

05;07;12

Неравновесность процесса движения облучаемой поверхности металлов при воздействии лазерных импульсов субмикросекундной длительности

© Н.В. Вовненко, Б.А. Зимин, Ю.В. Судьенков

Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: vovnenko@list.ru

(Поступило в Редакцию 1 августа 2009 г. В окончательной редакции 1 декабря 2009 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований и теоретического анализа смещения поверхности металлических зеркал при нагреве лазерным излучением субмикросекундной длительности ($t_0 = 15 \cdot 10^{-9}$ s). Динамика смещения поверхности непосредственно в зоне воздействия излучения контролировалась интерферометром Майкельсона с фотоэлектронным счетом полос. В экспериментах наблюдалось существенное запаздывание движения облучаемой поверхности относительно импульса нагрева. Показано, что при тепловых возмущениях с высокими градиентами температуры, реализующимися при больших значениях коэффициента оптического поглощения уже и при субмикросекундной длительности нагрева, вклад неравновесных процессов в характер термомеханической реакции металлов становится определяющим. Учет неравновесных процессов при теоретическом анализе приводит к обобщенному закону Дюгамеля с тепловой памятью, на основе которого можно корректно описать наблюдаемый эффект. Полученные значения характерного времени переходного процесса $\sim (2-6) \cdot 10^{-8}$ s значительно превышают известные оценки времени фонон-фононного взаимодействия и обусловлены влиянием неравновесных процессов на масштабах элементов структуры, которые существенно превышают атомные.

Задача о тепловом ударе впервые была рассмотрена в работах В.И. Даниловской [1,2] в рамках линейной теории температурных напряжений. Это наиболее простая постановка задачи, позволившая получить аналитическое решение, качественно описывающее термоупругую реакцию твердых тел на внезапный скачок температуры на границе полупространства. В рамках этого решения время смещения нагреваемой поверхности полупространства в приближении равновесной термодинамики и при одномерной постановке определяется длительностью источника нагрева. В многочисленной литературе, посвященной динамическим задачам термоупругости и тепловому удару [3-7], развивается подобный подход и обосновывается его применение к различным прикладным задачам, в частности, анализа термодформаций оптических элементов лазерных систем высокой мощности.

При воздействии импульсного лазерного излучения на материалы, в частности металлы, наиболее полная информация о термомеханических процессах может быть получена при измерениях параметров смещения поверхности непосредственно в зоне воздействия излучения.

Зависимость смещения поверхности в рамках модели термоупругости может быть получена из решения уравнения теплопроводности и уравнений теории упругости. При длительности воздействия больше $t > 10^{-10} - 10^{-11}$ s для большинства твердых тел связь тепловой и упругой волн можно пренебречь [4], поскольку характерное значение параметра связности для металлов меньше $2 \cdot 10^{-2}$.

Тогда, проинтегрировав известное соотношение Дюгамеля для напряжений в изотропных твердых те-

лах [5] по z :

$$\sigma_z = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u}{\partial z} - (3\lambda + 2\mu)\alpha_T T, \quad (1)$$

при нулевых граничных и начальных условиях ($\sigma_z = 0$ при $t = 0$, $\sigma_z = 0$ при $z = 0$; $\sigma_z \rightarrow 0$, $u \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$) для $u(0, t)$ получим:

$$u(0, t) = -\frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + 2\mu} \alpha_T \int_0^\infty T dz. \quad (2)$$

Здесь σ_z — нормальная компонента напряжения, u — перемещение, λ, μ — параметры Ламе, α_T — коэффициент теплового линейного расширения материала, T — температура.

Отыскание температурного поля при лазерном воздействии для одномерного случая сводится к решению уравнения теплопроводности при нулевых начальных и граничных условиях ($T(z, 0) = 0$, $\frac{\partial T(0, t)}{\partial z} = 0$):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + I f(t) e^{-\alpha z}, \quad (3)$$

где χ — коэффициент температуропроводности, $I = \frac{\alpha I_0}{\rho c_p}$, α — коэффициент поглощения света, I_0 — поглощенная часть интенсивности лазерного импульса, $f(t)$ — ее зависимость от времени, ρ — плотность среды, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении. Ось z направлена перпендикулярно границе в глубь полупространства.

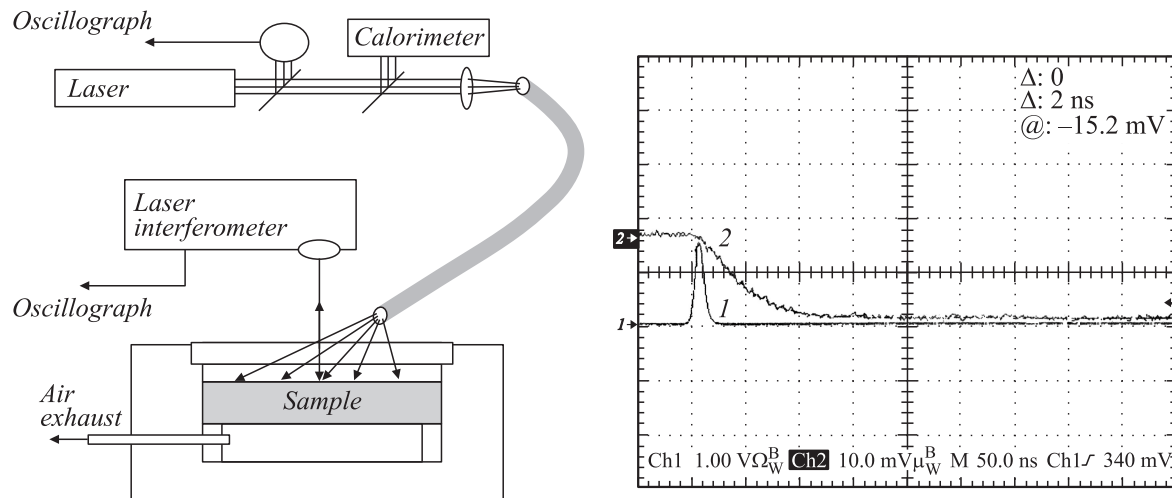


Рис. 1. Схема эксперимента и типичная осциллограмма при измерениях движения облучаемой поверхности металлов; 1 — импульс излучения лазера, 2 — интерферограмма смещения поверхности.

В простейшем случае прямоугольного импульса излучения длительностью t_0 , с учетом решения для температуры из (3), получим смещение облучаемой поверхности в виде:

$$u(0, t) = -\frac{\alpha_T(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + 2\mu} \frac{I}{\alpha} \begin{cases} t & 0 \leq t \leq t_0, \\ t_0 & t_0 \leq t \leq \infty. \end{cases} \quad (4)$$

Смещение облучаемой поверхности определяется линейной зависимостью от t за время действия импульса и постоянно при больших временах. Для импульсов произвольной формы, как показано в [8], динамика смещения поверхности определяется динамикой ввода энергии $E(t)$, динамические эффекты проявляются лишь при времени менее 10^{-10} s:

$$u(0, t) = -\frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + 2\mu} \alpha_T \int_0^{\infty} T dz \cong -\text{const} \cdot E(t), \quad (5)$$

где $E(t)$ — поглощенная доля энергии облучения, т.е. временная зависимость смещения поверхности повторяет временную зависимость энергии облучения.

Однако в первых экспериментах по измерению смещения облучаемой поверхности металлических зеркал [9] при субмикросекундной длительности облучения было обнаружено существенное запаздывание смещения поверхности относительно лазерного импульса, отсутствующее при длительности облучения порядка микросекунды и более.

Для дальнейшего изучения обнаруженного эффекта была усовершенствована методика подобных экспериментальных исследований, позволившая повысить пространственное и временное разрешение измерений.

Блок-схема эксперимента приведена на рис. 1. В экспериментах измерялось смещение облучаемой зеркальной поверхности образцов различных металлов диаметром $\varnothing 20-40$ и $h = 2-10$ mm. Воздействие осуществлялось лазером на YAG:Nd с $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $E \leq 10$ mJ и

длительностью излучения $t_0 = 15 \cdot 10^{-9}$ s. Излучение к образцу подводилось с помощью световода, диаметр зоны облучения был порядка 8–10 mm, что позволяло выполнять условия одномерности. При таких воздействиях поглощенная доля энергии была менее 1 mJ, а нагрев поверхности не превышал $\Delta T = 1-10^\circ\text{C}$.

Смещение поверхности образцов в центре зоны облучения регистрировалось лазерным интерферометром Майкельсона с фотоэлектронным счетом полос и стабилизацией рабочей точки. Поверхность образцов находилась в фокусе выходного объектива интерферометра. Чувствительность интерферометра составляла не менее $\sim 10^{-9}$ m при временном разрешении $\sim 2 \cdot 10^{-9}$ s. Для устранения возможного вклада в смещение интерференционных полос при нагреве окружающего воздуха от поверхности образца эксперименты проводились в условиях вакуума (~ 10 mm Hg). С выхода интерферометра электрический сигнал регистрировался осциллографом $TDS = 754$ с $\Delta f = 500$ MHz, синхронизация которого осуществлялась лазерным импульсом с фотоприемника (ФД).

Результаты экспериментов подтвердили значительную инерцию термомеханического отклика металлов (Ag, Al, Cu, Fe, Ni, Ti, W[111], Mo[111], Zr и некоторых сплавов) при субмикросекундной длительности нагрева. Смещение облучаемой поверхности достигало максимального значения существенно позднее окончания импульса нагрева (рис. 2, 3). Наблюдаемое в эксперименте движение облучаемой поверхности не может быть описано в рамках равновесной термодинамики.

На рисунках представлены нормированные зависимости от времени интенсивности лазерного импульса $(I(t)/I_{\text{max}})$, теоретическая зависимость смещения по (5) — $u(0, t)/u_{\text{max}} = (E(t)/E_{\text{max}})$ и экспериментальные зависимости смещения поверхности $(u(0, t)/u_{\text{max}})$ образцов различных металлов.

Следует отметить, что характер движения поверхности металлов при субмикросекундном лазерном воз-

действию определяется процессами с очень высокими градиентами и скоростями ввода энергии. Скорость изменения температуры в проведенных экспериментах весьма значительна и эти изменения происходят на масштабах меньше $\sim 1 \cdot 10^{-6}$ м. Оценки для температуры дают средние за импульс скорости ее изменения $\sim 10^9 - 10^{10}$ deg/s (при $\Delta T \sim 5 - 10^\circ\text{C}$). Вследствие такого быстрого нагрева поверхности образца может возникнуть неравновесное распределение энергии между структурными элементами твердого тела, следовательно, для анализа связи между напряжениями, деформацией и температурой в твердом теле необходимо использовать методы неравновесной термодинамики [10–12].

Таким образом, наблюдаемая в экспериментах динамика смещения поверхности, по-видимому, обусловлена неравновесными процессами на масштабах мезоструктур, так как оценки длительности таких переходных процессов существенно больше характерного времени фонон-фононного взаимодействия. Это предположение подтверждается также результатами, представленными на рис. 3, где наблюдается существенное различие длительности переходных процессов в сталях различной марки, отличающихся в основном по микроструктур-

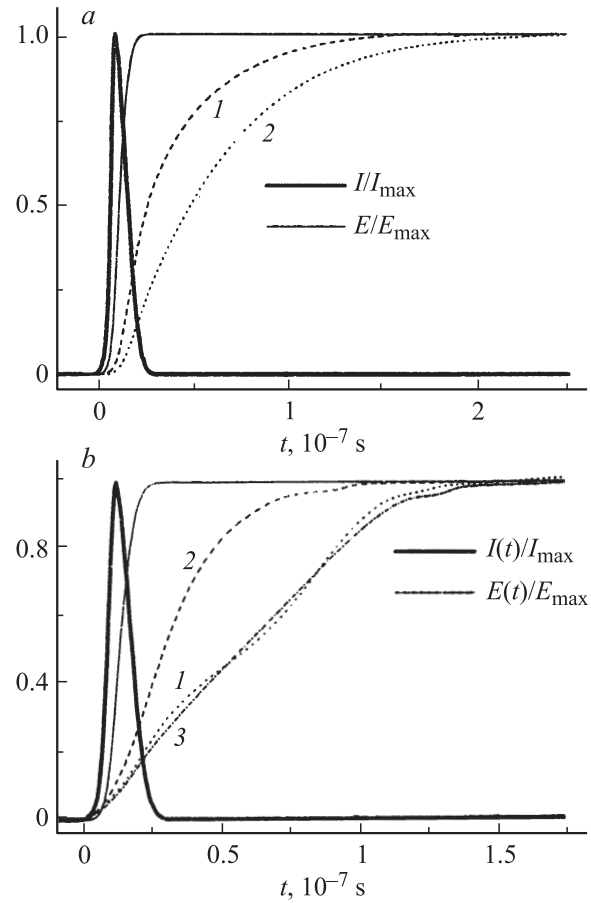


Рис. 3. Смещение поверхности при облучении образцов: *a* — стали двух марок (St32nkd, 1 и St 45, 2); *b* — поликристаллического никеля (Ni), отожженного при разных значениях температуры (1 — 100, 2 — 700, 3 — 1000°С).

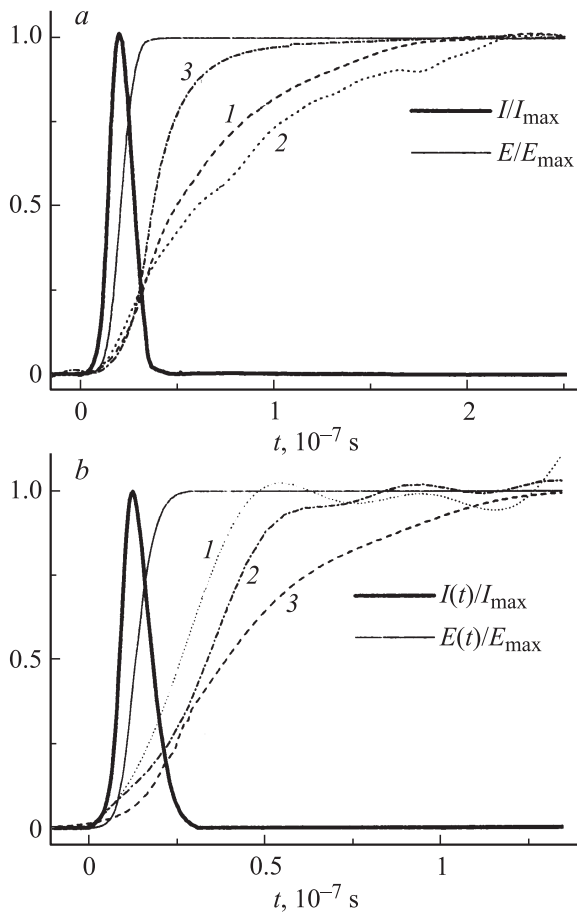


Рис. 2. Смещение поверхности при облучении образцов: *a* — серебра (1), меди (2) и алюминия (3); *b* — монокристаллического молибдена (1), вольфрама (2) и поликристаллического циркония (3).

ным характеристикам (рис. 3, *a*). Еще более наглядно влияние микроструктуры представлено на рис. 3, *b*, где приведены результаты экспериментов с образцами из никеля *H1*, отожженными при разной температуре. Отжиг, как известно, определяет как изменение размеров зерен, так и внутриверную структуру металлов, в частности изменяется плотность дислокаций. При этом отжиг при температуре 700°С, которая соответствует температуре рекристаллизации, обуславливает минимальный размер зерен, а также минимальное количество внутриверных и межзеренных дефектов [13]. Как видно из рис. 3, *b* образец, отожженный при 700°С, характеризуется минимальной длительностью переходного процесса, что подтверждает определяющее влияние мезоструктур на неравновесный отклик металлов при субмикросекундной длительности облучения.

Рассматривая неравновесные процессы на масштабах мезоструктур в рамках механики сплошной среды [14], можно воспользоваться моделью Кнезера [15], применяемой для анализа неравновесных процессов в молекулярных кристаллах.

В рамках этой модели в условиях термодинамического равновесия изменение удельной энергии dU , связанное с

повышением температуры на dT , может быть представлено в виде

$$dU = dU_e + dU_i; \quad dU_e = C_e dT; \quad dU_i = C_i dT, \quad (6)$$

где C_e — часть удельной теплоемкости, относящаяся к внешним степеням свободы, C_i — к внутренним; $C_\varepsilon = C_e + C_i$ — полное значение удельной теплоемкости.

В случае быстрых тепловых нагружений материала равновесное распределение между dU_i и dU_e нарушается и может быть представлено как результат нарушения равенства между „структурными“ температурами T_e и T_i , поэтому можно ввести параметр релаксации η в виде:

$$\eta = \Delta T_i - \Delta T_e, \quad (7)$$

где $\Delta T_i = T_i - T_0$, $\Delta T_e = T_e - T_0$, T_0 — средняя температура в состоянии равновесия. Для напряжения $\sigma = \sigma[\varepsilon, T(\varepsilon, S)]$, введя зависимость от T_e вместо T , можно записать:

$$d\sigma = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} \right)_{T_e} d\varepsilon + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_{\varepsilon} dT_e. \quad (8)$$

Используя η из (7), с учетом значений частных производных [3] запишем (8) в виде

$$d\sigma = (2\mu + \lambda)d\varepsilon - \alpha_1(3\lambda + 2\mu)(dT_i - d\eta). \quad (9)$$

Обычно для описания неравновесных процессов используют кинетическое уравнение с интегралом столкновений. Самым простым и наиболее часто используемым в приложениях является кинетическое уравнение с релаксационным членом вместо интеграла столкновения [11]:

$$\frac{d\eta}{dt} = -\frac{\eta}{\tau}. \quad (10)$$

Тогда с учетом (7) получим:

$$d\eta = \frac{T_e - T_i}{\tau} e^{-t/\tau} dt = \frac{T(t-s)e^{-s/\tau}}{\tau} ds. \quad (11)$$

Проинтегрировав (9) с учетом (11), получим обобщенный закон Дюгамеля с тепловой памятью:

$$\sigma_z = (2\mu + \lambda)\varepsilon - (3\lambda + 2\mu)\alpha_T T(z, t) + \int_0^\infty \gamma(s)T(z, t-s)ds, \quad (12)$$

где

$$\gamma(s) = \frac{\alpha_T(3\lambda + 2\mu)}{\tau} e^{-s/\tau}$$

— функция термоупругой релаксации. При времени релаксации $\tau = 0$ выражение (12) принимает обычный вид (1).

Используя обобщенный закон Дюгамеля, для перемещения облучаемой поверхности полупространства $u(0, t)$, проинтегрировав (12) по z , получим

$$u(0, t) = \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + 2\mu} \alpha_T \int_0^\infty T dz - \frac{1}{\lambda + 2\mu} \int_0^\infty dz \int_0^\infty \gamma(s)T(z, t-s)ds. \quad (13)$$

Тогда для прямоугольного импульса с учетом решения для температуры получим

$$u(0, t) = -\frac{\alpha_T(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + 2\mu} \frac{I}{\alpha} (1 - e^{-t/\tau}) \cdot \begin{cases} t & 0 \leq t \leq t_0, \\ t_0 & t_0 \leq t \leq \infty. \end{cases} \quad (14)$$

А для импульса произвольной формы смещение облучаемой поверхности запишется в виде

$$u(0, t) = -\frac{\alpha_T(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + 2\mu} E(t)(1 - e^{-t/\tau}). \quad (15)$$

На рис. 4 представлено сравнение нормированных экспериментальных зависимостей смещения для образ-

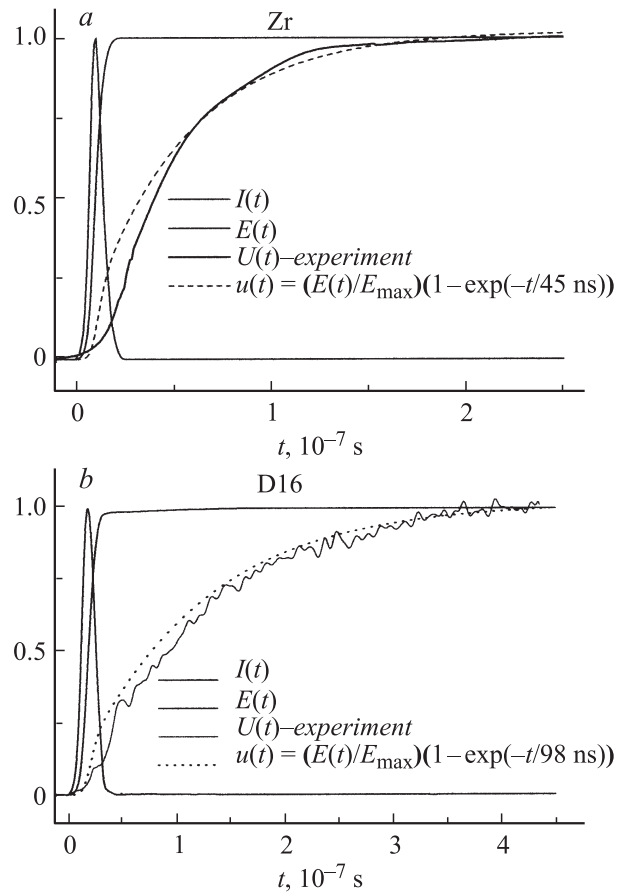


Рис. 4. Сравнение нормированных экспериментальных зависимостей смещения для образцов из циркония (Zr) и алюминиевого сплава Д16 с расчетными зависимостями (15). *a* — цирконий, *b* — алюминиевый сплав Д16.

Характерные времена переходных процессов в металлах и сплавах

Материал	$\tau, 10^{-9}$ s	Материал	$\tau, 10^{-9}$ s
Алюминий	25–30	Молибден[111]	25–30
Титан	30–35	Вольфрам[111]	35
Медь	50–55	Ртуть	35
Серебро	55–60	Сплав алюминия D16	95–100
Цирконий	40–45	Сталь St	60
Молибден	60–65	Сталь St32Nkd	25
Никель (700°C)	20–25	Аморфный сплав	40
Никель (100°C, 1000°C)	35–40	Ti40Zr25Ni3Cu12Be20 (at. %)	

цов из циркония (Zr) и алюминиевого сплава D16 с расчетными зависимостями (15). Некоторое различие экспериментальной и расчетной зависимостей наблюдается при временах, меньших длительности импульса облучения ($t < t_0$), что, по-видимому, обусловлено наличием спектра времени релаксации, соответствующих различным масштабным уровням структуры металлов.

Таким образом, видно, что полученные экспериментальные результаты (рис. 2–4) хорошо описываются законом Дюгамеля с тепловой памятью. При этом аппроксимация экспериментальных зависимостей смещения функцией $u/u_{\max} = E(t)/E_{\max}(1 - \exp(-t/\tau))$ позволяет получить значения времени релаксации (см. таблицу), характеризующие неравновесные процессы на масштабах мезоструктур.

Такой же результат может быть получен в рамках неравновесной термодинамики [12]. Представив тензор деформации в виде суммы равновесной и неравновесной деформаций и учтя инерционность процесса, например по Максвеллу, решение для неравновесной части получим в виде

$$\varepsilon^* = \frac{\alpha}{\tau} \int_0^t e^{-\frac{s-t}{\tau}} (T - T_0)(s) ds. \quad (16)$$

Далее, переходя от деформаций к напряжениям, получим выражение (12), т.е. из неравновесной термодинамики для сред с релаксацией также оказывается справедлив обобщенный закон Дюгамеля.

Таким образом, обобщенный закон Дюгамеля с тепловой памятью дает возможность адекватно описать термомеханический отклик металлов при высоких скоростях нагрева. Отметим, что при ударных нагружениях материалов вблизи поверхности наблюдаются неравновесные процессы подобного рода, которые во многом и определяют формирование фронтов стационарных ударных возмущений [16,17]. Анализ таких процессов требует учета релаксационных процессов на различных масштабных уровнях структуры материалов.

Список литературы

- [1] Даниловская В.И. // ПММ. 1950. Т. 14. С. 316.
- [2] Даниловский В.И. // Прикл. мат. и мех. 1952. Т. 16. № 3. С. 342.
- [3] Коваленко А.Д. Термоупругость. Киев: Вища школа, 1975. 216 с.
- [4] Грибанов В.Ф., Паничкин Н.Г. Связанные и динамические задачи термоупругости. М.: Машиностроение, 1984. 182 с.
- [5] Карташов Ж.М., Партон В.З. // Итоги науки и техники. Мех. деформ. тв. тела. 1991. Т. 22. С. 55.
- [6] Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
- [7] Мелин Э., Паркус Г. Термоупругие напряжения, вызванные стационарными тепловыми полями. М.: Наука, 1958. 167 с.
- [8] Валишева З.А., Студеньков Ю.В. // Тр. XVI сессии Росс. акустического общества. Н. Новгород, 2005. Т. 1. С. 161.
- [9] Baloshin Yu.A., Yurevich V.I., Sud'enkov Yu.V. // Proc. SPIE. 1991. Vol. 1440. P. 71.
- [10] Гуревич В.А. Кинетика фоновых систем. М.: Наука, 1980. 400 с.
- [11] Квасников И.А. Термодинамика и статистическая физика. Теория неравновесных систем. М.: Наука, 2003. Т. 3. 445 с.
- [12] Жоу Д., Касас-Баскес Х., Лебон Дж. Расширенная необратимая термодинамика. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2006. 528 с.
- [13] Циммерман Р., Гюнтер К. Металлургия и материаловедение. Справочник. М.: Металлургия, 1982. 480 с.
- [14] Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов / Под ред. В.Е. Панина. Новосибирск: Наука, 1991.
- [15] Ноздрев В.Ф., Федорищенко Н.В. Молекулярная акустика. М.: Высш. школа, 1974. 288 с.
- [16] Студеньков Ю.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 23. С. 1418.
- [17] Студеньков Ю.В., Павлишин А.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 12. С. 14.