

МГНОВЕННЫЕ ПРОФИЛИ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ И СМЕЩЕНИЙ ПОВЕРХНОСТЕЙ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

© С.В.Винценц, С.Г.Дмитриев, О.Г.Шагимуратов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия
(Поступила в Редакцию 24 июля 1995 г.)

Мгновенные профили деформаций и смещений поверхности твердого тела англостремного масштаба при локальном импульсном лазерном облучении исследованы экспериментально и теоретически. В квазистатическом приближении получены формулы для описания эволюции смещений при произвольной временной форме импульса тепловыделения. Сравнение теории и эксперимента проведено на примере металла. Показано, что эффект задержки максимума смещений относительно максимума температуры на поверхности связан с конкуренцией между квазидвумерным режимом роста смещений и диффузией тепла в боковых направлениях, а положение и форма этого максимума существенно зависят от вида длинновременной части импульса тепловыделения.

При облучении поверхностей твердых тел лазерными импульсами длительностью $\tau_0 \sim 0.1-1 \mu\text{s}$ или меньше индуцируемое поглощенной энергией тепловое расширение приповерхностных слоев приводит к деформациям и смещениям поверхности, которые могут быть измерены экспериментально различными методами [1-3]. Внимание к такого рода деформационным явлениям связано с открывающейся возможностью исследования кинетики различных быстропротекающих процессов (фазовых переходов первого рода [4], переноса тепла [5] и т.д., а также механизмов разрушения поверхности [6]).

В последнее время весьма актуальным стало изучение явлений, развивающихся на масштабах $\sim 10-100 \mu\text{m}$ [7]. В этом случае традиционно исследуют либо нормальные смещения поверхности в центре зоны облучения интерференционными методами [8,9], либо углы наклона деформированной поверхности в отдельных точках [10,11].

В то же время более информативным было бы изучение радиальных (по ρ) мгновенных профилей нормальных (по z) смещений поверхности $u_z(\rho)$, которые могут быть получены путем измерения кинетик деформаций $[\partial u_z / \partial \rho](t)$ в различных точках поверхности на микронных масштабах [5] и тем самым мгновенных профилей $\partial u_z / \partial \rho$ с последующим интегрированием полученных профилей по ρ .

В настоящей работе будут представлены профили смещений на примере образца из латуни, возникающие под действием лазерного луча с размерами $2\omega \sim 50 \mu\text{m}$, длительностью импульсов $\lesssim 1 \mu\text{s}$ и длиной волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ (подробнее см. [5]).

Теоретический анализ кинетики деформаций обычно проводится методом интегральных преобразований (Лапласа и Ганкеля) уравнений для температуры и смещений с последующим численным расчетом обратных преобразований [12,13]. Для указанных параметров, когда $2\omega/v_s \lesssim 10^{-7} \text{ s}$ (при $2\omega \lesssim 10^{-2} \text{ cm}$ и скорости звука $v_s \sim 10^5 \text{ cm/s}$) т.е. когда характерные времена распространения деформаций меньше типичных времен измерений $\sim 1 \mu\text{s}$, возможно использование квазистатического приближения. В этом случае можно получить более простые и удобные для анализа выражения, содержащие зависимость от температуры (тепловых источников) в явном виде.

Мы рассмотрим, в частности, природу эффекта временной задержки [10,11,14] максимумов смещений по отношению к максимумам температуры на поверхности и проведем сравнение теории и эксперимента на примере металла.

1. Температура

Пусть ось Oz направлена от поверхности в глубь тела, а зависимость интенсивности падающего излучения аппроксимируется формулой

$$I(\rho, t) = \frac{E}{\pi\omega^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega^2}\right) f(t), \quad (1)$$

где

$$\rho^2 = x^2 + y^2,$$

E — энергия импульса, $f(t)$ — нормированная временная зависимость интенсивности.

При поверхностном поглощении света (в частности, для металлов) потери энергии горячими электронами и выделение тепла происходят на малых ($\delta \sim 0.1 \mu\text{m}$) расстояниях от поверхности [15,16], при этом характерные размеры разогретой области на временах измерения определяются тепловой длиной $l \approx 2(\chi t)^{1/2} \gg \delta$ (при $t \sim 1 \mu\text{s}$ и температуропроводности $\chi \gtrsim 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$). Мы рассмотрим локализованный тепловой источник с плотностью

$$F(\mathbf{r}, t) = \frac{(1-R)}{c\rho_0} I(\rho, t) \delta(z), \quad (2)$$

где R , c , ρ_0 — коэффициент отражения света, удельная теплоемкость и плотность материала соответственно, $\delta(z)$ — дельта-функция.

Изменение температуры $T(\mathbf{r}, t)$ для теплоизолированной поверхности находится из решения неоднородного уравнения теплопроводности для полупространства $z > 0$

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \chi \Delta T = F \quad (3)$$

$$T(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad T(\mathbf{r} \rightarrow \infty, 0) = 0. \quad (4)$$

Здесь Δ — оператор Лапласа.

Решение задачи (см. Приложение 1) имеет вид

$$T(\mathbf{r}, t) = \frac{2E_0}{c\rho_0} \int_0^t dt' f(t') \frac{\exp\left(-\frac{z^2}{4\chi\Delta t}\right)}{(4\pi\chi\Delta t)^{1/2}} \frac{\exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega^2 + 4\chi\Delta t}\right)}{\pi(\omega^2 + 4\chi\Delta t)}, \quad (5)$$

где

$$E_0 = E(1 - R), \quad \Delta t = t - t'.$$

Отметим, что в используемом режиме облучения (режим модулированной добротности) импульсы $f(t)$ (с характерными временами $\tau_0 \gtrsim 0.3 \mu\text{s}$) описываются выражением [17]

$$f(t) = \frac{t}{\tau_0^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right). \quad (6)$$

2. Мгновенные профили смещений

В квазистатических условиях термоупругие деформации описываются уравнением [18,19]

$$(1 - 2\nu)\Delta \mathbf{u} + \text{grad div } \mathbf{u} = 2(1 + \nu)\alpha_t \text{grad } T, \quad (7)$$

где ν — коэффициент Пуассона, α_t — коэффициент температурного линейного расширения, \mathbf{u} — вектор смещения. Граничные условия на свободной поверхности $z = 0$ имеют вид [18]

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0, \quad (8a)$$

$$\sigma_{zz} = 0, \quad (8b)$$

σ_{ik} — компоненты тензора напряжений (индексы $i, k = 1, 2, 3$ и соответствуют осям x, y, z) [18]

$$\sigma_{ik} = -E \frac{\alpha_t}{1 - 2\nu} T \delta_{ik} + \frac{E}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)} [(1 - 2\nu)u_{ik} + \nu u_{ll} \delta_{ik}], \quad (9)$$

где

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right),$$

E — модуль Юнга, u_i, u_{ik} — компоненты вектора смещения и тензора деформаций соответственно.

Решения уравнения (7) обычно ищут в виде суммы [19]

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^{(1)} + \mathbf{u}^{(2)}, \quad (10)$$

где $\mathbf{u}^{(1)}$ — частное решение, а $\mathbf{u}^{(2)}$ используется для описания граничных условий. При этом $\mathbf{u}^{(1)}$ есть

$$\mathbf{u}^{(1)} = \text{grad } \varphi, \quad (11)$$

и если

$$\Delta \varphi = \alpha_t \frac{(1 + \nu)}{(1 - \nu)} T, \quad (12)$$

то $\mathbf{u}^{(1)}$ удовлетворяет уравнению (7). Вектор $\mathbf{u}^{(2)}$ может быть найден методом функций Галеркина [18] (в случае аксиальной симметрии это функции Лява [19]), а именно для бигармонического вектора ψ

$$\Delta \Delta \psi = 0 \quad (13)$$

функция $\mathbf{u}^{(2)}$

$$\mathbf{u}^{(2)} = 2(1 - \nu) \Delta \psi - \text{grad div } \psi \quad (14)$$

удовлетворяет однородному уравнению (7).

Решение уравнения (12) удобно искать аналогично предыдущему рассмотрению (см. Приложение 1), переходя от полупространства к пространству с симметричным продолжением функции $T(\mathbf{r}, t)$ относительно плоскости $z = 0$

$$\varphi = \alpha_t \frac{(1 + \nu)}{(1 - \nu)} G_2 * T, \quad (15)$$

где $*$ — символ свертки, G_2 — функция Грина уравнения Лапласа

$$G_2 = -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (16)$$

Тогда в силу симметрии выполняются следующие условия на границе:

$$u_z^{(1)} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0, \quad u_{xz}^{(1)} = u_{yz}^{(1)} = 0, \quad (17)$$

$$\sigma_{xz}^{(1)} = \sigma_{yz}^{(1)} = 0. \quad (18)$$

Верхний индекс 1 означает, что соответствующие величины вычислены для вектора $\mathbf{u}^{(1)}$.

В случае полупространства для описания граничных условий достаточно одной компоненты вектора $\psi = (0, 0, \psi)$ [19], которую удобно представить в виде суммы функций

$$\psi(\mathbf{k}, z, t) = A(\mathbf{k}, t) \left(1 + \frac{k}{2\nu} z \right) \frac{\exp(-i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}) \exp(-kz)}{(2\pi)^2}, \quad (19)$$

где

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y), \quad k = |\mathbf{k}|, \quad \boldsymbol{\rho} = (x, y),$$

где ν — коэффициент затухания в скобке, $\nu = \frac{c}{2\omega}$ (с учетом (18)) — выполнение условий (8a), а неизвестный коэффициент A определяется из условия (8b). С этой целью выражение для $\sigma_{zz}^{(1)}$ удобно представить в виде

$$\sigma_{zz}^{(1)} = -\frac{1}{1+\nu} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \varphi. \quad (20)$$

С помощью (20) уже нетрудно получить выражение для A (см. Приложение 2)

$$A(\mathbf{k}, t) = \alpha_t \frac{\nu(1+\nu)}{(1-\nu)} \frac{1}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-k|z'|) \tilde{T}(\mathbf{k}, z', t) dz'. \quad (21)$$

Знак тильды над функцией означает ее фурье-образ по координатам x, y .

Фурье-компонента смещения поверхности определяется по формулам (П2.5) и (П2.6) при $z = 0$ и имеет вид

$$\tilde{u}_z = -\alpha_t(1+\nu) \frac{2E_0}{c\rho_0} \exp(-k^2\omega^2/4) \int_0^t dt' f(t') \left[1 - \Phi^*(k\sqrt{\chi\Delta t}) \right], \quad (22)$$

где Φ^* — интеграл ошибок [20]. Первое слагаемое в скобках и соответствующее ему смещение u_1 описывают квазиодномерный режим ($2(\chi t)^{1/2}/\omega \equiv \kappa \rightarrow 0$), реализующийся на ранних этапах ($\kappa \ll 1$) развития деформаций (при этом вклад от второго слагаемого в (22) мал),

$$u_1 = -\alpha_t(1+\nu) \frac{2E_0}{c\rho_0} \frac{\exp(-\rho^2/\omega^2)}{\pi\omega^2} \int_0^t f(t') dt'. \quad (23)$$

Режим такого рода обсуждался в [11,12] в связи с появлением плато на временных зависимостях смещений на наносекундной шкале.

Как видно из (22), (23), на малых временах зависимость $u_z(\rho)$ близка к гауссовой (при $\rho \lesssim \omega$), а амплитуда смещений пропорциональна поглощенной (на данный момент времени) плотности энергии.

Второе слагаемое описывает диффузию тепла («размазку» температуры) вдоль поверхности. Именно конкуренция между квазиодномерным режимом и размазкой в более поздние моменты времени и обуславливают наличие максимума (и его параметры) на временных зависимостях смещений и эффект задержки.

На рис. 1 приведены экспериментальные графики деформаций $du_z/d\rho$ (рис. 1,а) и полученные интегрированием этих зависимостей смещения $u_z(\rho)$ (рис. 1,б) в различные моменты времени для образца латуни под действием импульса с энергией $E = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-7}$ Дж (для латуни $c = 0.38$ Дж/гК, $\rho_0 = 8.4-8.7$ г/см³, $\chi = 0.265 \pm 0.04$ см²/с, $\alpha_t = (1.7-2.0) \cdot 10^{-5}$ К⁻¹, $\nu = 0.28$ [21]). Как видно из рисунка, профили $u_z(\rho)$ на малых временах действительно близки к гауссовым, а на больших весьма размазаны.

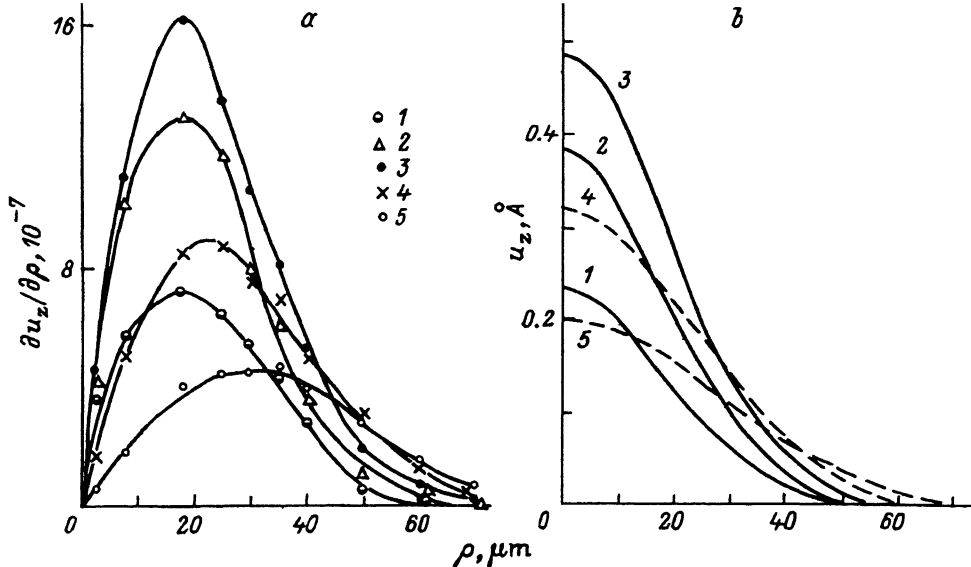


Рис. 1. Профили деформаций $\partial u_z/\partial \rho$ (а) и смещений u_z (б) поверхности образца латуни под действием лазерного импульса с энергией $(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-7}$ J, диаметром луча $\approx 50 \mu\text{m}$ и длительностью нарастания интенсивности в импульсе $\sim 0.35 \mu\text{s}$ в различные моменты времени. t (μs): 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 2.0, 4 — 5, 5 — 8.

Более подробный анализ радиальных зависимостей будет проведен в другой работе. Здесь же мы рассмотрим кинетику деформаций в центральной точке и эффект задержки.

3. Эффект задержки

Эффект задержки иллюстрируется рис. 2, на котором представлены температура $T_0(t)$ (рис. 2,а) и смещение поверхности $u_0(t)$ (рис. 2,б) в центре разогретого пятна. Расчетные значения температуры (см. П1.5) представлены в единицах τ_0 и \bar{T} для $\beta = l_0/\omega \approx 0.28$ и $f(t)$ из (6), при этом форма зависимостей u_0 и T_0 определяется только одним параметром β . Обычно $\beta \ll 1$; для сравнения приведен график $T_0(t)$ для $\beta = 0$. Как видно из рисунка, максимальное значение T_0 достигается при $t \approx 2\tau_0$. Для указанных выше параметров и $\tau_0 \gtrsim 0.3 \mu\text{s}$ $T_0 \lesssim 1$ K.

На рис. 2,б представлен график зависимости $u_0(t)$

$$u_0 = -\bar{u} \int_0^t dt' f(t') \left(1 - \frac{\sqrt{4\chi\Delta t'}}{\sqrt{\omega^2 + 4\chi\Delta t'}} \right), \quad (24)$$

где

$$\bar{u} = \alpha_t(1 + \nu) \frac{2E_0}{c\rho_0} \frac{1}{\pi\omega^2};$$

для $\bar{u} \approx 1 \text{\AA}$, $\beta \approx 0.28$ и $f(t)$ из (6) соответствие с экспериментальными точками в среднем не хуже 15%.

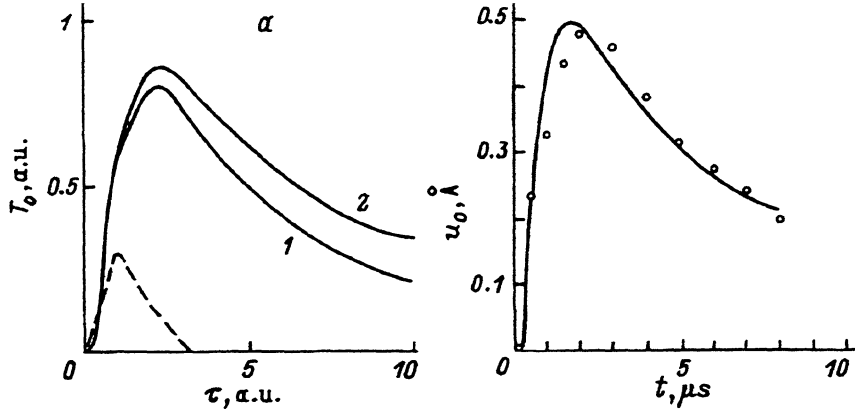


Рис. 2. Временные зависимости температуры $T_0(t)$ (а) и смещения $u_0(t)$ (б) поверхности образца в центре греющего луча.

а) 1 — результаты вычислений для параметров латуни и $\beta = 0.28$ в единицах \bar{T} и τ_0 , 2 — график квазиодномерного решения ($\beta = 0$), штриховой линией обозначена форма импульса тепловыделения; б) зависимость $u_0(t)$ вычислена при $u = 1 \text{ \AA}$ и $\beta = 0.28$, кружки — измеренные значения.

Для иллюстрации природы эффекта на рис. 3 приведены график $u_0(t)$ в единицах τ_0 и \bar{u} (для $\beta = 0.28$) и графики для квазиодномерного режима и эффекта влияния боковой диффузии тепла (второе слагаемое в (24), отсчитанное от единицы).

Как видно из рисунка, вид кинетики смещений определяется конкуренцией между двумя указанными процессами. Причем положение и форма максимума $u_0(t)$ зависят от вида длинновременной части зависимости импульса тепловыделения, которая, вообще говоря, может отличаться от формы лазерного импульса. Для более детального анализа необходимо развитие экспериментальных исследований.

Отметим в заключение, что в работе представлены экспериментальные графики мгновенных профилей деформаций $\partial u_z / \partial \rho$ и смещений $u_z(\rho)$ для латуни (характерный масштаб смещений и прироста температуры $\sim 1 \text{ \AA}$ и $\sim 1 \text{ K}$), возникающих при импульсном ($\tau_0 \lesssim 1 \mu\text{s}$) действии лазерного луча диаметром $50 \mu\text{m}$. Для смещений в квази-

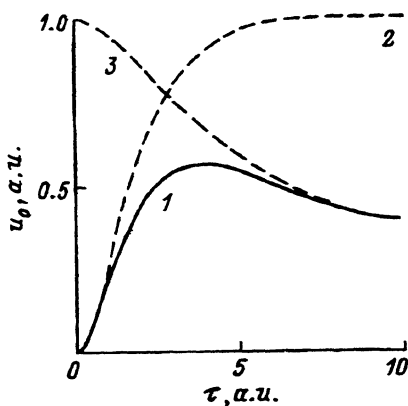


Рис. 3. Кинетика смещений поверхности.

1 — смещение поверхности в центральной точке (в единицах \bar{u} и τ_0), 2 — квазиодномерный режим, 3 — эффект влияния диффузии тепла (отсчет от единицы).

статистическом приближении предложены формулы (при произвольных распределениях температуры и временных зависимостях импульса тепловыделения).

Показано, что эффект задержки временной зависимости смещений по отношению к импульсу тепловыделения связан с конкуренцией между процессами диффузии тепла в боковых направлениях и квазиодномерным режимом (см. (23), (24)). Форма и положение максимума смещений существенно зависят от длинновременной части импульса тепловыделения.

Работа выполнена в рамках Программы исследований и при частичной поддержке Международного научного фонда и правительства РФ (единый грант N NKO 300).

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Искомая функция легко определяется из решения задачи для всего пространства с двумя симметрично расположенными относительно плоскости $z = 0$ источниками (заменой $\delta(z)$ на $2\delta(z)$ в (2)) методом функции Грина по известной формуле [22]

$$T(\mathbf{r}, t) = 2F * G_1 = 2 \int F(\mathbf{r}', t') G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \Delta t) d\mathbf{r}' dt', \quad (\text{П1.1})$$

где G_1 — функция Грина уравнения теплопроводности для всего пространства [22]

$$G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \Delta t) = \frac{1}{(4\pi\chi\Delta t)^{3/2}} \exp\left[-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}{4\chi\Delta t}\right]. \quad (\text{П1.2})$$

В результате интегрирования в (П1.2) по $d\mathbf{r}'$ получаем

$$T(\mathbf{r}, t) = \frac{2E_0}{c\rho_0} \int_0^t dt' f(t') \frac{\exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega^2 + 4\chi\Delta t}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{4\chi\Delta t}\right)}{\pi(\omega^2 + 4\chi\Delta t) (4\pi\chi\Delta t)^{1/2}}. \quad (\text{П1.3})$$

Предельное значение компоненты j_z теплового потока при $z \rightarrow 0$

$$j_z = -\chi \frac{\partial T}{\partial z} = (1 - R) \frac{I}{c\rho_0}, \quad (\text{П1.4})$$

находится из (П1.3), если воспользоваться следующим представлением δ -функции:

$$\frac{z}{\Delta t} \frac{\exp[-z^2/(4\chi\Delta t)]}{(4\pi\chi\Delta t)^{1/2}} \rightarrow \delta(\Delta t), \quad z \rightarrow +0.$$

В то же время $j_z(z = 0) = 0$, что соответствует граничному условию на поверхности (и следует из соображений симметрии).

Для иллюстрации возможности перехода к случаю плоского источника с $F \sim \delta(z)$ от ситуации с конечной областью тепловыделения удобно воспользоваться следующим представлением $\delta(z)$ (для $z > 0$):

$$\delta(z) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{2}{\varepsilon \pi^{1/2}} \exp(-z^2/\varepsilon^2).$$

При этом вычисления по формуле (П1.1) приводят к выражению

$$T(\mathbf{r}, t) = \frac{2E_0}{c\rho_0} \int_0^t dt' f(t') \frac{\exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega^2 + 4\chi\Delta t}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{\varepsilon^2 + 4\chi\Delta t}\right)}{\pi(\omega^2 + 4\chi\Delta t) [\pi(\varepsilon^2 + 4\chi\Delta t)]^{1/2}},$$

которое при $\varepsilon \rightarrow 0$ переходит в (П1.3).

Из (П1.3) видно, что максимальные значения $T_0(t)$ функции $T(\mathbf{r}, t)$ достигаются при $z = \rho = 0$; для $f(t)$ из (6)

$$T_0(t) = \frac{2E_0}{c\rho_0} \int_0^t \frac{t'/\tau_0^2 \exp(-t'/\tau_0)}{\pi^{3/2}(\omega^2 + 4\chi\Delta t)(4\chi\Delta t)^{1/2}} dt' \equiv \bar{T}h(\tau), \quad (\text{П1.5})$$

где

$$\bar{T} = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{E_0}{\pi\omega^2} (l_0 c\rho_0)^{-1},$$

$$h(\tau) = \tau^{3/2} \int_0^1 \frac{y \exp(-y\tau)}{(1-y)^{1/2} [1 + (1-y)\tau\beta^2]} dy,$$

$$l_0 = 2(\chi\tau_0)^{1/2}, \quad \tau = t/\tau_0, \quad \beta = l_0/\omega.$$

Укажем на следующее удобное выражение для $h(\tau)$ при $\rho^2\tau \ll 1$:

$$h(\tau) \approx \frac{4}{3} \tau^{3/2} \Phi(2, 5/2, \tau),$$

где Φ — вырожденная гипергеометрическая функция [20].

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Последующие вычисления удобно проводить для фурье-образов функций по ρ . Тогда выражение (20) представляется в виде

$$\bar{\sigma}_{zz}^1 = \frac{E}{1+\nu} k^2 \bar{\varphi}, \quad (\text{П2.1})$$

где

$$\bar{\varphi}(\mathbf{k}, z, t) = \int \exp(i\mathbf{k}\rho) \varphi(\mathbf{r}, t) d\rho.$$

Используя для φ выражение (15), имеем

$$\tilde{\sigma}_{zz}^1 = \frac{\alpha_t E}{1 - \nu} k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_2(\mathbf{k}, z - z') \tilde{T}(\mathbf{k}, z', t) dz', \quad (\text{П2.2})$$

$$\tilde{G}_2(\mathbf{k}, z - z') = -\frac{1}{2} \frac{\exp(-k|z' - z|)}{k}.$$

Связанная с $\mathbf{u}^{(2)}$ добавка, дополняющая $\tilde{\sigma}_{zz}^1$ до $\tilde{\sigma}_{zz}$, имеет вид

$$\tilde{\sigma}'_{zz} = \frac{E}{1 + \nu} \frac{k^3}{2\nu} (1 + kz) A(\mathbf{k}, z, t) \exp(-kz). \quad (\text{П2.3})$$

Подставляя это выражение и (П2.2) в (8b), получаем формулу

$$A(\mathbf{k}, z, t) = \alpha_t \frac{\nu(1 + \nu)}{(1 - \nu)} \frac{1}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} T(\mathbf{k}, z', t) \exp(-k|z'|) dz', \quad (\text{П2.4})$$

удобную для описания деформаций при любом распределении температуры. В частности, для компоненты $\tilde{u}_z^{(2)}$ с учетом (14) и (19) имеем

$$\tilde{u}_z^{(2)}(\mathbf{k}, z, t) = -\alpha_t \frac{(1 + \nu)}{(1 - \nu)} \left(1 - \nu + \frac{kz}{2}\right) \exp(-kz) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{T}(\mathbf{k}, z', t) \exp(-k|z'|) dz', \quad (\text{П2.5})$$

причем для рассматриваемого случая (см. Приложение 1)

$$\tilde{T}(\mathbf{k}, z', t) = \frac{2E_0}{c\rho_0} \int_0^t dt' f(t') \frac{\exp\left(-\frac{z'^2}{4\chi\Delta t}\right)}{(4\pi\chi\Delta t)^{1/2}} \exp\left[-\frac{k^2}{4}(\omega^2 + 4\chi\Delta t)\right]. \quad (\text{П2.6})$$

Список литературы

- [1] Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М. (1991). С. 258–293.
- [2] Жаров В.П., Летохов В.С., Лазерная оптоакустическая спектроскопия. М. (1984). 320 с.
- [3] Proc. 8th Int. Top. Meet. on Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Paris (1994). 493 p.
- [4] Vintsents S.V., Kiselev V.F., Levskii N.L., Sandomirskii V.B. Surf. Sci. **241**, 1/2, 225 (1991).
- [5] Винценц С.В. Поверхность, **7**, 155 (1991).
- [6] Барсков А.Г., Винценц С.В. ФТТ **36**, 9, 2590 (1994).
- [7] Olmstead M.A., Amer N.M., Kohn S., Fournier D., Voccaro A.C. Appl. Phys. **A32**, 141 (1983).
- [8] Yang K.H., Zhang S.Y., Chen L. Proc. of 5th Int. Top. Meet. on Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Heidelberg (1987). P. 470.
- [9] Rousset G., Levesque D., Bertrand L., Maldague X., Cielo P. Can. J. Phys. **64**, 9, 1293 (1986).

- [10] Karner C., Mandel A., Trager F. Appl. Phys. **A38**, 19 (1985).
- [11] Gutfeld R.J., McDonald F.A., Dreyfus R.W. Appl. Phys. Lett. **49**, 17, 1059 (1986).
- [12] McDonald F.A., Gutfeld R.J., Dreyfus R.W. Proc. IEEE Ultrasonic Symp., **1**, 403 (1986).
- [13] Li B.C. J. Appl. Phys. **68**, 2, 482 (1990).
- [14] Kasai M., Fukushima S., Gohshi Y., Sawada T., Ishioka M., Kaihara M. J. Appl. Phys. **64**, 3, 972 (1988).
- [15] Анисимов С.И., Имас А.Я., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М. (1970). 272 с.
- [16] Corcum P.B., Brunel F., Sherman N.K., Srinivasan-Rao T. Phys. Rev. Lett. **61**, 25, 2886 (1988).
- [17] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М. (1974). 468 с.
- [18] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М. (1987). 246 с.
- [19] Новацкий В. Вопросы термоупругости. М. (1962). 364 с.
- [20] Справочник по специальным функциям / Под ред. А.Абрамовица, И.Стиган. М. (1979).
- [21] Таблицы физических величин / Под ред. И.К.Кикоина. М. (1976). 1005 с.
- [22] Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М. (1988). 512 с.