А. Н. Фрумкину. Совпадение, возникшее естественно и в русском тексте, переводчик настоящей книги усилил еще и тем, что позволил себе выправить некоторые места своего перевода по переводу „Термодинамики“. Переводчик выражает глубокую благодарность акад. А. Н. Фрумкину за благоприятный прием, который это встретило с его стороны. Переводчик считает также своим долгом поблагодарить своего прежнего коллегу — редактора издательства С. А. Каменецкого, с большим вниманием читавшего корректуру перевода и сделавшего ряд ценных замечаний.

П. Успенский.

Москва,
25/VII 1935 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К НЕМЕЦКОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящая книга представляет собой пятую и последнюю часть выпускаемого мною „Введения в теоретическую физику“. В отличие от того, как это принято делать обычно, я поместил в конце всей вещи учение о теплоте, а не учение об электричестве; поступая так, я следовал настойчивым требованиям строгой объективной систематики. Принятое расположение материала действительно оправдывается тем, что изложение теории теплоты можно построить на изложении механики и электродинамики, тогда как обратного сделать нельзя. Тесной связи между отдельными частями курса, которая выявлена здесь возможно более отчетливо, соответствует также и большое число ссылок на параграфы и уравнения предыдущих частей; цифра 1 при этом относится к общей механике, 2—к механике деформируемых тел, 3—к теории электричества и 4—к оптике.

Несколько ранее я уже выпустил в свет две книги из области теории теплоты: по общей термодинамике (Walter de Gruyter & Co., Берлин и Лейпциг, 9-е изд., 1930) и по тепловому излучению (Joh. Ambr. Barth, Лейпциг, 5-е изд., 1923). Я считаю нужным указать здесь, что содержание обеих этих вещей ни в коем случае не вошло целиком в настоящую книгу; напротив, обе предыдущие книги и настоящая в известном смысле дополняют друг друга. Рассуждения общего характера повторяются, конечно, в соответствующих местах в той же форме и здесь, но что касается отдельных пояснений и приложений, то там они, как правило, развиты значительно шире и содержат больше материала, чем это можно было дать в настоящей книге ввиду ее ограниченного объема. Нужно, однако, сказать, что в то же время связь различных теорий друг с другом, в частности связь термодинамики с атомистикой и теорией квантов, выражена здесь более полно и отчетливо.

В конце книги помещен алфавитный указатель всех данных в ней определений и наиболее важных положений.

Автор

Берлин-Грюневальд,
Март 1930 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие переводчика	5
Предисловие автора к немецкому изданию	7
Введение в теорию теплоты	9

Часть первая

Термодинамика

Глава I. Температура. Мольный вес	11
Глава II. Первое начало термодинамики	27
Глава III. Второе начало термодинамики	43
Глава IV. Равновесие вещества в различных агрегатных состояниях . . .	68
Глава V. Несколько независимых составных частей (компонент)	80

Часть вторая

Теплопроводность

Глава I. Основное уравнение	108
Глава II. Внутренняя теплопроводность	111
Глава III. Внешняя теплопроводность	121

Часть третья

Тепловое излучение

Глава I. Интенсивность излучения. Испускание и поглощение	133
Глава II. Закон Кирхгофа. Черное излучение	141
Глава III. Давление излучения. Закон Стефана-Больцмана	150
Глава IV. Энтропия и температура пучка лучей. Закон смещения Вина .	157

Часть четвертая

Атомистика. Теория квантов

Глава I. Макроскопическое и микроскопическое рассмотрение. Флуктуации	167
Глава II. Множество одинаковых систем. Сумма состояний. Вырожденные системы	178
Глава III. Классическая теория. Теорема Лиувилля. Квантовая статистика.	194
Глава IV. Гармонические осцилляторы. Распределение энергии в нормальном спектре	200
Глава V. Уравнение состояния материальных тел. Химическая константа. Тепловая теорема Нернста.	213
Указатель определений и важнейших положений	227

ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ ТЕПЛОТЫ

§ 1. Понятие теплоты, как и всякое вообще физическое понятие, имеет своим источником определенные ощущения. Однако свое значение для физики оно приобретает только на основе полного отделения процессов, происходящих в наших органах чувств, от процессов внешних, возбуждающих ощущение тепла. В силу этого для теплоты, с точки зрения физики, тепловые ощущения имеют так же мало значения, как ощущение света для физического понятия цвета.

Внешние процессы, возбуждающие у нас ощущение тепла, могут быть самого различного характера. Это могут быть или процессы, происходящие непосредственно в телах, с которыми мы соприкасаемся, или же они могут сводиться к электромагнитным волнам, встречающим наши органы чувств. В зависимости от этого говорят или о теплоте тел или о лучистой теплоте. Эти два вида теплоты совершенно отличны и, вообще говоря, независимы друг от друга. Например интенсивное тепловое излучение может распространяться в очень холодном воздухе, совершенно его не нагревая. Оба эти вида теплоты мы рассмотрим последовательно друг за другом.

За исходный пункт нашего изложения мы возьмем, как сделали это и при изучении электричества, принцип (закон) сохранения энергии. Этот принцип является единственной надежной основой, на которую можно опереться, вступая в новую область. В теории теплоты этот принцип обычно называют первым началом. Принцип сохранения энергии устанавливает связь между термикой и механикой и этим самым определяет содержание так называемой термодинамики.

§ 2. Одного принципа сохранения энергии для построения законченной теории теплоты, конечно, еще недостаточно. Это можно сделать, лишь привлекая на помощь другой принцип, именно второе начало теории теплоты. Содержание этого второго принципа определяется одной своеобразной особенностью, отличающей тепловые процессы от процессов механических и электромагнитных и создающей для теории теплоты совершенно особое положение среди всех остальных физических теорий. В этом же, между прочим, заключается и причина того, что изложение теплоты в настоящем курсе отнесено на самый конец.

Представим себе какую-нибудь (не слишком малую) физическую систему, например какое-нибудь тело, помещенное в какое-либо электромагнитное поле, полностью изолированное от внешнего пространства; энергия этой системы будет, очевидно, оста-

ваться постоянной. В этой системе будут происходить известные процессы, течение которых определится совершенно однозначно, если исходить из определенного начального состояния. При этом оказывается следующее. Если предположить, что справедливы вообще только законы механики и электродинамики, то процессы эти никогда не должны закончиться: в продолжение всего времени они сохраняют свой характер. Можно даже показать, что состояние, которое однажды уже имело место, с течением времени, если и не абсолютно точно, то с любым желаемым приближением повторится снова и притом любое число раз. Но как только в этих процессах начнет принимать участие теплота (в виде ли теплоты тел или лучистой теплоты), они начнут приближаться, хотя бы и асимптотически, к определенному концу. Вся система будет стремиться при этом к состоянию, в котором прекращаются всякие механические и тепловые изменения (в макроскопическом смысле этого слова, § 115). Это состояние называют состоянием теплового равновесия.

В силу указанной особенности все процессы, в которых играет роль теплота, оказываются в известном смысле односторонне направленными. Это резко отличает их от процессов механических и электромагнитных, могущих протекать одинаково хорошо и в прямом и в обратном направлении, так как знак времени не играет в них никакой роли. Содержание второго начала и заключается в том, что оно дает количественный критерий для определения направления протекающих в природе изменений (§ 47).

В первых двух частях этой книги мы будем рассматривать только теплоту тел, а начиная с третьей части и лучистую теплоту.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ТЕРМОДИНАМИКА

ГЛАВА I

ТЕМПЕРАТУРА. МОЛЬНЫЙ ВЕС

§ 3. Перед теорией теплоты встает прежде всего задача найти количественную характеристику теплового состояния тела: ощущения, возникающие у нас, когда мы прикасаемся к телу, позволяют составить лишь очень несовершенное представление о его тепловом состоянии.

Для решения указанной задачи мы можем воспользоваться наблюдением, что всякое тело при нагревании, если сохранять давление, под которым оно находится (например атмосферное давление) постоянным, изменяет свой объем. Мы можем поэтому определить тепловое состояние тела величиною его объема в этом состоянии. Для этой цели можно воспользоваться и всяким другим свойством, зависящим от теплового состояния тела, например его термоэлектрической (электродвижущей) силой или его электрическим сопротивлением.

Чтобы сравнивать количественно тепловые состояния двух различных тел, нам нужно второе опытное положение; это положение является частным случаем общего принципа, о котором мы говорили в § 2, и формулируется следующим образом: если два или несколько (покоящихся) тел находятся в тепловом взаимодействии друг с другом, то между ними, в отличие от случая механического или электромагнитного взаимодействия, в конце концов всегда устанавливается состояние теплового равновесия, в котором всякие изменения прекращаются. Пользуясь выражением, заимствованным из механики, в этом случае говорят, что тела находятся в тепловом равновесии между собой. Отсюда тотчас же вытекает одна важная теорема, которая формулируется так: если тело A находится порознь в тепловом равновесии с двумя другими телами B и C , то и эти тела B и C находятся в тепловом равновесии между собою. Действительно, соединим тела A , B , C друг с другом в виде кольца, т. е. так, чтобы каждое тело соприкасалось с двумя другими. По предположению, тепловое равновесие имеется в местах соприкосновения AB и AC ; но оно будет необходимо существовать и в месте BC , иначе никакое общее тепловое равновесие не было бы возможно, что противоречило бы сформулированному выше общему принципу.

Эта теорема ни в коем случае не является сама собой разумеющейся. Это особенно легко видеть, если пытаться применить ее к случаю электрического равновесия; для последнего она не имеет места. Так, если привести в соприкосновение медную и цинковую пластинки, находящиеся в электрическом равновесии с разбавленной серной кислотой, то никакого равновесия в месте соприкосновения пластинок не устанавливается; здесь, напротив, возникает течение электричества от меди к цинку.

§ 4. На только что изложенной теореме, справедливой относительно теплоты, основывается возможность сравнивать тепловые состояния каких-нибудь двух тел B и C , не приводя их в непосредственное соприкосновение. Для этого каждое из тел B и C в отдельности приводят в соприкосновение с произвольно выбранным телом A (например с некоторым количеством ртути, заключенным в резервуар с узкой трубкой); это тело A служит измерительным инструментом. Тепловое состояние первого тела определяют при этом соответствующим объемом тела A или, что еще лучше, разностью между этим объемом и произвольно установленным „нормальным объемом“. В качестве последнего берут тот объем, который принимает тело A , находясь в тепловом равновесии с тающим льдом. Если единица этой разности объемов выбрана так, что последняя становится равной 100, когда A находится в тепловом равновесии с парами кипящей при атмосферном давлении воды, то эту разность объемов называют температурой θ (в градусах Цельсия) по термометру с термометрическим веществом A . Два тела одинаковой температуры всегда, следовательно, находятся в тепловом равновесии, и обратно.

§ 5. Температурные показания двух различных термометрических веществ, за исключением точек 0° и 100° , никогда, вообще говоря, не совпадают. Чтобы завершить определение температуры, не остается поэтому ничего другого, как сделать из всех веществ определенный выбор и пользоваться выбранным веществом для определения условной температуры θ . Этот выбор естественно остановить на газе, так как оказывается, что различные газы дают в качестве термометрических веществ в пределах значительной области температур, особенно при малых плотностях, очень близкое совпадение температурных показаний; даже более того: абсолютная величина расширения у всех газов также оказывается приблизительно одинаковой, так как равные объемы газов при одинаковом нагревании (при постоянном давлении) расширяются в одинаковой мере. Величина этого расширения, при нагревании от 0° до 1° , составляет $1/273,2$ первоначального объема. Мы будем поэтому в дальнейшем относить температуру θ к газовому термометру, а именно к водородному термометру. Несмотря на указанные преимущества введенная здесь температура θ , с принципиальной точки зрения имеет исключительно условное, временное, значение.

Позднее мы получим возможность определить, на основании второго начала термодинамики, так называемую абсолютную температуру (§ 45), которой присуще уже реальное объектив-

ное значение, поскольку она совершенно не зависит от механических или электрических свойств отдельных тел.

§ 6. В дальнейшем мы будем заниматься главным образом однородными изотропными телами произвольной формы, обладающими одинаковыми повсюду плотностью и температурой. Мы будем предполагать, что эти тела находятся под постоянным давлением, действующим всюду нормально к их поверхности. Точно такое же давление они должны, очевидно, производить наружу [ср. 2, (211)]. Явления поверхностного натяжения мы здесь принимать во внимание не будем. Состояние такого тела определяется его химической природой, его массой M , объемом V и температурой θ . Все другие свойства тела в данном его состоянии зависят определенным образом от названных. К этим свойствам, в первую очередь, следует отнести давление p и энергию E . Первую величину мы будем рассматривать в этой же главе, вторую — в следующей.

Совершенно очевидно, что давление тела зависит исключительно от его внутренних свойств, но не от формы и массы тела. Поэтому p , кроме температуры θ , зависит только от отношения массы M к объему V , т. е. от плотности или от обратной ей величины, равной объему единицы массы:

$$\frac{V}{M} = v. \quad (1)$$

Эту величину мы будем называть, как обычно, удельным объемом тела. Мы видим, таким образом, что для каждого вещества существует определенное характерное соотношение:

$$p = f(v, \theta), \quad (2)$$

называемое уравнением состояния вещества. Функция f в случае газов всегда положительна, в случае же жидких и твердых тел может принимать, при известных условиях, и отрицательные значения.

§ 7. Наиболее простую форму уравнение состояние имеет для газов при не слишком больших плотностях. Именно, согласно 2, (285):

$$p = \frac{\theta}{v}, \quad (3)$$

где θ зависит только от природы газа и от температуры θ (закон Бойля-Мариотта). Но, согласно определению § 4, температура θ пропорциональна разности между объемом v и „нормальным объемом“ v_0 , т. е.

$$\theta = (v - v_0) \cdot P, \quad (4)$$

где P зависит только от давления p . При этом согласно уравнению (3):

$$v_0 = \frac{\theta_0}{p}, \quad (5)$$

где θ_0 — значение, принимаемое температурной функцией θ при $\theta = 0$.

Воспользуемся еще наблюдением, также уже приведенным выше, в § 5, согласно которому величина расширения при нагревании от 0 до 1° составляет для всех газов приблизительно одну и ту же часть:

$$\alpha = \frac{1}{273,2} = 0,00366 \quad (6)$$

их объема при 0° (закон Гей-Люссака). Если, таким образом, положить $\theta = 1$, то $v - v_0 = \alpha v_0$, и уравнение (4) переходит в следующее:

$$1 = \alpha v_0 \cdot P. \quad (7)$$

Исключая p , P , v_0 и v из уравнений (3), (4), (5) и (7), мы получим следующее выражение для температурной функции Θ :

$$\Theta = \Theta_0 (1 + \alpha\theta), \quad (8)$$

где постоянная Θ_0 зависит уже исключительно от природы газа. Обозначим Θ_0 через C ; тогда уравнение состояния газа (3) примет следующую форму:

$$p = \frac{C}{v} (1 + \alpha\theta) = \frac{CM}{V} (1 + \alpha\theta). \quad (9)$$

Численное значение C может быть найдено, если для какой-нибудь пары значений θ и p , например для 0°С и атмосферного давления, будет известен удельный объем газа v ; значения C для различных газов, при одинаковых температуре и давлении, очевидно, пропорциональны удельным объемам v или обратно пропорциональны плотностям $\frac{1}{v}$. Таким образом можно сказать, что плотности всех газов, взятых при одинаковых температуре и давлении, находятся в постоянных отношениях между собой.

В соответствии с этим газы часто характеризуют постоянным отношением их плотности к плотности некоторого нормального газа, взятого при том же самом давлении и той же самой температуре (удельная плотность по отношению к воздуху или водороду). Если все величины, отнесенные к водороду, мы будем отмечать индексом Н, то удельная плотность газа по отношению к водороду выразится так:

$$\frac{1}{v} : \frac{1}{v_H} = \frac{C_H}{C}. \quad (10)$$

Укажем здесь для некоторых газов значения их удельных плотностей по отношению к водороду: кислород 16, азот 14, воздух 14,4, водяной пар 9, аммиак 8,5, перекись водорода 17.

§ 8. Уравнение состояния вещества позволяет полностью разрешить все вопросы, касающиеся поведения этого вещества при любых изменениях температуры, объема и давления. Важно заметить, что, решая ту или иную задачу, надо обращать внимание на то, какие из названных переменных избраны в качестве

независимых и какие — в качестве зависимых. Если сохраняется постоянным давление p , то изменения, происходящие с веществом, называют изобарными или изопьестическими. Коэффициентом расширения при этом называется отношение увеличения объема при нагревании на 1° к объему при 0° , т. е. величина:

$$\frac{V_{\theta+1} - V_\theta}{V_0}.$$

Но для газа, по уравнению состояния (9):

$$V_{\theta+1} - V_\theta = \frac{CM\alpha}{p}$$

и

$$V_0 = \frac{CM}{p}.$$

Таким образом коэффициент расширения для всех газов равен величине α . Если же остается постоянным объем, то говорят об изохорных или изостерических изменениях, называя (термическим) коэффициентом давления отношение увеличения давления при нагревании на 1° к давлению при 0° , т. е. величину:

$$\frac{p_{\theta+1} - p_\theta}{p_0}.$$

Так как для газа, по уравнению состояния (9):

$$p_{\theta+1} - p_\theta = \frac{C\alpha}{v}$$

и $p_0 = \frac{C}{v}$, то термический коэффициент давления для всех газов будет равен точно так же α . Если, наконец, остается постоянной температура газа, то изменения называются изотермическими. В этом случае называют коэффициентом упругости отношение бесконечно малого увеличения давления к вызванному этим увеличением сжатию единицы объема, т. е. величину:

$$dp : - \left(\frac{dV}{V} \right) = - \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_\theta \cdot v.$$

Для газа, по уравнению состояния (9):

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_\theta = - \frac{C}{v^2} (1 + \alpha\theta).$$

Отсюда следует, что коэффициент упругости газа равен $\frac{C}{v} (1 + \alpha\theta)$, т. е. равен давлению p . Обратная величина коэффициента упругости носит название коэффициента сжимаемости.

Эти три коэффициента, характеризующие поведение вещества при изобарных, изохорных и изотермических изменениях, не независимы между собой: для всякого вещества между ними