

# О ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*Я. Г. Ключин*

С-Пб Университет Гражданской Авиации

E-mail: Klyushin7748848@rambler.ru.

Домашний адрес: С-Пб, Будапештская 5, корп. 3, кв 241.

*Вводится представление о термодинамическом поле, для разрабатывается соответствующий математический аппарат. Предлагаемый подход дает возможность по-новому взглянуть на некоторые старые проблемы, например, на второе начало термодинамики, принцип неопределенности Гайзенберга, формулу Планка.*

## 1. Используемый математический аппарат

Для описания термодинамических явлений введем новый математический аппарат.

Наряду с прямоугольной декартовой системой координат, точки которой будем обозначать через  $(x_1, x_2, x_3)$ , а орты через  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ , введем тоже прямоугольную и тоже декартову систему, единичные векторы которой будут выражаться через орты первоначальной системы координат следующим образом:

$$\mathbf{l} = \mathbf{j} \times \mathbf{k}, \quad \mathbf{m} = \mathbf{k} \times \mathbf{i}, \quad \mathbf{n} = \mathbf{i} \times \mathbf{j} \quad (1.1)$$

Координаты этой новой системы выражаются через координаты исходной следующим образом

$$y_1 = x_2 x_3, \quad y_2 = x_3 x_1, \quad y_3 = x_1 x_2 \quad (1.2)$$

В отличие от полярных векторов  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  имеющих единичную длину, орты  $\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n}$  новой системы является аксиальными или псевдовекторами. Величина этих векторов – это площадь единичного квадрата на соответствующих координатных плоскостях.

Соответственно и радиус-вектор в новой системе

$$\mathbf{R} = \mathbf{l}y_1 + \mathbf{m}y_2 + \mathbf{n}y_3 = (\mathbf{j} \times \mathbf{k}) \cdot (x_2 x_3) + (\mathbf{k} \times \mathbf{i}) \cdot (x_3 x_1) + (\mathbf{i} \times \mathbf{j}) \cdot (x_1 x_2) \quad (1.3)$$

будет псевдовектором в отличие от радиус-вектора в исходной. Его модуль

$$R = \sqrt{(x_2 x_3)^2 + (x_3 x_1)^2 + (x_1 x_2)^2} \quad (1.4)$$

Радиус вектор от точки  $y^2 = (y_1^2, y_2^2, y_3^2)$  до точки  $y^1 = (y_1^1, y_2^1, y_3^1)$  имеет вид

$$\begin{aligned}\mathbf{R}_{21} &= ((y_1^1 - y_1^2), (y_2^1 - y_2^2), (y_3^1 - y_3^2)) = \\ &= ((x_2^1 x_3^1 - x_2^2 x_3^2), (x_3^1 x_1^1 - x_3^2 x_1^2), (x_1^1 x_2^1 - x_1^2 x_2^2))\end{aligned}$$

Скорость частицы в этих координатах

$$\begin{aligned}\mathbf{u} &= d\mathbf{R}/dt = \left( \frac{dy_1}{dt}, \frac{dy_2}{dt}, \frac{dy_3}{dt} \right) = (u_1, u_2, u_3) = \\ &= \left( \left( \frac{\partial y_1}{\partial x_2} \frac{\partial x_2}{\partial t} + \frac{\partial y_1}{\partial x_3} \frac{\partial x_3}{\partial t} \right), \left( \frac{\partial y_2}{\partial x_3} \frac{\partial x_3}{\partial t} + \frac{\partial y_2}{\partial x_1} \frac{\partial x_1}{\partial t} \right), \left( \frac{\partial y_3}{\partial x_1} \frac{\partial x_1}{\partial t} + \frac{\partial y_3}{\partial x_2} \frac{\partial x_2}{\partial t} \right) \right) = \quad (1.5) \\ &= ((x_3 v_2 + x_2 v_3), (x_1 v_2 + x_3 v_1), (x_2 v_1 + x_1 v_2))\end{aligned}$$

Здесь  $v_1, v_2, v_3$  – компоненты скорости в начальной системе координат.

Скорость (1.5) имеет размерность  $\text{м}^2/\text{с}$ . Мы будем называть ее поверхностной или термодинамической скоростью. Ее не следует путать с секторной скоростью, также имеющей размерность  $\text{м}^2/\text{с}$ . В базисе  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  секторная скорость определяется как векторное произведение радиус-вектора и скорости:

$$\mathbf{w} = \mathbf{r} \times \mathbf{v} \quad (1.6)$$

В этом базисе выражение (1.6) является антисимметричным тензором, т. е. (с точностью до знака) определяет вектор и описывает приращение площади, заметаемой радиус-вектором при движении вдоль некоторой кривой со скоростью  $\mathbf{v}$ . Типичным примером является движение планеты вокруг солнца.

Такое движение мы будем называть криволинейным или механическим. Оно воспринимается нами как движение вдоль кривой в трехмерном пространстве с базисом  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ .

Отображения, задаваемые равенствами (1.1) и (1.2) описывают движение вдоль некоторой поверхности в базисе  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ . Эта поверхность является кривой в базисе  $\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n}$ .

Такое движение мы будем называть термодинамическим или поверхностным. Типичным примером является движение диффундирующей или броуновской частицы.

Поэтому термодинамическая скорость (1.5) не сводима к вектору в базисе  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ . В этом базисе при поверхностном движении координаты  $x_1, x_2, x_3$  оказываются “перевязанными”, что и приводит к известным эффектам интерференции элементарных частиц.

Линейность отображения (1.6) дает возможность при его стохастическом описании ограничиться математическим ожиданием. При стохастическом описании движения со скоростью (1.5) в базисе  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  нам требуется дисперсия. Мы, однако, сможем ограничиться математическим ожиданием в базисе  $\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n}$ .

## 2. Новое описание термодинамических понятий

Задачей настоящего параграфа является перефразировка известных термодинамических утверждений на языке, введенном в предыдущем параграфе. Для этого нам придется сделать несколько предположений. Оправданием для них будет согласие их следствий с известными экспериментальными фактами.

**Предположение 1.** Температура  $T$  – это термодинамическая скорость частиц, т.е. температура имеет размерность  $\text{м}^2/\text{с}$ .

Рассмотрим энергию

$$E = kT \quad (2.1)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана для отдельной частицы. Если  $T$  имеет размерность  $\text{м}^2/\text{с}$ , то  $k$  должно иметь размерность  $\text{кг}/\text{с}$ . Эту размерность имеет электрический заряд [1]. В работе [1] была вычислена величина электрического заряда:

$$e = 7.1 \cdot 10^{-10} \frac{\text{кг}}{\text{с}} \quad (2.2)$$

**Предположение 2.** Постоянная Больцмана равна электрическому заряду.

$$k = e = 7.1 \cdot 10^{-10} \frac{\text{кг}}{\text{с}} = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{град}} \quad (2.3)$$

Равенство (2.3) дает нам возможность ввести механическую единицу измерения температуры вместо градусов

$$1 \text{ град} = 1.94 \cdot 10^{-14} \frac{\text{м}^2}{\text{с}} \quad (2.4)$$

Новое определение температуры дает возможность говорить о температуре отдельной частицы, а не только системы частиц. Такое понимание делает очевидным третье начало термодинамики.

Следует, однако, отметить, что фазовая скорость термодинамической волны, создаваемой отдельной частицей, не совпадает с групповой скоростью термодинамической волны, создаваемой ансамблем частиц, или же отдельной

частицей, но состоящей из нескольких электрических зарядов. Поэтому равенство (2.1), хорошо соблюдающееся для одноатомных газов, становится некорректным для многоатомных молекул.

По принятому нами определению температура – псевдовектор. В современной термодинамике температуру обычно понимают как скаляр. В этом смысле ниже под температурой мы будем понимать модуль поверхностной скорости частицы. Тогда становится понятным и то, почему температура не может быть ниже абсолютного нуля и почему этот предел вообще существует.

Становится ясным физический смысл равенства (2.1): это энергия поверхностного движения электрического заряда.

Рассмотрим теперь связь этой энергии с теплотой. Мы хотим выразить эту связь в механических терминах. Нам придется вначале сделать:

**Предположение 3.** Термодинамическое поле существует, а его зарядом является элементарный термодинамический импульс, по величине совпадающий с постоянной Планка  $\hbar$ .

Как электрический заряд  $e$ , так и термодинамический заряд  $\hbar$  на самом деле являются псевдовекторами, и в некоторых явлениях это оказывается существенным. Однако в данной работе нам будет достаточно считать их скалярами, как это обычно и предполагается в современной термодинамике.

Помимо температуры важной характеристикой термодинамических процессов является теплота. Ее связь с механической энергией задается равенством.

$$A = a\omega \quad (2.5)$$

где  $\omega$  – теплота,  $a$  – постоянный коэффициент.

$$a = 4.188 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{кал}} \quad (2.6)$$

**Предположение 4.** Коэффициент  $a$  в (2.5) равен термодинамическому заряду  $\hbar$ , т. е.

$$4.188 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{кал}} = 1.05 \cdot 10^{-34} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}} \quad (2.7)$$

Отсюда

$$1 \text{ кал} = 3.99 \cdot 10^{34} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \quad (2.8)$$

Напомним, что калория определяется как количество теплоты, необходимое для нагревания 1 грамма воды на 1 градус, т. е. выражение (2.8)

задает увеличение суммарной угловой скорости всех молекул воды, содержащихся в 1 грамме воды. Для того что бы найти увеличение термодинамической скорости (температуры) одной молекулы на  $1.94 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2/\text{с}$  (на 1 градус), мы должны разделить выражение (2.8) на количество молекул. Считая, что в 1 грамме воды имеется  $6.022 \cdot 10^{22}$  молекул, получим, что прирост угловой скорости одной молекулы воды:

$$\Delta\omega = 1.139 \cdot 10^{11} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \quad (2.9)$$

Сама же формула (2.5) принимает вид

$$A = \hbar\omega \quad (2.10)$$

Точнее в формуле (2.9) следовало бы говорить не об изменении угловой скорости отдельной молекулы, а об изменении угловой скорости термодинамического заряда  $\hbar$ . Эту оценку мы получим, разделив величину (2.8) на количество спинов в 1 грамме воды. Для нас, однако, важнее то, что мы можем интерпретировать теплоту как частоту термодинамической волны, создаваемой колебанием зарядов  $\hbar$ .

### 3. Что такое энтропия?

В термодинамике связь между теплотой, температурой и энтропией задается соотношением

$$\omega = T_p s \quad (3.1)$$

В терминах, введенных выше,  $\omega$  – это частота колебаний термодинамического заряда  $\hbar$ , она задает величину тепловой энергии и имеет размерность рад/с, температура  $T_p$  – поверхностная скорость движения частицы, она имеет размерность  $\text{м}^2/\text{с}$ . Тогда энтропия  $s$  должна иметь размерность рад/ $\text{м}^2$ . Все соотношения (3.1) мы будем понимать как описание термодинамической волны, порожденной движением частицы. При этом  $\omega$  – это частота волны,  $T_p$  – фазовая поверхностная скорость, а энтропия  $s$  – волновое число.

Однако современная термодинамика анализирует поведение не отдельных частиц, а их систем. При этом технология измерения такова, что определяет не скорость движения отдельных частиц, а скорость их совокупности. Само понятие температуры определено только для случая, когда скорости частиц близки.

Это значит, что нам обычно требуется описать групповую скорость волны, а не фазовую.

Здесь мы имеем точный аналог проблемы описания обычной, например, электродинамической волны.

Если температура  $T_p$  не зависит от энтропии  $s$ , то групповая скорость термодинамической волны будет иметь вид:

$$T = \frac{d\omega}{ds} = \frac{d}{ds}(T_p s) = T_p \quad (3.2)$$

В процессах без дисперсии, как и в электромагнитной волне, фазовая скорость термодинамической волны совпадает с групповой. Если же  $T_p$  зависит от  $s$  (процессы с дисперсией), то вместо (3.2) получаем

$$T = \frac{d}{ds}(T_p s) = T_p + s \frac{dT_p}{ds} \quad (3.3)$$

В качестве примера рассмотрим процесс таяния льда.

Из эксперимента следует, что температура (групповая скорость волны) тающего льда и талой воды равны, т. е.

$$T_p^i + s^i \frac{dT_p^i}{ds} = T_p^w + s^w \frac{dT_p^w}{ds} \quad (3.4)$$

Здесь индекс  $i$  – обозначает характеристики термодинамической волны, создаваемой молекулами льда, а  $w$  – воды.

Это равенство показывает, что хотя групповая скорость термодинамической волны, индуцированная молекулами льда и воды одинакова (именно ее и измеряет термометр), фазовые скорости этих волн не совпадают. Если ассоциировать температуру с интенсивностью движения молекул, то она у молекул воды выше. Так что

$$T_p^w - T_p^i > 0 \quad (3.5)$$

Но для выполнения равенства (3.4) тогда нужно, чтобы для производных по энтропии выполнялось неравенство

$$\frac{dT_p^w}{ds} - \frac{dT_p^i}{ds} < 0 \quad (3.5a)$$

т. е. превышение  $T_p^w$  компенсируется большей зависимостью  $T_p^i$  от энтропии.

Опишем в новых терминах некоторые процессы, обычно рассматриваемые в термодинамике

По определению адиабатического процесса он происходит без обмена теплотой, т. е.

$$d\omega = d(T_p s) = s dT_p + T_p ds = 0 \quad (3.6)$$

Отсюда

$$\ln(T_p/T_p^0) = -\ln(s/s_0) = +\ln(s_0/s) \quad (3.7)$$

Окончательно

$$T_p s = s_0 T_p^0 \quad (3.8)$$

Т. е. произведение фазовой скорости термодинамической волны на волновое число при адиабатическом процессе постоянно. Константы  $s_0$  и  $T_p^0$  определяются средой, в которой происходит процесс. В параграфе 5 они будут найдены для процесса излучения абсолютно черного тела.

Вернемся к равенству (2.10):

$$A = \hbar\omega \quad (3.9)$$

Размерность механической энергии слева  $\text{кгм}^2/\text{с}^2$ , как и размерность энергии справа от знака равенства. Эту последнюю мы будем называть тепловой энергией. Основанное на опыте равенство (3.9) утверждает, что механическая энергия в тепловую и тепловая в механическую может быть переведена с постоянным коэффициентом, т. е. без потерь.

Перепишем теперь равенство (3.1) для случая групповой скорости, домножив его обе стороны на  $\hbar$ . Получим

$$\hbar\omega = \hbar T s \quad (3.10)$$

Слева стоит тепловая энергия, которую мы интерпретируем как энергию колебания спинов.

Она имеет размерность  $\text{кгм}^2/\text{с}^2$ . Справа же фигурирует энергия  $\hbar T$  поверхностного движения спинов. Ее мы будем называть термодинамической. Она имеет размерность  $\text{кгм}^4/\text{с}^2$  и может быть переведена в тепловую, а следовательно и в механическую, в общем случае с переменным коэффициентом – энтропией  $s$ .

Второе начало термодинамики утверждает, что в замкнутых системах, в частности, адиабатически замкнутых, энтропия не убывает. Равенство (3.8) означает, что второе начало термодинамики требует, чтобы фазовая скорость волны в таких процессах не возрастала.

Сформулируем в новых терминах описание изотермического процесса. По определению изотермического процесса термодинамическая групповая скорость частиц в нем

$$T = T_p + s \frac{dT_p}{ds} = C_1 = \text{const} \quad (3.11)$$

Это линейное уравнение. Его решение имеет вид:

$$T_p = \frac{C_2}{s} + C_1 \quad (3.12)$$

Или

$$s(T_p - C_1) = C_2 \quad (3.13)$$

Так что в отличие от адиабатического процесса (3.8) постоянным остается произведение энтропии  $s$  на сдвинутую на  $C_1$  фазовую поверхностную скорость. Пока

$$(T_p - C_1) > 0 \quad (3.14)$$

фазовая скорость процесса является убывающей функцией  $s$ , что согласуется со вторым началом термодинамики. Если же

$$(T_p - C_1) < 0 \quad (3.15)$$

она становится убывающей. Это противоречит второму началу термодинамик. Однако известный эксперимент с ядерными спинами [2], который для своего теоретического объяснения привел к необходимости введения отрицательных температур, по-видимому, говорит, что такие ситуации возможны. Заметим, что соответствующая теория предсказывает существование отрицательных температур после “бесконечной” (на практике очень большой) положительной температуры. Мы вернемся к этому вопросу в параграфе 5.

#### 4. Новый взгляд на некоторые старые проблемы

Вернемся к энергии (2.1) движения электрического заряда с поверхностной скоростью  $T$ . Но электрический заряд может двигаться и криволинейно со скоростью  $v$ . Тогда энергия его движения будет задаваться равенством

$$B = evl \quad (4.1)$$

где  $e$  – величина электрического заряда,  $v$  – его криволинейная скорость,  $l$  – путь.

Как связаны энергии этих двух типов движения?

Прежде, чем ответить на этот вопрос, отметим, что подсознательная убежденность исследователей, что возможно только криволинейное движение, привело к проблеме понимания ряда опытов.

Начнем с известного опыта по прохождению электронов через два отверстия. Если отверстия достаточно малы, то электроны, которые до этого двигались криволинейно, из-за ударов о стенки отверстий начинают двигаться поверхностно, что проявляется в появлении интерференции, которая не наблюдается, если отверстия велики и электроны проходят их свободно.

Значит, столкновение со стенками узкого отверстия преобразует криволинейное движение электрона со скоростью  $\mathbf{v}$  в поверхностное движение со скоростью  $\mathbf{T}$ . Из-за такого перехода нам не удастся определить, через какое отверстие электрон проник сквозь стену. Однако если осветить поверхностно движущиеся электроны, прошедшие отверстие, достаточно интенсивным светом так, чтобы по вспышкам от столкновений с фотонами мы могли определить отверстие, через которое прошел электрон, он начинает двигаться криволинейно и интерференция пропадает. В такой картине иногда видят “злонамерность природы”, которая якобы скрывает от нас тайну движения электронов. Приняв идею о возможности для элементарных частиц двух типов движения: криволинейного и поверхностного, мы этот парадокс разрешаем. При столкновении со стенами узкого отверстия электрон свою механическую скорость  $\mathbf{r} \times \mathbf{v}$  меняет на поверхностную скорость  $\mathbf{T}$ . При столкновении же с фотоном поверхностно движущийся электрон свою поверхностную скорость меняет на механическую.

Сравним энергии криволинейного вращательного движения электрона и энергию его поверхностного движения. Пусть  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор в базисе  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ ,  $\boldsymbol{\omega}$  – угловая скорость и  $\mathbf{r} \perp \boldsymbol{\omega}$ , т. е. эти вектора перпендикулярны, как это обычно и бывает при вращательном движении.

Энергия вращательного движения

$$E_1 = e|\mathbf{r} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\omega})| = er^2\omega \quad (4.2)$$

а механическая энергия поверхностного движения

$$E_2 = eR\omega \quad (4.3)$$

где  $R$  – модуль радиус-вектора в базисе  $\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n}$ .

Пусть частота колебаний электрона  $\omega$  при криволинейном и поверхностном движении совпадают.

Таким образом нам остается сравнить величины:

$$r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 \quad (4.4)$$

и

$$R = \sqrt{(x_1x_2)^2 + (x_2x_3)^2 + (x_3x_1)^2} \quad (4.5)$$

Возведя в квадрат выражения (4.4) и (4.5), получим

$$r^4 = x_1^4 + x_2^4 + x_3^4 + 2x_1^2x_2^2 + 2x_2^2x_3^2 + 2x_3^2x_1^2 > R^2 = x_1^2x_2^2 + x_2^2x_3^2 + x_3^2x_1^2 \quad (4.6)$$

По этим же соображениям для любой массы  $m$  для момента импульса криволинейного движения.

$$P_1 = mr^2\omega \quad (4.7)$$

и импульса поверхностного движения

$$P_2 = mR\omega \quad (4.8)$$

получим

$$P_1 > P_2 \quad (4.9)$$

В частности, для случая

$$mT = \hbar \quad (4.10)$$

получим

$$mvr > \hbar \quad (4.11)$$

Здесь  $v = r\omega$ ,  $r$  – радиус вращения

Таким образом, физической причиной выполнения принципа неопределенности Гайзенберга является то, что поверхностное движение энергетически более выгодно, чем криволинейное.

## 5. Формула излучения Планка

В параграфе 2 мы рассмотрели формулу энергии поверхностного движения электрона

$$E = kT \quad (5.1)$$

и интерпретировали постоянную Больцмана  $k$  как электрический заряд:

$$k = e = 7.1 \cdot 10^{-10} \frac{\text{КГ}}{\text{с}} \quad (5.2)$$

Эту энергию мы будем называть электротермической.

Кроме того мы рассмотрим энергию колебания термодинамического заряда.

$$A = \hbar\omega \quad (5.3)$$

Ее мы назвали тепловой. Размерности  $E$  и  $A$  – те же, что и механической энергии, т. е.  $\text{кгм}^2/\text{с}^2$ .

Обе они фигурируют в формуле объемной спектральной плотности излучения Планка

$$\rho_\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/eT) - 1} \quad (5.4)$$

Величина электрона  $e$  уже подставлена в формулу вместо постоянной Больцмана.

В чем физический смысл формулы (5.4)? Она показывает, что излучение абсолютно черного тела есть следствие двух видов движения: колебаний спинов ( $\hbar\omega$ ) и поверхностного движения электронов ( $eT$ ). Ультрафиолетовой катастрофы не наблюдается, потому что возрастание частоты колебаний спинов компенсируется возрастанием поверхностной скорости (температуры) электронов.

Попробуем пояснить эту мысль в принятых выше терминах. Начнем с констант под знаком экспоненты. С учетом (5.2):

$$\lambda_0 = \frac{\hbar}{e} = 1.48 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2 \quad (5.5)$$

Величину  $\lambda_0$  будем называть площадью термодинамической волны. Она связана с волновым числом равенством:

$$\lambda_0 s_0 = 2\pi \quad (5.6)$$

совершенно аналогично соотношениям для электродинамической волны.

В работе [1], в которой предлагается торовая модель электрона,  $\lambda_0$  понималась как квадрат большего радиуса тора, задающего электрон. Этот радиус

$$r = \sqrt{\lambda_0} = 3.85 \cdot 10^{-13} \text{ м}$$

По величине он совпадает с комптоновской длиной волны электрона.

Сама же константа Планка

$$\hbar = \lambda_0 \omega_0 m_e \quad (5.7)$$

где  $m_e$  – масса электрона. В работе [1]  $\omega_0$  интерпретировалась как угловая скорость вращения большей окружности тора, задающего электрон.

$$\omega_0 = \frac{\hbar}{\lambda_0 m_e} = 7.8 \cdot 10^{20} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \quad (5.8)$$

что совпадает с комптоновской частотой волны электрона. Поскольку квадрат скорости света

$$c^2 = \lambda_0 \omega_0^2 \quad (5.9)$$

а волновое число из (5.6)

$$s_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = 4.24 \cdot 10^{25} \frac{\text{рад}}{\text{м}^2} \quad (5.10)$$

формула Планка принимает вид

$$\rho_\omega = \frac{\omega^3}{\pi^2 \omega_0} \frac{1}{\exp(s/s_0) - 1} \quad (5.11)$$

где  $s = \omega/T$  – энтропия термодинамической волны.

Поверхностная скорость (температура)

$$T_0 = \frac{\omega_0}{s_0} = 1.84 \cdot 10^{-5} \frac{\text{М}^2}{\text{с}} \quad (5.12)$$

т. е. по формуле (2.4)  $9.5 \cdot 10^8$  градусов, играет в термодинамике, по-видимому, ту же роль, что и скорость света в электродинамике.

Таким образом, колебания спинов с частотой  $\omega$  и движение электронов с энтропией  $s$  порождает термодинамическую волну, движущуюся с поверхностной скоростью (температурой)

$$T = \frac{\omega}{s} \quad (5.13)$$

т. е. формула (5.4) описывает излучение термодинамического, а не электрического поля.

Поэтому-то так трудно было Планку согласовать излучение электрических диполей с этой формулировкой.

## Литература

[1]. Ключин Я. Г. О механических размерностях электро- и гравитационных полей. Фундаментальные проблемы естествознания и техники, труды конгресса, 2007, стр. 123.

[2]. Purcell E. M., Pound R. V. The physical Review, 81, 1951, 279.