УДК 536.331
DOI: 10.18384/2310-7251-2021-3-70-81

К ВОПРОСУ РЕЗОНАНСНОГО НАГРЕВА ПОВЕРХНОСТЕЙ ТЕПЛОВЫМ ЛУЧИСТЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Гладков С. О., Годин А. А.

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)
125993, г. Москва, Волоколамское ш., д. 4, Российская Федерация

Аннотация

Цель: показать, что при действии лучистого солнечного излучения на поверхность металлической пластины будет происходить её резонансный разогрев на частоте $\omega_0 = \frac{2\varepsilon_F}{\hbar}$, где ω_0 – оптическая частота излучения, ε_F – энергия Ферми, $\hbar$ – постоянная Планка.

Процедура и методы. Методом квазиклассического кинетического уравнения вычислена зависимость коэффициента теплопроводности от координаты x, отсчитываемой вглубь пластины.

Результаты. Приведено аналитическое значение температуры поверхности, нагреваемой резонансным оптическим источником тепла, для различных типов материалов, в частности, для металла, песка и диэлектрика.

Теоретическая и практическая значимость заключается в том, что предложено теоретическое обоснование возможности резонансного разогрева поверхностей лучистым потоком энергии.

Ключевые слова: теплопроводность, кинетическое уравнение, лучистая энергия, уравнение Фурье

RESONANCE HEATING OF SURFACES BY THERMAL SOLAR RADIATION

S. Gladkov, A. Godin

Moscow Aviation Institute (National Research University)
Volokolamskoe sh. 4, Moscow 125993, Russian Federation

Abstract

Aim of the article is to show that under the action of raying solar radiation on the surface of the metal plate will occur its resonance heating at the frequency $\omega_0 = \frac{2\varepsilon_F}{\hbar}$, where ω_0 – is the optical frequency of radiation, ε_F – is an Fermi's energy, $\hbar$ – is Planck constant.

Methodology. Thanks to the method of the kinetic equation, the dependence of the thermal conductivity coefficient on the coordinate counted deep into the plate is calculated x.

Results. The analytical value of the surface temperature heated by a resonance optical heat source for various types of materials, in particular, for metal, sand and dielectric, is given.
Research implications. A theoretical substantiation of the possibility of resonance heating of surfaces by a raying flow of energy is proposed.
Keywords: thermal conductivity, kinetic equation, raying energy, Fourier equation.

Введение

Задача, о которой сейчас пойдёт речь, относится к разряду проблем, связанных с аналитическим вычислением значения температуры поверхности некоторых материалов, подверженных внешнему стационарно действующему лучистому излучению.

В известных нам задачах, связанных с описанием распределения температуры по пластинам (см., к примеру, [1–14] и, в частности, монографию [15], в которой пластинам посвящена целая глава), мы не обнаружили решения той задачи, о которой пойдёт речь в настоящей статье.

Речь идёт о вычислении температуры поверхности абстрактного (пока что) материала под воздействием стационарного источника лучистого теплового солнечного излучения, направленного строго перпендикулярно его поверхности. Предполагаемое условие перпендикулярности потока связано с тем обстоятельством, что в этом случае разогрев поверхности должен быть максимальным. Однако, если всё же считать, что излучение падает под углом α к поверхности, то перпендикулярная составляющая потока Φ просто должна быть умножена на $\cos\alpha$.

Для конкретности мы будем рассматривать плоскую пластину толщиной d, на поверхность которой падает спектр лучистого оптического излучения с широким разбросом частот $\Omega_1 < \Omega < \Omega_2$, где Ω_1 – граничная инфракрасная частота, Ω_2 – граничная ультрафиолетовая частота. Равновесная интенсивность излучения согласно закону Стефана-Больцмана [16] определяется как $I_0 = c\sigma T_0^4$, где c – скорость света, постоянная Стефана-Больцмана $\sigma = \dfrac{\pi^2}{30}\dfrac{k_B^4}{(\hbar c)^3}$, где k_B – постоянная Больцмана, T_0 – равновесная температура всей внешней от пластины среды.

Основные уравнения и их анализ

Решение задачи мы начнем с закона дисперсии электронов, движущихся вблизи поверхности пластины в приповерхностном слое толщиной ξ, определяемой законом Бугера-Ламберта [17]:

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{\xi}}. \qquad (1)$$

В случае проводящей пластины, о которой мы говорим, под параметром длины ξ следует подразумевать глубину скин-слоя, определяемую согласно, например, [18], как

$$\xi = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma_0\Omega}}, \tag{2}$$

где σ_0 – проводимость, которую не следует путать с постоянной Стефана-Больцмана, обозначенную нами, как σ, но без индекса «ноль».

Согласно [19], изменение работы, совершаемой над зарядом e, должно определяться выражением:

$$\delta A = e\delta\varphi, \tag{3}$$

где вариация $\delta\varphi$ – изменение электрического потенциала. После перехода к распределению зарядов с плотностью ρ, то есть с помощью замены $e \to \rho dV$, мы приходим (подробности вычислений см. в [19]) к выражению для энергии электромагнитного поля в виде $\varepsilon_{EM} = \frac{1}{8\pi}\int_V \left(\mathbf{E}^2 + \mathbf{H}^2\right) dV$. При квантовании амплитуд поля формально полагается (см., например, [20]), что

$$\frac{E^2 + H^2}{8\pi} V = \frac{\hbar\omega}{2}. \tag{4}$$

С другой стороны, энергия электрона во внешнем электромагнитном поле определяется в виде (см. [16]):

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m} - e\varphi, \tag{5}$$

где $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ – импульс электрона, m – его масса.

Благодаря дисперсии (5), где фигурирует лишь электрическая составляющая ЭМ поля в виде потенциала φ, которая и будет определять все описываемые далее тепловые свойства материала, мы имели бы право положить $H = 0$. Это условие, однако, совсем не обязательно, поскольку согласно соотношениям (3) и (4), дисперсию электрона (5) в поле действия световой волны на полусегменте $0 \le x < \xi$ можно представить в виде:

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m} + \frac{\hbar\omega(x)}{2}. \tag{6}$$

В силу же закона Бугера-Ламберта (1) электромагнитное поле должно быстро исчезать в глубь пластины (длина волны стремится к бесконечности). Поэтому, согласно (4), положив:

$$\omega = \omega_0 e^{-\frac{x}{\xi}}, \tag{7}$$

где ω_0 – значение оптической частоты из спектра $\Omega_1 < \Omega < \Omega_2$ на поверхности пластины, то есть при $x = 0$, получаем для дисперсии электронов проводимости искомую зависимость:

$$\varepsilon = \varepsilon\left(p, x\right) = \frac{p^2}{2m} + \frac{\hbar\omega_0}{2} e^{-\frac{x}{\xi}}. \qquad (8)$$

Формула (8) даёт нам возможность, воспользовавшись методом квазиклассического кинетического уравнения (ККУ), вывести уравнение теплопроводности с учётом координатной зависимости коэффициента теплопроводности κ в области поверхностного слоя ξ.

Действительно, записывая стандартным образом ККУ (см., скажем, [21])

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = L\left(f\right), \qquad (9)$$

где $f = f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ – функция распределения электронов, $\mathbf{F}$ – сила, действующая на них, $L(f)$ – интеграл столкновений.

Поскольку мы интересуемся только теплопроводностью то, полагая $\mathbf{F} = 0$, в τ – приближении находим искомую поправку к функции распределения, а именно:

$$f_1 = -\tau_p \left(\frac{\partial f_0}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T \frac{\partial f_0}{\partial T} \right).$$

В стационарном случае отсюда следует, что

$$f_1 = -\tau_p \mathbf{v} \cdot \nabla T \frac{\partial f_0}{\partial T}, \qquad (10)$$

где τ_p – время релаксации, обязанное взаимодействию электронов с фононами термостата.

Квазиравновесная функция распределения электронов определяется здесь как обобщённое распределение Ферми:

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon(p,x)-\mu}{T(x,t)}} + 1}, \qquad (11)$$

где μ – их химический потенциал, а энергия $\varepsilon(p, x)$ даётся формулой (8).

Следуя определению теплового потока, имеем для него:

$$\mathbf{q} = \frac{2}{\left(2\pi\hbar\right)^3} \int \varepsilon \mathbf{v} f d^3 p.$$

Подставляя сюда решение (10) с учётом (11), немедленно находим отсюда:

$$\mathbf{q} = -\frac{2}{\left(2\pi\hbar\right)^3} \int \varepsilon \tau_p \mathbf{v} \left(\mathbf{v} \cdot \nabla T\right) \frac{\partial f_0}{\partial T} d^3 p. \qquad (12)$$

Сравнивая с определением Фурье $\mathbf{q} = -\kappa\nabla T$, после усреднения по угловым переменным, получаем для коэффициента теплопроводности следующую простую формулу:

$$\kappa = \frac{2}{3(2\pi\hbar)^3}\int \varepsilon\tau_p \mathbf{v}^2 \frac{\partial f_0}{\partial T} d^3 p. \tag{13}$$

Поскольку речь идёт о вырожденном электронном газе, то имеет место следующее соотношение:

$$\frac{\partial f_0}{\partial T} = -\frac{\varepsilon-\mu}{T}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \approx \frac{\varepsilon-\mu}{T}\delta(\varepsilon-\varepsilon_F). \tag{14}$$

Подставляя (14) в (13), после несложных преобразований после перехода к сферическим координатам в импульсном пространстве и в приближении среднего времени релаксации $\overline{\tau}$ приходим к такой формуле:

$$\kappa = \frac{\overline{\tau}}{9m\hbar^3}\frac{T}{\varepsilon_F}\left(\varepsilon + \frac{\hbar\omega(x)}{2}\right)\int_0^\infty \delta\left(p^2 - 2m\left(\varepsilon_F - \hbar\omega(x)\right)\right) p^4 dp.$$

Простое интегрирование с учётом свойств дельта-функции позволяет нам записать следующий окончательный ответ:

$$\kappa = \frac{2\overline{\tau}\sqrt{m}}{9\sqrt{2}\hbar^3}\frac{T}{\varepsilon_F}\left(\varepsilon + \frac{\hbar\omega(x)}{2}\right)\left(\varepsilon - \frac{\hbar\omega(x)}{2}\right)^{\frac{3}{2}}. \tag{15}$$

Поэтому общее уравнение теплопроводности:

$$c_P \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla\cdot(\kappa\nabla T),$$

где c_P – изобарическая теплоёмкость металла, в стационарном случае должно быть записано как:

$$(\kappa T')' = 0, \tag{16}$$

где «штрих» указывает на дифференцирование по координате x.

Откуда следует, что

$$\kappa T' = C_1. \tag{17}$$

Константу C_1 можно сразу же определить из условия «сшивки» тепловых потоков на границе контакта излучения с пластиной, а именно:

$$\kappa T'(0) = C_1 = c\sigma T_0^4. \tag{18}$$

Подставляя в (17) формулу (15), после простого интегрирования приходим к следующему ответу в квадратурах:

$$\kappa T'(0) = C_1 = c\sigma T_0^4, \tag{19}$$

где $C_{1,2}$ – константы интегрирования, а постоянная $\alpha = \dfrac{\overline{\tau}\sqrt{m}}{9\sqrt{2}\varepsilon_F\hbar^3}$.

С помощью замены переменной $u = e^{-\frac{x}{\xi}}$ выражение (19) приводится к виду:

$$T^2 = T_0^2 + \frac{4c\sigma T_0^4 \xi}{\alpha} \int_u^1 \frac{du}{u\left(2\varepsilon_F + \omega_0 u\right)\left(2\varepsilon_F - \omega_0 u\right)^{\frac{3}{2}}}, \tag{20}$$

где мы сразу же учли граничное условие $T\left(x\right)\Big|_{x=0} = T_0$.

В приграничной области, которую мы рассматриваем, значение интеграла можно вычислить в непосредственной близости к значению $u \approx 1 - \delta$, где $\delta \ll 1$. В результате из (20) следует, что

$$T^2 = T_0^2 + \frac{4c\sigma T_0^4 x}{\alpha\left(2\varepsilon_F + \omega_0\right)\left(2\varepsilon_F - \omega_0\right)^{\frac{3}{2}}}, \tag{21}$$

где было использовано приближенное соотношение $\delta = 1 - u = 1 - e^{-\frac{x}{\xi}} \approx \frac{x}{\xi}$.

Здесь удобно ввести параметр $\lambda = \frac{\omega_0}{2\varepsilon_F}$ и коэффициент теплопроводности с учётом явного значения параметра α в виде:

$$\kappa = \frac{T_0 \overline{\tau} \sqrt{m} \varepsilon_F^{\frac{3}{2}}}{9\hbar^3}. \tag{22}$$

Если ввести импульс Ферми согласно формуле $p_F = \sqrt{2m\varepsilon_F}$, то формула (22) преобразуется к следующему виду:

$$\kappa = \frac{T_0 \overline{\tau} p_F^3}{18\sqrt{2} m \hbar^3} = \frac{T_0 \overline{\tau} n}{m}, \tag{23}$$

где была введена концентрация электронов согласно формуле:

$$n = \frac{p_F^3}{18\sqrt{2}\hbar^3} = \frac{\pi^3}{18\sqrt{2}\overline{a}^3}.$$

Здесь $\overline{a}$ – среднее межатомное расстояние в металле.

С учётом сказанного формула (21) может быть записана в довольно компактном виде, а именно, как

$$T^2 = T_0^2 + \frac{c\sigma T_0^5 x}{k_B \kappa\left(1 - \lambda^2\right)\sqrt{1 - \lambda}}. \tag{24}$$

Как это явно следует из формулы (24), в области приповерхностного слоя при $\lambda \to 1 \left(\omega_0 \to \frac{2\varepsilon_F}{\hbar}\right)$ будет иметь место резонансный разогрев металлической поверхности, что практически и наблюдается. Действительно, если приложить руку к поверхности тонкого металлического забора, сделанного из профлиста, в жаркий солнечный день, то рука не выдерживает температуры его разогретой поверхности. Этот же эффект относится и к песку, когда в жаркий солнечный день песок сильно перегревается. Здесь эффект тот же самый, что и для металла, но в случае кремниевых песчинок резонанс с выделенной частотой естественного солнечного света происходит из-за её совпадения с частотой собственных колебаний атомов кремния, которая по порядку величины как раз соответствует оптическому диапазону, то есть частоте порядка $10^{15}\,\frac{1}{c}$.

Исходя из формулы (24), можно оценить температуру перегрева численно. Действительно, имеем из формулы (24):

$$T \approx T_0\left[1+\frac{c\sigma T_0^3 x}{2k_B\kappa\left(1-\lambda^2\right)\sqrt{1-\lambda}}\right]. \qquad (25)$$

Полагая здесь, что

$$c = 3\cdot 10^{10}\,\frac{\text{см}}{\text{с}},\quad \sigma \sim 10^{-15}\left(\text{СГС, °К}\right),\quad T_0 = 300\ \text{К},$$
$$k_B = 1{,}38\cdot 10^{-16}\,\frac{\text{эрг}}{\text{К}},\quad \kappa \sim 10^{22}\,\frac{1}{\text{см}\cdot\text{с}}.$$

получаем:

$$T \approx T_0\left[1+\frac{3^4\cdot 10^{10}\cdot 10^{-15}\cdot 10^6 x}{2\cdot 1{,}38\cdot 10^{-16}\cdot 10^{22}\left(1-\lambda^2\right)\sqrt{1-\lambda}}\right] \sim T_0\left[1+\frac{2{,}7\cdot 10^{-4} x}{\left(1-\lambda^2\right)\sqrt{1-\lambda}}\right]. \qquad (26)$$

Выбирая значение λ вблизи единицы, но так, чтобы слагаемое с λ было значительно меньше единицы, мы немедленно получим искомое приращение температуры в приповерхностном слое, соответствующее резонансному перегреву металлической поверхности.

Глядя на оценочную формулу (26), можно задать вполне естественный вопрос, а что же будет, если $\lambda = 1$? Из формулы (25) видно, что резонансная особенность ведёт себя как дробь $\frac{1}{\left(1-\lambda\right)^{\frac{3}{2}}}$, наподобие особенностей при магнитных фазовых переходах. Эта особенность, однако, является «убираемой», если учесть взаимодействие электронов с фононами. При этом следует исходить из выражения $\varepsilon-\frac{\omega}{2}$, которое заменяется на выражение $\varepsilon+i\gamma-\frac{\omega}{2}$, где γ – «затухание», обязанное электрон – фононному взаимодействию. В результате мы имеем право записать соответствие:

$$\left(\varepsilon-\frac{\omega}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \to \left(\varepsilon+i\gamma-\frac{\omega}{2}\right)^{\frac{3}{2}}$$

и тогда получим:

$$\left(\varepsilon+i\gamma-\frac{\omega}{2}\right)^{-\frac{3}{2}} = \frac{\cos\left(\frac{3\varphi}{2}+3\pi k\right)-i\sin\left(\frac{3\varphi}{2}+3\pi k\right)}{\left[\left(\varepsilon-\frac{\omega}{2}\right)^2+\gamma^2\right]},$$

где k – целое число, а $\varphi = \arg Z = \operatorname{arctg}\left(\dfrac{\gamma}{\varepsilon-\frac{\omega}{2}}\right)$. Оставив действительную часть и положив $\varepsilon = \dfrac{\omega}{2}$ из формулы (24) при $\lambda = 1$, приходим к интересующей нас оценке:

$$T^2 = T_0^2 + \frac{c\sigma T_0^5 x}{2k_B\kappa}\left(\frac{\varepsilon_F}{\hbar\gamma}\right)^{\frac{3}{2}}. \tag{27}$$

Положив здесь $\gamma = 5 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, при выбранных выше параметрах будем иметь:

$$T \approx T_0\left(1+10^5 x\right)$$

и для $x \sim 10^{-6}$ см мы получаем, что перегрев составит примерно 30 °C.

То есть для человеческого тела это становится весьма чувствительным.

Заканчивая настоящее сообщение, стоит обратить внимание также на следующее весьма важное обстоятельство. Казалось бы, что в самом начале статьи мы могли бы ограничиться одной фразой, которая сразу же позволила бы на качественном уровне объяснить описанный выше эффект. Действительно, не нуждается в доказательстве тот факт, что любой резонанс всегда приводит к возрастанию внутренней энергии резонирующей системы, поскольку система является открытой. А это, в свою очередь, означает, что когда речь идёт об ансамбле частиц, то в условиях резонанса их энергия должна автоматически возрасти, что естественным образом приведёт к спонтанному повышению их кинетической энергии, а, следовательно, и температуры. Но при этом возникает другой весьма важный вопрос, на который чисто интуитивная качественная догадка про резонанс не позволяет дать ответ: какому конкретно численному значению должна соответствовать эта частота. Ответ на него можно получить только после аналитического решения поставленной задачи, которое в нашем случае привело к резонансной частоте из оптического спектра $\Omega = \dfrac{2\varepsilon_F}{\hbar}$. Если, к примеру, взять энергию Ферми $\varepsilon_F = 1$ эВ $= 11000$ °К, то частота Ω должна соответствовать значению $\frac{2\varepsilon_F}{\hbar} = \frac{2 \cdot 11000 \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-16}}{10^{-27}} = 3{,}036 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$, что по электромагнитной шкале приближается к длине волны красного цвета.

Стоит также подчеркнуть, что перегрев пластины будет возможен только в том случае, если пластина очень тонкая (например, порядка миллиметра) и резонансное поглощение потока тепла в поверхностном скин-слое происходит гораздо быстрее, чем теплоперенос в объём пластины, обусловленный теплопроводностью.

Заключение

1. В статье рассмотрен вопрос о стационарном нагреве лучистым излучением поверхности металлической пластины конечной толщины d.
2. Показано, что в процессе этого воздействия поверхность металла начинает сильно нагреваться в области поверхностного слоя глубины $\xi = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega_0}}$.
3. Приведена оценка температуры перегрева и дано объяснение этого явления, как резонансного процесса.

Статья поступила в редакцию 26.05.2021 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Действие излучения большой мощности на металлы / Анисимов С. И., Имас Я. И., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. М.: Наука. 1970. 272 с.
2. Григорьев Б. А. Импульсный нагрев излучениями: в 2 ч. М.: Наука. 1974.
3. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 486 с.
4. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 599 с.
5. Аполлонов В. В., Прохоров А. М., Хомич В. Ю., Четкин С. А. Термоупругое воздействие импульсно-периодического излучения на поверхность твёрдого тела // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 2. С. 343–353.
6. Joseph D. D., Preziosi I. Heat waves // Reviews of Modern Physics. 1989. Vol. 61. Iss. 1. P. 41–73. DOI: 10.1103/RevModPhys.61.41.
7. Joseph D. D., Preziosi I. Addendum to paper "Heat waves" // Reviews of Modern Physics. 1990. Vol. 62. Iss. 2. P. 375–391. DOI: 10.1103/RevModPhys.62.375.
8. Jou D., Casas-V6zques J., Lebon G. Extended irreversible thermodynamics // Reports on Progress in Physics. 1988. Vol. 51. P. 1105–1179. DOI: 10.1007/978-3-642-97430-4.
9. Dedeurwaerdere T., Casas-V6zques J., Jour D., Lebon G. Foundations and applications of a mesoscopic thermodynamic theory of fast phenomena // Physical Review E. 1996. Vol. 53. Iss. 1. P. 498–506. DOI: 10.1103/PhysRevE.53.498.
10. Александров А. Н., Голубев Е. В. Нагрев бесконечной металлической пластины импульсным лазерным излучением // Вестник Южно-уральского государственного университета. Серия: Математика, физика, химия. 2005. № 2 (42). Вып. 5. С. 80–84.
11. Гладков Г. В., Крисов Г. А., Синьков Ю. П. Влияние импульсного нестационарного отжига на структурные параметры кремниевых пластин // Электронная промышленность. 1988. Вып. 5 (173). С. 18–19.

12. Конова В. Н., Матыскин В. Н, Мурашкин С. В. Дефектообразование в кремнии при импульсном воздействии некогерентного излучения // Электронная промышленность. 1988. Вып. 5 (173). С. 22–25.
13. Коротких А. Г. Теплопроводность материалов. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2011. 96 с.
14. Либенсон М. Н. Яковлев Е. Б., Шандыбина Г. Д. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Ч. 1, 2. СПб.: Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий механики и оптики, 2014.
15. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Т. 5. М.: Наука. 1976. 583 с.
17. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Оптика. Т. 4. М.: Физматлит, 2006. 791 с.
18. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971. 415 с.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Т. 8. М.: Наука, 1982. 620 с.
20. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. Т. 4. М.: Наука, 1980. 702 с.
21. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. Т. 10. М.: Наука, 1979. 527 с.

REFERENCES

1. Anisimov S. I., Imas Ya. I., Romanov G. S., Khodyko Yu. V *Deistvie izlucheniya bol'shoi moshchnosti na metally* [Effect of high-power radiation on metals]. Moscow, Nauka Publ., 1970. 272 p.
2. Grigor'ev B. A. *Impul'snyi nagrev izlucheniyami: v 2 ch.* [Pulsed heating by radiation: in 2 parts]. Moscow, Nauka Publ., 1974.
3. Ready J. *Deistvie moshchnogo lazernogo izlucheniya* [Effects of high-power laser radiation]. Moscow, Mir Publ., 1974. 486 p.
4. Lykov A. V. *Teoriya teploprovodnosti* [Heat conduction theory]. Moscow, Vysshaya shkola Publ., 1967. 599 p.
5. Apollonov V. V., Prokhorov A. M., Khomich V. Yu., Chetkin S. A. [Thermoelastic action of pulse-periodic laser radiation on the surface of a solid]. In*: Kvantovaya elektronika* [Soviet Journal of Quantum Electronics], 1982, vol. 9, no. 2, pp. 343–353.
6. Joseph D. D., Preziosi I. Heat waves. In: *Reviews of Modern Physics*, 1989, vol. 61, iss. 1, pp. 41–73. DOI: 10.1103/RevModPhys.61.41.
7. Joseph D. D., Preziosi I. Addendum to paper "Heat waves". In: *Reviews of Modern Physics*, 1990, vol. 62, iss. 2, pp. 375–391. DOI: 10.1103/RevModPhys.62.375.
8. Jou D., Casas-V6zques J., Lebon G. Extended irreversible thermodynamics. In: *Reports on Progress in Physicsm*, 1988, vol. 51, pp. 1105–1179. DOI: 10.1007/978-3-642-97430-4.
9. Dedeurwaerdere T., Casas-V6zques J., Jour D., Lebon G. Foundations and applications of a mesoscopic thermodynamic theory of fast phenomena. In: Physical Review E, 1996, vol. 53, iss. 1, pp. 498–506. DOI: 10.1103/PhysRevE.53.498.
10. Aleksandrov A. N., Golubev E. V. [Heating of an infinite metal plate by pulsed laser radiation]. In: *Vestnik Yuzhno-ural'skogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Matematika, fizika, khimiya* [Bulletin of the South Ural State University. Series: Mathematics. Mechanics. Physics], 2005, no. 2 (42), iss. 5, pp. 80–84.

11. Gladkov G. V., Krisov G. A., Sin'kov Yu. P. [Influence of non-stationary pulsed annealing on the structural parameters of silicon wafers]. In: *Elektronnaya promyshlennost'* [Electronic Industry], 1988, no. 5 (173), pp. 18–19.
12. Konova V. N., Matyskin V. N, Murashkin S. V. [Defect formation in silicon under pulsed action of incoherent radiation]. In: *Elektronnaya promyshlennost'* [Electronic Industry], 1988, no. 5 (173), pp. 22–25.
13. Korotkikh A. G. *Teploprovodnost' materialov* [Thermal conductivity of materials]. Tomsk, Tomsk Polytechnic University Publ., 2011. 96 p.
14. Libenson M. N., Yakovlev E. B., Shandybina G. D. *Vzaimodeistvie lazernogo izlucheniya s veshchestvom (silovaya optika). Ch. 1, 2* [Interaction of laser radiation with matter (power optics). Part 1, 2]. St. Petersburg, ITMO University Publ., 2014.
15. Carslaw H. S., Jaeger J. C. *Teploprovodnost' tverdykh tel* [Conduction of heat in solids]. Moscow, Nauka Publ., 1964. 487 p.
16. Landau L. D., Lifshits E. M. *Statisticheskaya fizika. T. 5* [Statistical physics. Vol. 5]. Moscow, Nauka Publ., 1976. 583 p.
17. Sivukhin D. V. *Obshchii kurs fiziki. Optika. T. 4* [General course of physics. Optics. Vol. 4]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2006. 791 p.
18. Lifshits I. M., Azbel' M. Ya., Kaganov M. I. *Elektronnaya teoriya metallov* [Electron theory of metals]. Moscow, Nauka Publ., 1971. 415 p.
19. Landau L. D., Lifshits E. M. *Elektrodinamika sploshnykh sred. T. 8* [Electrodynamics of continuous media. Vol. 8]. Moscow, Nauka Publ., 1982. 620 p.
20. Berestetskii V. B., Lifshits E. M., Pitaevskii L. P. *Kvantovaya elektrodinamika. T. 4* [Quantum electrodynamics. Vol. 4]. Moscow, Nauka Publ., 1980. 702 p.
21. Lifshits E. M., Pitaevskii L. P. *Fizicheskaya kinetika. T. 10* [Physical kinetics. Vol. 10]. Moscow, Nauka Publ., 1979. 527 p.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Гладков Сергей Октябринович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры № 311 «Прикладные программные средства и математические методы» Московского авиационного института (национального исследовательского университета);
e-mail: sglad51@mail.ru;

Годин Александр Александрович – кандидат экономических наук, доцент кафедры №310 «Прикладные программные средства и математические методы» Московского авиационного института (национального исследовательского университета);
e-mail: dedal@cryptopro.ru

INFORMATIONS ABOUT THE AUTHORS

Sergey O. Gladkov – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Department No. 311 "Applied Software and Mathematical Methods", Moscow Aviation Institute (National Research University);
e-mail: sglad51@mail.ru;

Alexander A. Godin – Cand. Sci. (Economics), Assoc. Prof., Department No. 310 "Applied Software and Mathematical Methods", Moscow Aviation Institute (National Research University);
e-mail: dedal@cryptopro.ru

ПРАВИЛЬНАЯ ССЫЛКА НА СТАТЬЮ

Гладков С. О., Годин А. А. К вопросу резонансного нагрева поверхностей тепловым лучистым излучением // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2021. №3. С. 70–81.
DOI: 10.18384/2310-7251-2021-3-70-81

FOR CITATION

Gladkov S. O., Godin A. A. Resonance heating of surfaces by thermal radiation. In: *Bulletin of the Moscow Region State University. Series: Physics-Mathematics*, 2021, no. 3, pp. 70–81.
DOI: 10.18384/2310-7251-2021-3-70-81