

Квазиодномерный режим термодетформаций и смещений поверхностей твердых тел при импульсном лазерном облучении

© С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, К.И. Спиридонов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 22 мая 1997 г.)

Предложены относительно простые формулы для описания кинетики квазистатических смещений и деформаций поверхности твердого тела под действием импульсного лазерного облучения на различных расстояниях от центра греющего гауссового луча при поверхностном поглощении света. Проведено сравнение с экспериментом для металла (радиус греющего луча $\omega \sim 25 \mu\text{m}$, характерное время импульса $\tau \sim 0.4 \mu\text{s}$) вплоть до расстояний $\sim 2\omega$ от центра. Выполнен анализ условий реализации квазиодномерного режима смещений, характеризующегося эффектом "накопления" (со временем) смещений пропорционально плотности поглощенной в данной точке энергии и независимостью их от температуропроводности вещества. Показано, что кинетики деформаций и смещений внутри и за пределами греющего луча заметно отличаются. В частности, кинетики в периферийных областях отличаются от квазиодномерных уже на ранних этапах эволюции смещений.

Динамика смещений u_z и деформаций $\partial u_z / \partial \rho$ поверхностей твердых тел (z, ρ — цилиндрические координаты) под действием импульсного лазерного излучения исследовалась для широкого диапазона размеров луча ($\omega \sim 10 \mu\text{m} - 1 \text{mm}$) и длительностей импульса τ различными методами [1,2].

Наносекундный диапазон ($\tau \lesssim 1 - 10 \text{ns}$) популярен в связи с акустическими и другими быстрыми процессами [3,4]. Более "медленные" режимы с квазистатическими (фототермическими) деформациями [5] на временах $\tau = 0.1 - 1 \mu\text{s}$ (и размерах $10 - 100 \mu\text{m}$ или меньше) привлекают исследователей возможностью изучения низкопорогового дефектообразования, механизмов процесса разрушения [6,7] и других, в особенности деформационно-стимулированных, процессов [8], использования менее громоздкого описания, а также своими технологическими применениями [9,10].

В частности, низкие пороги дефектообразования в твердых телах с плотностью поглощенной энергии $W_{\text{th}} \sim 0.01 - 0.1 \text{J/cm}^2$ при деформациях порядка $10^{-5} - 10^{-4}$ (и смещениях поверхности $\gtrsim 10 \text{\AA}$) обусловлены малыми размерами разогретой зоны $\sim 10 - 100 \mu\text{m}$ и особым (так называемым квазиодномерным [11]) режимом кинетики с эффектом "накопления" смещений u_z пропорционально поглощенной в данной точке энергии [7,12].

При малых размерах разогретой зоны возможны измерения кинетик деформаций изогнутой поверхности в наборе отдельных точек (по углу отклонения тестирующего луча) [13], при этом мгновенные профили деформаций и смещений могут быть восстановлены затем путем дополнительной обработки результатов [7,14]. Такой анализ кинетики смещений в центральной точке $\rho = 0$ (где теоретические выражения для u_z особенно просты) показал, что обычно квазиодномерный режим реализуется лишь частично (на начальном этапе эволюции смещений) и максимальные амплитуды определяются

конкуренцией между ним и эффектом боковой диффузии тепла (тепловой "размазки") [15].

В настоящей работе выполнен анализ условий реализации и проявления квазиодномерного режима (при поверхностном поглощении света) в области $\rho \sim \omega$, где деформации достигают максимальных значений [7,13,14], и проведено сравнение с экспериментом.

1. Квазиодномерный режим

Методы решения краевых задач для термодетформаций хорошо развиты, и существуют различные представления для их решений [16,17]. Точное выражение для квазистатических смещений поверхности u_z под действием термонапряжений (для полупространства $z \geq 0$)

$$u_z(z=0) = -2\alpha_t(1+\nu) \iiint T(\mathbf{k}, z', t) \times \frac{\exp(-kz' - i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho})}{(2\pi)^2} dz' d^2\mathbf{k} \quad (1)$$

(где интегрирование проводится по плоскости \mathbf{k} и $(0, +\infty)$ по z' , $T(\mathbf{k}, z', t)$ — Фурье-компонента поля температур по координатам $\boldsymbol{\rho}$ вдоль поверхности, $k = |\mathbf{k}|$, α_t — коэффициент температурного линейного расширения, ν — коэффициент Пуассона, t — время) не дает оснований для утверждений о существовании одномерного типа решения при произвольных ρ и t даже в случае малых тепловых длин $l_0 = 2(\chi t)^{1/2} \ll \omega$ (χ — температуропроводность), когда разогрет лишь узкий приповерхностный слой (см., например, [15]).

Для поверхностного источника гауссовой формы $W \sim \exp(-\rho^2/\omega^2)$ — случай поверхностного поглощения лазерного излучения — это выражение можно

упростить (см. Приложение)

$$\begin{aligned}
 u_z &= -u_0 \exp(-\rho^2/\omega^2)F(t) \\
 &- u_0 \frac{2}{\pi} \int_0^t \int_0^{\pi/2} \frac{\exp\left(-\frac{\rho^2 \cos^2 u/\omega^2}{1+\Delta t/T}\right)}{(1+\Delta t/T)^{3/2}(\Delta t/T)^{1/2}} \\
 &\times \left(\frac{\rho^2 \cos^2 u/\omega^2}{1+\Delta t/T} - 1\right) \frac{F(t')}{T} \cos^2 u dt' du, \\
 u_0 &= 2(1+\nu) \alpha_t \frac{\mathcal{E}}{c\rho_0\pi\omega^2}, \\
 F(t) &= \int_0^t f(t')dt', \quad \Delta t = t - t', \quad (2)
 \end{aligned}$$

где \mathcal{E} — полная поглощенная энергия, c — удельная теплоемкость, ρ_0 — плотность, $f(t)$ — нормированная временная зависимость импульса тепловыделения, $T = \omega^2/4\chi$ — характерное тепловое время, u_0 — амплитуда квазиодномерного режима. Первое слагаемое в (2) описывает квазиодномерный режим, а второе — отклонение от него из-за тепловой "размазки". Для расчета (в случае режима модулированной добротности) обычно используют формулу [9,11,15]

$$f(t) = \frac{t}{\tau^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (3)$$

Результаты расчета (для абсолютных значений u_z) в единицах u_0 и τ приведены на рис. 1, *a, b* для $\rho/\omega = 1$ и 1.6 соответственно. Формы кривых $u_z(t)$ при данном ρ/ω определяются соотношением между временем импульса τ и тепловым временем T . При этом величина $\beta = (\tau/T)^{1/2}$ обычно принимает значения $\beta \sim 0.01-1$ (например, при $\omega \sim 10 \mu\text{m}-1 \text{mm}$, $\tau \sim 0.1 \mu\text{s}$, $\chi \sim 0.1 \text{cm}^2/\text{s}$), на рисунке приведены кривые для этого диапазона параметров (кривые 1-3); квазиодномерный режим (кривые 4) соответствует $\beta = 0$. Штриховыми линиями (1'-3') обозначены кривые, соответствующие мгновенному источнику $f(t) = \delta(t)$, которые асимптотически приближаются к истинным и хорошо их описывают, начиная с $t/\tau \sim 10-15$ (для их расчета использовалась формула (П.2)).

Временные зависимости $u_z(t)$ заметно отличаются в областях $\rho/\omega \lesssim 1$ и $\rho/\omega > 1$. Степень реализации квазиодномерного режима при $\rho/\omega \lesssim 1$ иллюстрируется рис. 1, *a*. Как видно из этого рисунка, участки насыщения, приближающиеся к участкам насыщения квазиодномерного режима с $u_z = u_0 \exp(-\rho^2/\omega^2)$ (и длительностью $\sim T$), появляются при $\beta \sim 0.01$. При больших $\beta \sim 0.1$ этот режим реализуется лишь на начальных этапах эволюции смещений, однако порядки величин амплитуд максимумов сохраняются. При меньших значениях ρ/ω картина вполне аналогична.

В области $\rho/\omega > 1$ при $\beta \sim 0.1$ кинетики u_z заметно отличаются от квазиодномерного режима и даже

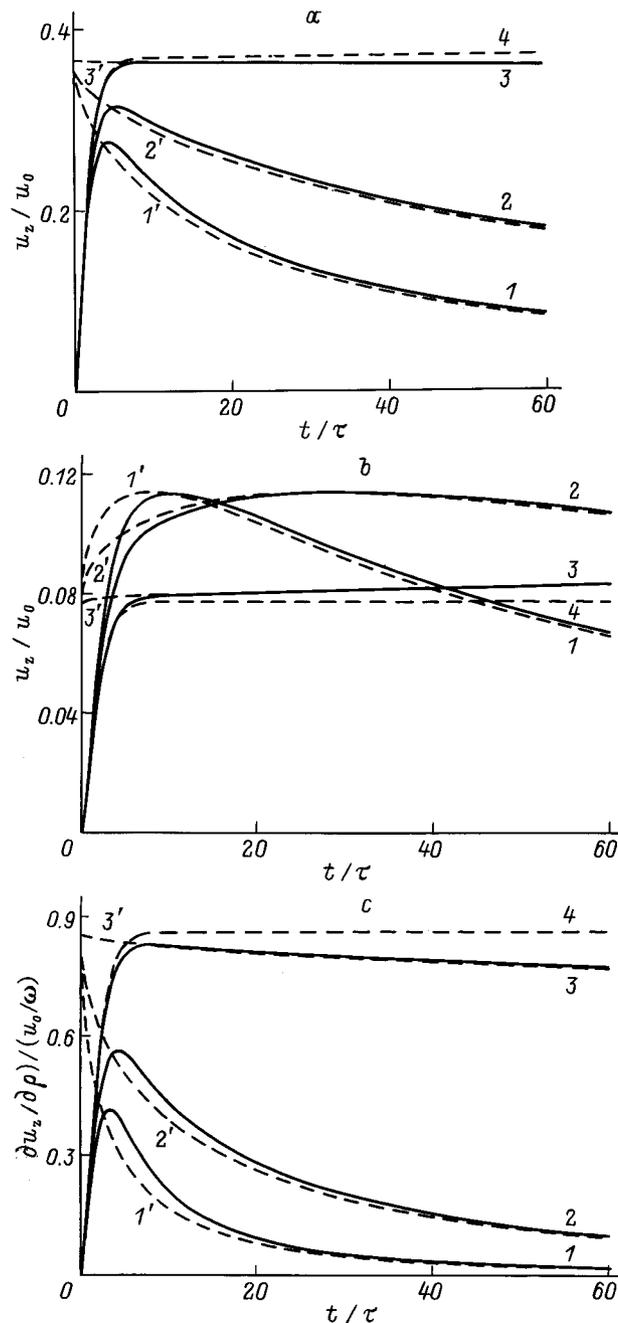


Рис. 1. Кинетики смещений и деформаций поверхности твердого тела при импульсном лазерном облучении. Амплитуды смещений u_z (*a, b*) и деформаций $\partial u_z/\partial \rho$ (*c*) в точках $\rho/\omega = 1.0$ (*a*), 1.6 (*b*) и $1/\sqrt{2}$ (*c*) приведены в единицах u_0 (u_0 — амплитуда квазиодномерного режима) и u_0/ω соответственно, время — в единицах τ (τ — время импульса) β : 1, 1' — 0.28, 2, 2' — 0.15, 3, 3' — 0.01, штриховые кривые 1'-3' — соответствуют мгновенному источнику, 4 — квазиодномерный режим $\beta = 0$.

превышают его в области максимумов на величины $\sim 100\%$ (рис. 1, *b*). Такое изменение формы кинетики связано с конкуренцией между традиционным эффектом тепловой размазки и влиянием направленной боковой

диффузии тепла, проявляющейся в областях с большими градиентами температуры. Первый эффект доминирует в центральных областях и приводит к уменьшению температуры и смещений (по отношению к квазиодномерному режиму), второй приводит к росту температуры и смещений в периферийных областях. Количественное соотношение между ними описывается, условно говоря, двумя слагаемыми в интеграле (2). С ростом ρ амплитуды квазиодномерных смещений экспоненциально убывают, поэтому обсуждаемые отличия будут расти и проявляться при меньших значениях β .

Далее на рис. 1, с представлены графики $\partial u_z / \partial \rho(t)$ в единицах u_0/ω и τ для точки $\rho/\omega = 1\sqrt{2}$, в которой достигается максимум зависимости $\partial u_z / \partial \rho(\rho)$ для случая гауссовой зависимости $u_z(\rho)$, соответствующей квазиодномерному режиму. Расчет проведен с помощью формулы, полученной дифференцированием по ρ выражения (2), для различных β (кривые 1–3); квазиодномерный режим (кривая 4) соответствует $\beta = 0$. Штриховыми линиями обозначены кривые 1'–3', соответствующие мгновенному источнику (для расчета $\partial u_z / \partial \rho(t)$ в этом случае использовалась формула (П.2) для u_z с $f(t) = \delta(t)$). Как видно из рисунка, формы кривых и тенденции вполне соответствуют рис. 1, а для смещений, и мы не будем обсуждать их дополнительно.

В следующем разделе мы обсудим соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей $\partial u_z / \partial \rho(t)$ для образца латуни, выбранного в качестве примера.

2. Эксперимент и обсуждение результатов

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости $\partial u_z / \partial \rho(t)$ в различных точках $\rho/\omega = 0.12, 0.32, 0.72, 1.4$ и 2.0 .

Экспериментальные зависимости (представленные точками для удобства иллюстрации) получены путем измерения кинетик для угла наклона деформированной под действием греющего луча (радиус $\omega \sim 25 \mu\text{m}$, энергия лазерного импульса — $(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-7} \text{J}$ и характерное время $\tau \sim 0.4 \mu\text{s}$) поверхности образца латуни по отклонению второго тестирующего луча, которое регистрировалось с помощью позиционно-чувствительного датчика в различных точках поверхности ρ . Более подробно методика измерений и обработка результатов описаны ранее в [13,14].

Параметры латуни (см., например, [15]): коэффициент температурного линейного расширения $\alpha_t = (1.7\text{--}2.0) \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$, коэффициент Пуассона $\nu = 0.28$, коэффициент зеркального отражения света (для греющего луча) — 0.8, теплоемкость $c = 0.38 \text{J/g}\cdot\text{K}$, плотность $\rho_0 = 8.4\text{--}8.7 \text{g/cm}^3$, температуропроводность $\chi = 0.265 \pm 0.04 \text{cm}^2/\text{s}$.

Приведенные на рисунке теоретические кривые $\partial u_z / \partial \rho(t)$ соответствуют параметрам $u_0 = 1.1 \text{\AA}$,

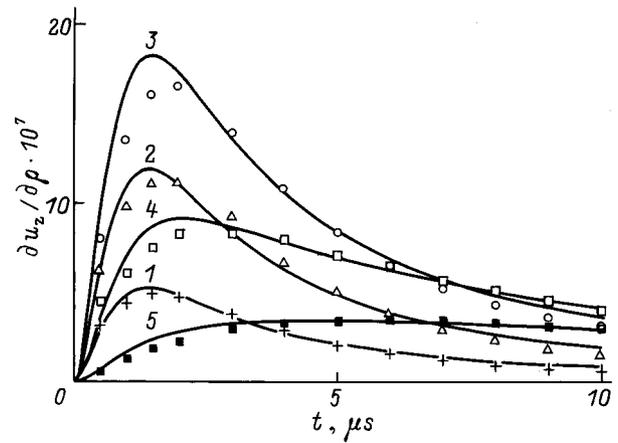


Рис. 2. Кинетики термодформаций. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) кинетики деформаций $\partial u_z / \partial \rho(t)$ поверхности латуни в точках $\rho/\omega = 0.12$ (1), 0.32 (2), 0.72 (3), 1.4 (4), 2.0 (5).

$\beta = 0.28$, $\tau = 0.45 \mu\text{s}$; значения ρ отличались от экспериментально измеренных на величины $\lesssim 1 \mu\text{m}$.

Для большей части точек наблюдается хорошее (лучше 10%) соответствие с экспериментом вплоть до времен $\sim 10 \mu\text{s}$. Большие отличия в области максимумов деформаций могут быть связаны с конечностью размеров тестирующего луча и отличием реальной формы импульса тепловыделения от использованной при расчете формулы (3).

Заметим, что с ростом времени при $t \sim 10\text{--}100 \mu\text{s}$ наблюдается тенденция к уменьшению величин деформаций по сравнению с теорией. Это может быть связано с проявлением вязкостных эффектов, поскольку охлаждение поверхности за счет теплопередачи и, тем более, излучения на таких временах (при уровнях нагрева $\Delta T \sim 1 \text{K}$ [15]) обычно мало.

Реализация режима насыщения с $u_z \approx u_0 \exp(-\rho^2/\omega^2)$ (при $\beta \sim 0.01$ возможна, например, за счет увеличения размеров луча до $\omega \sim 0.1\text{--}1 \text{mm}$. При этом изменение формы кинетик может привести к изменению зависимости $W_{\text{th}}(\omega)$ пороговой плотности энергии для разрушений поверхностей (размерный эффект [6,7]).

В заключение отметим, что экспериментальные (латунь) кинетики деформаций $\partial u_z / \partial \rho(t)$ при лазерном облучении неплохо соответствуют (рис. 2), теоретическим выражениям для квазистатических деформаций вплоть до расстояний $\sim 2\omega$ и времен $\sim 10 \mu\text{s}$. При этом формы кинетик определяются соотношением между временем импульса тепловыделения и тепловым временем (параметром $\beta^2 = \tau/T$) и имеют разный вид в центральной $\rho \leq \omega$ (рис. 1, а, с) и периферийной $\rho > \omega$ (рис. 1, б) областях.

Квазиодномерный режим с эффектом накопления (со временем) смещений пропорционально плотности поглощенной в данной точке энергии (первое слагаемое в (2)) обычно ($\beta \sim 0.1$) реализуется лишь на

начальных этапах эволюции смещений в центральной области. Более яркие проявления эффекта, в частности появление участков насыщения с величинами $u_z(t) \approx u_0 \exp(-\rho^2/\omega^2)$, близкими к квазидвумерному режиму (рис. 1), возможны при $\beta \sim 0.01$.

Один из авторов (С.В.В.) благодарен Л.М. Винценц за постоянную поддержку и внимание к работе.

Приложение

Для поверхностного источника гауссовой формы

$$W = \frac{\mathcal{E}}{\pi\omega^2} \exp(-\rho^2/\omega^2) \delta(z) f(t)$$

формулу (1) для поверхностных смещений (случай полупространства $z \geq 0$) можно представить в виде [15]

$$u_z = -u_0\pi\omega^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^t \int \exp \left\{ - \left(k^2(\omega^2 + 4\chi\Delta t)/4 + k|z'| + z'^2/4\chi\Delta t + ik\rho \right) \right\} \times \frac{f(t') dz' dt'}{(4\pi\chi\Delta t)^{1/2}} \times \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2}$$

с интегрированием по плоскости $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$. После подстановки

$$\exp(-k|z'|) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-ikz'p)}{p^2 + 1} dp$$

и последующего интегрирования по z' и \mathbf{k}

$$u_z = -\frac{u_0}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^t \frac{\exp\left(-\frac{\rho^2/\omega^2}{1+(p^2+1)\Delta t/T}\right)}{(1+(p^2+1)\Delta t/T)(p^2+1)} f(t') dp dt' \quad (\text{П1})$$

подстановка $p = \left(\frac{1+\Delta t/T}{\Delta t/T}\right)^{1/2} \operatorname{tg} u$ и интегрирование по частям приводят к формуле (2).

Аналогичным образом из (П1) можно получить другое представление (более удобное для анализа асимптотического поведения u_z при $t \rightarrow \infty$) путем замены $f(t) = \delta(t)$

$$u_z = -u_0 \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^t \left\{ \exp\left(-\frac{\rho^2 \cos^2 u/\omega^2}{\cos^2 u + \Delta t/T}\right) - \left(\frac{\Delta t/T}{1+\Delta t/T}\right)^{1/2} \times \exp\left(-\frac{\rho^2 \cos^2 u/\omega^2}{1+\Delta t/T}\right) \right\} f(t') du dt'. \quad (\text{П2})$$

Это выражение допускает прямой переход к ранее полученным формулам при $\rho = 0$ [15,18] (в [18] $\alpha = 3\alpha_t$ — коэффициент температурного объемного расширения).

Заметим, что из (П1) нетрудно установить знакопостоянство смещений u_z и деформаций $\partial u_z/\partial \rho$, а следовательно, и монотонность зависимости u_z от ρ .

Список литературы

- [1] В.Э. Гусев, А.А. Карабутов. Лазерная оптоакустика. Наука, М. (1991). С. 258–293.
- [2] В.П. Жаров, В.С. Летохов. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. Наука, М. (1984). 320 с.
- [3] С.А. Ахманов, В.Э. Гусев. УФН **162**, 3, 3 (1992).
- [4] Л.М. Лямшев. Лазерное термоакустическое возбуждение звука. Наука, М. (1989). 238 с.
- [5] Proc. 8th Int. Top. Meet. on Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Paris (1994).
- [6] C.S. Lee, N. Koumvakalis, M. Bass. J. Appl. Phys. **54**, 10, 5727 (1983).
- [7] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев. Письма в ЖТФ **21**, 19, 1 (1995).
- [8] Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин. УФН **166**, 1, 3 (1996).
- [9] Дж. Реди. Промышленные применения лазеров. Мир, М. (1981). 638 с.
- [10] А.Г. Григорьянц. Основы лазерной обработки материалов. Машиностроение, М. (1989). С. 122–194.
- [11] F.A. McDonald, R.J. Gutfeld, R.W. Dreyfus. Proc. IEEE Ultrasonic Sump. (1986). V. 1. P. 403.
- [12] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, О.Г. Шагимуратов. Письма в ЖТФ **22**, 8, 8 (1996).
- [13] С.В. Винценц. Поверхность, 7, 155 (1991).
- [14] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев. ЖТФ **67**, 2, 105 (1997).
- [15] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, О.Г. Шагимуратов. ФГТ **38**, 4, 993 (1996).
- [16] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Наука, М. (1987). 246 с.
- [17] В. Новацкий. Вопросы термоупругости. Академия наук, М. (1962). 364 с.
- [18] M. Vicanek, A. Rosch, F. Piron, G. Simon. Appl. Phys. **A59**, 407 (1994).