

Краткий курс физики для медиков, естественников и техников

Часть 3

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
К77

К77 Краткий курс физики для медиков, естественников и техников: Часть 3 / – М.:
Книга по Требованию, 2015. – 334 с.

ISBN 978-5-458-57073-2

ISBN 978-5-458-57073-2

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2015

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2015

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 первозданном 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.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

§ 3. Рѣшеніе нѣкоторыхъ простыхъ задачъ, относящихся къ теплопроводности	182
§ 4. Опытное изслѣдованіе относительной теплопроводности твердыхъ тѣлъ	185
§ 5. Теплопроводность анизотропныхъ тѣлъ	190
§ 6. Теплопроводность жидкостей	192
§ 7. Теплопроводность газовъ	196

ГЛАВА ВОСЬМАЯ. ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ.

§ 1. Введеніе	199
§ 2. Первое начало	200
§ 3. Механическій эквивалентъ теплоты	203
§ 4. Процессы и ихъ изображеніе	213
§ 5. Второе начало термодинамики	215

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ. ПЕРЕХОДЪ ИЗЪ ТВЕРДАГО СОСТОЯНІЯ ВЪ ЖИДКОЕ И ОБРАТНО.

§ 1. Общія замѣчанія. Фаза	221
§ 2. Точка плавленія	223
§ 3. Точка плавленія сплавовъ	226
§ 4. Переохлажденіе	228
§ 5. Измѣненіе объема тѣлъ при плавленіи	229
§ 6. Вліяніе давленія на точку плавленія	231
§ 7. Скрытая теплота плавленія	235

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ. ПЕРЕХОДЪ ИЗЪ ЖИДКАГО СОСТОЯНІЯ ВЪ ГАЗООБРАЗНОЕ И ОБРАТНО.

§ 1. Испареніе и ожигеніе	238
§ 2. Кипѣніе	240
§ 3. Сфероидальное состояніе	246
§ 4. Скрытая теплота испаренія и кипѣнія	248
§ 5. Сгущеніе газовъ	260
§ 6. Испареніе твердыхъ тѣлъ	271

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ. СВОЙСТВА НАСЫЩЕННЫХЪ ПАРОВЪ ГИГРОМЕТРИЯ.

§ 1. Введеніе	273
§ 2. Методы опредѣленія упрукости ненасыщенныхъ паровъ	273
§ 3. Измѣренія упрукости насыщеннаго пара	275
§ 4. Измѣренія упрукости насыщеннаго пара, произведенныя послѣ Regnault	279
§ 5. Формулы для упрукости насыщеннаго пара	283
§ 6. Опытныя опредѣленія плотности и удѣльнаго объема насыщенныхъ паровъ	289
§ 7. Законъ Далтона	294
§ 8. Гигрометрия	297

Глава двѣнадцатая. Ненасыщенные пары. Критическое состояніе.

	стр.
§ 1. Введеніе	304
§ 2. Плотность, упругость и тепловое расширеніе насыщенныхъ паровъ . .	306
§ 3. Формула Van-der-Waals'a	308
§ 4. Критическая температура и критическое состояніе	311
§ 5. Экспериментальное изслѣдованіе критическаго состоянія вещества . .	316
Предметный указатель	321
Указатель русскихъ авторовъ	322
Указатель иностранныхъ авторовъ	323

Опечатка: на стр. 304 въ заглавіи слѣдуетъ вычеркнуть слова
„Ученіе о соотвѣтствующихъ состояніяхъ“.

ГЛАВА ПЕРВАЯ.

Введение.

§ 1. Тепловая энергія. Въ т. I мы познакомились съ понятіемъ объ энергіи; мы видѣли, что энергія проявляется въ различныхъ формахъ, которыя раздѣляются на двѣ группы. Къ первой группѣ относятся различныя формы энергіи кинетической, существеннымъ признакомъ которой представляется движеніе вещества; вторую группу составляютъ разнообразныя формы энергіи потенциальной, количественно опредѣляемой въ зависимости отъ расположенія вещества.

Теперь мы приступаемъ къ изученію энергіи тепловой, которую мы считаемъ за кинетическую энергію движенія частицъ, молекулъ, а можетъ быть и электроновъ. Запасъ Q тепловой энергіи выражается формулою (1)

$$Q = \frac{1}{2} \sum mv^2 \dots \dots \dots (1)$$

если за единицу тепловой энергіи принять ту, которая въ абсолютной системѣ единицъ вообще принимается за единицу какого бы то ни было рода энергіи, т.-е. ту, которая эквивалентна единицѣ работы (т. I). Такую единицу мы будемъ называть механическою единицею тепловой энергіи или просто теплоты. Въ формулѣ (1) подъ m слѣдуетъ подразумѣвать массы всѣхъ тѣхъ мельчайшихъ частицъ тѣла, которыя въ данный моментъ движутся со скоростями v , вообще неодинаковыми. Современное ученіе о сложномъ составѣ молекулъ не только химическихъ соединений, но и простого вещества въ твердомъ, жидкомъ и газообразномъ (съ немногими исключеніями) состояніяхъ, заставляетъ насъ считать то движеніе, живую силу (1) котораго измѣняется запасъ тепловой энергіи въ тѣлѣ, состоящимъ изъ движенія молекулъ, а можетъ быть нѣсколькихъ связанныхъ между собою молекулъ, движущихся какъ одно цѣлое, и изъ внутренняго „интрамолекулярнаго“ движенія составныхъ частей молекулы, движущихся безъ разрыва той связи, которая называется химическимъ сродствомъ и соединяетъ ихъ въ одно цѣлое.

Первоначальное представленіе о теплотѣ получается на основаніи особаго рода ощущенія, вызываемаго тѣлами, до которыхъ мы дотрагиваемся или которыя находятся близко отъ насъ. Эти ощущенія распредѣляются по своей интенсивности въ непрерывный рядъ, идущій

какъ бы отъ нѣкотораго нуля въ обѣ стороны. Ощущенія, соотвѣтствующія двумъ частямъ этого ряда, качественно различны; они называются ощущениями тепла и холода. Положеніе нуля зависитъ отъ случайнаго тепловаго состоянія частей нашего тѣла, воспринимающихъ ощущенія. Параллельно съ измѣненіемъ тепловаго ощущенія, вызываемаго матеріей, наблюдаются измѣненія разнообразныхъ другихъ ея свойствъ.

Съ измѣненіемъ запаса тепловой энергіи мѣняются почти всѣ свойства матеріи, а потому намъ приходилось уже въ предыдущихъ двухъ томахъ указывать на зависимость большаго ряда явленій отъ тепловаго состоянія матеріи.

§ 2. Температура. Ощущеніе даетъ намъ представленіе о возможности у одного даннаго тѣла различныхъ степеней нагрѣтости, которыя мы можемъ представить себѣ расположенными въ непрерывный рядъ. Степень нагрѣтости тѣла характеризуется терминомъ „температура“. Сравненіе температуръ двухъ различныхъ тѣлъ на основаніи ощущенія при соприкосновеніи нашего тѣла къ нимъ невозможно. Температуры двухъ различныхъ тѣлъ называются одинаковыми, если при взаимномъ ихъ соприкосновеніи не мѣняется ихъ температура, т.-е. степень нагрѣтости; при этомъ предполагается, что тѣла при соприкосновеніи не дѣйствуютъ другъ на друга химически. Въ противномъ случаѣ равенство температуръ двухъ тѣлъ обнаруживается равенствомъ каждой изъ нихъ съ температурою третьяго тѣла. Изъ двухъ тѣлъ M и N , не дѣйствующихъ химически другъ на друга, обладаетъ болѣе высокою температурою то тѣло, которое при соприкосновеніи (смѣшеніи) тѣлъ M и N охлаждается. При этомъ другое тѣло непременно нагрѣвается, если только соприкосновеніе тѣлъ не вызываетъ перемѣны состоянія одного изъ нихъ или обоихъ. Въ противномъ случаѣ одно изъ двухъ тѣлъ можетъ сохранить свою температуру (напр. если горячее тѣло помѣститъ въ ледъ при 0° или весьма холодное тѣло въ воду при 0°). Въ этомъ случаѣ измѣненіе температуры другого тѣла укажетъ, которое изъ нихъ обладало болѣе высокой температурой. Впрочемъ, бываютъ случаи, когда смѣшеніе тѣлъ M и N не даетъ намъ отвѣта на вопросъ о томъ, которое изъ нихъ было теплѣе; это тѣ случаи, когда, при смѣшеніи, температуры обоихъ тѣлъ уменьшаются (ледъ и $NaCl$). Смѣшеніе тѣлъ M и N не можетъ вызвать повышенія температуръ обоихъ тѣлъ, если только эти тѣла не дѣйствуютъ химически другъ на друга. При достаточно тѣсномъ соприкосновеніи (смѣшеніи) двухъ или нѣсколькихъ тѣлъ всегда само собою устанавливается равенство ихъ температуръ.

Въ т. I мы указали на температуру, какъ на одно изъ понятій, встречающихся въ физикѣ, которыя не могутъ называться величинами, и потому не могутъ быть измѣрены. Въ непрерывномъ ряду температуръ мы можемъ только отмѣтить опредѣленные точки или реперы (французское слово, часто употребляемое на русскомъ языкѣ, напр., нашими геодезистами); это даетъ намъ возможность построить шкалу темпе-

ратуръ и при ея помощи измѣрять температурные интервалы. Обычными репѣрами служатъ температуры таянія льда (0°C) и кипѣнія воды (100°C) при вѣншемъ давленіи въ 760 мм. ртутнаго столба. Но кромѣ этихъ двухъ основныхъ, нынѣ установлено еще большее число другихъ репѣръ, лежащихъ выше 100° и ниже 0° . Соответствующія температуры относятся къ водородной шкалѣ, о которой будетъ сказано ниже. Сюда относятся точки плавленія (или затвердѣванія) и точки кипѣнія различныхъ веществъ, которыя могутъ быть получены въ весьма чистомъ видѣ. Reichsanstalt въ Шарлоттенбургѣ принимаетъ съ 1916 г. слѣдующія числа. Выше 100° : точки плавленія $\text{Cd } 320,9^{\circ}$, $\text{Zn } 419,4^{\circ}$, $\text{Sb } 630^{\circ}$, $\text{Ag } 960,5^{\circ}$, $\text{Au } 1063^{\circ}$, $\text{Cu } 1083^{\circ}$, $\text{Pd } 1557^{\circ}$, $\text{Pt } 1764^{\circ}$. Далѣе точки кипѣнія сѣры, нафталина и бензофенона. Ниже 0° : Точка плавленія ртути— $38,89^{\circ}$; точка кипѣнія CO_2 (сублимация) и кислорода, зависящія отъ давленія атмосферы.

Всякое такъ называемое „измѣреніе температуры“ есть въ сущности опредѣленіе, по шкалѣ, интервала или разстоянія измѣряемой температуры отъ одной изъ репѣръ. Шкала сама состоитъ изъ ряда репѣръ, распределенныхъ внутри температурнаго интервала, ограниченного двумя главными репѣрами, а также въ обѣ стороны отъ нихъ, внѣ этого интервала. Установивъ репѣры опредѣленнымъ образомъ, мы называемъ температурный интервалъ между двумя сосѣдними репѣрами однимъ градусомъ.

Весьма существеннымъ является вопросъ о способѣ распределенія репѣръ, совокупность которыхъ составляетъ термометрическую шкалу. Строго научный, т.е. рациональный методъ построения такой шкалы былъ указанъ W. Thomson'омъ (Lord Kelvin). Теперь намъ важно лишь запомнить, что шкалу водороднаго термометра въ широкихъ предѣлахъ можно считать за тождественную съ абсолютною шкалою Томсона.

Разсмотримъ, какъ получаются температурные, промежуточные и вѣншіе реперы, т.е. какъ строится температурная шкала такъ называемаго водороднаго термометра, оставляя пока въ сторонѣ вопросъ о практическомъ выполненіи этой задачи.

Обозначимъ черезъ V_1 объемъ даннаго количества водорода при температурѣ тающаго льда и произвольномъ давленіи p , и черезъ V_2 объемъ того-же газа подъ тѣмъ же давленіемъ p при температурѣ паровъ воды, кипящей подъ давленіемъ 760 мм. Пусть 100 число равныхъ температурныхъ интерваловъ, на которые мы желаемъ раздѣлить весь интервалъ между тѣми главными репѣрами, которымъ соответствуютъ объемы V_1 и V_2 . Раздѣлимъ разность $V_2 - V_1$ на 100 равныхъ частей и примемъ за одинъ градусъ то измѣненіе температуры, которое увеличиваетъ взятый объемъ водорода при неизмѣнномъ давленіи p на одну такую часть. Если объемъ V водорода равенъ

$$V = V_1 + t \frac{V_2 - V_1}{100} \dots \dots \dots (2)$$

то мы можемъ принять, что его температура на t градусовъ выше (если $t > 0$) или ниже (при $t < 0$) температуры таянія льда.

Отличіе шкалъ Реомюра (R) и Фаренгейта (F) отъ шкалы Цельзія извѣстно изъ элементарнаго курса физики. Шкала W. Thomson'a обозначается буквою K (Kelvin).

Вмѣсто того, чтобы наблюдать объемъ даннаго количества водорода при постоянномъ давленіи p , предпочитаютъ, по нѣкоторымъ причинамъ, наблюдать измѣняющееся съ температурою давленіе p при постоянномъ объемѣ V . Пусть p_1 и p_2 давленія водорода при двухъ главныхъ реперѣхъ; если

$$p = p_1 + t \frac{p_2 - p_1}{100} \dots \dots \dots (2a)$$

то температура на t градусовъ выше или ниже температуры таянія льда.

Итакъ, равныя приращенія объема или давленія водорода даютъ намъ возможность отмѣтить температурныя реперы и такимъ образомъ построить шкалу температуръ.

Международная Комисія Мѣръ и Вѣсовъ 3 (15) октября 1887 г. въ Парижѣ еще точнѣ установила принципы опредѣленія нормальной температурной шкалы, а именно: начальное давленіе p_1 водорода должно равняться давленію ртутнаго столба въ 1 м. вышины (1,3158 атмосферы) и самое наблюденіе должно вестись соотвѣтственно формулѣ (2a), т.-е. при постоянномъ объемѣ, а не соотвѣтственно формулѣ (2).

Въ ч. I мы уже познакомились съ коэффициентами α и β линейнаго и объемнаго расширенія, среднія значенія которыхъ между 0° и t° опредѣляются формулами

$$l = l_0 (1 + \alpha t) \dots \dots \dots (3)$$

$$v = v_0 (1 + \beta t) \dots \dots \dots (4)$$

гдѣ l и v длина и объемъ при t° , а l_0 и v_0 тѣ же величины при 0° . Величины α и β можно назвать температурными коэффициентами длины и объема. Если нагрѣваніе происходитъ при постоянномъ объемѣ, то давленіе выразится формулою вида

$$p = p_0 (1 + \gamma t) \dots \dots \dots (5)$$

гдѣ γ температурный коэффициентъ давленія. Для идеальныхъ газовъ мы имѣли формулу

$$pv = RT \dots \dots \dots (6)$$

см. ч. I, гдѣ R постоянное число и $T = 273 + t$. Мы можемъ написать

$$pv = 273R \left(1 + \frac{1}{273} t \right) \dots \dots \dots (7)$$

а потому ясно, что для идеальнаго газа $\alpha = \beta = \frac{1}{273}$.

§ 3. Нѣкоторыя предварительныя свѣдѣнія. Единица количества теплоты, т.-е. единица тепловой энергіи можетъ быть выбрана различно. На стр. 1 мы уже упомянули о механической единицѣ теплоты, эквивалентной единицѣ работы, и соотвѣтствующей приращенію живой силы движенія частицъ тѣла на одну единицу. Такимъ образомъ, напр., эргъ, мегаэргъ и джуль суть единицы количества теплоты (т. 1). Если количество теплоты Q выражено въ механическихъ единицахъ и R работа, эквивалентная тепловой энергіи Q , то мы имѣемъ численное равенство

$$Q = R \dots \dots \dots (8)$$

Если Q выражено въ другихъ единицахъ, то

$$Q = AR = \frac{1}{E} R \dots \dots \dots (9)$$

гдѣ E механическій эквивалентъ теплоты, A —термическій эквивалентъ работы. Не входя пока ни въ какія подробности, мы назовемъ малой калоріей то количество теплоты, которое нагреваетъ одинъ граммъ чистой воды отъ 0° до 1° . При разборѣ вопроса о теплоемкости воды мы дадимъ болѣе точное опредѣленіе этой величины. Большая калорія содержитъ 1000 малыхъ калорій. Мы считаемъ излишнимъ вводить два термина: теплоемкость и удѣльная теплота. Мы будемъ говорить о теплоемкости опредѣленнаго тѣла или опредѣленной совокупности разнородныхъ тѣлъ, нагреваемыхъ, какъ одно цѣлое, и о теплоемкости опредѣленнаго вещества, которая и называется иногда удѣльною теплою, и которая равна теплоемкости тѣла, состоящаго изъ этого вещества и обладающаго единицею массы.

Если для нагреванія тѣла отъ t_1° до t_2° требуется Q единицъ тепла, то величина

$$c = \frac{Q}{t_2 - t_1} \dots \dots \dots (10)$$

называется среднею теплоемкостью тѣла въ промежуткѣ между температурами t_1° и t_2° .

Если C теплоемкость однороднаго тѣла, ρ его вѣсъ, c теплоемкость вещества, изъ котораго оно состоитъ, то

$$C = c\rho \dots \dots \dots (11)$$

Если тѣло сложное и величины ρ_i и c_i относятся къ одной изъ его однородныхъ частей, то

$$C = \Sigma \rho_i c_i \dots \dots \dots (12)$$

Количество тепла Q , потребное для нагреванія тѣла, а слѣд. и теплоемкость тѣла, зависятъ отъ тѣхъ условій, при которыхъ происходитъ нагреваніе. Одно указаніе на повышение температуры, напр. отъ t° до $(t+1)^\circ$, еще не опредѣляетъ собою

того измѣненія состоянія, которому тѣло подверглось, ибо, какъ мы видѣли, состояніе тѣла опредѣляется двумя величинами, изъ которыхъ одна можетъ быть температура t , а другая—какая нибудь величина x , могущая мѣняться независимо отъ t . Количество тепла Q зависитъ отъ измѣненій величинъ t и x , а потому и теплоемкость зависитъ отъ того, какъ при нагреваніи мѣняется x . Въ частныхъ случаяхъ мы можемъ имѣть $x = p$ или $x = v$. Теплоемкости, соотвѣтствующія случаямъ $p = \text{Const.}$ и $v = \text{Const.}$, т.-е. теплоемкость c_p при постоянномъ давленіи и теплоемкость c_v при постоянномъ объемѣ представляютъ еще болѣе частные случаи. Когда говорятъ о теплоемкостяхъ твердыхъ и жидкихъ тѣлъ, то почти всегда имѣютъ въ виду величину c_p .

Съ нѣкоторыми свойствами теплоемкостей c_p и c_v для газовъ мы уже познакомились въ т. I. Между прочимъ, тамъ была выведена формула $c_p - c_v = AR$, и была введена величина $\gamma = c_p : c_v$, встрѣчающаяся напр. въ формулѣ для скорости звука въ газахъ (т. II).

Понятіе о скрытой теплотѣ плавленія и испаренія (или кипѣнія) извѣстно изъ начального курса физики.

Переходъ тѣла изъ твердаго состоянія въ жидкое сопровождается иногда внезапнымъ измѣненіемъ объема, такъ что данное вѣсовое количество вещества обладаетъ при одной и той же температурѣ (температурѣ плавленія) въ твердомъ и жидкомъ состояніяхъ не одинаковыми объемами. Въ этомъ отношеніи особенно замѣчательны ледъ и вода; послѣдняя при замерзаніи расширяется. Если черезъ v_s и v_l обозначить объемы одного и того же вѣсового количества льда и воды при 0° , то, по новѣйшимъ изслѣдованіямъ,

$$\left. \begin{aligned} v_s &= 0,9167 v_l \\ v_s &= 1,0909 v_l \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

Расширеніе при замерзаніи составляетъ, слѣдовательно, около $9,1\%$.

Теплота, какъ форма энергіи, можетъ получиться только на счетъ уже существующаго запаса другой формы энергіи и съ своей стороны можетъ исчезнуть, только перейдя въ другую форму энергіи. При этомъ тѣло, теряющее часть своего запаса тепловой энергіи, совершаетъ нѣкоторую работу. Терминъ „источникъ тепла“ является не вполне установившимся. Строго говоря, источниками тепла могутъ быть только запасы другой энергіи, напр., энергіи движенія, химической, электростатической (зарядъ) и т. д. Принято, однако, иногда называть источниками теплоты тѣ явленія, которыя сопровождаютъ переходъ другой формы энергіи въ энергію тепловую или которыя такому переходу способствуютъ. Такимъ образомъ принято называть источниками теплоты горѣніе, треніе, ударъ и т. д., хотя истинные источники суть въ первомъ случаѣ химическая энергія, во второмъ и третьемъ—энергія движенія тѣлъ трущихся или соударяющихся, или, по крайней мѣрѣ, одного изъ нихъ. Лучистая энергія

также можетъ быть источникомъ тепловой энергіи, а именно, когда поверхность тѣла способна поглощать падающую на нее лучистую энергію. Переходъ лучистой энергіи въ тепловую былъ рассмотрѣнъ нами въ ученіи о лучистой энергіи (часть II).

ГЛАВА ВТОРАЯ.

Термометрія.

§ 1. Задача термометріи. Въ предыдущей главѣ мы познакомились съ понятіями о температурѣ и о шкалѣ температуръ. Мы упомянули, что существуетъ вполне раціональная шкала W. Thompson'a, которую можно назвать абсолютною, и что отъ нея лишь несомнѣнно отличается нормальная шкала водороднаго термометра, съ устройствомъ котораго мы познакомимся ниже. Мы увидимъ, что устройство водороднаго термометра настолько сложно, что имъ можно пользоваться лишь въ исключительныхъ случаяхъ. Для обыкновеннаго измѣренія температуръ необходимо имѣть болѣе удобные и простые приборы, дающіе возможность опредѣлить въ каждомъ данномъ случаѣ ту температуру, которую указывалъ бы водородный термометръ, если бы существовала возможность воспользоваться имъ при данныхъ обстоятельствахъ.

Задача термометріи и заключается въ устройствѣ приборовъ (термометровъ), которые могутъ служить для этой цѣли, въ тщательномъ и всестороннемъ изученіи свойствъ этихъ приборовъ и въ опредѣленіи тѣхъ условій, которыя необходимо соблюдать, пользуясь ими, и тѣхъ способовъ вычисленій, которые даютъ возможность перейти отъ непосредственныхъ показаній прибора къ показаніямъ водороднаго термометра, или, какъ говорятъ, ввести поправки къ отсчетамъ, непосредственно произведеннымъ на приборѣ. Устройство термометровъ основано на слѣдующемъ. Положимъ, что S какая-либо физическая величина, которая при заданныхъ добавочныхъ условіяхъ является нѣкоторою функціею температуры T , такъ что можно положить

$$S = f(T) (1)$$

Допустимъ, что существуетъ возможность измѣрить величину S при различныхъ температурныхъ условіяхъ, и пусть S_0 и S_{100} ея численные значенія при 0° и 100° . Положимъ, что при температурѣ T , которую мы желаемъ опредѣлить, наша величина имѣетъ значеніе S , и пусть

$$S = S_0 + t \frac{S_{100} - S_0}{100} (2)$$

Тогда мы назовем величину t температурою, показываемой термометромъ, устройство котораго основано на наблюдении величины S при данныхъ условіяхъ. Полагая $t=0, 1, 2, 3, \dots, 99, 100$, мы получаемъ температурную шкалу, которая при 0° и 100° совпадаетъ со шкалой нормальной. Остальные же точки шкалы (рэперы, стр. 3) не совпадаютъ съ точками шкалы нормальной, т.-е. температура

$$t = 100 \frac{S - S_0}{S_{100} - S_0} \dots \dots \dots (3)$$

отсчитанная на нашемъ приборѣ, не совпадаетъ съ истинною температурою T , которую указалъ бы при тѣхъ же условіяхъ водородный термометръ на основаніи формулъ.

$$p = p_0 + T \frac{p_{100} - p_0}{100} \dots \dots \dots (4)$$

$$T = 100 \frac{p - p_0}{p_{100} - p_0} \dots \dots \dots (5)$$

гдѣ p_0 , p_{100} и p давленіе при постоянномъ объемѣ даннаго количества водорода при 0° , 100° и при измѣряемой температурѣ. Величина

$$\eta = T - t \dots \dots \dots (6)$$

составляетъ поправку, т.-е. величину, которую слѣдуетъ прибавить къ показаніямъ термометра, чтобы найти истинную температуру T по нормальной шкалѣ, тождественной, въ предѣлахъ ошибокъ наблюдений ($0,001$), со шкалою абсолютною. Поправка $\eta=0$ при 0° и при 100° ; она, вообще говоря, достигаетъ наибольшаго значенія при нѣкоторой температурѣ, лежащей между 40° и 60° .

Если S есть линейная функція истинной температуры T , то поправка $\eta=0$ при всѣхъ температурахъ. Но величина S , которая обладала бы такимъ свойствомъ, до сихъ поръ еще не найдена. Про упругость p водорода, находящагося при постоянномъ объемѣ, мы должны сказать, что она весьма мало уклоняется отъ линейной функціи температуры, измѣренной по абсолютной шкалѣ Томсона, что и даетъ намъ право считать нормальныя температуры T , вычисленныя по формулѣ (5), тождественными съ температурами абсолютной шкалы.

Устраивая термометръ, мы можемъ по нашему усмотрѣнію выбрать величину S и то тѣло, на которомъ измѣненія величины S будутъ наблюдаться. Замѣтимъ, что S можетъ быть напр. длина, объемъ, давленіе, плотность, величина изгиба или поворота при измѣненіи геометрической формы тѣла, электрическое сопротивленіе, термоэлектродвижущая сила и т. д. Тѣло можетъ быть газообразное, жидкое и твердое. Наиболѣе часто наблюдается измѣненіе объема, причемъ за тѣло (вещество) обыкновенно берутъ ртуть.