

Разогрев образца лазерным импульсом

© Г.Н. Логвинов, Ю.В. Дрогобицкий*, Luis Niño de Rivera, Ю.Г. Гуревич**

Instituto Politécnico Nacional, Sección de Estudios de Posgrado e Investigación,
Escuela Superior de Ingeniería de Mecánica y Eléctrica,
San Francisco, Culhuacán, C.D.04430 D.F. Mexico

* Тернопольский национальный педагогический университет,
46027 Тернополь, Украина

** Departamento de Física, Centro de Investigación e Educación Avanzado del Instituto Politécnico Nacional,
México, 07300 D.F. México

E-mail: georgiy logvinov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 4 июля 2006 г.

В окончательной редакции 18 сентября 2006 г.)

Аналитически рассчитана и проанализирована переходная температура, вызванная объемным поглощением прямоугольного лазерного импульса в твердотельном образце ограниченных размеров. Фронтальная поверхность, на которую падает излучение, характеризуется произвольным значением поверхностной теплопроводности. Противоположная поверхность термостатирована и поддерживается при постоянной равновесной температуре. Общее решение получено для произвольных по длительности импульсов. Длительность импульса определяется по отношению к характерному времени задачи — времени релаксации нестационарной термодиффузии. Рассмотрены предельные случаи адиабатической изоляции и изотермического контакта на фронтальной поверхности. В обоих случаях получены критерии поверхностного и объемного поглощения света. Выполнено численное моделирование и проведен анализ температурных распределений для длительных и коротких импульсов, различных значений коэффициента поглощения света и величин поверхностной теплопроводности фронтальной поверхности.

Г.Н. Логвинов, Luis Niño de Rivera и Ю.Г. Гуревич благодарят Мексиканский комитет по науке и технологиям (Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, México) за поддержку в написании данной работы.

PACS: 66.70.+f, 78.20.Nv

1. Введение

При определении температуропроводности α и теплопроводности κ в твердых телах с помощью импульсных методик [1–8] образец первоначально облучается лазерным импульсом. Последующее детектирование индуцированной неравновесной температуры на поверхности образца с помощью тех или иных методик [9,10] позволяет получить информацию об этих параметрах.

С теоретической точки зрения ключевым моментом в этой проблеме является определение зависящих от времени и координат температурных распределений всех квазичастиц, участвующих в процессе теплопереноса (переходных температур). В большинстве работ, предполагающих равенство температур всех квазичастиц (однотемпературная модель), с этой целью широко используется формула, приведенная в [11], которая в большом количестве случаев приводит к удовлетворительному согласованию теории и эксперимента.

Основной проблемой этого подхода является необходимость знания начального неравновесного распределения температуры в образце. Обычно это температурное распределение постулируется. Так, в [1] делается предположение о мгновенном и однородном поглощении энергии излучения на малой глубине от освещаемой поверхности. В [3] задается эмпирическая функция с подгоночным параметром. В [5] изучается объемное поглощение светового импульса и постулируется начальное распределение температуры и т.д.

Наиболее сложная картина переходных процессов наблюдается в полупроводниках. В общем случае в процессе теплопереноса участвуют все квазичастицы: электроны, дырки, фононы и т.д. Формирование температурных распределений этих квазичастиц зависит от их тепловых параметров, собственных граничных условий, величины и характера энергообмена между подсистемами квазичастиц, а также от особенностей генерационно-рекомбинационных процессов и т.п. Численное моделирование для Ge в [10] показывает, что после облучения лазерными импульсами ($0.575 \mu\text{m}$) мощностью 0.1 mJ/cm^2 и длительностью 4 ps находящиеся первоначально при 77 К равновесные электроны и дырки увеличивают свою температуру соответственно до 5200 и 2400 К. Фононы же разогреваются до 77.5 К. Отсюда ясно, что никакие начальные температуры, заданные априори, не смогут привести к результатам, адекватным экспериментальной ситуации, в особенности если ставится задача проанализировать эти результаты и понять их с точки зрения протекающих физических процессов.

В [12] нами была предпринята попытка получить строгое аналитическое решение уравнения теплопроводности в случае прямоугольных импульсов лазерного возбуждения с произвольной длительностью. В простейшей однотемпературной модели (равенство электронной и фононной температур) была получена и проанализирована переходная температура для случая коротких и длительных импульсов.

В дальнейшем эта работа была обобщена на случай простейшей двухтемпературной модели, в которой был учтен разогрев только электронов [13]. В [14] был изучен самосогласованный разогрев электронов и фононов. В этой работе были получены переходные температуры электронов и фононов, предсказан двухступенчатый характер процесса релаксации электронной температуры, получены критерии длительных и коротких импульсов для различных подсистем квазичастиц.

Следует заметить, что в работах [12–14] предполагалось поглощение света только на поверхности образца. При этом считалось, что эта освещенная поверхность адиабатически изолирована от внешней среды. Противоположная поверхность образца поддерживалась при постоянной равновесной температуре.

Здесь мы продолжаем цикл этих исследований. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы в рамках линейной теории и в одностепенном приближении получить и проанализировать переходную температуру, возникающую в результате объемного поглощения прямоугольного светового импульса произвольной длительности.

При этом между освещенной поверхностью и внешней средой допускается теплообмен. Тепловые условия на противоположной поверхности те же, что в работах [12–14].

2. Математическая модель

Пусть на левую поверхность $x = 0$ однородного изотропного теплопроводящего образца (рис. 1) падает прямоугольный импульс светового излучения с интенсивностью I_0 и длительностью τ . Образец имеет форму параллелепипеда с единичной площадью поперечного сечения, боковые поверхности адиабатически изолированы. Фронтальная поверхность $x = 0$ характеризуется некоторой поверхностной теплопроводностью κ_s [15], противоположная грань образца $x = l$ поддерживается при постоянной температуре, равной температуре окружающей среды T_0 . Мы считаем, что интенсивность света достаточно мала, так что кинетические коэффициенты не зависят от локальной температуры.

Разобьем задачу на две части, отвечающие двум временным интервалам: $0 \leq t \leq \tau$ и $t \geq \tau$, где t — текущее время. Первый интервал назовем активным в соответствии с тем, что в течение этого времени происходит поглощение света. Второй интервал назовем релаксационным, так как в момент $t = \tau$ действие лазерного излучения прекращается и система начинает релаксировать в состояние термодинамического равновесия.

Введем неравновесную температуру с помощью следующего соотношения: $T(x, t) = T_0 + \Theta(x, t)$. Допуская, что поглощение света происходит в соответствии с законом Ламберта, уравнение теплопроводности на ак-

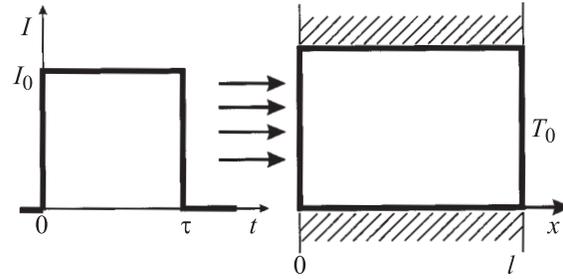


Рис. 1. Схематическое изображение изучаемой модели.

тивном интервале запишем в виде [16]

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial \Theta_a(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial^2 \Theta_a(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\beta I_0}{\kappa} e^{-\beta x}, \quad (1)$$

где $\Theta_a(x, t)$ — неравновесная добавка к переходной температуре на активном интервале, $\alpha = \frac{\kappa}{\rho c}$ — температуропроводность, κ , ρ , c — соответственно теплопроводность, плотность и удельная теплоемкость, β — коэффициент поглощения света.

Начальное и граничные условия для уравнения (1) имеют следующий вид:

$$\Theta_a(x, t)|_{x=0} = 0, \quad (2a)$$

$$\Theta_a(x, t)|_{x=l} = 0, \quad (2b)$$

$$\left(\kappa \frac{\partial \Theta_a(x, t)}{\partial x} - \kappa_s \Theta_a(x, t) \right) \Big|_{x=0} = 0. \quad (2c)$$

Граничное условие (2c) определяет теплообмен фронтальной поверхности с окружающей средой посредством теплопередачи. Теплообмен, обусловленный тепловым излучением, в настоящей работе не рассматривается.

На релаксационном интервале $t \geq \tau$ источники тепла отсутствуют, и уравнение термодиффузии сводится к

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial \Theta_r(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial^2 \Theta_r(x, t)}{\partial x^2} = 0, \quad (3)$$

где $\Theta_r(x, t)$ — неравновесная добавка к неравновесной температуре на релаксационном участке.

Граничные условия для этого уравнения остаются теми же, что и на активном интервале, т. е. представляются равенствами (2b) и (2c), но с заменой индекса $a \rightarrow r$. Начальным условием служит равенство

$$\Theta_r(x, \tau) = \Theta_a(x, \tau). \quad (4)$$

Равенство (4) означает, что температура на активном интервале в момент $t = \tau$ является начальной температурой на релаксационном интервале.

3. Аналитическое решение

3.1. Активный интервал: $0 \leq t \leq \tau$. Представим общее решение (1) в виде суммы двух функций

$$\Theta_a(x, t) = \Theta_1(x) + \Theta_2(x, t), \quad (5)$$

одна из которых — $\Theta_1(x)$ — не зависит от времени и является решением статического уравнения теплопроводности

$$\frac{d^2\Theta_1(x)}{dx^2} + \frac{\beta I_0}{\kappa} e^{-\beta x} = 0 \quad (6)$$

с граничными условиями (2b) и (2c).

Решение уравнения (6) тривиально и равно

$$\Theta_1(x) = \frac{I_0}{\kappa\beta} \left[\frac{1 + \xi\beta l - e^{-\beta l}}{\xi + 1} \left(1 - \frac{x}{l}\right) + e^{-\beta l} - e^{-\beta x} \right], \quad (7)$$

где $\xi = \frac{\kappa}{\kappa_0 l}$ — параметр, определяющий тепловые свойства фронтальной поверхности [15].

Условие $\xi \rightarrow \infty$ соответствует идеальной адиабатической изоляции, $\xi \rightarrow 0$ отвечает идеальному изотермическому контакту.

Легко видеть, что температура $\Theta_2(x, t)$ удовлетворяет уравнению (3) с заменой $\Theta_r(x, t) \rightarrow \Theta_2(x, t)$ и начальному условию

$$\Theta_2(x, t)|_{t=0} = -\Theta_1(x), \quad (8)$$

где $\Theta_1(x)$ есть функция (7).

Граничные условия задаются соотношениями (2b) и (2c) с заменой $\Theta_a(x, t) \rightarrow \Theta_2(x, t)$.

Представляя $\Theta_2(x, t)$ в виде произведения двух неизвестных функций x и t — $\Theta_2(x, t) = X(x)Y(t)$ — и используя стандартную процедуру метода разделения переменных, можно получить

$$X(x) = a_1 \cos\left(\mu \frac{x}{l}\right) + a_2 \sin\left(\mu \frac{x}{l}\right),$$

$$Y(t) = e^{-\frac{\alpha\mu^2}{l^2}t}, \quad (9)$$

где a_1 и a_2 — неизвестные константы, определяющиеся из граничных условий (2b) и (2c).

Условие разрешимости системы уравнений относительно неизвестных величин a_1 и a_2 приводит к трансцендентному уравнению для определения спектра собственных значений μ

$$\operatorname{tg} \mu_n = -\xi \mu_n. \quad (10)$$

Уравнение (10) инвариантно относительно замены $\mu_n \rightarrow -\mu_n$, поэтому в дальнейшем достаточно рассматривать только положительные значения μ_n .

Таким образом,

$$\Theta_2(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \left[\sin\left(\mu_n \frac{x}{l}\right) + \xi \mu_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{l}\right) \right] e^{-\frac{\mu_n^2}{l^2}t}. \quad (11)$$

Здесь a_n — неизвестные коэффициенты; μ_n — собственное значение параметра μ с номером n ; $\tau_0 = \frac{l^2}{\alpha}$ —

характерное время задачи, имеющее смысл времени нестационарной термодиффузии [14].

Для определения коэффициентов a_n подставим выражение (11) в граничное условие (8) и воспользуемся следующим условием ортогональности:

$$\int_0^l \Phi_n(x) \Phi_k(x) dx = \delta_{nk} \|\Phi_n\|, \quad (12)$$

где

$$\Phi_n(x) = \sin\left(\mu_n \frac{x}{l}\right) + \xi \mu_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{l}\right),$$

$$\delta_{nk} = \begin{cases} 1, & n = k, \\ 0, & n \neq k, \end{cases} \quad \|\Phi_n\| = \frac{l}{2} (1 + \xi + \xi^2 \mu_n^2).$$

В результате переходная температура на активном интервале равна

$$\Theta_a(x, t) = \frac{I_0}{\chi\beta} \left[\frac{1 + \xi\beta l - e^{-\beta l}}{\xi + 1} \left(1 - \frac{x}{l}\right) + e^{-\beta l} - e^{-\beta x} \right] + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \left[\sin\left(\mu_n \frac{x}{l}\right) + \xi \mu_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{l}\right) \right] e^{-\mu_n^2 \frac{t}{\tau_0}}, \quad (13)$$

где

$$a_n = -\frac{2I_0\beta l^2}{\chi} \frac{1 + \xi\beta l - e^{-\beta l} \sqrt{1 + \xi^2 \mu_n^2}}{\mu_n (\mu_n^2 + \beta^2 l^2) (1 + \xi + \xi^2 \mu_n^2)}. \quad (14)$$

3.2. Релаксационный интервал: $t \geq \tau$. Метод решения уравнения (3) на этом временном интервале остается прежним. Общее решение представляется в виде (5) с теми же граничными условиями (2b) и (2c). Начальное условие имеет вид

$$\Theta_r(x, t)|_{t=\tau} = \Theta_1(x) + \Theta_2(x, t = \tau). \quad (15)$$

Опуская промежуточные вычисления, аналогичные тем, которые были проведены на активном интервале, запишем окончательное выражение для температуры при $t \geq \tau$

$$\Theta_r(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \left[\sin\left(\mu_n \frac{x}{l}\right) + \xi \mu_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{l}\right) \right] \times \left(1 - e^{-\mu_n^2 \frac{\tau}{\tau_0}}\right) e^{-\mu_n^2 \frac{t}{\tau_0}}, \quad (16)$$

где величины a_n определяются соотношениями (14).

Выражения (13) и (16) полностью описывают переходную температуру, возникающую при возбуждении образца лазерным импульсом.

Характер релаксации температуры определяется поверхностной теплопроводностью, входящей в параметр μ_n , и соотношениями между длительностью импульса τ и временем нестационарной термодиффузии τ_0 . Поскольку время τ_0 зависит от теплопроводности, анализ релаксационного участка температуры позволяет определить этот важный параметр.

4. Частные случаи

При теоретическом исследовании проблемы самостоятельного интереса представляет ряд предельных случаев. В данной работе мы анализируем случаи адиабатической изоляции и изотермического контакта фронтальной поверхности образца.

4.1. Идеальная адиабатическая изоляция. Поскольку при идеальной адиабатической изоляции параметр $\xi \rightarrow \infty$, уравнение (10) переходит в

$$\cos \mu_n = 0, \quad (17)$$

откуда следует, что спектр собственных значений

$$\mu_n = \frac{\pi}{2} (2n + 1), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (18)$$

Температура на активном интервале

$$\begin{aligned} \Theta_a(x, t) = & \frac{I_0 l}{\chi} \left(1 - \frac{x}{l}\right) + \frac{I_0}{\chi \beta} (e^{-\beta l} - e^{-\beta x}) \\ & - \frac{8I_0 \beta l^2}{\pi^2 \chi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta l - \frac{\pi}{2}(2n+1)e^{-\beta l}}{(2n+1)^2 [\beta^2 l^2 + \frac{\pi^2}{4}(2n+1)^2]} \\ & \times \cos \left[\frac{\pi}{2l} (2n+1)x \right] e^{-\frac{\pi^2}{4}(2n+1)^2 \frac{t}{\tau_0}}. \end{aligned} \quad (19)$$

На релаксационном участке

$$\begin{aligned} \Theta_r(x, t) = & -\frac{8I_0 \beta l^2}{\pi^2 \chi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta l - \frac{\pi}{2}(2n+1)e^{-\beta l}}{(2n+1)^2 [\beta^2 l^2 + \frac{\pi^2}{4}(2n+1)^2]} \\ & \times \cos \left[\frac{\pi}{2l} (2n+1)x \right] \left[e^{\frac{\pi^2}{4}(2n+1)^2 \frac{t}{\tau_0}} - 1 \right] e^{-\frac{\pi^2}{4}(2n+1)^2 \frac{t}{\tau_0}}. \end{aligned} \quad (20)$$

Из выражений (19), (20) с учетом (18) следует, что величина температуры в каждой точке образца определяется соотношением между длиной образца l и длиной затухания света $L = \beta^{-1}$, теплопроводностью, а также соотношением между длительностью импульса и характерным временем термодиффузии. Характер же релаксации температуры зависит от температуропроводности. Большие ее значения соответствуют более быстрому затуханию переходного термодиффузионного процесса, и наоборот.

Заметим, что при $\beta l \rightarrow \infty$ выражения (19) и (20) перестают зависеть от коэффициента поглощения света и переходят в соответствующие выражения работы [12], где априори предполагались поверхностное поглощение света и адиабатические граничные условия на поверхности $x = 0$. Следовательно, условие $\beta l \rightarrow \infty$ в импульсных фототермических процессах при адиабатической изоляции фронтальной поверхности является критерием поверхностного поглощения энергии.

4.2. Изотермический контакт фронтальной поверхности. При изотермическом контакте $\xi \rightarrow 0$, и уравнение (10) сводится к

$$\sin \mu_n = 0 \quad (21)$$

со спектром собственных значений

$$\mu_n = \pi n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (22)$$

Температура на активном интервале ($0 \leq t \leq \tau$) равна

$$\begin{aligned} \theta_a(x, t) = & \frac{I_0}{\chi \beta} \left[(1 + \xi \beta l - e^{-\beta l}) \left(1 - \frac{x}{l}\right) + e^{-\beta l} - e^{-\beta x} \right. \\ & \left. - \frac{2\beta^2 l^2}{\pi} (1 + \xi \beta l - e^{-\beta l}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi n \frac{x}{l})}{n(\pi^2 n^2 + \beta^2 l^2)} e^{-\pi^2 n^2 t} \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Температура на релаксационном интервале ($t \geq \tau$) равна

$$\begin{aligned} \Theta_r(x, t) = & \frac{2I_0 \beta l^2}{\pi \chi} (1 + \xi \beta l - e^{-\beta l}) \\ & \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi n \frac{x}{l})}{n(\pi^2 n^2 + \beta^2 l^2)} \left(e^{\pi^2 n^2 \frac{t}{\tau_0}} - 1 \right) e^{-\pi^2 n^2 \frac{t}{\tau_0}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Как и в случае адиабатической изоляции, потребуем выполнения условия $\beta l \rightarrow \infty$. Поскольку $\xi \rightarrow 0$, из выражений (23) и (24) следует, что, вообще говоря, возможны два предельных случая: $\xi \beta l \gg 1$ и $\xi \beta l \ll 1$.

В первом из них

$$\Theta_a(x, t) = \frac{I_0 l}{\chi} \xi \left[1 - \frac{x}{l} - \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi n \frac{x}{l})}{n} e^{-\pi^2 n^2 \frac{t}{\tau_0}} \right], \quad (25)$$

$$\Theta_r(x, t) = \frac{2I_0 l}{\pi \chi} \xi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi n \frac{x}{l})}{n} \left(e^{\pi^2 n^2 \frac{t}{\tau_0}} - 1 \right) e^{-\pi^2 n^2 \frac{t}{\tau_0}}. \quad (26)$$

Во втором случае

$$\Theta_a(x, t) = \frac{I_0}{\chi \beta} \left[1 - \frac{x}{l} - e^{-\beta x} - \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi n \frac{x}{l})}{n} e^{-\pi^2 n^2 \frac{t}{\tau_0}} \right], \quad (27)$$

$$\Theta_r(x, t) = \frac{2I_0}{\pi \chi \beta} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi n \frac{x}{l})}{n} \left(e^{\pi^2 n^2 \frac{t}{\tau_0}} - 1 \right) e^{-\pi^2 n^2 \frac{t}{\tau_0}}. \quad (28)$$

Полученные результаты показывают, что при $\xi \beta l \gg 1$ температурные распределения на активном и релаксационном интервалах не зависят от коэффициента поглощения света и пропорциональны параметру ξ .

Во втором предельном случае ($\xi \beta l \ll 1$) ситуация противоположная: температуры зависят от коэффициента поглощения света и не зависят от ξ .

Отсутствие коэффициента поглощения β в (25) и (26) свидетельствует о том, что данные температурные распределения соответствуют поверхностному поглощению.

Таким образом, под поверхностным поглощением света при импульсных световых возбуждениях и адиабатической изоляции следует понимать глубину его

затухания $\beta^{-1} \ll l$. При изотермическом контакте этот критерий сводится к $\beta^{-1} \ll \frac{\kappa}{\kappa_s}$.

Заметим, что в отличие от идеальной адиабатической изоляции, где максимум температуры приходится на поверхность $x = 0$, при отклонении от этого условия максимальная температура смещается в объем образца. При идеальном изотермическом контакте ($\xi = 0$) разогревается середина образца, причем только при объемном поглощении света. При поверхностном поглощении вся энергия релаксирует наружу через фронтальную поверхность благодаря мощному поверхностному каналу релаксации и разогрева образца практически не возникает.

Наличие этого канала релаксации существенно уменьшает величину температуры по сравнению с адиабатической изоляцией. Так, температуры (25) и (26) меньше температур (19) и (20) в ξ^{-1} раз. Температуры (27) и (28) меньше соответственно в βl раз.

5. Температурные распределения на релаксационном участке

Поскольку наиболее общие выражения для температурных распределений (13) и (16) представлены в виде бесконечных рядов, их суммирование возможно только с помощью численных методов.

Особенностью этих расчетов в данном случае является суммирование рядов (13) и (16) совместно с численным решением трансцендентного уравнения (10). Мы ограничиваемся иллюстрацией температурных распределений только на релаксационном интервале, так как этот участок температуры представляет наибольший интерес как с точки зрения физики, так и для практических приложений.

На рис. 2–5 приведены полученные результаты для пространственного распределения безразмерной температуры $\theta_r(\eta, \xi) = \frac{\Theta_r(\eta, \xi)\kappa}{2l_0 l}$ в различные моменты безразмерного времени $\xi = \frac{t}{\tau}$, где $\eta = \frac{x}{l}$ — безразмерная координата.

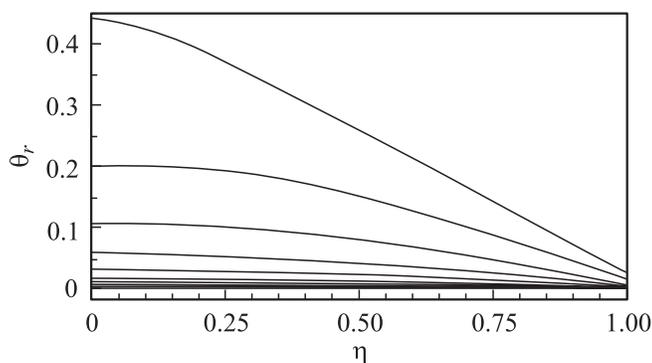


Рис. 2. Пространственное распределение релаксационной температуры в различные моменты времени при адиабатической изоляции ($\xi = 10$), поверхностном поглощении ($\delta = 10$) и длительном импульсе ($\gamma = 10$).

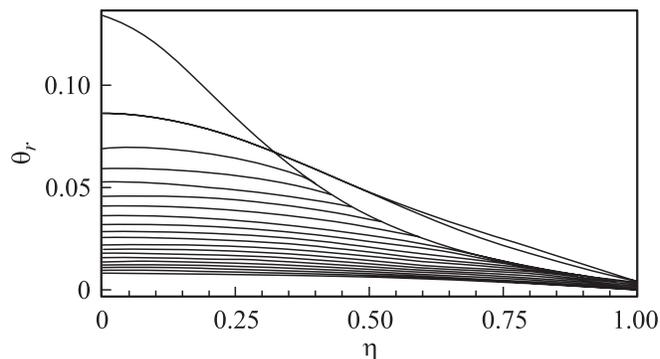


Рис. 3. Пространственное распределение релаксационной температуры в различные моменты времени при адиабатической изоляции ($\xi = 10$), поверхностном поглощении ($\delta = 10$) и коротком импульсе ($\gamma = 0.1$).

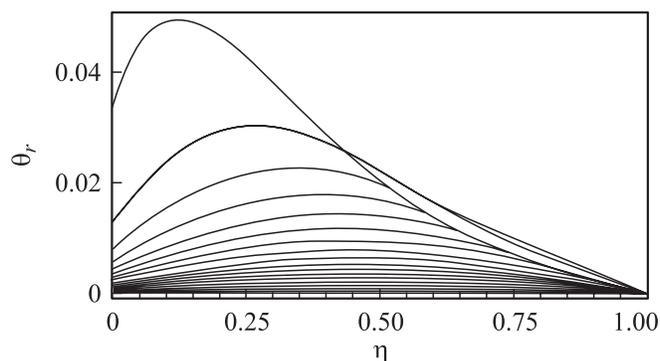


Рис. 4. Пространственное распределение релаксационной температуры в различные моменты времени при изотермическом контакте ($\xi = 0.1$), поверхностном поглощении ($\delta = 10$) и коротком импульсе ($\gamma = 0.1$).

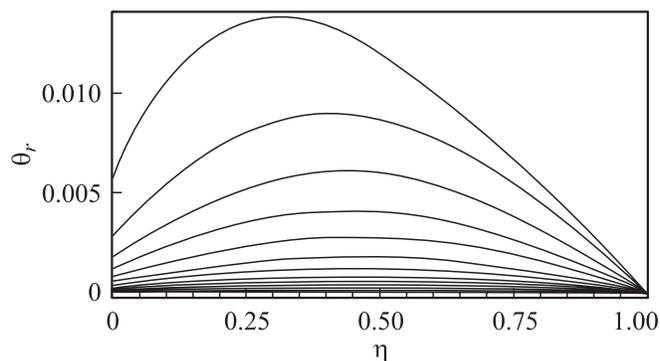


Рис. 5. Пространственное распределение релаксационной температуры в различные моменты времени при изотермическом контакте ($\xi = 0.1$), объемном поглощении ($\delta = 1$) и коротком импульсе ($\gamma = 0.1$).

На всех этих графиках верхние кривые соответствуют моменту прекращения действия импульса внешнего излучения $t = \tau$ или безразмерному моменту $\xi = 1$. Нижние кривые описывают температурные распределения в образце в более поздние моменты времени $\tau \leq t < \infty$ или $1 \leq \xi < \infty$.

В подтверждение аналитических рассуждений графики показывают, что при адиабатической изоляции максимальная температура приходится на поверхность $x = 0$. По мере отклонения от этого условия указанный максимум смещается в глубь образца. При идеальном изотермическом контакте ($\xi \rightarrow 0$) максимально разогревается середина образца.

Обратим внимание на то, что как в случае адиабатической изоляции, так и в случае изотермического контакта при коротких импульсах наблюдаются области локального саморазогрева (рис. 3, 4), т.е. немонотонное во времени изменение температуры в некоторой области образца. Эти области присутствуют только при поверхностном поглощении света после „выключения“ действия светового импульса. Данный разогрев объясняется тем, что при воздействии короткого импульса и поверхностном поглощении света образец разогревается не в полном объеме, а только на некоторой глубине $l_\tau = \sqrt{\alpha\tau} \ll l = \sqrt{\alpha\tau_0}$. После завершения действия импульса область $[0, l_\tau]$ остывает, а область $[l_\tau, l]$ начинает разогреваться в результате процесса термодиффузии. По прошествии некоторого времени образец полностью переходит в состояние термодинамического равновесия.

6. Заключение

В настоящей работе получены аналитические выражения для переходной температуры в образце конечной длины, возникающей в результате объемного поглощения прямоугольного светового импульса произвольной длительности. Длительность импульса определяется по отношению к характерному времени релаксации $\tau_0 = \frac{l^2}{\alpha}$. Сам релаксационный процесс связывается с нестационарной термодиффузией во внешний термостат.

Показано, что при адиабатической изоляции и изотермическом контакте критерии поверхностного и объемного поглощения света различны.

Приведенные для релаксационной температуры графики иллюстрируют сложные нелинейные пространственно-временные зависимости. В ряде случаев наблюдаются области локального разогрева после завершения действия внешнего теплового возмущения.

Список литературы

- [1] W.J. Parker, R.J. Jenkins, C.P. Butler, G.L. Abbott. *J. Appl. Phys.* **32**, 1679 (1961).
- [2] R.D. Cowan. *J. Appl. Phys.* **32**, 1363 (1961).
- [3] K.B. Larson, K. Koyama. *J. Appl. Phys.* **38**, 465 (1967).
- [4] J.A. McKay, J.T. Schiempf. *J. Appl. Phys.* **47**, 1668 (1975).
- [5] A.C. Tam, B. Sullivan. *J. Appl. Phys.* **43**, 333 (1983).
- [6] W.P. Leung, A.C. Tam. *J. Appl. Phys.* **56**, 153 (1984).
- [7] W.S. Capinski, M.J. Maris, T. Ruf, M. Cardona, K. Ploog, D.S. Katsar. *Phys. Rev. B* **59**, 8105 (1999).
- [8] Libor Vozar, Wolfgang Hohenauer. *High Temp. High. Press.* **33**, 9 (2001).
- [9] R.R. Alfano. *Semiconductors probed by ultrafast laser spectroscopy*. Academic Press, Orlando—San Diego—N. Y.—London—Toronto—Monreal—Tokyo (1984). Vol. 1, 2.
- [10] Andreas Othonos. *J. Appl. Phys.* **83**, 1789 (1998).
- [11] H.S. Carslow, J.C. Jaeger. *Conduction of heat in solids*. 2nd ed. Oxford University Press, N. Y. (1986). 520 p.
- [12] Альваро Ф. Карбалло Санчес, Ю.Г. Гуревич, Г.Н. Логвинов, Ю.В. Дрогобицкий, О.Ю. Титов. *ФТТ* **41**, 606 (1999).
- [13] A.G. Carballo Sanchez, G. Gonzalez de la Cruz, Yu.G. Gurevich, G.N. Logvinov. *Phys. Rev. B* **59**, 10630 (1999).
- [14] Yu.G. Gurevich, G.N. Logvinov, A.F. Carballo Sanchez, Yu.V. Drogobitskiy, J.L. Salazar. *J. Appl. Phys.* **91**, 183 (2002).
- [15] В.С. Бочков, Т.С. Гредескул, Ю.Г. Гуревич. *ФТП* **19**, 302 (1985).
- [16] A. Rosencwaig, A. Gersho. *J. Appl. Phys.* **47**, 64 (1976).