01

Тепловое излучение абсолютно черного тела, движущегося в равновесном газе фотонов

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет,
360004 Нальчик, Россия
e-mail: gv_dedkov@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 декабря 2020 г.
В окончательной редакции 15 января 2021 г.
Принято к публикации 28 января 2021 г.

Рассмотрены динамика, кинетика теплообмена и интенсивность теплового излучения абсолютно черного тела с собственной температурой T_1, движущегося с произвольной скоростью в равновесном газе фотонов с собственной температурой T_2, не зависящей от времени. Получены формулы для спектрально-угловой и полной интенсивности излучения, а также других величин в системе покоя тела и в системе отсчета фотонного газа. Показано, что в начальный момент интенсивность излучения сферических и дискообразных частиц одинакового радиуса по-разному зависит от скорости движения и соотношения температур T_1 и T_2 . Затем устанавливается квазистационарное тепловое состояние тел с эффективной температурой, зависящей от скорости и температуры T_2, интенсивность теплового излучения не зависит от формы, а кинетическая энергия трансформируется в излучение. Характерное время установления квазистационарного состояния на много порядков величины меньше характерного времени торможения.

Ключевые слова: тепловое излучение абсолютно-черного движущегося тела.

DOI: 10.21883/JTF.2021.07.50947.343-20

Введение

Тепловое излучение тел с произвольной геометрией и материальными свойствами имеет фундаментальное значение для физики, астрофизики и микротехнологии. В случае движущихся тел оно имеет свои особенности. В настоящее время интерес к этому вопросу стимулируется развитием микроэлектромеханических (МЭМС) и микрооптомеханических (МОМС) систем [1–3], исследованиями быстро вращающихся частиц в атомных ловушках [4,5] и астрофизическими приложениями [6–10].

Однако, как ни странно, даже вопрос о тепловом излучении абсолютно черных движущихся тел (АЧТ) изучен недостаточно полно. Так, тело, имеющее собственную температуру T_1, заданную в собственной системе покоя Σ', движущееся со скоростью V в равновесном вакуумном фоне электромагнитного излучения (фотонном газе) с температурой T_2, заданной в системе покоя Σ фотонного газа, излучает тепловые фотоны, теряя энергию. В то же время оно нагревается и тормозится фоновым излучением, поскольку импульс „встречных" фотонов больше импульса „догоняющих" из-за эффекта Доплера. Не умаляя общности, будем считать, что система отсчета Σ' движется вместе с телом вдоль оси x системы отсчета Σ, совпадающей с направлением оси x' в Σ' (рис. 1).

Очевидно, что в рассматриваемом случае процессы излучения и поглощения должны зависеть от скорости тела, его геометрических и материальных параметров. Целью настоящей работы является расчет физических величин, характеризующих интенсивность излучения движущегося АЧТ, размер которого превышает виновскую длину волны ($R \gg \lambda_W$). Рассматриваются кинетика нагрева и динамика торможения тела, спектральная и полная интенсивности излучения, роль формы и других параметров. Противоположный ($R \ll \lambda_W$) случай рассматривался в [11], причем движение субмикронных частиц (не абсолютно-черных, с заданными диэлектрическими свойствами) предполагалось поступательно-вращательным. Для более крупных тел, рассматриваемых в настоящей работе, вращательные эффекты (в первом приближении) можно не учитывать.

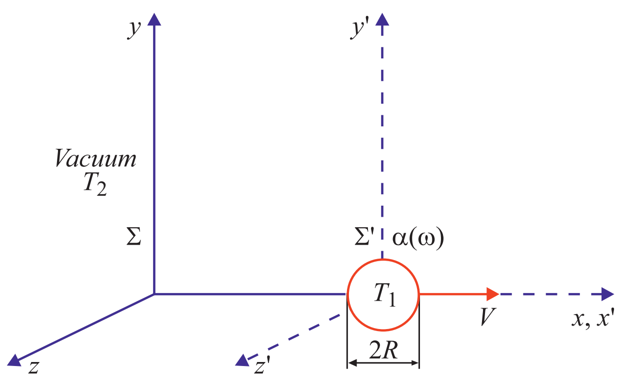

Рис. 1. Система отсчета фотонного газа Σ и система покоя Σ' движущегося тела.

1. Теоретические соотношения

При указанных выше условиях для любого тела, движущегося относительно равновесного фотонного газа, выполняется несколько общих соотношений, связывающих физические величины, характеризующие его тепловой нагрев, излучение и торможение [10–14]:

$$dQ'/dt' = -(I'_1 - I'_2) = \gamma^2 dQ/dt, \tag{1}$$

$$I = I_1 - I_2 = -(dQ/dt + F_x V), \tag{2}$$

$$F'_x = F_x - (\beta\gamma^2/c)dQ/dt. \tag{3}$$

Штрихованные и нештрихованные величины в (1)–(3) и далее соответствуют системам отсчета Σ' и Σ. В частности, I'_1 и I'_2 обозначают интегральные интенсивности собственного излучения тела и поглощаемого фонового излучения в системе отсчета Σ фотонного газа, а I'_1 и I'_2 — в системе покоя тела Σ'; F_x и F'_x — тангенциальные силы, действующие на тело, $\beta = F/c$, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. Целесообразность введения отдельных слагающих интенсивности обусловлена тем, что они зависят от разных температур и, кроме того, I_1 и I'_1 могут включать нетепловое излучение движущегося тела, как, например, при поступательно-вращательном движении [11]. Отметим также, что использование собственных температур тела и фотонного газа избавляет от необходимости рассмотрения трансформационных свойств температуры в различных инерциальных системах отсчета. Обсудим подробнее смысл величин, входящих в (1)–(3).

В рамках флуктуационной электродинамики, адекватно описывающей процессы теплового излучения и поглощения нагретых тел с произвольными материальными свойствами, производные dQ'/dt и dQ/dt определяются соотношениями [12]

$$\frac{dQ'}{dt'} = \int \langle \mathbf{j}'\mathbf{E}' \rangle d^3r' = \int \left\langle \frac{\partial \mathbf{P}'}{\partial t'} + \frac{\partial \mathbf{M}'}{\partial t'}\mathbf{B} \right\rangle d^3r', \tag{4}$$

$$\int \langle \mathbf{jE} \rangle d^3r \equiv F_x V + dQ/dt, \tag{5}$$

где интегралы берутся по объему тела, а угловые скобки (здесь и далее) означают полное квантово-статистическое усреднение. В выражениях (4), (5) $\mathbf{j}$ и $\mathbf{j}'$ — плотности тока внутри тела, связанные с плотностями заряда $\rho(\rho')$, векторами поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{P}')$ и намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{M}')$ стандартными соотношениями $\mathbf{j} = \partial\mathbf{P}/\partial t + c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{M}$, $\rho = -\mathrm{div}\mathbf{P}$ (и аналогично для величин в Σ'), $\mathbf{E}(\mathbf{E}')$ и $\mathbf{B}(\mathbf{B}')$ — векторы электрического и магнитного полей в Σ и Σ'. Выполняя релятивистские преобразования переменных в интеграле (4), получим выражение, эквивалентное (1) [12]:

$$\int \left\langle \frac{\partial \mathbf{P}'}{\partial t'}\mathbf{E}' \right\rangle d^3r' = \gamma^2 \int \left\langle \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\mathbf{B} \right\rangle d^3r. \tag{6}$$

Левая часть (6), в силу определения (4), описывает скорость нагрева тела в собственной системе отсчета Σ'. В отличие от этого величина dQ/dt, представленная интегралом в правой части (6) без гамма-фактора и входящая в (5), имеет самостоятельное значение и совпадает со скоростью нагрева тела в системе отсчета Σ только при нерелятивистском движении. В случае малой частицы ($R \ll \lambda_W$) с флуктуационными дипольными электрическим и магнитным дипольными моментами $\mathbf{d}$ и $\mathbf{m}$ формула (6) преобразуется к более простому виду [9]

$$\langle \dot{\mathbf{d}}'\mathbf{E}' + \dot{\mathbf{m}}\mathbf{B}' \rangle = \gamma^2 \langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} + \dot{\mathbf{m}}\mathbf{B} \rangle, \tag{7}$$

где точки над векторами $\mathbf{d}$ и $\mathbf{m}$ обозначают производные по времени.

Как легко видеть, тождество (2) вытекает из (5) и (8) при условии квазистационарности $dW/dt = 0$, являясь следствием закона сохранения энергии системы „движущееся тело–электромагнитное поле“ [13]:

$$-dW/dt = \oint_\sigma S_n \cdot d\sigma + \int_\Omega \langle \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \rangle d^3r. \tag{8}$$

Здесь W — энергия электромагнитного поля, S_n — нормальная проекция вектора Пойнтинга $\mathbf{S} = (c/4\pi)\langle E \times \mathbf{H} \rangle$ на волновую поверхность σ, окружающую тело, Ω — объем тела. Из (2), в частности, следует, что при $dQ/dt = 0$ движущееся тело излучает за счет прямого превращения кинетической энергии в тепловое излучение. В общем же случае интенсивность излучения зависит от кинетики теплового нагрева (охлаждения) тела.

В свою очередь, тождество (3) является следствием преобразования Лоренца для импульса тела (при переходе от Σ' к Σ) и уравнения динамики, учитывающего изменение массы при излучении: $dQ'/dt' = (dm/dt')c^2$. Эффект изменения массы особенно важен для динамики микрочастиц.

Простейший путь вычисления интенсивностей I_1, I_2 состоит в нахождении величин F'_x и $dQ'/dt' = (dm/dt')c^2$, а затем F_x и I_1, I_2 с помощью выражений (1)–(3). При этом сила F'_x зависит только от температуры T_2 фотонного газа, поскольку собственное тепловое излучение тела не приводит к появлению реактивного импульса. Необходимые для расчета величины плотности энергии ε' и потока импульса S'_x/c фонового электромагнитного излучения в системе отсчета Σ' являются компонентами тензора энергии-импульса $T'^{\mu\nu}$ и выражаются через компоненты $T^{\alpha\beta}$ этого тензора в системе отсчета Σ с помощью преобразования Лоренца Λ^μ_α: $T'^{\mu\nu} = \Lambda^\mu_\alpha \Lambda^\nu_\beta T^{\alpha\beta}$, которое удобно записать в матричной форме

$$T' = \Lambda T \Lambda^T = \Lambda T \Lambda. \tag{9}$$

В системе отсчета Σ матрица тензора $T^{\alpha\beta}$ имеет вид [15]

$$T = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix}, \tag{10}$$

где $p = \varepsilon/3$, $\varepsilon = 4\sigma_B T_2^4/c$, σ_B — постоянная Стефана–Больцмана. В свою очередь, матрица Лоренца имеет вид

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \qquad (11)$$

Подставляя (10), (11) в (9), получим

$$T'^{\mu\nu} = \varepsilon \cdot \begin{pmatrix} \gamma^2(1+\beta^2/3) & -4\gamma^2\beta/3 & 0 & 0 \\ -4\gamma^2\beta/3 & \gamma^2(\beta^2+1/3) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/3 \end{pmatrix}, \qquad (12)$$

Из (12) следует, что в соответствии со смыслом компонент тензора энергии-импульса [15] плотность энергии и плотность потока импульса фонового теплового излучения в собственной системе отсчета тела Σ' определяются выражениями

$$\varepsilon' = T'^{00} = \gamma^2\big(1+\beta^2/3\big)\varepsilon = (4/c)\sigma_B T_2^4\gamma^2\big(1+\beta^2/3\big), \qquad (13)$$

$$S'_x/c = T'^{01} = T'^{10} = -4\gamma^2\beta\varepsilon/3 = -(16/3)\gamma^2\beta\sigma_B T_2^4/c. \qquad (14)$$

Сила, действующая на сферическое тело радиуса R или тонкий диск радиуса R (если плоскость диска перпендикулярна вектору скорости), равна

$$F'_x = \sigma_{abs}S'_x/c = -(16/3)\sigma_B\pi R^2\beta\gamma^2 T_2^4/c$$
$$= -(4/3)\beta\gamma^2 a T_2^4/c, \qquad (15)$$

где $\sigma_{abs} = \pi R^2$ — сечение поглощения (как для сферы, так и для диска), $a = 4\pi R^2\sigma_B$. Интересно, что формула (15) в отличие от приведенных далее выражений для интенсивности излучения и других величин была впервые получена еще полвека назад [16]. Интенсивность излучения и скорость нагрева тела dQ'/dt' в системе отсчета Σ' легко найти, учитывая (13) и левую часть (1) в форме $dQ'/dt' = -I' = -(I'_1 - I'_2)$. В частности, для диска будем иметь

$$I'_1 = 2\pi R^2\sigma_B T_1^4 = aT_1^4/2,$$

$$I'_2 = (c/4)\varepsilon' 2\pi R^2 = aT_2^4\gamma^2\Big(1+\beta^2/3\Big)/2,$$

поэтому

$$I' = I'_1 - I'_2 = aT_1^4/2 - aT_2^4\gamma^2\Big(1+\beta^2/3\Big)/2, \qquad (16)$$

$$dQ'/dt' = -aT_1^4/2 + aT_2^4\gamma^2(1+\beta^2/3)/2. \qquad (17)$$

Для сферы площадь поверхности вдвое больше, поэтому формулы, аналогичные (16) и (17), имеют вид

$$I' = 4\pi R^2\Big(\sigma_B T_1^4 - (c/4)\varepsilon'\Big) = aT_1^4 - aT_2^4\gamma^2\Big(1+\beta^2/3\Big), \qquad (18)$$

$$dQ'/dt' = -aT_1^4 + aT_2^4\gamma^2\Big(1+\beta^2/3\Big). \qquad (19)$$

Дальнейшее элементарное вычисление интенсивностей I_1 и I_2 с учетом формул (1)–(3), (16)–(19) дает:
а) диск

$$I = a\Big(T_1^4 - T_2^4\Big)/2 + (2/3)a\beta^2\gamma^2 T_2^4; \qquad (20)$$

б) сфера

$$I = a\Big(T_1^4 - T_2^4\Big). \qquad (21)$$

Из (1), (3), (17) и (19) вытекают также выражения для тангенциальной силы F_x и производной $\dot{Q}$, заданных в системе отсчета Σ:
а) диск

$$F_x = -\frac{a\beta}{2c}\left[T_1^4 + \frac{(5-\beta^2)}{3}\gamma^2 T_2^4\right], \qquad (22)$$

$$\dot{Q} = -\frac{a}{2}\gamma^{-2}\Big[T_1^4 - (1+\beta^2/3)\gamma^2 T_2^4\Big]; \qquad (23)$$

б) сфера

$$F_x = -\frac{a\beta}{c}\Big[T_1^4 + T_2^4/3\Big], \qquad (24)$$

$$\dot{Q} = -a\gamma^{-2}\Big[T_1^4 - \Big(1+\beta^2/3\Big)\gamma^2 T_2^4\Big]. \qquad (25)$$

Из выражений (20), (21) следует, что при фиксированных температурах T_1 и T_2 в начальный момент времени тепловое излучение сферического тела не зависит от скорости, в отличие от излучения диска.

2. Кинетика теплообмена, динамика торможения и квазистационарное излучение

Предположим, что температура T_2 фотонного газа не изменяется с течением времени. Тогда из (18), (19) следует, что в результате теплообмена с ним тело достигает состояния квазистационарного равновесия, при котором его собственная эффективная температура определяется условием $dQ'/dt' = -I' = 0$. Приравнивая к нулю правую часть (19), будем иметь

$$T_1^{(e)} = T_2\gamma^{1/2}(1+\beta^2/3)^{1/4}, \qquad (26)$$

причем величина $T_1^{(e)}$ одинакова и для диска, и для сферы. Именно такая величина квазиравновесной температуры была получена другим методом авторами задачника [17] (задача 5.12). Подставляя (26) в (20) и (21), получим одинаковую результирующую интенсивность квазистационарного излучения и для сферы, и для диска:

$$I^{(e)} = (4/3)aT_2^4\gamma^2\beta^2. \qquad (27)$$

В соответствии с (1), (2) в этом режиме происходит прямое превращение кинетической энергии тела в излучение без изменения его теплового состояния (и состояния фотонного газа). Однако до наступления этого режима, как следует из (20), (21), интенсивности излучения сферы и диска могут заметно отличаться. Поскольку $T_1^{(e)}$ и $I^{(e)}$ зависят от скорости частицы, динамику торможения и кинетику теплообмена необходимо рассмотреть более детально. Уравнение динамики имеет вид

$$\frac{d}{dt}\frac{mV}{\sqrt{1-\beta^2}} = F_x. \tag{28}$$

С учетом скорости изменения массы за счет нагрева тела $(dQ'/dt') = dm/dt')c^2$, релятивистского замедления времени $dt' = dt/\gamma$ и тождества (1) выражение для силы F_x принимает вид [14]

$$F_x = F'_x + \gamma V dm/dt, \tag{29}$$

а уравнение (29) соответственно

$$m\frac{dV}{dt} = \gamma^{-3/2}F'_x. \tag{30}$$

Подставляя (15) в (30), приходим к уравнению

$$\frac{d\beta}{\beta\sqrt{1-\beta^2}} = -\frac{4aT_2^4}{3mc^2}dt. \tag{31}$$

Интегрируя (31), получим

$$\beta(t) = \frac{2\beta_0\exp(-8aT_2^4t/3mc^2)}{2-\beta_0(1-\exp(-8aT_2^4t/3mc^2))}, \tag{32}$$

где $\beta_0 = \beta(0)$. Из (32) следует, что характерное время торможения тела равно

$$t_\beta = \frac{3mc^2}{8aT_2^4} = \frac{R\rho c^2}{8\sigma_B T_2^4}, \tag{33}$$

где ρ — плотность тела (в данном случае имеем в виду сферическое тело). Например, для шарика льда (H_2O) с радиусом $R = 1\,\mathrm{cm}$ и с плотностью $\rho = 0.9\,\mathrm{g/cm^3}$ при температуре $T_2 = 50\,\mathrm{K}$ (эти условия характерны для космических облаков газа и пыли в протозвездных конденсациях) время замедления составит $2.7\cdot10^{10}$ лет. Т.е. если при таких условиях шарик получил начальный импульс, то в течение всего времени эволюции облака ($\sim 10^7$ лет) его скорость уменьшается незначительно (при отсутствии столкновений и нагрева прямым излучением протозвезд). В то же время его тепловое состояние, как показано ниже, изменяется значительно быстрее.

Для анализа кинетики теплового нагрева (охлаждения) тела используем уравнение (19), левую часть которого запишем в виде (C_s — удельная теплоемкость тела)

$$\frac{dQ}{dt'} = \frac{d}{dt'}(C_s mT_1) = \gamma C_s m\frac{dT_1}{dt} + \gamma C_s T_1\frac{dm}{dt} + \gamma mT_1\frac{dC_s}{dt}. \tag{34}$$

С учетом (1) и соотношения $dQ'/dt' = (dm/dt')c^2$ уравнение (34) принимает вид

$$C_s m\frac{dT_1}{dt} = \gamma^{-1}\frac{dQ'}{dt'}(1 - C_sT_1/c^2) - mT_1\frac{dC_s}{dt}. \tag{35}$$

При температурах существования твердых тел независимо от их природы $C_sT_1/c^2 \ll 1$ (см. далее), поэтому этой величиной можно пренебречь, а для зависимости теплоемкости тела от температуры (при $T > T_0$) используем линейную аппроксимацию $C_s(T) = C_0(1 + b(T - T_0))$. Далее, подставляя (19) в (35) и делая замену переменных $T_1 = xT_2$, $t = \tau t_Q$, $t_Q = \frac{\gamma RC_0\rho}{3\sigma_B T_2^3}$, уравнение (35) приводится к виду (здесь также имеем в виду сферическое тело)

$$\frac{dx}{d\tau}(A + Bx) = -x^4 + \gamma^2(1 + \beta^2/3), \tag{36}$$

где $A = 1 - bT_0$, $B = bT_2$.

Интегрируя (36) с учетом начального условия $x(0) = x_0$, получим

$$\ln\big(f(x)/f(x_0)\big) = 2\alpha^3\tau + \mathrm{arctg}(x_0/\alpha) - \mathrm{arctg}(x/\alpha), \tag{37}$$

где параметр $\alpha = \gamma^{1/2}(1 + \beta^2/3)^{1/4}$ определяет квазистационарную температуру тела (см. (26)), а

$$f(x) = \left(\frac{\alpha^2 + x^2}{\alpha^2 + x_0^2}\right)^B \frac{(\alpha + x)^{0.5A-B}}{|\alpha - x|^{0.5A+B}}.$$

Из (37) следует, что условие $\tau \to \infty$ выполняется при $x \to \alpha$, поэтому с учетом асимптотики $f(x)$ при $x \to \alpha$ для характерного времени установления квазистационарной температуры будем иметь

$$t^{(e)} \approx t_Q(0.5A + B)/2\alpha^3 = \frac{RC_0\rho(0.5A + B)}{6\gamma^{1/2}(1 + \beta^2/3)^{3/4}\sigma_B T_2^3}. \tag{38}$$

Учитывая (33) и (38), для отношения времен $t^{(e)}/t_\beta$ находим

$$t^{(e)}/t_\beta = \frac{4C_0T_2}{3c^2}\gamma^{-1/2}(1 + \beta^2/3)^{-3/4}(0.5A + B). \tag{39}$$

В интервале температур $10{-}300\,\mathrm{K}$, при типичных значениях параметров для многих твердых соединений: $C_0 = 1 - 10\,\mathrm{J/K}$, $T_0 = 1 - 10\,\mathrm{K}$, $b = 0.1 - 0.2\,\mathrm{K^{-1}}$ [18], полагая $\gamma \approx 1$ и $T_2 = 50\,\mathrm{K}$, получим $t^{(e)}/t_\beta \approx 10^{-14}$, так что время установления квазистационарного состояния, действительно, гораздо меньше времени торможения, оправдывая приближение, использованное при решении уравнения (35).

3. Спектр излучения

Согласно [19], спектрально-угловая излучательная способность $1\,\mathrm{cm}^2$ поверхности АЧТ с заданной температурой T_1 (в системе отсчета Σ' в нашем случае)

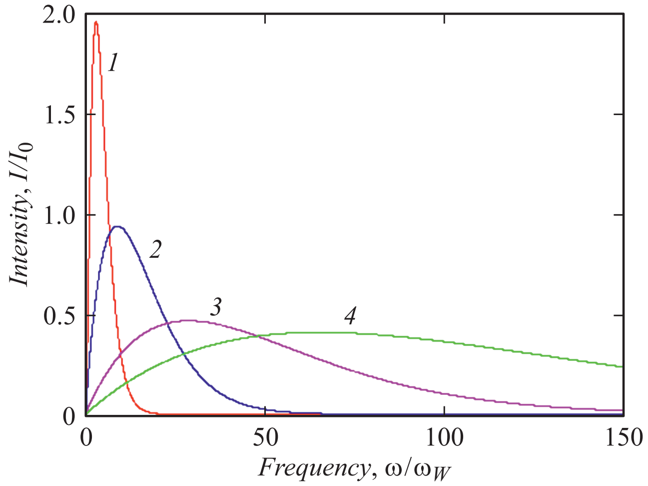

Рис. 2. Спектр излучения движущегося тела в системе отсчета фотонного газа. Кривые *1–4* соответствуют $\beta = 0.5$, 0.95, 0.995, 0.999. Кривые *2–4* показаны с увеличением в 3, 5 и 10 раз, $I_0 = \hbar\omega_W^3\sigma_{abs}/(2\pi^2c^2)$.

определяется выражением

$$J'(\omega', \vartheta', \varphi')d\omega' d\Omega'$$

$$= \frac{\hbar\omega'^3}{4\pi^3c^2}\cos\widehat{\vartheta}\left[\exp(\hbar\omega'/k_BT_1) - 1\right]^{-1}d\omega' d\Omega'. \quad (40)$$

В этом выражении $\widehat{\vartheta}$ — угол между направлением излучения и вектором нормали к элементу поверхности тела, а углы $\vartheta'\varphi'$ сферической координатной системы определим таким образом, что ϑ' отсчитывается от направления оси x', совпадающей с направлением вектора скорости тела. Телесный угол $d\Omega'$ соответствует направлению излучения. Суммируя излучение от всех элементов поверхности, получим

$$I'(\omega', \vartheta', \varphi')d\omega' d\Omega' = \frac{\hbar\omega'^3}{4\pi^3c^2}$$

$$\times\, \sigma_{abs}\left[\exp(\hbar\omega'/k_BT_1) - 1\right]^{-1}d\omega' d\Omega', \quad (41)$$

где $I'(\omega', \vartheta', \varphi')$ — спектрально-угловая интенсивность излучения, определяемая также выражением (здесь E' — энергия тела)

$$\frac{d^3E'}{dt'd\omega' d\Omega'} = I'(\omega', \vartheta', \varphi'), \quad (42)$$

а сечение поглощения σ_{abs} равно максимальной площади сечения тела плоскостью, перпендикулярной к направлению вектора излучения. Для сферического тела и для диска радиуса R, очевидно, $\sigma_{abs} = \pi R^2$. Учитывая релятивистские преобразования энергии, частоты, времени и телесного угла при переходе от Σ' к Σ, левая часть (42) принимает вид

$$\frac{d^3E'}{dt'd\omega' d\Omega'} = \frac{d^3E}{dtd\omega d\Omega}\gamma^3(1 - \beta\cos\vartheta)^2, \quad (43)$$

а выражение (39) для $I(\omega', \vartheta'\varphi')$ соответственно

$$I(\omega', \vartheta', \varphi') = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3c^2}\sigma_{abs}\gamma^3(1 - \beta\cos\vartheta)^3$$

$$\times\left[\exp(\hbar\gamma\omega(1 - \beta\cos\vartheta)/k_{\beta T_1}) - 1\right]^{-1}. \quad (44)$$

Из (43), (44) следует, что спектрально-угловая интенсивность излучения тела в системе отсчета Σ равна

$$\frac{d^3E}{dtd\omega d\Omega} = I(\omega, \vartheta, \varphi) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3c^2}\sigma_{abs}(1 - \beta\cos\vartheta)$$

$$\times\left[\exp\big(\hbar\gamma\omega(1 - \beta\cos\vartheta)/k_\beta T_1\big) - 1\right]^{-1}. \quad (45)$$

Формула (45) согласуется с [16]. При условии квазистационарного равновесия тела с фоновым излучением температура T_1 в (43) определяется формулой (26). Интегрируя (45) по частотам, получим угловое распределение излучения

$$I(\vartheta, \varphi) = \frac{\sigma_B T_1^4}{\pi}\sigma_{abs}\gamma^{-4}(1 - \beta\cos\vartheta)^{-3}, \quad (46)$$

а интегрируя (45) по телесному углу $d\Omega = 2\pi\sin\vartheta d\vartheta$ — спектральное распределение

$$I(\omega) = \frac{\hbar}{2\pi^2c^3}\sigma_{abs}\gamma^{-2}\beta^{-1}\omega_W^2\omega$$

$$\times\left[f\left(\frac{\omega}{\omega_W}\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}\right) - f\left(\frac{\omega}{\omega_W}\sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}\right)\right], \quad (47)$$

где

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}(1 + nx)\exp(-nx),$$

$\omega_W = k_BT_1/\hbar$ — частота Вина.

Заметим, что угловая зависимость (46) характерна для интенсивности излучения любой движущейся системы с изотропным распределением излучаемых квантов в системе покоя тела [15].

На рис. 2 показан вид спектра (47) в приведенных единицах при различных значениях β. Форма спектра остается близкой к планковской, но частота максимума становится равной $\omega_{\max} = 2.82\gamma\omega_W$. В заключение заметим, что все выше рассмотренные характеристики, связанные с динамикой и тепловым излучением АЧТ с радиусами $R \gg \lambda_W$, значительно отличаются от таковых для микрочастиц частиц с радиусами $R \ll \lambda_W$, не являющихся абсолютно черными [11,13], для которых приближение геометрической оптики ($R \gg \lambda_W$) неприменимо.

Заключение

Получены замкнутые выражения для динамических и излучательных характеристик АЧТ с размерами, превышающими виновскую длину волны, имеющего собственную температуру T_1, и движущегося со скоростью V в равновесном газе фотонов с температурой T_2: тангенциальной тормозящей силы, интенсивности теплового излучения и поглощения, скорости нагрева (охлаждения), спектрально-угловой интенсивности излучения. Все указанные величины отнесены либо к собственной системе покоя тела, либо к системе отсчета фотонного газа. Показано, что в начальный момент времени суммарная интенсивность излучения может зависеть от формы тела, как, например, для сферических и дискообразных частиц одинакового радиуса. При неизменной температуре T_2 фонового излучения по прошествии некоторого времени устанавливается квазистационарное тепловое состояние тела с эффективной температурой, зависящей от скорости и T_2, при котором интенсивность теплового излучения не зависит от формы, а энергия поступательного движения превращается в излучение до момента остановки. Характерное время установления квазистационарного состояния значительно меньше времени торможения, поэтому кинетика теплообмена может рассматриваться при фиксированной скорости движения, а динамика торможения и квазистационарного излучения — при фиксированной температуре тела. Форма спектра излучения в системе отсчета фотонного газа близка к планковской, но максимум смещается в сторону высоких частот пропорционально гамма-фактору. Характерные параметры, связанные с излучением и динамикой АЧТ большого радиуса, значительно отличаются от таковых для более мелких (не абсолютно черных) частиц с размерами, меньшими виновской длины волны. Полученные результаты могут быть, в частности, полезны при исследовании эволюции и низкочастотного излучения астероидных тел и планетезималей, движущихся в темных галактических и межгалактических областях космического пространства, слабо освещаемых звездами. Возможно, в будущем результаты будут востребованы при исследовании динамики и электромагнитного излучения частиц в вакуумных ловушках с фиксированной температурой стенок и динамического эффекта Казимира.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.W. Rodriguez, P.C. Hui, D.P. Woolf, S.G. Johnson, M. Lonar, F. Capasso. Ann. Phys., **527** (1–2), 45 (2015). DOI 10.1002/andp.201400160

[2] A. Pontin, M. Bonaldi, A. Borrielli, F. Marino, L. Marconi, A. Bagolini, G. Pandraud, E. Serra, G.A. Prodi, F. Marin. Ann. Phys. (Berlin), **527**, 89 (2015). https://doi.org/10.1002/andp.201400093

[3] M. Aspelmeyer, T.J. Kippenberg, M. Marquardt. Rev. Mod. Phys., **86**, 1391 (2014). https://doi.org/10.1103/RevModPhys.86.1391

[4] R. Reimann, M. Doderer, E. Heberstreit, R. Diehl, M. Frimmer, D. Windey, F. Tebbenjohanns, L. Novotny. Phys. Rev. Lett., **121** (1-5), 033602 (2018). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.033602

[5] J. Ahn, Z. Xu, J. Bang, Yu-Hao Deng, T.M. Hoang, Q. Han, Ren-Min Ma, T. Li. Phys. Rev. Lett., 121 (1−5), 033603 (2018). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.033603

[6] D.J. Scheeres. Nature, **512**, 139 (2014). https://doi.org/10.1038/512139a

[7] B. Rozitis, E. MacLennan, J.P. Emery. Nature, **512**, 174 (2014). https://doi.org/10.1038/nature13632

[8] Y.I. Izotov, N.G. Guseva, K.J. Fricke, E. Krugel, C. Henkel. Astron. Astrophys., **570**, 97 (2014). https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423539

[9] Thiem Hoang, Ap. J., **876** (1−10), 13 (2019). DOI: 10.3847/1538-4357/ab1075

[10] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. УФН, **187** (6), 599 (2017). https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.12.038006 [G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. Physics-Uspekhi, **60** (6), (2017).]

[11] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. J. Appl. Phys. Sci. Int., **9** (4), 124 (2017).

[12] A.A. Kyasov, G.V. Dedkov. Phys. J. (AIS), **2** (3), 176 (2016).

[13] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. Phys. Scripta, **89** (1−7), 105501 (2014). https://doi.org/10.1088/0031-8949/89/10/105501

[14] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. Int. J. Mod. Phys. B, **29** (32), 1550237 (1−9) (2015). DOI: 10.1142/S0217979215502379

[15] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля* (Наука, М., 1988). [L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *The Classical Theory of Fields* (Pergamon, 1975)] https://doi.org/10.1016/C2009-0-14608-1

[16] G.R. Henry, R.B. Feduniak, J.E. Silver, M.A. Peterson. Phys. Rev., **176** (5), 1451 (1968). http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.176.1451

[17] A.P. Lightman, W.H. Press, R.H. Price, S.A. Teukolsky. *Problem Book in Relativity and Gravitation* (Princeton Univ. Press, Ney Jersey, 1975)

[18] *Физические величины*. Справочник под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. (Энергоатомиздат, М., 1991)

[19] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Статистическая физика*. Ч. 1. (Физматлит, М., 2001) [L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Statistical Physics*. (Pergamon Press, Oxford, 1980), v. 1.