

УДК 536.5

**О ТЕРМОДИНАМИКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ВЗАИМОСВЯЗИ ПОЛЕЙ**

Агеев Ю.М. – д.т.н., профессор

Кубанский государственный аграрный университет

В статье установлены новые эквиваленты взаимосвязей различных по природе физических явлений. Получен закон Ома для стационарных электрического и магнитного полей в дифференциальной форме, включающий волновое сопротивление вакуума. На основе непланковского подхода (без представлений о квантовости) выведен закон спектрального излучения черного тела. Впервые приведены уравнение и график диаграммы состояния поля излучения. Полученные результаты углубляют известные данные об аналогии как стационарных, так и динамических электрических, магнитных, гравитационных и механических явлений. Выявлена общность квадратичной зависимости от скорости движения в рассмотренных явлениях.

I. Большой интерес представляет разработка основных положений теории равновесного поля излучения. Полученные автором результаты впервые дали возможность получить уравнение адиабаты поля излучения в форме, содержащей температуру как параметр, и вывести закон Стефана – Больцмана нетрадиционным путем.

1. В. Вин при адиабатическом изменении объема поля излучения на базе первого закона термодинамики

$$dA = -d\mathcal{E}^{\text{п}} \quad (1.1)$$

$$PdV = -d\mathcal{E}^{\text{п}} \quad (1.2)$$

обнаружил, что вследствие изотропности поля излучения при термодинамическом равновесии давление лучей равно трети объемной плотности энергии излучения

$$P = u^{\text{л}}/3 = (1/3)\mathcal{E}^{\text{л}}/V^{\text{л}}, \quad (1.3)$$

где  $U^{\text{л}} = \mathcal{E}^{\text{л}} / V^{\text{л}}$  – объемная плотность энергии  $\mathcal{E}^{\text{л}}$  поля излучения в объеме  $V^{\text{л}}$ .

Подставив уравнение (1.3) в (1.2), получаем

$$\frac{1}{3} \frac{dV}{V} = - \frac{d\mathcal{E}^{\text{л}}}{\mathcal{E}^{\text{л}}}. \quad (1.4)$$

Интегрируя выражение (1.4), находим

$$\ln V^{\frac{1}{3}} \Big|_{V_0^{\text{л}}}^{V^{\text{л}}} = \ln \mathcal{E}^{\text{л}} \Big|_{\mathcal{E}_0^{\text{л}}}^{\mathcal{E}^{\text{л}}} \quad (1.5)$$

$$V^{\frac{1}{3}} \mathcal{E}^{\text{л}} = V_0^{\frac{1}{3}} \mathcal{E}_0^{\text{л}} \quad (1.6)$$

или, подставив  $\mathcal{E}^{\text{л}} = U_0^{\text{л}} \cdot V_0^{\text{л}}$  и  $\mathcal{E}_0^{\text{л}} = U_0^{\text{л}} \cdot V_0^{\text{л}}$ , получаем уравнение адиабаты поля излучения, связывающее объемную плотность его энергии и объем:

$$u^{\text{л}} (V^{\text{л}})^{\frac{3}{4}} = u_0^{\text{л}} \cdot (V_0^{\text{л}})^{\frac{3}{4}}. \quad (1.7)$$

Учитывая связь плотности энергии поля излучения с давлением его лучей, запишем уравнение адиабаты поля излучения, связывающее давление и объем:

$$P^{\text{л}} (V^{\text{л}})^{\frac{4}{3}} = P_0^{\text{л}} (V_0^{\text{л}})^{\frac{4}{3}} \quad (1.8)$$

или

$$P^{\text{л}} (V^{\text{л}})^{\gamma^{\text{л}}} = \text{const}, \quad (1.9)$$

где  $\gamma^{\text{л}} = 4/3$  – показатель адиабаты равновесного поля излучения.

2. В отличие от известных схем Л. Больцмана, В. Вина, Бартоли, Б. Голицина и др. допустим, что в некоторой полости, идеально изолированной от внешней среды, находится идеальный газ, молекулы

которого не способны излучать под некоторой бесконечно тонкой, с высокой теплопроводностью оболочкой, которая является неупругой, идеально разделяющей газ и поле излучения, идеально белой со стороны газа и идеально черной – поля излучения.

Допустим, в принятой нами системе газ – поле произошел переход в газе от параметров  $P_0^\Gamma$   $V_0^\Gamma$   $T_0^\Gamma$  к параметрам  $P^\Gamma$   $V^\Gamma$   $T^\Gamma$ . Это было условное расширение, при котором газ совершает работу за счет уменьшения своей внутренней энергии:

$$A = \int P^\Gamma dV^\Gamma = R_0^\Gamma (V_0^\Gamma)^\gamma \int_{V_0^\Gamma}^{V^\Gamma} \frac{dV^\Gamma}{(V^\Gamma)^\gamma} = \frac{R_0^\Gamma (V_0^\Gamma)^\gamma}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{V^\Gamma}{V_0^\Gamma} \right)^{\gamma-1} - 1 \right] \cdot \frac{1}{(V_0^\Gamma)^{\gamma-1}} \quad (1.10)$$

$$A = \frac{P_0^\Gamma V_0^\Gamma}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{V^\Gamma}{V_0^\Gamma} \right)^{\gamma-1} - 1 \right]$$

Для идеального газа уравнение адиабаты примет вид:

$$T^\Gamma (V^\Gamma)^{\gamma-1} = T_0^\Gamma (V_0^\Gamma)^{\gamma-1} = \text{const} , \quad (1.11)$$

отсюда

$$\left( \frac{V_0^\Gamma}{V^\Gamma} \right)^{\gamma-1} = \frac{T^\Gamma}{T_0^\Gamma} \left( \text{или} \left( \frac{V_0^\Gamma}{V^\Gamma} \right)^{\gamma-1} = \frac{T^\Gamma}{T_0^\Gamma} \right) \quad (1.12)$$

Подставляя соотношение (1.12) в (1.10), получим работу газа

$$A = \frac{P_0^\Gamma \cdot V_0^\Gamma}{\gamma - 1} \left( \frac{T^\Gamma}{T_0^\Gamma} - 1 \right) = C_1 (T^\Gamma - C_2) = \mathcal{E}^\Gamma - \mathcal{E}_0^\Gamma , \quad (1.13)$$

где

$$C_1 = \frac{P_0^\Gamma \cdot V_0^\Gamma}{(\gamma - 1) T_0^\Gamma} = \frac{\nu R}{\gamma - 1} ; C_2 = T_0 ; \quad (1.14)$$

$$\mathcal{E}_0^\Gamma = \frac{\nu R}{\gamma - 1} T_0 ; \mathcal{E}^\Gamma = \frac{\nu R}{\gamma - 1} T ; \quad (1.15)$$

и  $\mathcal{E}^\Gamma$  – энергия газа, определяемая количеством  $\nu$  молей, при температуре  $T$  в адиабатических условиях.

В изолированной системе газ – поле изменение внутренней энергии газа равно изменению внутренней энергии поля излучения, т.к. только здесь поле излучения и вещество газа могут обмениваться энергией:

$$\Delta \mathcal{E}^\Gamma = \int P^\Gamma dV^\Gamma = P_0^\Gamma (V_0^\Gamma)^{\gamma^\Gamma} \int \frac{dV^\Gamma}{V_0^\Gamma (V^\Gamma)^{\gamma^\Gamma}} = \frac{P_0^\Gamma V_0^\Gamma}{\gamma^\Gamma - 1} \left[ \left( \frac{V_0^\Gamma}{V^\Gamma} \right)^{\gamma^\Gamma - 1} - 1 \right] = \Delta \mathcal{E}^\Gamma. \quad (1.16)$$

Для  $\gamma^\Gamma = \frac{4}{3}$ ;  $\gamma^\Gamma - 1 = \frac{1}{3}$  имеем

$$\Delta \mathcal{E}^\Gamma = \frac{P_0^\Gamma V_0^\Gamma}{\left(\frac{1}{3}\right)} \left[ \frac{\left(V_0^\Gamma\right)^{\frac{1}{3}}}{\left(V^\Gamma\right)^{\frac{1}{3}}} - 1 \right] = \frac{P_0^\Gamma V_0^\Gamma}{\gamma^\Gamma - 1} \left[ \left( \frac{V_0^\Gamma}{V^\Gamma} \right)^{\gamma^\Gamma - 1} - 1 \right] = \Delta \mathcal{E}^\Gamma. \quad (1.17)$$

Из равенства (1.17) следует: если  $\left( \frac{V_0^\Gamma}{V^\Gamma} \right)^{\gamma^\Gamma - 1} = \frac{T}{T_0}$  (по уравнению

адиабаты газа), то должно выполняться аналогичное для поля излучения условие:

$$\left( \frac{V_0^\Gamma}{V^\Gamma} \right)^{\gamma^\Gamma - 1} = \left( \frac{V_0^\Gamma}{V^\Gamma} \right)^{\frac{1}{3}} = \left( \frac{T}{T_0} \right) \left( \text{или } T (V^\Gamma)^{\gamma^\Gamma - 1} = T (V^\Gamma)^{\frac{1}{3}} = \text{const} \right). \quad (1.18)$$

Этот результат получен прямым путем на базе классической термодинамики взаимодействия вещества газа и поля излучения в единой изолированной системе без учета закона Стефана – Больцмана.

В результате впервые показано, что уравнение адиабаты поля излучения можно было найти по Г. Кирхгофу, тем более Вину, не опираясь на закон Стефана.

3. Обращаясь к уравнению адиабаты поля излучения (1.7) и к формуле (1.18), получаем систему:

$$\left. \begin{aligned} u^{\text{л}}(V^{\text{л}})^{V^{\text{л}}} &= \text{const}; & T(V^{\text{л}})^{V^{\text{л}}-1} &= \text{const} \\ u^{\text{л}}(V^{\text{л}})^{\frac{4}{3}} &= \text{const}; & u^{\text{л}}(V^{\text{л}})^{\frac{1}{3}} &= \text{const} \\ T(V^{\text{л}})^{\frac{1}{3}} &= \text{const}; & T^4 (V^{\text{л}})^{\frac{4}{3}} &= \text{const} \end{aligned} \right\}. \quad (1.19)$$

Разделив первое уравнение на второе, находим связь объемной плотности поля излучения и температуры в условиях термодинамического равновесия:

$$u^{\text{л}} = \sigma_u T^4. \quad (1.20)$$

Полученное уравнение адиабаты поля равновесного излучения является общеизвестным законом Стефана – Больцмана.

Однако в отличие от известных работ Стефана, Больцмана, Вина, Планка и др., нами оно выведено с помощью инструментов классической термодинамики и, по нашему убеждению, могло быть найдено еще 150 лет назад во времена Г. Кирхгофа.

4. Представим уравнение адиабаты равновесного поля изучения в виде зависимости давления и температуры:

$$P^{\text{л}} = K_u T^4, \quad (1.21)$$

где  $K_u^n / K_u^{\partial}$  – соотношение констант в последней форме адиабаты равновесного поля излучения при параллельных лучах, направленных нормально к площадке лучеприемника, и при диффузном характере излучения, когда яркость лучей одинакова по всем направлениям.

5. Полученные разные виды уравнения адиабаты равновесного поля излучения позволяют установить уравнение состояния поля излучения:

$$P^{\text{л}}(V^{\text{л}})^{\frac{4}{3}} = \text{const}, \quad (1.22, \text{ а})$$

$$P^{\text{л}} T^{-4} = \text{const}, \quad (1.22, \text{ б})$$

$$T(V^{\text{л}})^{\frac{1}{3}} = \text{const}. \quad (1.22, \text{ в})$$

Преобразуем уравнение (1.22, а), выразив через объем  $V^n$  поля:

$$P^n V^n (V^n)^{\frac{1}{3}} = \text{const} = P_0^n (V_0^n)^{\frac{4}{3}}. \quad (1.23)$$

Далее в результате замены члена  $(V^n)^{\frac{1}{3}} = \text{const} \cdot T^{-1}$ , имеем

$$P^n V^n = R^n T, \quad (1.24)$$

где  $R^n$  – универсальная постоянная равновесного интегрального поля излучения,  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \text{К}}$ :

$$R^n = \frac{P_0^n (V_0^n)^{\frac{4}{3}}}{T_0 (V_0^n)^{\frac{1}{3}}} = \frac{\frac{1}{3} \left( 4 \frac{\sigma_0}{c} \right) T_0^4 (V_0)}{(273,15 \text{ К})} = 5,13604 \times 10^{-9},$$

где  $V_0 = 1 \text{ м}^3$ .

Итак, из расчета для нормального объема пространства ( $V_0^n = 1 \text{ м}^3$ ), занимаемого равновесным полем излучения, получаем величину  $R^n \left[ \frac{\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}}{\text{Па} \cdot \text{К}^{-1}} \right]$  универсальной постоянной поля излучения произвольного объема  $V^n$  и давления излучения  $P^n$  (или объемной плотности  $u^n$  энергии поля излучения), равную, более точно

$$R^n = 5,1360385 \times 10^{-9}.$$

Окончательно уравнение состояния равновесного поля излучения имеет вид

$$P^n V^n = R^n T.$$

Если поле излучения находится под поршнем при неизменном давлении  $P^n$  ( $P^n = K_p T^4$ ), то, следовательно, и при постоянной температуре стенок  $T = \text{const}$  (особенность поля излучения) давление равновесного излучения через константу пропорционально четвертой степени абсолютной температуры. В случае с газом ( $P = n k T$ ) давление газа через константу пропорционально произведению концентрации микрочастиц газа на абсолютную температуру, т.е. связано с объемом и температурой

одновременно. Таким образом, осуществить изобарический процесс с полем излучения при изменяющейся температуре стенок полости, термодинамически с полем, невозможно.

Отсюда следует соответствующий физический смысл универсальной постоянной равновесного поля излучения:  $R^l$  – это удельная объемная плотность энергии поля излучения, которая прибавляется на единицу объема поля при изменении на 1К температуры стенок полости, ограничивающих поле в условиях термодинамического равновесия.

Изменение температуры на 1К приводит к изменению давления пропорционально четвертой степени температуры и соответственно объема – обратно пропорционально третьей степени температуры.

Поэтому при переменной температуре изобарические и изохорические процессы с полем излучения невозможны.

II. Вывод формулы М. Планка не предполагает использования допущения по квантовости излучения. Один из возможных путей ее получения без использования планковских квантов рассмотрим применительно к равновесному полю излучения.

1. В цилиндрической полости с площадью поперечного сечения  $1\text{ м}^2$  под поршнем находится в вакууме движущаяся вдоль оси симметрии монохроматическая плоскополяризованная электромагнитная волна (МПП ЭМВ), которая существует там сколько угодно долго вследствие идеально отражающих внутренних поверхностей в виде стоячей волны, узлы и пучности которой расположены вдоль полости. Допустим, что длина полости равна пути, проходимому МПП ЭМВ за 1с,  $x_0 = C \cdot 1\text{ с} = C$  [м]. При этом на этой длине полости укладывается число мод (целых волн длиной  $\lambda_0$ ):  $N_0 = n = C/\lambda_0$  с энергией  $\mathcal{E}_0$ , где  $\nu$  – частота колебаний ЭМВ в 1 с, а порция энергии в одной моде (на длине  $\lambda_0$ )  $\mathcal{E}_{m1} = \mathcal{E}_0/N_0 = \mathcal{E}_0/\nu = \mathcal{E}_0 \cdot T$ , где  $T$  – период одного полного колебания в ЭМВ.

2. Условия отражения на границах полости определяют существование там только узлов волн. Допуская, что сравнительно со скоростью ЭМВ поршень перемещается ничтожно медленно, приходим к выводу о том, что вследствие сохранения местоположения узлов волн на границах полное число мод вдоль полости, между ее торцом и торцом поршня сохраняется:

$$N = N_0 = C/\lambda_0 = n_0 = \frac{1}{T} = \frac{x}{\lambda} = \text{const.} \quad (2.1)$$

3. Следствием идеальной подгонки поршня к полости и отражательных способностей границ является отсутствие потерь излучения из объема полости, а следовательно – сохранение неизменным количества энергии излучения в полости, несмотря на изменение ее размеров

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 = \text{const.} \quad (2.2)$$

Отсюда следует, что при адиабатных условиях изменения размеров полости сохраняется неизменной энергия, приходящаяся на одну моду МПП ЭМВ:

$$\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_0/N_0 = \mathcal{E}_0/v_0 = \text{const.} \quad (2.3)$$

Вследствие произвольности исходных предположений полученные выводы верны для МПП ЭМВ произвольной длины и для полостей любых размеров.

4. Считая, что в однородной среде физического вакуума скорость ЭМВ не изменяется ( $C = \text{const}$ ), не зависит от перемещения поршня и размеров полости, для времени  $\tau$  однократного прохождения длины  $x$  полости излучением запишем:

$$\tau = x/C = x/(\lambda n) = \frac{x}{\lambda} T = N_0 T = N T; \quad (2.4)$$

откуда

$$(\tau/T) = v = (x/\lambda) = N_0 = \text{const}, \quad (2.4, a)$$



так как число мод в полости остается одинаковым  $N = N_0 = n_0$

5. Мощность излучения  $P$ , приходящаяся на единицу площади  $1\text{ м}^2$  поперечного сечения полости в единицу времени  $1\text{ с}$

$$P = \frac{\mathcal{E}_0}{\tau} = \frac{\mathcal{E}_m N_0}{\tau} = \frac{\mathcal{E}_m}{T} = \frac{\mathcal{E}_m}{(\lambda/C)} = \frac{\mathcal{E}_m C}{(x/v_0)} = \frac{\mathcal{E}_m}{x} \lambda_0, \quad (2.5)$$

изменяется обратно пропорционально размеру полости.

Значения объемной плотности энергии излучения также варьируются в зависимости от размера полости:

$$U = \frac{\mathcal{E}_0}{V} = \frac{\mathcal{E}_0}{S_0 x} = \frac{\mathcal{E}_0}{x} \quad (\text{при } S_0 = 1\text{ м}^2). \quad (2.5, a)$$

Энергия одной моды МПП ЭМВ в условиях адиабатического изменения размеров полости сохраняется неизменной в результате соответственного изменения длины отдельной моды:

$$\lambda_0 = x_0/n_0; \quad \lambda = x/n_0 = \lambda_0 \frac{x}{x_0} \quad (\text{при } n = \text{const}), \quad (2.6)$$

так как  $\frac{x}{\lambda} = \frac{x_0}{\lambda_0} = n_0 = \text{const}$ .

6. В связи с тем, что число мод в полости, изменяющей свои размеры в адиабатных условиях, остается одинаковым, то эквивалентно изменяется частота излучения

$$n = n_0 \frac{x}{x_0} = n_0 \frac{\lambda_0}{\lambda}, \quad (2.7)$$

что отвечает неизменности скорости ЭМВ в вакууме:  $C = n \lambda = n_0 \lambda_0 = \text{const}$ .

Из полученных результатов следует:

- постоянство количества энергии, соответствующей одной моде МПП ЭМВ, независимо от пути и способа ее образования и частоты (длины волны) исходного излучения;

- процесс адиабатного преобразования любой исходной частоты ЭМВ (в опытах при изменении объема полости с идеально отражающими

стенками) в иную другую частоту доказывает сохранение энергии, приходящейся на отдельную моду, хотя и изменяющуюся по всей длине волны и частоте;

- любая МПП ЭМВ имеет в любой моде произвольной частоты одно количество энергии  $\mathcal{E}_m$  [ $\frac{\text{Дж}}{\text{Гц}} = \text{Дж с}$ ]:

$$\mathcal{E}_m = \frac{\mathcal{E}}{\nu} = \text{const};$$

- по современным представлениям за квант энергии излучения принята энергия, которой обладает число мод ЭМВ, равное частоте  $n$  (числу полных колебаний в 1с):

$$\mathcal{E}_{0\nu} = hn,$$

где  $h = 6,626176 \cdot 10^{-34}$  Дж с – постоянная Планка;

- энергия одной моды излучения (по крайней мере, в условиях термодинамического равновесия) – это эквивалент постоянной Планка  $M$ :

$$\frac{\mathcal{E}_{0\nu}}{\nu} = \mathcal{E}_m \equiv h.. \quad (2.8)$$

- не исключена возможность нарушения соотношения (2.8) вне условий термодинамического равновесия; например, при люминесценции.

7. Хаотическое тепловое механическое движение микрочастиц приводит к статистическому закону Больцмана – Максвелла распределения энергии по уровням. Например, распределение давления в атмосфере планеты эквивалентно распределению плотности энергии по высоте, т. к. размерности одинаковы

$$[P] = \text{Па} = \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \equiv \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{м}} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} = \left[ \frac{\mathcal{E}}{V} = \rho^{\mathcal{E}} \right]. \quad (2.9)$$

Если на высоте  $Z$  в атмосферу ввести порцию энергии (определенное количество частиц с этой энергией)  $\epsilon_{0z}$ , то она распределяется по высоте атмосферы по закону Больцмана – Максвелла. Оставляемая на высоте  $Z$  часть порции этой энергии равна:

$$\mathcal{E}_{1Z} = \mathcal{E}_{0Z} e^{-\frac{mgZ}{kT}} = \mathcal{E}_{0Z} e^{-\beta}, \quad (2.10)$$

где  $\beta = \frac{mgZ}{kT}$  – показатель степени,  $m$  – масса частицы;  $g$  – ускорение свободного падения;  $mgZ = \mathcal{E}_{0Z}$  – энергия на уровне  $Z$  атмосферы;  $k$  – постоянная Л. Больцмана;  $T$  – абсолютная температура;  $kT$  – среднестатистическая энергия теплового движения микрочастиц атмосферы.

Очевидно, что эта оставшаяся порция избыточна. Она под действием теплового хаотического движения подвергается перераспределению и уже от нее снова в этот слой отделяется вторая доля энергии по закону Больцмана – Максвелла:

$$\mathcal{E}_{2Z} = \mathcal{E}_{1Z} e^{-\beta} = \mathcal{E}_{0Z} e^{-2\beta}. \quad (2.11)$$

Для произвольной  $i$ -й доли энергии в  $i$ -м акте перераспределения имеем:

$$\mathcal{E}_{iZ} = \mathcal{E}_{0Z} e^{-i\beta}. \quad (2.12)$$

В конечном итоге на указанный слой с высотой  $Z$  отделяется результирующая доля исходной энергии:

$$\frac{\mathcal{E}_{\text{рез.}Z}}{\mathcal{E}_{0Z}} = \sum_{i=1}^{\infty} e^{-i\beta} = \frac{e^{-\beta}}{1 - e^{-\beta}} = \frac{1}{e^{\beta} - 1} \quad (2.13)$$

8. Энергия, которой обладают микрочастицы (химически стабильные) вещества, в общем случае складывается из механической энергии хаотического движения и энергии излучения. Кроме "хаотического" теплового механического движения любая микрочастица находится в колебательном движении вся в целом или ее отдельные составляющие, что обеспечивает им поддержание энергетического баланса с внешним электромагнитным полем (ЭМП). Каждая микрочастица должна получать и отдавать ЭМП в единицу времени столько и такого качества энергии

излучения, сколько и какого качества она получает, т. е. на частоте  $\nu$  – порцию энергии  $\mathcal{E}_{0\nu}$  на одну моду стоячей ЭМВ (электромагнитной волны), образующейся в условиях ТДР (термодинамического равновесия).

Однако порция энергии  $\mathcal{E}_{0\nu}$  на частоте  $\nu$ , излучаемая во вне микрочастицей, попадает в систему большого числа микрочастиц, находящихся в ТДР и совершающих бесконечное множество перераспределений по закону Больцмана – Максвелла, что по аналогии с порцией энергии механического движения (2.13) приводит к результирующей доле энергии излучения, отделенной статистическим усреднением характеристик в ходе хаотического теплового движения частиц вещества:

$$\mathcal{E}_{\text{рез } \nu} = \mathcal{E}_{0\nu} \frac{1}{e^{-\mathcal{E}_{0\nu}/(kT)} - 1} \quad (2.14)$$

Таким образом, согласно (2.14), порция энергии излучения отдельной микрочастицы, попав в систему бесконечного множества других частиц, в условиях ТДР после многих перераспределений по энергетическим уровням, согласно статистическому закону распределения Больцмана – Максвелла, вырождается в результирующую порцию энергии излучения этого множества частиц вещества.

В итоге а) для вывода формулы плотности спектрального излучения черного тела М. Планку в 1900 г. совсем не требовалось представление о квантовой природе света (ЭМВ);

б) соотношение (2.14) (и его аналог (2.13)) между отдельной порцией энергии и результирующей порцией, оставляемой на этой частоте излучения бесконечными перераспределениями в системе ТДР, является следствием действия закона Больцмана – Максвелла распределения по энергетическим уровням при  $T = (X, Y, Z, \tau) = \text{const}$ ;

в) возможность приложения закона Больцмана – Максвелла к ЭМП при  $T(X, Y, Z, \tau) = \text{const}$  в условиях ТДР следует из общеизвестного закона сохранения энергии;

г) с учетом вышеизложенного соотношение (2.8) легко приводится к виду известной формулы М. Планка, что наглядно показано в работе автора [1] для случая равновесного излучения газа в полости на базе теоретически и экспериментально обоснованного закона смещения излучения В. Вина.

Следует отметить, что  $h$  – постоянная Планка для энергии моды равновесного излучения не должна вызывать недопонимания у тех исследователей, для которых  $k$  – постоянная Л. Больцмана является характеристикой энергетического уровня отдельной молекулы идеального газа вещества. Эти две характеристики подобны друг другу, только  $h$  относится к полю излучения, а  $k$  – к веществу и, пожалуй, только в условиях термодинамического равновесия. Мы не учитываем дискретность энергии  $\mathcal{E}_q$  частицы вещества, т.к. принимаем бесконечно плавное изменение температуры  $T$ :  $\mathcal{E}_q = kT$ . Аналогично, нельзя утверждать дискретность энергии  $\mathcal{E}_l$  моды излучения, полагая бесконечно плавное изменение частоты:  $\mathcal{E}_l = h\nu$ .

В природе существует дискретность строения частиц вещества, обусловленная их взаимным энергообменом. От дискретности внутреннего строения частиц вещества происходит дискретность спектров их излучения, т.е. дискретность частоты  $\nu_p$ , на которой ПРИРОДОЙ «разрешено» им излучать и поглощать энергию.

Из последнего следует, что должно быть и обратное явление для вещества – существуют дискретные уровни температур как уровни излучения для микрочастиц вещества, разрешенные ПРИРОДОЙ для их жизнедеятельности. Это означает, что если энергия излучения изменяется

дискретно, скачками, порциями, то и температура должна иметь аналогичные свойства.

На пути развития этой аналогии автору удалось получить уравнение состояния поля излучения, которое по форме математической записи сходно с уравнением Клапейрона – Менделеева для состояния идеального газа:  $PV = R_l T$ , где  $R_l = 5,131 \cdot 10^{-9}$  Дж К<sup>-1</sup> м<sup>-3</sup> (универсальная постоянная поля излучения)[2].

Существенное отличие графического изображения этого уравнения от графика уравнения состояния идеального газа состоит в том, что с увеличением температуры объем поля излучения уменьшается, а объем идеального газа вещества увеличивается[3; С. 38].

Диаграмма состояния интегрального поля равновесного теплового излучения приведена на рисунке 1.

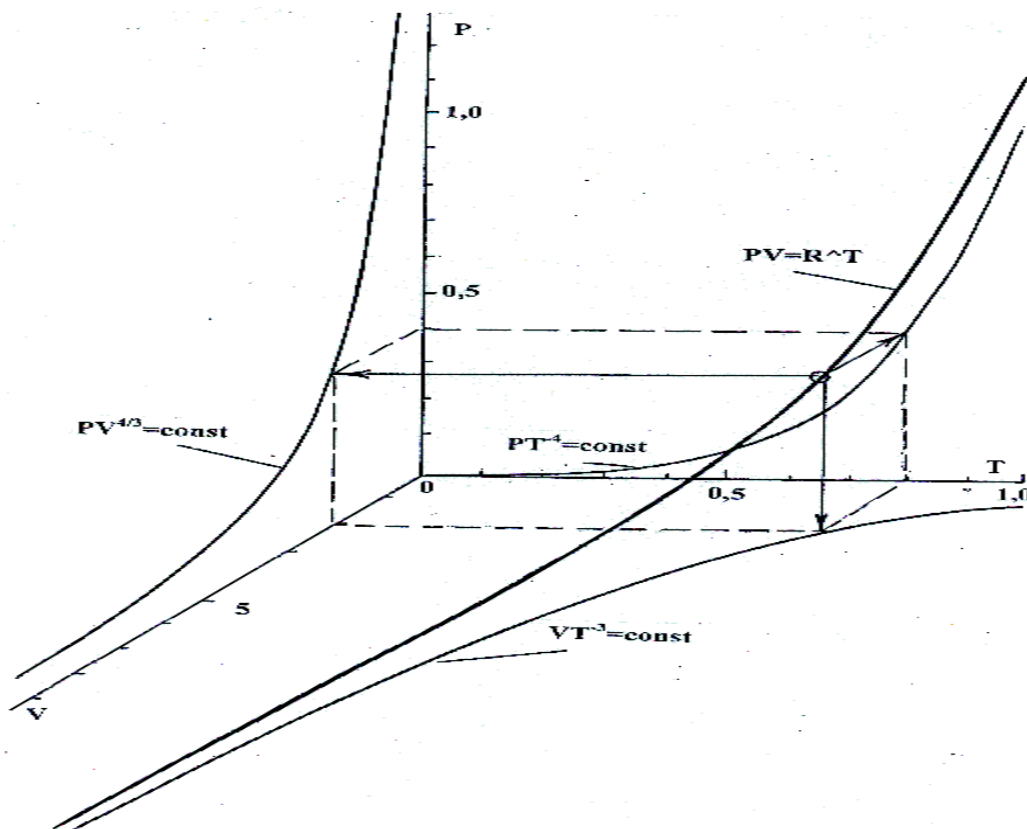


Рис. 1. Диаграмма состояния интегрального поля равновесного теплового излучения

III. Между закономерностями распространения звуковых волн (ЗВ) в среде некоторого вещества и электромагнитных волн (ЭМВ) в вакууме выявляются следующие аналогии, вскрывающие взаимосвязи различных полей:

### 1. Закон Ома

$$R_g^{эм} = \frac{E_m}{H_m} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} = \mu_o c^{эм} = \frac{1}{\epsilon_o c^{эм}}, \quad (3.1)$$

$$R_g^м = \frac{P_m}{\vartheta_m} = \sqrt{\frac{\rho}{\beta_a}} = \rho c^м = \frac{1}{\beta_a C^м}, \quad (3.2)$$

где для ЭМВ:  $E_m, H_m$  – амплитуды векторов напряженностей электрического и магнитного полей;  $\mu_o, \epsilon_o$  – магнитная и электрическая постоянные вакуума;  $C^{эм}$  – скорость света;  $R_g^{эм}$  – волновое сопротивление вакуума;

для ЗВ:  $P_m, \vartheta_m$  – амплитуда векторов давления и скорости смещения частиц среды;  $\rho, \beta_a$  – плотность вещества среды и адиабатическая объемная сжимаемость среды;  $C^м$  – скорость звука;  $R_g^м$  – волновое сопротивление среды для звука;

### 2. Скорость ЭМВ

в вакууме

$$C_o^{эм} = (\mu_o \epsilon_o)^{-0,5}; \quad (3.3)$$

в среде

$$C_c^{эм} = C_o^{эм} (\mu \epsilon)^{-0,5}, \quad (3.4)$$

где  $\mu, \epsilon$  – относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости ЗВ в среде

$$C_g^м = (\rho \beta_a)^{-0,5}. \quad (3.5)$$

### 3. Волновое сопротивление

$$\text{ЭМВ, вакуум } R_g^{\text{эм}} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} ; \quad (3.6)$$

$$\text{ЗВ, вещество } R_g^{\text{м}} = \sqrt{\frac{\rho}{\beta_a}} . \quad (3.7)$$

Построенная аналогия проявляет физический смысл характеристик среды вещества и поля вакуума:

**плотность вещества**

$$[\rho^{\text{м}}] = \frac{\Omega^{\text{м}}}{(\text{м/с})} = \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Н}}{(\text{м}^2/\text{с})^2} = \frac{\text{Па}}{(\text{м/с})^2} , \quad (3.8)$$

где  $\Omega^{\text{м}} = \text{Па}/(\text{м/с})$  – механический Ом;

**электромагнитная плотность вакуума**

$$[\rho^{\text{эм}}] = [\mu_o] = \frac{\text{Гн}}{\text{м}} = \frac{\Omega^{\text{эм}}}{(\text{м/с})} = \frac{(\text{кг}/\text{м}^3)}{[(\text{Кл}/\text{м}^2)]^2} = \frac{\text{Па}}{[(\text{Кл}/\text{м})/\text{с}]^2} = \frac{\text{Н}}{(\text{Кл}/\text{с})^2} ; \quad (3.9)$$

**сжимаемость вещества среды (адиабатическая)**

$$[\beta_a] = \frac{\text{м}^2}{\text{Н}} = \frac{1}{(\text{кг}/\text{м}^3)} \cdot \frac{1}{(\text{м/с})^2} = \frac{1}{\Omega^{\text{м}} \cdot (\text{м/с})} = (\text{Па})^{-1} ; \quad (3.10)$$

**электрическая сжимаемость вакуума**

$$[\epsilon_o] = \frac{1}{\Omega^{\text{эм}} \cdot (\text{м/с})} = \frac{(\text{Кл}/\text{м}^2)^2}{(\text{кг}/\text{м}^3) \cdot (\text{м/с})^2} = \frac{(\text{Кл}/\text{м}^2)^2}{\text{Па}} = \frac{(\text{Кл}/\text{м})^2}{\text{Н}} . \quad (3.11)$$

Например, плотность вещества соответствует механическому давлению, необходимому для создания (а не поддержания) единичной скорости смещения микрочастиц среды, ЗВ, или соответствует силе, связанной с единичной скоростью перемещения в пространстве. Согласно анализу размерностей, следует характеризовать относительную сжимаемость поля вакуума величиной

$$[\beta^{\text{эм}}] = \frac{[\epsilon_{abc}]}{[Q/r^2]} = (\text{Па})^{-1} .$$

**Сжимаемость**  $\beta_a$  соответствует относительному изменению объема среды, приходящегося на единицу давления в адиабатических условиях.



**Электрическая сжимаемость вакуума**  $\epsilon_o$  – это изменение квадрата некоторой поверхностной плотности электрзарядов, приходящееся на единицу давления, или пространственного градиента электрзарядов – на единицу силы их взаимодействия.

**Электромагнитная плотность вакуума** соответствует силе, связанной с единичной скоростью переноса электрзарядов.

Необходимо отметить, что приведенные примеры не исчерпывают всех толкований физического смысла рассмотренных величин.

Из анализа взаимодействия электрических, магнитных и гравитационных полей следуют эквиваленты:

### **1 – статическая гравитационная постоянная вакуума**

$$\epsilon_T = \frac{1}{4\pi\gamma} = 1,1927079 \cdot 10^9 \text{ кг}^2 \cdot \text{м}^{-2} \text{Н}^{-1} , \quad (3.12)$$

характеризующая пространственный гравитационный градиент, соответствующий единице силы;

### **2 – статический электрогравитационный эквивалент массы вещества и электрического заряда**

$$\rho_{эз} = \sqrt{\frac{\epsilon_T}{\epsilon_o}} = 1,160627 \cdot 10^{10} \text{ кг} \cdot (\text{Кл})^{-1} . \quad (3.13)$$

### **3 – динамический электрогравитационный эквивалент**

$$\vartheta_{эз} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_T \cdot \epsilon_o}} = 0,1027641 \cdot \left[ (\text{Кл}/\text{м}^2) / \text{с}^2 \right] \quad (3.14)$$

### **4 – статический магнитногравитационный эквивалент**

$$\rho_{мг} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_T}} = 4867 \text{ (м}^2/\text{с}^2) / (\text{Кл} / \text{с}) . \quad (3.15)$$

### **5 – динамический магнитногравитационный эквивалент**

$$\vartheta_{мг} = \frac{1}{\sqrt{\mu_o \epsilon_T}} = 1,22475 \cdot 10^6 \left[ \text{Тл} / (\text{м}/\text{с}^2) = (\text{Тл} / \text{Г} \text{ц}) / (\text{м} / \text{с}) \right] . \quad (3.16)$$

**6 – динамический электромагнитный эквивалент – скорость света**

$$\vartheta_{эм} = \frac{1}{\sqrt{\mu_o \epsilon_o}} = 2,99792 \cdot 10^8 \text{ (м/с)}. \quad (3.17)$$

**7 – статический электромагнитный эквивалент – волновое сопротивление вакуума**

$$\rho_{эм} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} = 376,727 \left[ \Omega = \frac{(\text{кг/с})}{(\text{Кл/м}^2)^2} = \left( \frac{\text{Дж/Кл}}{\text{Кл/с}} \right) \right]. \quad (3.18)$$

**8 – динамическая гравитационная постоянная вакуума**

$$\mu_T = \frac{1}{\epsilon_T c^2} = 0,932877 \cdot 10^{-26} \text{ Н} \cdot (\text{кг/с})^{-2}, \quad (3.19)$$

характеризующая силу взаимодействия движущихся масс.

Статические силы взаимодействия пропорциональны произведению погонных плотностей масс вещества в законе тяготения Ньютона или электрзарядов.

Анализ выражений для статических законов тяготения Ньютона и взаимодействия электрзарядов Кулона позволил выявить следующее: статическая сила взаимодействия прямо пропорциональна произведению погонных плотностей масс или электрзарядов, отнесенных к единице длины расстояния  $r$  между телами (это пространственный градиент взаимодействующих масс и электрзарядов):

$$\text{тяготение масс } F_T^c = \frac{1}{4\pi\epsilon_T} \lambda_1^T \lambda_2^T; \left( \lambda_i^T = \frac{m_i}{r} \right); (i = 1;2);$$

$$\text{электрзарядов : } F_{\mathcal{E}}^c = \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \lambda_1^{\mathcal{E}} \lambda_2^{\mathcal{E}}; \left( \lambda_i^{\mathcal{E}} = \frac{q_i}{r} \right). \quad (3.20)$$

5. Динамическое взаимодействие движущихся со скоростью  $\vartheta$  тел с массами  $m_i$  или электрзарядами  $q_i$  ( $i = 1;2$ ) характеризуется выражениями

$$F_T^d = \frac{\mu_T}{4\pi} d_1^T d_2^T; \left( d_i^T = \frac{\vartheta m_i}{r} = \vartheta \lambda_i^T \right); (i = 1;2) \quad (3.21)$$

$$F_9^d = \frac{\mu_0}{4\pi} d_1^3 d_2^3; \quad \left( d_i^3 = \frac{\vartheta}{r} q_i = \vartheta \lambda_i^3 \right).$$

В результате взаимосвязи статических и динамических постоянных вакуума электрического и гравитационного полей получаем

$$F_T^d = M^2 F_T^c; \quad F_9^c = M^2 F_9^c \quad (3.22)$$

где  $M = \vartheta/c$  – критерий Маха, световой.

Условие (3.22) позволяет получить для результирующей силы, равной разности статических и динамических сил, следующие выражения:

$$F_T^p = F_T^c - F_T^d = (1 - M^2) F_T^c; \quad F_9^p = F_9^c - F_9^d = (1 - M^2) F_9^c. \quad (3.23)$$

Заметим, что последним нашим результатам аналогична взаимосвязь давления  $P_m^p$ , действующего на боковую поверхность трубки течения, и полного давления  $P_m^c$  в потоке вещества

$$P_m^p = P_m^c - P_m^d = (1 - M_m^2) P_m^c, \quad (3.24)$$

где  $M_m = \vartheta/\vartheta_o$  – критерий Маха (механический) скорости для движущегося вещества среды;  $\vartheta_o = (2P_m^c/\rho)^{0,5}$  – максимальная скорость среды при данном полном давлении  $P_m^c$ ;  $P_m^d = \rho\vartheta^2/2$  – динамический напор, равный давлению движущейся среды при скорости  $J$  относительно измерителя давления.

Общая подмеченная закономерность уменьшения силы взаимодействия тел через электрические, магнитные, гравитационные поля представляется в виде квадратичной зависимости от скорости движения тел, носителей (источников) этих полей.

### Мощность плотности потока энергии, переносимой волной

ЭМВ	$Y^{\text{эм}} = \frac{E_m H_m}{2} = \frac{1}{2} R_6^{\text{эм}} H_m^2 \quad \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$
ЗВ	$Y^{\text{м}} = \frac{P_m \vartheta_m}{2} = \frac{1}{2} R_6^{\text{м}} \vartheta_m^2 \quad \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \quad (3.25)$

где  $[H_m] = \left( \frac{Kл/м}{C} \right)$  – напряженность магнитного поля как скорость пространственного градиента электрзаряда;  $[v_m] = (м/с)$  – скорость смещения частиц среды в волне.

6. Скорость звука в чистых металлах убывает с увеличением веса  $A$  и межатомного расстояния  $d$  в кристаллической решетке [5, С.396]

$$C^м = \frac{\text{const}}{d^2 A^{0,5}}. \quad (3.26)$$

Скорость ЭМВ (света) в оптических кристаллах также проявляет тенденцию к уменьшению с ростом атомных весов ионов  $A_i$  и межатомных расстояний в кристаллической решетке [7, С.777]:

$$C^{эм} = \frac{\text{const}}{d^x A^y}, \quad (3.27)$$

где  $x, y$  – показатели степени, определяемые из опытных данных для конкретных кристаллов.

7. Движение источника в среде со скоростью  $v$ , большей скорости звука  $v > C_m$  или соответственно скорости света  $v > (C_{эм} = C_o/n)$ , вызывает конус Маха – результирующую волну с единым коническим фронтом, угол раскрытия  $\varphi$  которого определяется одинаково

$$\begin{aligned} \text{а) в механике – сверхзвуковое движение } \sin \varphi &= \frac{1}{M_M}; \\ \text{б) в оптике – эффект Черенкова – Вавилова } \sin \varphi &= \frac{1}{M_{эм}}; \end{aligned} \quad (3.28)$$

где  $M = v/C_*$  (\* = м; эм) – число Маха для ЗВ и ЭМВ;  $n$  – показатель преломления;  $C_o$  – скорость света в вакууме.

При этом интенсивность черенковского свечения почти не зависит от химического состава среды, а в интервале волновых чисел  $K_1, K_2$  ( $K_i = 2\pi/\lambda_i \lambda$  – длина волны излучения) на пути в 1 см зависит от электрзаряда  $Z$  микрочастицы и угла  $\varphi$  конуса Маха [8; С.850]:

$$I(K_1 K_2) = \frac{(Z \cos \varphi)^2}{137} (K_1 - K_2) \quad (3.29)$$

8. Если в одной среде одновременно в одном направлении распространяются ЗВ и ЭМВ, то их взаимодействие будет характеризоваться отношением волновых сопротивлений для ЗВ и для ЭМВ:

$$\left[ \frac{R_{\epsilon}^M}{R_{\epsilon}^{ЭМ}} \right] = \left[ \frac{\rho}{\beta_a} \right]^{0,5} = \frac{\left( \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \text{Па} \right)^{0,5}}{\left( \frac{\text{Дж/Кл}}{\text{Кл/с}} \right)} = \frac{\left( \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \frac{\text{кг м}}{\text{м}^2 \text{с}^2} \right)}{\text{Н м с/Кл}^2} = \left( \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2} \right)^2.$$

Полученный результат интересен тем, что его размерность равна квадрату поверхностной плотности электрических зарядов. Поэтому следует ожидать, что в среде при параллельном движении по одной траектории ЗВ и ЭМВ (бегущих или стоячих) будут возникать дополнительные электрические заряды и эквивалентные им электрополя, а характеристики этих полей способны раскрывать свойства среды, ЗВ и ЭМВ. При этом особые эффекты можно ожидать при совпадении и кратности частот ЗВ и ЭМВ с собственными частотами систем тел и сред.

9. Отметим результаты, полученные при решении несколько необычной стационарной задачи: плоский конденсатор заряжен электрическими зарядами с поверхностной плотностью  $\pm \delta$ ; между обкладками – вакуум; от независимых источников электрической энергии вдоль обкладок пропускаются равные встречные токи; для плоской системы пластин – обкладок в вакуумном зазоре.

Имеем следующие характеристики электрического и магнитного полей:

$$\begin{aligned} H_z &= j_z ; E_y = \delta / \epsilon_0 ; \\ B_z &= j_z \mu_0 ; D_y = \delta = \epsilon_0 E_y , \end{aligned} \quad (3.30)$$

где  $H$ ,  $E$  – напряженности магнитного и электрического полей;  $B$ ,  $D$  – индукции этих полей;  $j_z$  – погонная плотность электротока на единицу длины вдоль оси  $Z$ , а сам ток течет вдоль оси  $X$ ;  $\delta$  – поверхностная плотность электрзарядов на обкладках на единицу площади;  $E_y$  – напряженность электрического поля в зазоре вдоль оси  $Y$ ;  $H_z$  – напряженность магнитного поля в зазоре вдоль оси  $Z$ , которую можно выразить через поверхностную плотность электрзарядов и скорость их движения  $v_x$  вдоль оси  $X$  ( $v_x = \text{const}$ ,  $\delta = \text{const}$ ):

$$H_z = j_z = \delta v_x. \quad (3.31)$$

Условие равновесия сил, действующих со стороны электрического и магнитного полей на обкладки, имеет вид

$$E_y \delta \Delta Z = \mu_o H_z j_z \Delta Z = \mu_o j_z^2 \Delta Z \quad (3.32)$$

или

$$\frac{\delta}{\epsilon_o} \delta = \mu_o j_z^2 = \mu_o \delta^2 v_x^2. \quad (3.32,a)$$

Из последнего соотношения следует

$$v_x^2 = \frac{1}{\epsilon_o \mu_o} = (C_6^{эм})^2 = (2,99792458 \cdot 10^8 \text{ м/с})^2, \quad (3.33)$$

что скорость движения электрзарядов тока в пластинах точно равна скорости света! В стационарных условиях это можно выразить так:

$$\delta = \text{const}; \quad j = \text{const}.$$

Далее из этого условия для напряженности электрополя в зазоре имеем

$$E_y = \frac{\delta}{\epsilon_o} \cdot \left( \frac{v_x}{v_x} \right) = (\delta v_x) \cdot \frac{\sqrt{\epsilon_o \mu_o}}{\epsilon_o} = j_x \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} = j_x R_{60}^{эм}, \quad (3.34)$$

где волновое сопротивление вакуума будет равно:

$$R_{60}^{эм} = \sqrt{\mu_o / \epsilon_o}. \quad (3.35)$$

Это закон Ома для стационарных электрического и магнитного полей (в дифференциальной форме), связывающий напряженность электрического поля в вакууме зазора между обкладками с линейной погонной (на единицу длины вдоль оси  $Z$ ) плотностью электротока, направленного вдоль оси  $X$  (по длине обкладки), и с волновым сопротивлением вакуума. Это само по себе вызывает интерес, т.к. было получено и нашло применение волновое сопротивление только в переменных электрических и магнитных полях.

10. Если по условиям предыдущей задачи зазор конденсатора будет заполнен некоторым веществом с относительными диэлектрической  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостями, то соответствующие выражения преобразуются следующим образом:

$$E_y = \delta / (\epsilon_0 \epsilon); \quad B_z = j_z \mu_0 \mu, \quad (3.36)$$

$$\vartheta_x^2 = C_o^2 (\epsilon \mu)^{-0.5}; \quad R_g^{эм} = R_{go}^{эм} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}. \quad (3.37)$$

Точные выражения для скорости электромагнитной волны и волнового сопротивления также получены для стационарных условий, в которых никаких волновых процессов не наблюдается.

Из найденных решений следует необычный вывод: стационарный постоянный ток встречает сопротивление, зависящее от магнитных и диэлектрических свойств окружающей среды, в том числе вакуума; это сопротивление повышается с ростом относительной магнитной проницаемости и уменьшается с увеличением относительной диэлектрической проницаемости; скорость движения электрических зарядов в проводнике зависит только от свойств наружной среды. Ее значение уменьшается с увеличением значений относительных магнитной и диэлектрической проницаемостей.

Однако свойства самого проводника обкладок не играют роли в условиях данной стационарной задачи. Значит ли это, что электрзаряды

текут вне структуры проводников, а обычное активное сопротивление электротоку уменьшается благодаря стационарному полю?

Возможно, результат взаимодействия электрических зарядов, протекающих через электрическое поле, и электротоков – через магнитное поле, зависит только от свойств внешнего вакуума, среды и относительного движения зарядов в электротоке.

Следует обратить внимание на то, что полученные результаты приведены без привлечения аппарата анализа нестационарных и колебательных волновых процессов.

Безусловно, теоретические положения объясняют результаты, полученные Г.В. Николаевым в ходе экспериментов, например, по влиянию постоянного магнитного поля на размер катодного темного пространства тлеющего разряда [ 9; С. 48 ].

Выводы о движении энергии электротока за пределами металлического проводника в наружном пространстве, вакууме и диэлектрической среде, полученные для стационарных условий, подтверждаются результатами работ по высоко экономичному способу передачи электроэнергии посредством реактивных составляющих [10].

**Общие выводы.** Полученные результаты дополняют и углубляют известные данные об аналогии электрических, магнитных, гравитационных и механических явлений, как стационарных, так и динамических; выявлена общность квадратичной зависимости от скорости движения в рассмотренных явлениях; установлены некоторые новые эквиваленты взаимосвязей разных по природе физических явлений. В результате исследований выведен закон Ома для стационарных электрического и магнитного полей в дифференциальной форме, включающий волновое сопротивление вакуума. Без представлений о квантовости (непланковским подходом) выведен закон спектрального излучения черного тела.



Впервые приведены уравнение и диаграмма состояния поля излучения.

#### Список литературы

1. Агеев Ю.М. К теории равновесного излучения // Труды Международного конгресса 2000 г. «Фундаментальные проблемы естествознания и техники». Спб., 2000. Т. 1, № 1. С. 15–17.
2. Агеев Ю.М. К теории равновесного излучения // Труды Международного конгресса 2002 г. «Фундаментальные проблемы естествознания и техники». Спб., 2002. Ч. 1 С. 7–11.
3. Шепф Х.Г. От Кирхгофа до Планка. М., 1981. 192 с.
4. Черняев А.Ф. Русская механика. М., 2001. 592 с.
5. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., 1957. 727 с.
6. Калашников А.М. Основы радиотехники и радиолокации/ А.М. Калашников, Я.В. Степук. М., 1962. 366 с.
7. Физические величины: Справочник. М., 1991. 1232 с.
8. Физика: Большой энциклопедический словарь. М., 1998. 944 с.
9. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты. Парадоксы. Томск, 1997. 144 с.
10. Стребков Д.С. Возможность передачи электрической энергии без металлических проводов // Докл. РАСХН, 2002. №1. С.47–50.