

Влияние длительности импульса лазерного воздействия на погрешность определения теплофизических характеристик конструкционных материалов

Г. В. КУЗНЕЦОВ, М. Д. КАЦ

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия, e-mail: Katz@tpu.ru

Оценены погрешности определения теплофизических характеристик материалов методом лазерного импульса конечной длительности. Приведено сравнение справочных значений характеристик материалов с результатами численного решения двумерной задачи теплопроводности в образце при воздействии на его поверхность теплового импульса малой временной протяженности в условиях эксперимента.

Ключевые слова: теплофизические характеристики, метод лазерного импульса, теплопроводность.

The estimation is made of errors of the determination of thermal characteristics of materials, using a method for laser pulse finite duration. The reference values of characteristics of materials are compared with the results of a numerical solution of the two-dimensional problem of thermal conduction in the sample, the surface of which is exposed, in the experimental condition, to the heat pulse of short duration.

Key words: thermal characteristics, laser pulse method, thermal conductivity.

Создание новых материалов сопряжено с комплексом высокопроизводительных процедур по определению теплофизических характеристик (ТФХ). Широко известны импульсные методы определения температуропроводности, теплопроводности и теплоемкости материалов в условиях умеренных температур [1]. Наибольший интерес для многих практических приложений представляет метод лазерного импульса: воздействие на поверхность образца лазерного луча бесконечно малой длительности импульса Δt и приближенное решение одномерной задачи теплопроводности для бесконечной пластины в условиях импульсного нагрева. По полученной термограмме холодной (противоположной нагреваемой) поверхности образца определяют максимальную температуру перегрева T_1 , время τ_2 достижения половины значения T_1 и рассчитывают ТФХ материала по формулам, приведенным в [1, 2].

На практике длительность импульса всегда достаточно мала, но конечна [3]. Представляет интерес зависимость между Δt и погрешностями определения ТФХ материалов. Ранее установлена большая группа факторов, вызывающих погрешности: толщина образца, форма участка лазерного воздействия на материал, условия теплообмена на холодной и нагреваемой поверхностях образца, отношение площадей участка нагрева к общей площади поверхности образца [3—5]. Цель работы — анализ значений ТФХ по результатам сопоставления справочных данных температуропроводности a и удельной теплоемкости с стали 1Х18Н9Т и полученных по методике [1, 2] при численном моделировании условий проведения эксперимента, т. е. оценка методических погрешностей определения a , c , обусловленных конечной длительностью импульса Δt .

Постановка задачи. Возможны несколько подходов к анализу погрешностей указанным методом с использованием одномерных, плоских и пространственных моделей теплопроводности в образце в условиях эксперимента [3—7].

Зависимость погрешности определения ТФХ материала от Δt находили по результатам решения одномерной и двумерной задач теплопроводности.

Наибольший интерес представляют исследования в условиях минимизации влияния других факторов внешних воздействий. В [4] установлено, что при поперечном сечении лазерного луча в форме квадрата методические погрешности существенно меньше, чем при сечении в форме круга. Поэтому дифференциальные уравнения теплопроводности в декартовой системе координат решали для лазерного пятна в форме квадрата на поверхности материала.

Обе задачи теплопроводности решены при постоянстве теплового потока q , действующего в течение импульса Δt и отсутствии теплообмена с окружающей средой. Предполагали, что ТФХ не зависят от температуры [3—5]. Это допущение вполне обосновано для многих материалов в реальном диапазоне возможного изменения температур в процессе эксперимента даже при высоких удельных тепловых потоках с малой длительностью импульса.

Одномерная задача теплопроводности для пластины толщиной L (рис. 1), поверхность которой ($x = 0$) нагревали лазерным импульсом продолжительностью Δt , сводилась к решению нестационарного уравнения

$$c\rho\partial T/\partial t = \lambda\partial^2 T/\partial x^2 \quad (1)$$

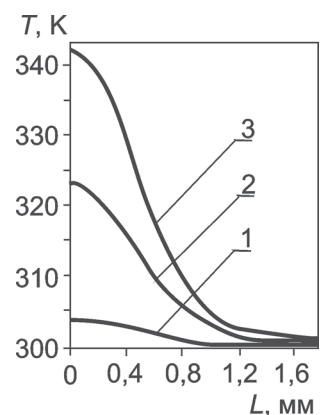


Рис. 1. Распределение $T(L)$ в образце (одномерная задача) в момент $t = 30$ мс при $\Delta t = 1; 5; 10$ мс — соответственно кривые 1, 2, 3

с соответствующими граничными и начальными условиями [1]:

$$\left. \begin{aligned} x=0: -\lambda \partial T / \partial x &= q, \Delta t > t > 0; -\lambda \partial T / \partial x = 0, t > \Delta t; \\ x=L: \lambda \partial T / \partial x &= 0, t > 0; \\ t=0: T &= T_0, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где T, T_0 — текущая и начальная температуры; ρ — плотность материала; λ — длина волны лазерного излучения.

Двумерная задача теплопроводности для пластины толщиной L и шириной H при условии, что на участок поверхности, расположенный в центре ($\Delta y = y_2 - y_1$; $x = 0$), действует лазерный импульс продолжительностью Δt , сводилась к решению нестационарного уравнения

$$c\rho \partial T / \partial t = \lambda (\partial^2 T / \partial x^2 + \partial^2 T / \partial y^2) \quad (3)$$

с соответствующими граничными и начальными условиями [1]:

$$\left. \begin{aligned} x=0: -\lambda \partial T / \partial x &= q, \Delta t > t > 0, y_1 < y < y_2; \\ &-\lambda \partial T / \partial x = 0, \Delta t > t > 0, y < y_1; y > y_2; -\lambda \partial T / \partial x = 0, t > \Delta t; \\ x=L: \lambda \partial T / \partial x &= 0, t > 0; \\ y=0: \lambda \partial T / \partial y &= 0, t > 0; \\ y=H: \lambda \partial T / \partial y &= 0, t > 0; \\ t=0: T &= T_0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

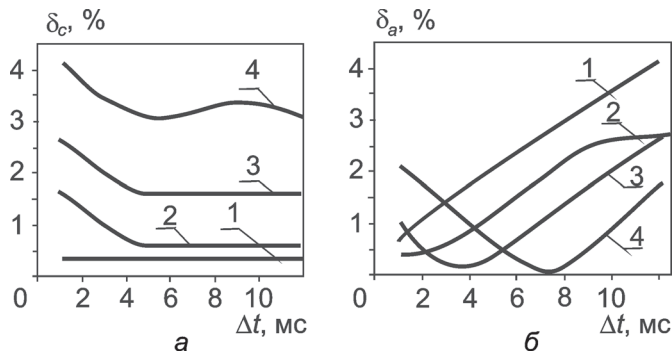


Рис. 2. Зависимости погрешностей удельной теплоемкости δ_c (а) и температуропроводности δ_a стали от длительности импульса Δt

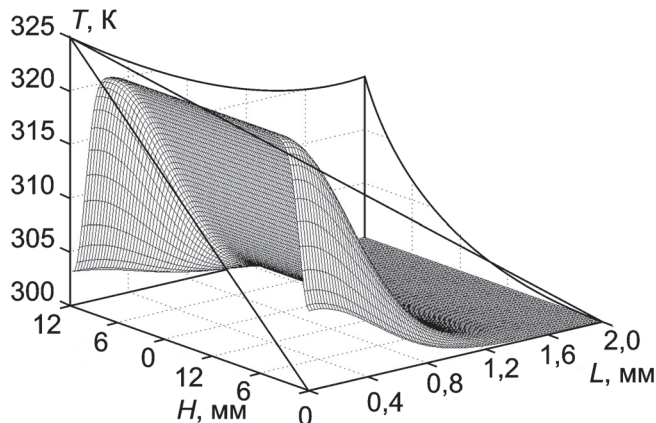


Рис. 3. Распределение $T(H, L)$ в образце (двумерная задача) в момент времени $t = 30$ мс при $\Delta t = 5$ мс

Задачи (1)—(4) решали методом конечных разностей, применив также локально-одномерный метод для разностных аналогов двумерного уравнения и метод прогонки с использованием неявной четырёхточечной разностной схемы для одномерного разностного уравнения [6]. Сформулированные задачи относятся к категории сингулярно возмущённых [7], поэтому шаги разностной сетки по времени выбирали от 10^{-5} до 10^{-7} с по аналогии с [8, 9]. Достоверность результатов численного моделирования температурных полей оценивали тестированием на менее сложных задачах теплопроводности, а также проверкой консервативности разностной схемы по методике, разработанной для доказательства достоверности решений нелинейных задач теплопроводности при интенсивных фазовых превращениях [8, 9].

Значения $q, \Delta t$ выбирали в соответствии с реально возможными характеристиками лазерного источника: $q = 10^7 \dots 10^8$ Вт/м², $\Delta t = 10^{-4} \dots 10^{-2}$ с, $\lambda = 1,06$ мкм [10].

Полученные результаты. Численный анализ проведен для стали 1Х18Н9Т со следующими ТФХ: $\lambda = 14,5$ Вт/(м·К), $c = 505$ Дж/(кг·К), $\rho = 7900$ кг/м³ [11] при $q = 10^7$ Вт/м², $\Delta t = 1 \dots 12$ мс, $T_0 = 300$ К, $L = 2$ мм. Поперечные размеры нагреваемой поверхности образца составляли $H = 10; 12; 15$ мм. При численном моделировании участок лазерного нагрева Δy был равен 80 % от поперечного размера образца для исключения краевых эффектов взаимодействия лазерного излучения с изоляционным слоем [4]. Использовали разностную сетку с шагами по времени и пространству соответственно 50 и 2 мкм.

На рис. 1 приведены типичные результаты численного моделирования поля температур в одномерной постановке. С увеличением Δt растет температура на горячей поверхности образца, что приводит к повышению значений T_1, τ_2 и, как следствие, увеличению a, c (рис. 2).

На рис. 3 приведены поля температур при решении двумерной задачи в образце стали ($H = 12$ мм, $L = 2$ мм) в момент $t = 20$ мс при $\Delta t = 5$ мс. Установлено, что при локальном однородном тепловом потоке в зоне нагрева температура изменяется не только по толщине образца, но и по поперечной координате. По результатам можно сделать вывод о существенно неоднородном распределении теплоты в исследуемой системе и его влиянии на погрешности определения ТФХ материала (см. рис. 2).

Рассчитанные после решения задачи (3), (4) зависимости погрешностей δ_c, δ_a от Δt существенно различаются. При $\Delta t = 5$ мс и $H = 15$ мм погрешности $\delta_c = 0,6$ %, $\delta_a = 1,2$ %. При $\Delta t = 9$ мс δ_c осталась прежней, а $\delta_a = 2,5$ %. С уменьшением H значение δ_c увеличивается, достигая 3,2 % при $H = 10$ мм (рис. 2, а), а δ_a уменьшается, достигая минимального значения 0,03 % при $H = 10$ мм (рис. 2, б).

Заметные изменения δ_c, δ_a являются следствием переноса теплоты по поперечной координате y после прекращения лазерного воздействия: накопленная за время импульса в очень тонком прогревом до высоких температур слое образца энергия перераспределяется из-за теплопроводности не только по направлению x , теплоперенос по которому в дальнейшем используется для вычисления ТФХ по ме-

тодике [1], но и по направлению y . Соответственно значение T_1 на холодной границе будет значительно отличаться от аналога в случае одномерной теплопроводности при идентичных условиях нагрева лазерным излучением и адекватной толщине образца материала.

Основная причина погрешностей δ_c , δ_a — перераспределение теплоты по поперечной координате в течение времени прогрева пластины до достижения температуры T_1 на холодной границе. Чем толще образец, тем больше энергии перераспределяется в поперечном направлении и тем выше соответствующая погрешность. Несоответствие площадей участка нагрева и всей открытой поверхности образца также является причиной погрешностей, которые тем больше, чем сильнее отличаются поперечные размеры образца и участка нагрева. Чем меньше эта разница, тем ближе зависимости $\delta_a(H)$ образца к аналогичной зависимости для одномерного варианта теплопереноса.

При одинаковых значениях H погрешности δ_a , δ_c тем меньше, чем больше поперечный размер Δy нагреваемого участка. При прочих равных условиях с ростом Δy двумерный характер теплопереноса в меньшей степени проявляется на оси симметрии образца.

Ранее установлено [5], что учёт возможного пространственного трёхмерного характера процесса теплопроводности по сравнению с одномерным в рассматриваемых условиях приводит только к росту методических погрешностей. Указанные в настоящей работе значения δ_c , δ_a являются, скорее всего, нижними (минимальными) оценками.

Анализ полученных результатов (см. рис. 2) позволяет сделать вывод о существовании таких длительностей нагревания Δt и толщины L образца материала, которые при прочих равных условиях обеспечивают минимальные методические погрешности определения ТФХ. Выбирая Δt , L , можно минимизировать методические погрешности (см., например, кривую 4 на рис. 2, б).

Работа выполнена в рамках Госзадания «Наука» № 13.1339.2014/К (шифр Федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Л и т е р а т у р а

1. **Parker W. J. e. a.** Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. P. 1675—1684.
2. **Akoshima M., Baba T.** Study on a thermal-diffusivity standard for laser flash method measurements // Int. J. Thermophys. 2006. V. 27. N. 4. P. 1189—1203.
3. **Кузнецов Г. В., Кац М. Д.** Погрешности определения теплофизических характеристик методом лазерной вспышки, обусловленные толщиной образца и длительностью теплового импульса // Измерительная техника. 2012. № 4. С. 51—54.
4. **Кузнецов Г. В., Кац М. Д.** Влияние формы поперечного сечения лазерного луча на погрешности определения теплофизических характеристик импульсным методом // Измерительная техника. 2010. № 6. С. 45—47.
5. **Кузнецов Г. В., Кац М. Д.** Теоретический анализ методических погрешностей определения теплофизических характеристик конструкционных материалов импульсным методом в образце конечных размеров // Измерительная техника. 2009. № 4. С. 35—37.
6. **Самарский А. А.** Теория разностных схем. М.: Наука, 1983.
7. **Чанг К., Хауэс Ф.** Нелинейные сингулярно возмущённые краевые задачи. Теория и приложения. М.: Мир, 1988.
8. **Кузнецов Г. В., Мамонтов Г. Я., Таратушкина Г. В.** Численное моделирование зажигания конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40. № 1. С. 78—85.
9. **Кузнецов Г. В., Мамонтов Г. Я., Таратушкина Г. В.** Зажигание конденсированного вещества «горячей» частицей // Химическая физика. 2004. Т. 3. С. 67—73.
10. **Технологические лазеры:** Справ. пособие / Под ред. Г. А. Абилюсинова. Т. 1. М.: Машиностроение, 1991.
11. **Чиркин В. С.** Теплофизические свойства материалов ядерной техники: Справ. пособие. М.: Атомиздат, 1968.

Дата принятия 10.04.2015 г.