ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том 32, № 5 РАДИОФИЗИКА 1989

УДК 621.384.32

ТЕПЛОВОЕ ФЛУКТУАЦИОННОЕ ПОЛЕ В НЕОДНОРОДНОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Ж. Д. Генчев

Рассмотрена задача о формировании теплового радиоизлучения неоднородной неизотермической средой, занимающей полупространство $z>0$, при произвольном законе изменения диэлектрической проницаемости по глубине. Область $z<0$ занята изотропным непоглощающим диэлектриком (воздухом, $\varepsilon_a=1$). Найдено точное выражение для спектральной плотности вектора Пойнтинга. Получена формула для закона излучения Кирхгофа и эффективной термодинамической температуры неоднородной неизотермической среды $z>0$.

1. Введение. Основные положения, возможности и конкретные прикладные методики пассивных методов диагностики окружающей среды изложены в монографиях [1–4]. Там же показано, что, измеряя спектры собственного излучения в дальней волновой зоне и используя решения феноменологического уравнения переноса излучения, представляющего собой уравнение баланса энергии для участка слабонеоднородной и малопоглощающей среды [4], можно получить данные о термодинамическом состоянии и электрофизических параметрах атмосферы, водной поверхности и почвогрунтов. Заметим, однако, что для анализа радиоизлучения от произвольных неоднородных сред применение уравнения переноса излучения недостаточно обосновано.

Формирование радиоизлучения в произвольную слоисто-неизотермическую среду (т. е. среду, температура которой $T(z)$ и ее комплексная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega, z)$ зависят только от расстояния от поверхности среды, причем $\varepsilon(\omega, z)$ не ограничено условием слабой неоднородности) изучалось с помощью прямого метода корреляционной теории электродинамических флуктуаций [5] в работе [7] и с помощью более современного метода вспомогательной плоской волны [6] в работах [1,8]. Заметим, что окончательные результаты работы [7] представлены в неудобном для численных расчетов виде — выражения (34) и (44) этой работы для интенсивности излучения пропорциональны не найденным в явном виде решениям $y(z, z')$ неоднородных волновых уравнений, возбуждаемых источником $\delta(z-z')$. Более того, как отмечается в [9], в асимптотических разложениях работы [7] для важного частного случая слабой неоднородности допущены неточности. Что касается более поздних расчетов, приведенных в работах [1,8], заметим, что мощность излучения среды с единицы поверхности в единичный телесный угол в направлении нормали к среде вычислена в [1,8] лишь с точностью до неопределенного мультипликативного множителя. Таким образом, несмотря на подробный анализ дифференциальной [8] и полной [1] излучательной способности неоднородного нагретого тела, выражение для эффективной температуры неизотермического полупространства записано во всех перечисленных выше источниках [1–4, 7–9] в приближении одного или другого варианта метода ВКБ, т. е. в предположении о слабой неоднородности среды: $|d\varepsilon/dz| \ll k_0|\varepsilon|$. Без ограничений, присущих методу ВКБ, аналитические и численные результаты для радиояркостной температуры неоднородного полупространства получены в работах Дж. Конга (см., например, [12]). Однако аналитические результаты [12] сформулированы лишь для случая «кусочнооднородной» стратификации; что касается рассмотрения произвольной непрерывной зависимости комплексной проницаемости от координаты z, то формулы (27)—(31) работы [12] по сути дела повторяют результаты [7], и использование этих формул не дает возможности в явном виде определить зависимость эквивалентной температуры излучения неизотермического полупространства от решения волнового уравнения. Нашей основной задачей в этом сообщении является, во-первых, вывод точных выражений для корреляторов электрического и магнитного поля (с учетом как поля излучения, так и поверхностного квазистатического поля, которое, как известно [10], дает существенный вклад во флуктуационные характеристики малых зазоров между нагретыми телами) и, во-вторых, вывод обобщенного закона Кирхгофа для одностороннего излучения неизотермической среды, заполняющей полупространство, и выражения (при $\hbar\omega \ll k_B T(z)$) для эффективной температуры излучения при произвольной зависимости от координаты z функций $\varepsilon(\omega, z)$ и $T(z)$.

2. Постановка задачи. Спектральные корреляционные характеристики электромагнитных флуктуаций (общая теория). Рассмотрим полупространство $z>0$, заполненное квазиравновесной неизотермической неоднородной средой. Будем считать, что область $z<0$ занята воздухом ($\varepsilon_a = 1 + i0$). Пренебрегая пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости и считая среду $z>0$ негиротропной, обозначим ее комплексную проницаемость $\varepsilon(\omega, z)$, а температуру среды — $T(z)$. Вводя для всех флуктуирующих величин фурье-преобразование вида

$$E(\omega, \mathbf{k}_\perp, z) = (2\pi)^{-3} \int E(t, \mathbf{r}) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp) d^2 r_\perp dt, \tag{1}$$

где

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_\perp + \mathbf{n}z, \quad \mathbf{r}_\perp(x, y, 0), \quad \mathbf{n}(0, 0, 1),$$

из уравнений Максвелла с введенной в них спонтанной («сторонней») индукцией $\tilde{\mathbf{D}}(t, \mathbf{r})$ и из условий непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля на границе $z=0$ получим следующие две неоднородные скалярные краевые задачи:

$$\frac{d^2b}{dz^2} - \frac{1}{\varepsilon(z)}\frac{d\varepsilon}{dz}\frac{db}{dz} + [k_0^2\varepsilon(z) - k_\perp^2] b(z) = k_0 \Big\{ k_\perp \tilde{D}_3(z) + i\varepsilon(z)\frac{d}{dz} \times \times \Big[\frac{1}{\varepsilon(z)}\Big(\frac{\mathbf{k}_\perp}{k_\perp} \cdot \tilde{\mathbf{D}}_\perp(z)\Big)\Big]\Big\}; \tag{2а}$$

$$\left(\frac{db}{dz}\right)_{+0} + i\varepsilon(\omega, 0) q_0 b(+0) = 0, \quad b(z \to \infty) = 0; \tag{2б}$$

$$\frac{d^2e}{dz^2} + [k_0^2\varepsilon(z) - k_\perp^2] e(z) = -k_0^2 \tilde{d}(z); \tag{3а}$$

$$\left(\frac{de}{dz}\right)_{+0} + iq_0 e(+0) = 0, \quad e(z \to \infty) = 0. \tag{3б}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\mathbf{E}_\perp(z) = \frac{(\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{E}_\perp)}{k_\perp^2}\mathbf{k}_\perp + e(z)\left[\mathbf{n} \times \frac{\mathbf{k}_\perp}{k_\perp}\right],$$

$$\mathbf{B}_\perp(z) = \frac{(\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{B}_\perp)}{k_\perp^2}\mathbf{k}_\perp + b(z)\left[\mathbf{n} \times \frac{\mathbf{k}_\perp}{k_\perp}\right], \tag{4}$$

$$\tilde{D}_\perp(z) = (k_\perp \cdot \tilde{D}_\perp)\frac{k_\perp}{k_\perp^2} + \tilde{d}(z)\left[n \times \frac{k_\perp}{k_\perp}\right],$$

$$k_0 = \omega/c, \qquad q_0 = (\varepsilon_a k_0^2 - k_\perp^2)^{1/2}, \quad \operatorname{Im} q_0 \geqslant 0, \quad \varepsilon_a = 1 + i0.$$

Нижний индекс $\perp$ для любого вектора v означает $v_\perp = v - (nv)n$, $(nv) = v_3$, и в аргументах функций в формулах (2)—(4) принята сокращенная запись $b(z) = b(\omega, k_\perp; z)$ и т. д.

Для получения граничных условий (2б) и (3б) было использовано представление электрического поля в воздухе ($z<0$) в виде суперпозиции плоских волн ($0<k_\perp<k_0$ — поле излучения и $k_0<k_\perp<\infty$ — квазистатическое поле):

$$E^v(\omega, r) = \int d^2k_\perp E^v(\omega, k_\perp)\exp\left[-iq_0 z + i(k_\perp \cdot r_\perp)\right],$$

$$E^v(\omega, k_\perp) = -\frac{b(\omega, k_\perp)}{k_0 k_\perp}(q_0 k_\perp + k_\perp^2 n) + e(\omega, k_\perp)\left[n \times \frac{k_\perp}{k_\perp}\right], \tag{5}$$

причем комплексные амплитуды $e(\omega, k_\perp)$ и $b(\omega, k_\perp)$ в (5) получаются из решений граничных задач (2а) и (3а) при помощи соотношений

$$b(\omega, k_\perp) = b(\omega, k_\perp; \ z=0),$$

$$e(\omega, k_\perp) = e(\omega, k_\perp; \ z=0). \tag{6}$$

Учитывая формулировку флуктуационно-диссипативной теоремы (ФДТ) [5–7, 11] при сделанных предположениях о «вертикальной» неоднородности и неизотермичности среды $z>0$,

$$\langle \tilde{D}_i(r)\tilde{D}_j^*(r')\rangle_\omega = 2\operatorname{Im}[\varepsilon(\omega, z)]\,\Theta\,[T(z)]\,\delta_{ij}\,\delta(r - r'), \tag{7}$$

где

$$\Theta[T(z)] = \hbar \coth(\hbar\omega/2k_B T(z)),$$

k_B — постоянная Больцмана, а также явный вид правых частей краевых задач (2а) и (3а), получим, что комплексные амплитуды $e(\omega, k_\perp)$ и $b(\omega, k_\perp)$ некоррелированы:

$$\langle e(\omega, k_\perp) b^*(\omega', k'_\perp)\rangle = 0.$$

Введем спектральные плотности $\langle |e|^2\rangle_{k_\perp, \omega}$ и $\langle |b|^2\rangle_{k_\perp, \omega}$ при помощи равенств

$$\langle e(k_\perp) e^*(k'_\perp)\rangle_\omega = \langle |e|^2\rangle_{k_\perp, \omega}\,\delta(k_\perp - k'_\perp),$$

$$\langle b(k_\perp) b^*(k'_\perp)\rangle_\omega = \langle |b|^2\rangle_{k_\perp, \omega}\,\delta(k_\perp - k'_\perp). \tag{8}$$

Заметим, что коррелятор $\langle |e|^2\rangle_{k_\perp \omega}$ соответствует электромагнитным флуктуациям s-поляризации (горизонтальная поляризация), а коррелятор $\langle |b|^2\rangle_{k_\perp \omega}$ описывает p-поляризованное тепловое поле (вертикальная поляризация). Пользуясь определением (2.12) ([6], с. 26), находим для спектральной плотности z-компоненты вектора Пойнтинга $P(\omega)$ в воздухе ($z<0$) следующее выражение:

$$-P_z(\omega) = |P_z(\omega)| = \int\limits_{|k_\perp|<k_0} d^2k_\perp \frac{cq_0}{2\pi k_0}\left(\langle |b|^2\rangle_{k_\perp, \omega} + \langle |e|^2\rangle_{k_\perp, \omega}\right), \tag{9а}$$

которое путем введения новых переменных

$$k_\perp = k_0 \sin\theta, \quad d^2k_\perp = k_0^2 \cos\theta\, d\Omega,$$

$$d\Omega=\sin\theta d\theta d\varphi, \qquad 0\leqslant\theta\leqslant\pi/2, \qquad 0\leqslant\varphi\leqslant 2\pi \tag{9б}$$

выражается через интенсивность теплового излучения $I(\omega,\theta)$ следующим образом:

$$|P_z(\omega)| = \int\limits_{0\leqslant\theta\leqslant\pi/2} I(\omega,\theta)\cos\theta\, d\Omega; \tag{9в}$$

$$I(\omega,\theta) = \frac{k_0^2 c}{2\pi}\cos\theta\left(\langle|e|^2\rangle_{k_0\sin\theta,\,\omega} + \langle|b|^2\rangle_{k_0\sin\theta,\,\omega}\right). \tag{9г}$$

Имея в виду приложения в области СВЧ радиометрии, когда $\hbar\omega \ll k_B T(z)$ и $\Theta[T]\to 2k_B T/\omega$, и учитывая, что при выполнении этого неравенства интенсивность излучения (9г) пропорциональна радиояркостной температуре $T_b^{(h,v)}(\omega,\theta)$ на горизонтальной и вертикальной поляризациях,

$$I(\omega,\theta) = \frac{\omega^2 k_B}{8\pi^3 c^2}\sum_{(h,v)} T_b^{(h,v)}(\omega,\theta), \tag{10}$$

в следующем разделе статьи будем анализировать лишь выражения для радиояркостной температуры. Это не ограничивает общность полученных результатов, а лишь конкретизирует область их применения. Заметим, что в важном частном случае изотермической однородной среды ($T(z)=T_0$; $\varepsilon(\omega,z)=\varepsilon(\omega)$) «ключевые» корреляторы (8) были получены ранее [6,11]. В этом полностью однородном случае спектральные плотности $\langle|e|^2\rangle_{k_\perp,\omega}$ и $\langle|b|^2\rangle_{k_\perp,\omega}$ принимают следующий вид:

$$\langle|e|^2\rangle_{k_\perp,\omega} = \frac{\Theta[T_0]k_0^2(q+q^*)}{4\pi^2|q+q_0|^2}; \tag{11а}$$

$$\langle|b|^2\rangle_{k_\perp,\omega} = \frac{\Theta[T_0]k_0^2(\varepsilon^* q+\varepsilon q^*)}{4\pi^2|q+\varepsilon q_0|^2}, \tag{11б}$$

где

$$q = [k_0^2\varepsilon(\omega) - k_\perp^2]^{1/2}, \qquad \operatorname{Im} q > 0.$$

3. Интенсивность теплового излучения неизотермической неоднородной среды. Обобщенный закон Кирхгофа. Введем в рассмотрение функцию Грина $B(z,z')$ для краевой задачи (2а), (2б), описывающей вертикально поляризованное флуктуационное поле:

$$\frac{\partial^2 B(z,z')}{\partial z^2} - \frac{1}{\varepsilon(z)}\frac{d\varepsilon}{dz}\frac{\partial B(z,z')}{\partial z} + q^2(z)B(z,z') = \delta(z-z'); \tag{12а}$$

$$\left.\frac{\partial B(z,z')}{\partial z}\right|_{z=0} + iq_0\varepsilon(\omega,0)\,B(0,z') = 0; \tag{12б}$$

$$B(z\to\infty,\ z') = 0, \tag{12в}$$

и $E(z,z')$ — для краевой задачи (3а), (3б), соответствующей горизонтально поляризованным флуктуационным волнам:

$$\frac{\partial^2 E(z,z')}{\partial z^2} + q^2(z)E(z,z') = \delta(z-z'); \tag{13а}$$

$$\left.\frac{\partial E(z,z')}{\partial z}\right|_{z=0} + iq_0 E(0,z') = 0; \tag{13б}$$

$$E(z\to\infty, z')=0, \tag{13в}$$

где

$$q^2(z) = k_0^2\varepsilon(\omega, z) - k_\perp^2. \tag{14}$$

Покажем, что входящие в аналитические формулы для яркостной температуры

$$T_b^{(h)}(\omega, \theta) = 4k_0^3\cos\theta \int_0^\infty \operatorname{Im}\varepsilon(\omega, z)T(z)\,|E(0, z)|^2 dz; \tag{15а}$$

$$T_b^{(v)}(\omega, \theta) = 4k_0\cos\theta \int_0^\infty \operatorname{Im}\varepsilon(\omega, z)\,T(z)\left(k_0^2\sin^2\theta\,|B(0, z)|^2 + \left|\frac{\partial B(0, z)}{\partial z} + \frac{1}{\varepsilon(z)}\frac{d\varepsilon}{dz}B(0, z)\right|^2\right)dz \tag{15б}$$

функции $E(0, z)$ и $B(0, z)$ выражаются через решения соответствующих одномерных однородных (с правой частью, равной нулю) волновых уравнений, и сформулируем обобщенный закон Кирхгофа для неизотермической неоднородной среды $z>0$. С этой целью запишем общее решение уравнения (13а) в виде суммы двух линейно независимых решений однородного уравнения и одного частного решения, определяемого далее методом коэффициентов Лагранжа $A_+(z, z')$, $A_-(z, z')$:

$$E(z, z') = C_+(z')f_+(z) + C_-(z')f_-(z) + A_+(z, z')f_+(z) + A_-(z, z')f_-(z). \tag{16}$$

Здесь $C_+(z')$, $C_-(z')$ — произвольные функции z', не зависящие от переменной дифференцирования в (13а) z; $f_\pm(z)$ представляет собой сходящееся к нулю (расходящееся на бесконечности) решение дифференциального уравнения

$$\frac{d^2 f_\pm(z)}{dz^2} + q^2(z)f_\pm(z) = 0, \quad \lim_{z\to\infty} f_+(z) = 0, \quad \lim_{z\to\infty} f_-(z) = \infty. \tag{17}$$

Мы ограничимся анализом волн горизонтальной поляризации (уравнение (13а)), так как ключевое уравнение (12а), соответствующее волнам вертикальной поляризации, при помощи замены $B(z, z') = n(z)F(z, z')$, $n(z) = \sqrt{\varepsilon(z)}$ преобразуется в уравнение вида (13а) для $F(z, z')$, причем в этом случае в отличие от (14) $q^2(z) = n^2k_0^2 - k_\perp^2 + n''/n - 2(n'/n)^2$. Учитывая условие на бесконечности (13в), получаем, что $C_-(z') = 0$, а также вычисляем в явном виде множители $A_+(z, z')$ и $A_-(z, z')$ в (16):

$$E(z, z') = C_+(z')f_+(z) - \frac{f_-(z')}{\Delta_0}\theta(z - z')f_+(z) - \frac{f_+(z')}{\Delta_0}\theta(z' - z)f_-(z), \tag{18}$$

где

$$\Delta_0 \equiv f_+(df_-/dz) - f_-(df_+/dz) = \mathrm{const},$$

$\theta(z) = \dfrac{i}{2\pi}\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp(-itz)dt}{t + i0}$ — разрывная функция Хевисайда. Далее, пользуясь граничным условием (13б), вычисляем коэффициент $C_+(z')$ в (18),

$$C_+(z')=\frac{f_+(z')}{\Delta_0}\,\frac{f'_-(0)+iq_0f_-(0)}{f'_+(0)+iq_0f_+(0)},\quad f'_\pm(0)=\left.\frac{df_\pm}{dz}\right|_{z=0},\tag{19}$$

и отсюда получаем, что входящая в (15а) величина $E(0, z)$ зависит всего лишь от сходящегося к нулю на бесконечности решения $f_+(z)$ однородного дифференциального уравнения (17):

$$E(0,z)=f_+(z)/[f'_+(0)+iq_0f_+(0)]\,.\tag{20}$$

Заметим, что для квазистатического поля, когда $k_\perp>k_0$, имеем $q_0=i[k^2_\perp-k^2_0]^{1/2}$, а для радиояркостной температуры (15а) $q_0=$ $=k_0\cos\theta$. Учтем тождество (см. (14) и (17))

$$\mathrm{Im}\,u'(0)=k^2_0\int\limits_0^\infty \mathrm{Im}\,\varepsilon(\omega,z)\,|u(z)|^2dz>0,\tag{21а}$$

где

$$u(z)=f_+(z)/f_+(0)\,.\tag{21б}$$

Тогда из (15а), (20) получаем обобщенный закон излучения Кирхгофа для неоднородной неизотермической среды $z>0$ (горизонтальная поляризация):

$$T^{(h)}_b(\omega,\theta)=(1-|R_h|^2)\,T_{\mathrm{eff}}(\omega,\theta)\,.\tag{22}$$

Здесь $R_h=[ik_0\cos\theta-u'(0)]/[ik_0\cos\theta+u'(0)]$ — комплексный коэффициент отражения от неоднородной среды ([1], с. 48), а эффективное значение температуры имеет следующий вид:

$$T_{\mathrm{eff}}(\omega,\theta)=\int\limits_0^\infty K(z,\omega,\theta)\,T(z)\,dz;\tag{23а}$$

$$K(z,\omega,\theta)=\frac{k^2_0}{\mathrm{Im}\,u'(0)}\,\mathrm{Im}\,\varepsilon(\omega,z)\,|u(z)|^2\,.\tag{23б}$$

Представляет интерес сравнение численных значений точной весовой функции $K(z)$ (23б) с соответствующим приближенным результатом [4], пригодным для расчета эффективной температуры в слабонеоднородной среде с произвольным поглощением:

$$K_1(z,\omega,\theta)=\gamma(\omega,z)S_r(z,\omega,\theta)\exp\left[-\int\limits_0^z\gamma(\omega,z')S_r(z',\omega,\theta)dz'\right].\tag{24}$$

Здесь $\gamma(\omega,z)=2k_0\,\mathrm{Im}\sqrt{\varepsilon(\omega,z)}$, а формула для рефракционного коэффициента $S_r(z,\omega,\theta)$ приведена во многих источниках (см., например, [3, 4, 9]). Сравнение полученных численных значений показывает (табл 1), что как в качественном, так и в количественном отношении весовые функции (23б) и (24) близки друг к другу.

Таблица 1

z, см	0	10	20	30	40	50	60	70
$W(z)$, г/см^3	0,12	0,132	0,156	0,18	0,072	0,08	0,102	0,108
$10^4 K(z)$, ом$^{-1}$	703	379	226	114	15,9	14	4,9	3,64
$10^4 K_1(z)$, см$^{-1}$	685	380	212	99,5	14,2	10,6	8,06	5,03

Для составления таблицы было рассмотрено полупространство неоднородно увлажненного почвогрунта, который характеризуется комплексным показателем преломления

$$\sqrt{\varepsilon(z)} = W(z)[7{,}81+i\,0{,}908]+1{,}62\,. \qquad (25)$$

Кроме этого, условия наблюдения и длина волны зафиксированы следующим образом: $\theta=0{,}2\,\pi/k_0=20$ см. Влажность почвы в (25) выражена в относительных единицах объема почвы, или г/см^3 ([3], с. 116), причем численные значения влажности в таблице соответствуют данным советско-болгарского эксперимента, проведенного 16.07.1987 г. в 10 ч утра местного времени в районе п. Ресена, Поликраище. Остальные численные коэффициенты в (25) вычислены на основе следующей аналитической аппроксимации комплексного показателя преломления смеси:

$$\sqrt{\varepsilon(z)} = W(z)(\sqrt{\varepsilon_w}-1)+\frac{\rho_s}{\rho_м}(\sqrt{\varepsilon_м}-1)+1\,, \qquad (26)$$

где проницаемость воды $\varepsilon_w=76{,}8+i\,16$, проницаемость монолита $\varepsilon_м=6$, плотность почвы $\rho_s=1{,}2$ г/см^3 и плотность монолита $\rho_м=2{,}8$ г/см^3.

Приведенный анализ и численный пример показывают, что по крайней мере для увлажненных почвогрунтов предпочтительно использовать не приближенные формулы, а точные результаты аналитической теории теплового радиоизлучения.

Автор благодарен А. М. Шутко за полезное обсуждение рукописи данной работы и за конструктивные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богородский В. В., Козлов А. И. Микроволновая радиометрия земных покровов — Л.: Гидрометеоиздат, 1985 — 272 с.
2. Богородский В. В, Козлов А. И, Тучков Л Т Радиотепловое излучение земных покровов. — Л · Гидрометеоиздат, 1977 — 224 с
3. Шутко А. М. СВЧ радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. — М Наука, 1986 — 186 с
4 Метеорологическое зондирование подстилающей поверхности из космоса / Под ред. К. Я. Кондратьева. — Л , Гидрометеоиздат, 1979. — 248 с.
5. Рытов С. М. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. — М АН СССР, 1953.
6. Левин М. Л., Рытов С. М Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике — М.· Наука, 1967 — 307 с
7. Stogrin A // Radio Sci 1970 V. 5. № 12. P 1397
8. Богородский В В, Козлов А И, Матусевич И М // ЖТФ 1978 Т 48 № 11 С 2359
9. Шульгина Е. М. // Труды ГГО. 1975 Вып 331 С 64
10. Левин М Л, Полевой В Г, Рытов С М. // ЖЭТФ. 1980 Т 79. С. 2087
11 Генчев Ж Д, Калмыкова С С // УФЖ. 1972. Т. 17. С 443.
12. Tsang L, Njoku E, Kong J. A // J. Appl Phys 1975. V. 46 P 5127.

Институт электроники
Болгарской академии наук

Поступила в редакцию
2 июля 1987 г,
после переработки
21 июня 1988 г

THE THERMAL FLUCTUATIONAL FIELD IN AN INHOMOGENEOUS NONISOTHERMAL MEDIUM

Z. D. Genchev

The formation of the near fluctuational field and the thermal radiation flux of an inhomogeneous and nonisothermal medium $z>0$ with an arbitrary dielectric permittivity $\varepsilon(z)$ is considered. The region $z<0$ is occupied by an isotropic and non-absorbing dielectric (air, $\varepsilon_a=1$). Exact expression is found for the spectral density of the Pointing vector in the transparent medium $z<0$. Formula for the Kirhoff's radiation law and the effective thermodynamic temperature of the inhomogeneous and nonisothermal medium $z>0$ is derived.