

05;12

Экспериментальные исследования термоупругих напряжений в тепло- и нетеплопроводящих твердых телах при субмикросекундных длительностях лазерного нагрева

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

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

(Поступило в Редакцию 28 октября 2010 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований параметров термоупругих напряжений в тепло- и нетеплопроводящих твердых телах при лазерном воздействии субмикросекундной длительности. Результаты экспериментов демонстрируют принципиальное различие параметров импульсов термоупругих напряжений в тепло- и нетеплопроводящих материалах. Анализ экспериментальных данных и результаты численного счета показывают необходимость учета скорости теплового потока для адекватного описания термоупругой реакции теплопроводящих материалов.

С созданием, развитием источников интенсивных потоков энергии (лазеры, пучки заряженных и нейтральных частиц, высокоинтенсивные микроволновые и радиационные источники) и применением их в различных технологиях существенно возросло внимание к проблемам динамической термоупругости.

Впервые в работах В.И. Даниловской [1,2] в рамках теории упругости была рассмотрена задача о тепловом ударе и получено ее точное решение. Последующее изучение проблемы динамической термоупругости [3–5], усовершенствование методов решения этих задач, анализ влияния связности, граничных условий и т.д. не внесли принципиальных изменений в эти решения.

Результаты анализа термоупругого эффекта в твердых телах при импульсном лазерном воздействии, представленные в работах по оптоакустике [6–8], также принципиально не отличаются от решений, представленных в работах [1,2]. Временные формы импульсов напряжений (либо массовой скорости частиц), описываемые этими решениями, представляют собой двуполярный импульс сжатия–растяжения с соразмерными значениями амплитуды и длительности фаз порядка длительности импульса облучения, при этом теплопроводность среды достаточно слабо влияет на изменение их амплитуды и длительности.

Однако в ряде экспериментальных работ [9,10] отмечалось существенное отличие временной формы импульсных напряжений в металлах от прогнозируемых такими решениями. Также следует отметить, что в целом ряде экспериментальных исследований по радиационной акустике не уделялось должного внимания реализации действительно термоупругого механизма генерации импульсных напряжений. В первую очередь, это касается диапазона интенсивности облучений, в котором реализуется термоупругий механизм и на который существенное влияние оказывает качество поверхности образцов (чистота, шероховатость, микроструктура при-

поверхностного слоя). Перегрев микровключений, микропобой и возникающие газодинамические процессы у поверхности [9,11–13] в значительной мере влияют на физику взаимодействия излучения с твердыми телами, а также на формирование динамических напряжений в результате изменяющихся в течение времени воздействия граничных условий.

Вышесказанное дает повод для более подробного исследования динамических напряжений при быстром импульсном нагреве твердых тел и возможности их описания в рамках традиционной модели динамической термоупругости.

С этой целью были проведены исследования термоупругой реакции ряда тепло- и нетеплопроводящих материалов. На рис. 1, *a, b* приведена блок-схема эксперимента. Воздействие осуществлялось лазером с $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ и длительностью излучения $\tau_{0,5} = 12 \text{ ns}$. Измерялись форма акустических сигналов на тыльной стороне образцов диаметром 20–40 мм и толщиной $h = 2–10 \text{ mm}$. Поверхности образцов доводились до зеркального состояния. Диаметр зоны облучения равнялся $\sim 20 \text{ mm}$, т.е. выполнялось условие одномерности. Форма акустических сигналов регистрировалась пьезодатчиком (5 на рис. 1, *a*) из ЦТС-19 (диаметром 35 мм, толщиной 8 мм), нагруженным на волновое сопротивление $R_H = 50 \Omega$. Осциллограмма сигнала пьезодатчика при облучении образца из алюминиевого сплава АМГ представлена на рис. 1, *c*.

В ряде экспериментов контролировалось смещение тыльной поверхности образцов с помощью лазерного интерферометра Майкельсона (7 на рис. 1, *b*) с фотоэлектронным счетом полос и стабилизацией рабочей точки. Чувствительность интерферометра $\leq 1 \text{ nm}$ при временном разрешении порядка $\sim 3 \text{ ns}$. Осциллограмма сигнала интерферометра при облучении образца из алюминиевого сплава представлена на рис. 1, *d*.

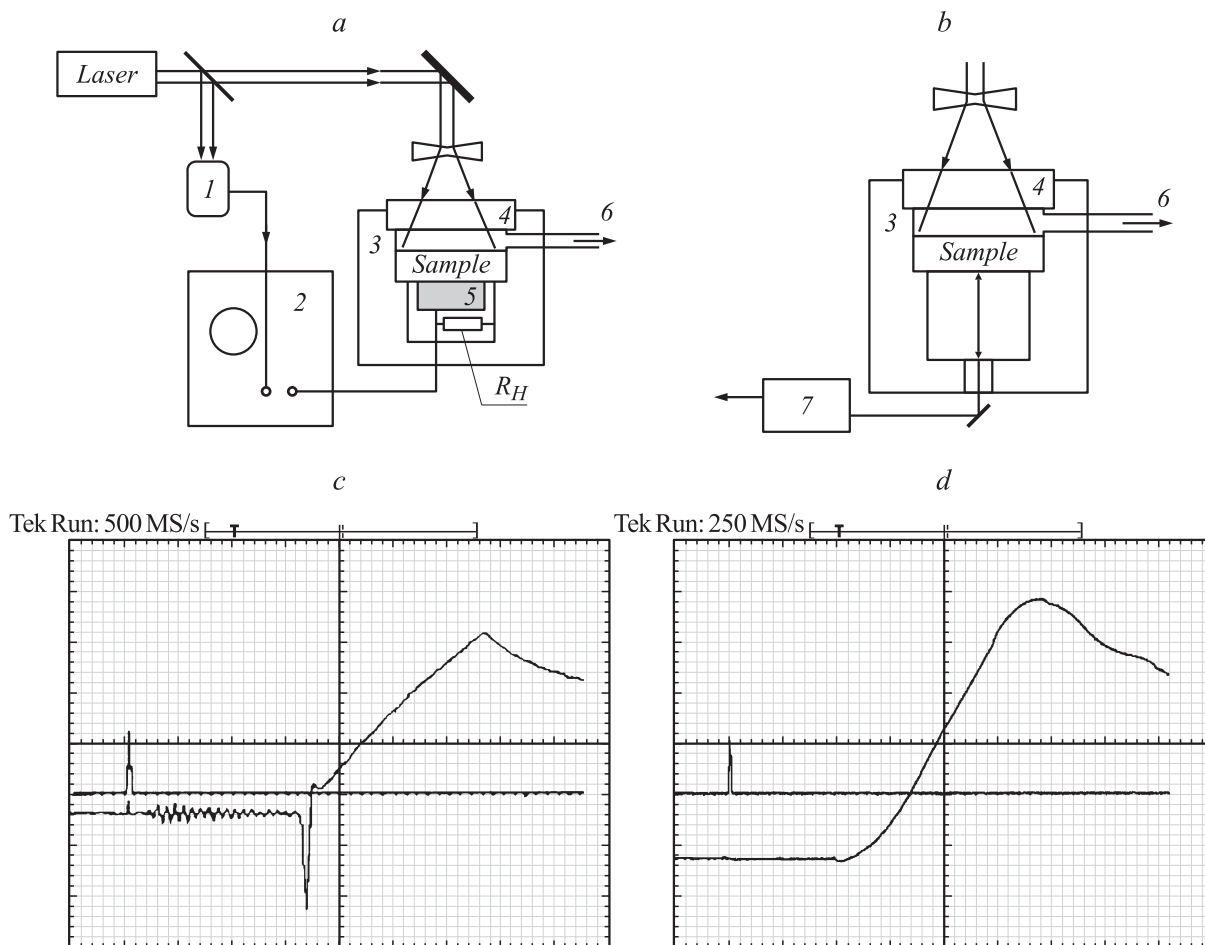


Рис. 1. Схема экспериментов (*a, b*) и типичные осциллограммы сигналов от *c* — пьезодатчика (5) и *a* — интерферометра (7).

Регистрация сигналов датчиков осуществлялась осциллографом TDS-754C (2 на рис. 1, *a*) с полосой пропускания 500 MHz, синхронизация которого производилась сигналом фотоприемника (1 на рис. 1, *a*). Для уменьшения влияния граничных условий эксперименты проводились в вакуумной камере (3 на рис. 1, *a, b*) при давлении $p \approx (1-2) \cdot 10^2$ Pa.

Приведенная на рис. 1, *c* осциллограмма демонстрирует значительное отличие временной формы акустических сигналов от прогнозируемых в работах [6–8]. Видно, что фаза сжатия существенно меньше по амплитуде и длительности фазы растяжения. При этом отметим, что дифференцирование смещения свободной поверхности (интерферограмма на рис. 1, *d*) дает такую же форму акустической волны.

На рис. 2, *a* приведены зависимости величины акустических сигналов от плотности энергии облучения для образца из алюминиевого сплава. Видно, что возрастание энергии облучения E_s приводит к существенному снижению величины фазы растяжения, что обусловлено изменением граничных условий у облучаемой поверхности, приводящих к маскировке термоупругого эффекта. Дальнейшее увеличение плотности энергии облучения

приводит к оптическому пробою у поверхности образца. В этом случае импульс отдачи плазмы пробоя полностью определяет импульс напряжения в образце, и фаза растяжения отсутствует [9,11–13].

Влияние качества поверхности на соотношение величин фаз растяжения и сжатия и на диапазон интенсивности облучения, в котором реализуется термоупругий эффект, демонстрирует рис. 2, *b*. Здесь приведены зависимости отношения амплитуд фаз растяжения и сжатия V_+/V_- от плотности мощности облучения для трех высококачественных медных зеркал одинакового размера, различающихся среднеквадратичной величиной шероховатости поверхности σ и предварительной обработкой — акустическая очистка поверхности или вакуумный отжиг, приводящий к улучшению структуры приповерхностного слоя.

Наблюдается явная зависимость соотношений фаз сжатия–растяжения как от степени очистки поверхности, так и микроструктуры приповерхностного слоя, влияющей на теплопроводность. Достаточно резкое снижение величины V_+/V_- после некоторых пороговых значений мощности облучения связано с изменением граничных условий у поверхности за счет возникновения

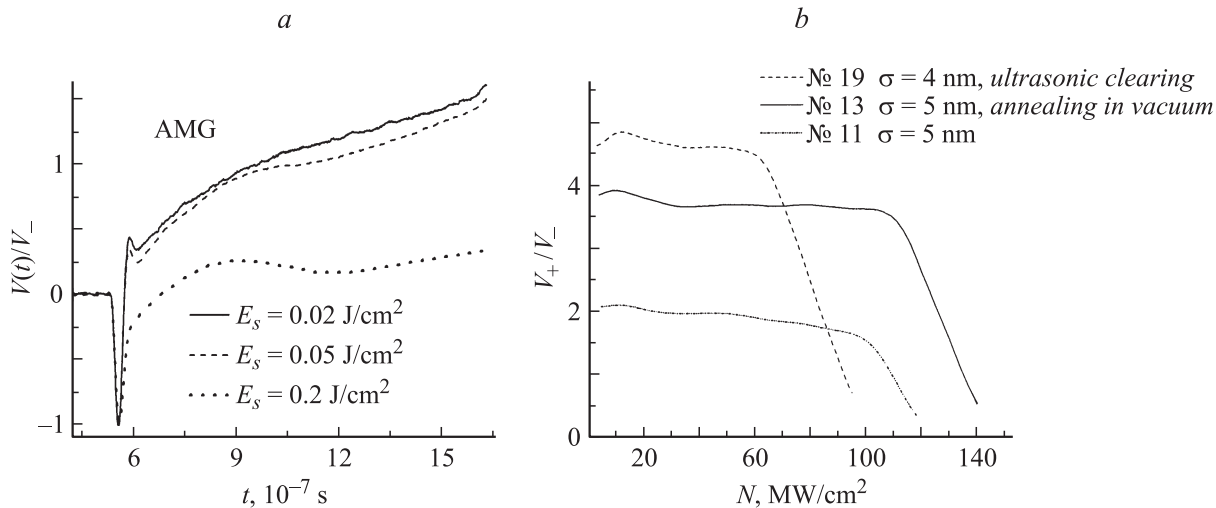


Рис. 2. Влияние интенсивности облучения и качества поверхности на параметры импульсов напряжений: *a* — образец из алюминиевого сплава АМГ; *b* — медные зеркала.

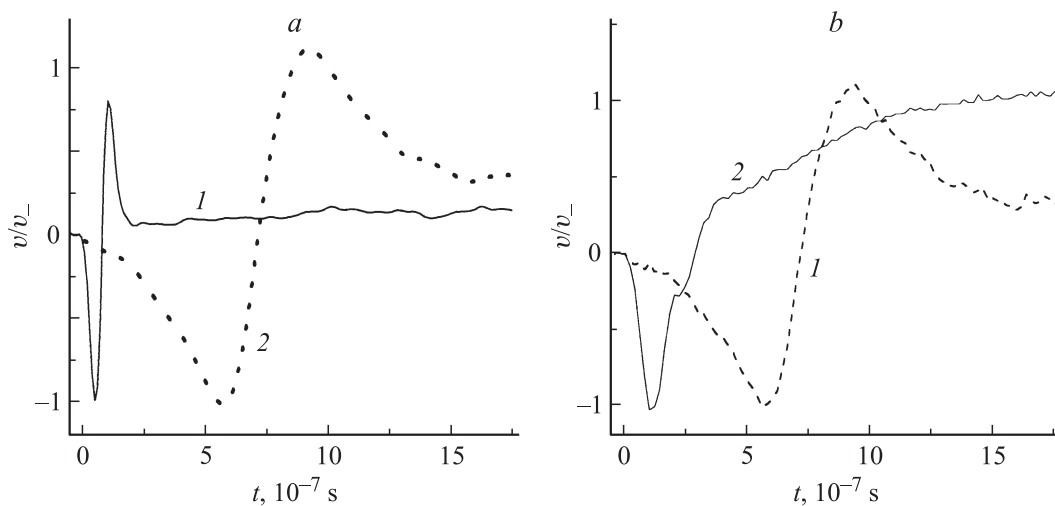


Рис. 3. Импульсы напряжений: *a* — в цветном стекле СЗС-22 (кривая 1) и эбоните (2), *b* — эбоните (1) и графите (2).

газодинамических процессов у поверхности, которые и приводят к искажению формы импульсов характерной именно для термоупругой реакции металлов. Уменьшение значений V_+/V_- сопровождалось появлением следов на облучаемой поверхности зеркал и дальнейшей ее деградацией с увеличением мощности облучения.

Такого рода предварительные эксперименты позволяли выяснить диапазон интенсивности облучения, в котором именно термоупругий эффект определял формирование импульсных напряжений в исследуемых образцах.

На рис. 3 приведены нормированные сигналы с пьезодатчика (5 на рис. 1, *a*) при воздействии лазерного импульса на образцы из плохо проводящих тепло диэлектриков — цветного стекла СЗС-22 с коэффициентами поглощения $\alpha \approx 200$ см⁻¹ и температуропроводностью $\chi \approx 6 \cdot 10^{-7}$ м²/с, а также эбонита с $\alpha \approx 10$ см⁻¹ и $\chi \approx 10^{-7}$ м²/с (рис. 3, *a*). На рис. 3, *b* для сравне-

ния представлены сигналы для эбонита и графита с $\alpha \approx 80$ см⁻¹ и $\chi \approx 1.8 \cdot 10^{-5}$ м²/с. Форма импульсов в диэлектриках качественно соответствует решениям [1,8], но уже для не очень хорошего теплопроводника — графита — наблюдается существенное отличие фазы растяжения.

На рис. 4 представлены зависимости нормированных сигналов пьезодатчика при воздействии лазерного импульса на образцы из теплопроводящих материалов. На рис. 4, *a* импульсы для образцов с примерно равной теплопроводностью — графит ($\chi \approx 1.8 \cdot 10^{-5}$ м²/с) и олово ($\chi \approx 0.7 \cdot 10^{-5}$ м²/с). Различие длительности фаз сжатия определяется существенным различием коэффициентов оптического поглощения графита и олова.

Сравнение временных зависимостей термоупругого отклика тепло- и нетеплопроводящих материалов (рис. 3 и 4) с очевидностью показывает принципиальное зна-

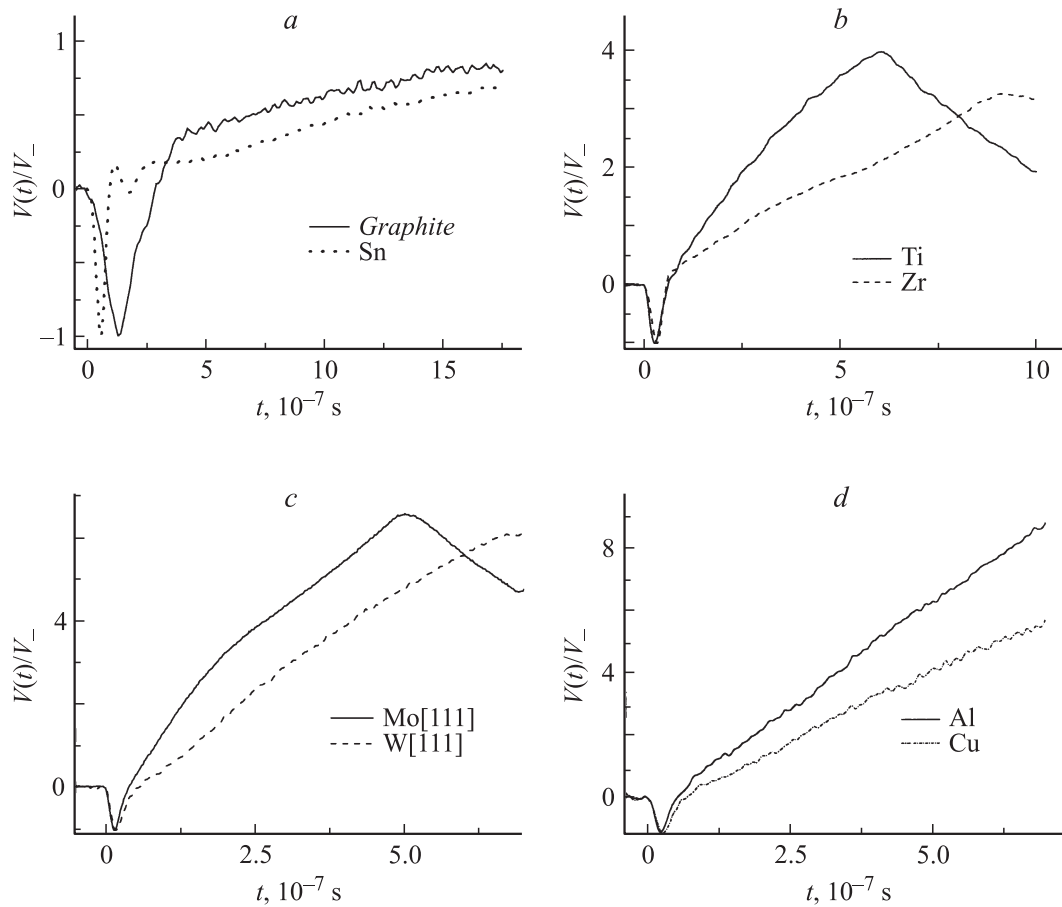


Рис. 4. Импульсы напряжений в образцах из теплопроводящих материалов.

чение теплопроводности в формировании термоупругих напряжений в материалах.

Как видно из результатов экспериментов, представленных в настоящей работе (рис. 3, *a*) и ряде других исследований [7,8] в диэлектриках, где перенос тепла обусловлен фонным механизмом, полный механический импульс термоупругих напряжений

$$I = \int_0^{\infty} \sigma(t) dt \approx 0.$$

Это же следует и из анализа традиционной системы уравнений динамической термоупругости. Отметим также, что характер термоупругих напряжений в нетеплопроводящих материалах (рис. 3), в которых тепловой источник локализован, вполне удовлетворительно описывается в рамках традиционных решений динамической задачи термоупругости [1,8,14].

В отличие от этого в металлах (рис. 4, *b-d*) механизм переноса тепла в которых обусловлен газом почти свободных электронов, значение полного импульса $I > 0$. Для теплопроводящих материалов, в которых тепловой источник не локализован в пространстве и изменение его параметров обусловлено весьма значительной ско-

ростью теплопереноса, традиционные решения оказываются некорректными.

Изменение распределения температуры при облучении теплопроводящих материалов иллюстрирует рис. 5. На рис. 5, *a* представлены зависимости распределения температуры по координате для разных моментов времени t/t_{pulse} , а на рис. 5, *b* приведены зависимости $z = cLt/t_{\text{pulse}}$ для упругих волн, а также зависимости для теплового потока $z = \sqrt{\chi t}/t_{\text{pulse}}$, соответствующей решению уравнения теплопроводности.

Представленные на рис. 5 зависимости наглядно иллюстрируют процесс распространения тепла в теплопроводящих материалах, который обуславливает возникновение термоупругих напряжений в новых микрообъемах, охватываемых потоком тепла. При этом генерация упругих волн расширения будет продолжаться и после окончания импульса облучения, а параметры их будут контролироваться изменениями параметров теплового потока.

Таким образом, адекватное описание термонапряжений в теплопроводящих средах может быть построено только с учетом скорости потока тепла.

Для описания термоупругого эффекта в нетеплопроводящих средах при импульсных тепловых возму-

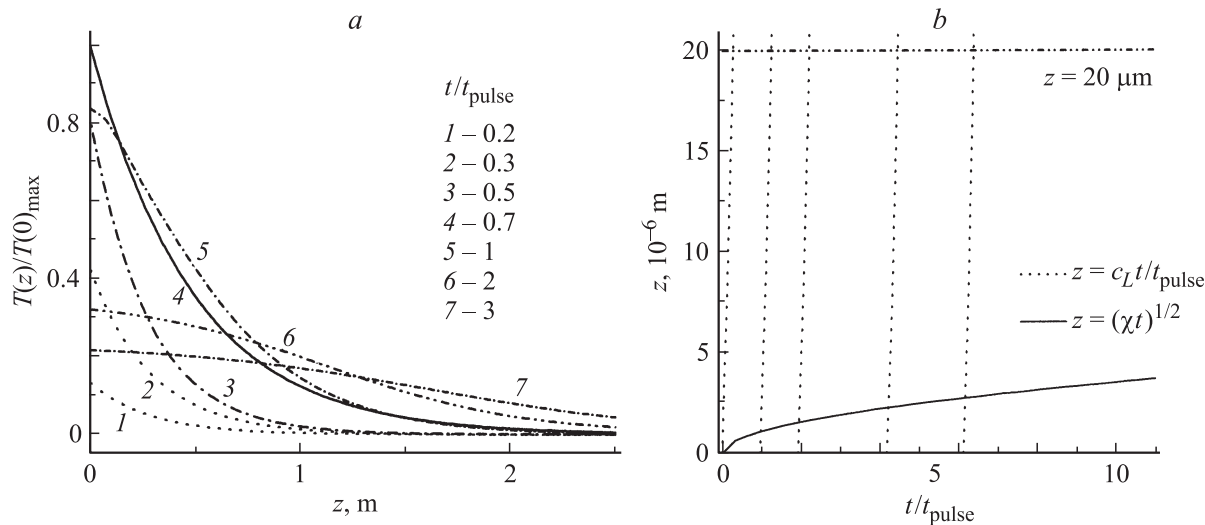


Рис. 5. Зависимости распределения температуры по координате в теплопроводящих материалах *a* — для разных моментов времени t/t_{pulse} ; *b* — зависимости $z = c_L t/t_{\text{pulse}}$ для упругих волн и теплового потока $z = \sqrt{\chi t}/t_{\text{pulse}}$.

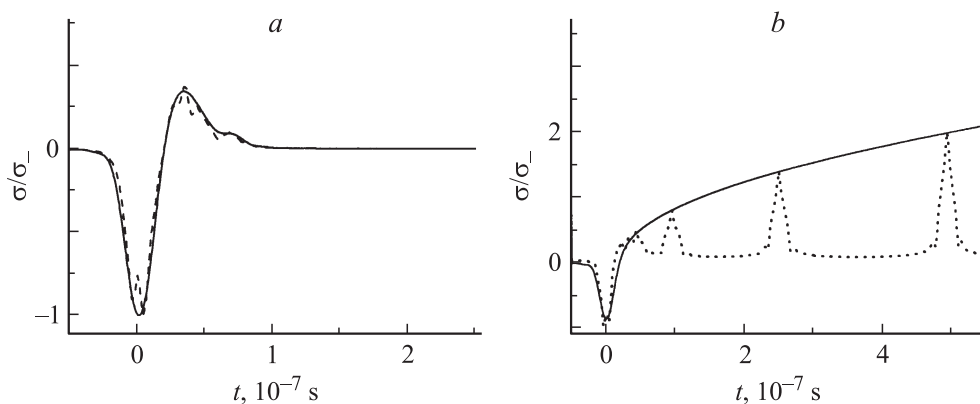


Рис. 6. Расчетные зависимости упругих импульсов в нетеплопроводящих (*a*) и теплопроводящих (*b*) твердых телах при лазерном воздействии длительностью $\tau_{0,5} = 12$ ns.

шениях при решении одномерной системы уравнений термоупругости [1,4,8] вполне оправдано применение локального соотношения Дюгамеля:

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

где λ, μ — упругие постоянные, β_T — коэффициент теплового расширения, T — температура в точке (z, t) .

Однако для теплопроводящих сред, в которых изменение потока тепла в пространстве пропорционально $z \propto \sqrt{\chi t}$ [15], локально равновесное состояние можно рассматривать, лишь двигаясь с этим потоком.

Следовательно, для адекватного решения динамической задачи термоупругости в декартовой системе координат необходимо использовать полные дифференциалы по времени [16,17] как для соотношения Дюгамеля (1), так и в волновом уравнении:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_T \frac{\partial}{\partial z}. \quad (2)$$

Скорость такого движущегося „теплового генератора“ упругих волн (дрейфовая скорость) подчиняется закону Фурье [15]:

$$V_T = \sqrt{\chi/2t}. \quad (3)$$

Тогда, используя формальное представление динамической задачи термоупругости в виде интеграла Фурье для бегущих волн, динамические напряжения в теплопроводящей среде запишем в виде:

$$\sigma(z, t) = \int \tilde{\sigma}_L(k) e^{ik(z \pm ct) + iV_T t} dk, \quad (4)$$

где $\tilde{\sigma}_L$ — фурье-образ напряжения из решений уравнений для локально равновесного состояния среды.

Для локально равновесного состояния, в частности для нетеплопроводящих сред, напряжения выражаются в традиционном виде:

$$\sigma_L(z, t) = \int \tilde{\sigma}(k) e^{ik(z \pm ct)} dk. \quad (5)$$

Формально, используя теорему о сдвиге для фурье-преобразований, выражение (4) можно представить в виде:

$$\sigma(z, t) = \sigma_L[(z + V_T t), t]. \quad (6)$$

Такое представление корректно для случая $V_T = \text{const}$. Но так как скорость теплового потока $V_T \neq \text{const}$, то для приближенного расчета динамических напряжений можно воспользоваться разбиением процесса на сумму локально-равновесных на интервале z_i . Аппроксимируя на каждом малом интервале скорость теплового потока V_T^i постоянной, получим на каждом шаге постоянный сдвиг $V_T^i t_i$.

Далее, суммируя со сдвигом локально-равновесные решения для классической системы динамических уравнений термоупругости, получим действительную зависимость динамических напряжений в теплопроводящей среде:

$$\sigma(z, t) \approx \sum_{i=1}^N \sigma[(z_i + V_T^i t_i), t]$$

или

$$\sigma(z, t) \approx \sum_{i=1}^N \sigma[z_i, (t + z_i/V_T^i)].$$

На рис. 6 представлены профили упругих импульсов в нетеплопроводящих (рис. 6, а) и теплопроводящих (рис. 6, б) твердых телах, рассчитанные по соотношениям, полученным из традиционного решения динамической задачи термоупругости [14], при этом для теплопроводящего твердого тела учитывалась скорость переноса тепла по вышеописанной схеме. Пунктиром представлены результаты расчета для дискретных значений z_i , а сплошной кривой показан суммарный импульс для координаты $z = 30 \mu\text{m}$.

Качественное, да и количественное, соответствие результатов расчета и экспериментальных данных более чем удовлетворительное, что подтверждает необходимость учета теплового потока при анализе термоупругой реакции теплопроводящих материалов.

Список литературы

- [1] Даниловская В.И. // ПММ. 1950. Т. XIV. С. 316.
- [2] Даниловская В.И. // Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение. 1959. Т. 3. С. 129.
- [3] Паркус Г. Неустановившиеся температурные напряжения. М.: Физматлит, 1963. 252 с.
- [4] Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир. 1975. 872 с.
- [5] Коваленко А.Д. Термоупругость. Киев, 1975. 216 с.
- [6] Ляшнев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. М. 1989. 238 с.
- [7] Ляшнев Л.М. Радиационная акустика. М.: Физматлит, 1996. 302 с.
- [8] Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М., 1991. 304 с.
- [9] Воробьев Б.Ф., Недбай А.И., Судьенков Ю.В., Филиппов Н.М. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 7. С. 395.
- [10] Dewhurst R.J., Hutchins D.A., Palmer S.B., Scrude S.B. // Ultrasonic. 1983. N 3. P. 79.
- [11] Городецкий В.С., Егеров С.В., Есинов И.Б., Наугольных К.А. // Квант. электрон. 1978. Т. 5. Вып. 11. С. 2396.
- [12] Голубь А.П., Немчинов И.В., Петрухин А.И., Плешанов Ю.Е., Рыбаков В.А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 2. С. 316.
- [13] Судьенков Ю.В., Филиппов Н.М. // Письма ЖТФ. 1982. Т. 7. Вып. 21. С. 1221.
- [14] Вовненко Н.В., Зимин Б.А., Судьенков Ю.В. // Вестн. СПбГУ. 2008. Сер. 1. Вып. 4. С. 110.
- [15] Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высш. школа, 1962. 537 с.
- [16] Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. 415 с.
- [17] де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 456 с.