

Определение частотной зависимости комплексной теплопроводности тонких полимерных пленок

© А.Н. Алексеев, Ю.Ф. Забашта, В.И. Ковальчук, Д.А. Андрусенко, Л.А. Булавин

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,
01601 Киев, Украина
e-mail: sabkiev@gmail.com

Поступило в Редакцию 10 октября 2019 г.
В окончательной редакции 10 октября 2019 г.
Принято к публикации 24 декабря 2019 г.

Развит метод экспериментального определения составляющих комплексной теплопроводности тонких полимерных пленок. Метод основан на измерении разности температур на обеих поверхностях пленки, в которой возбуждена периодическая температурная волна. Получены формулы, связывающие наблюдаемые температуры с упомянутыми составляющими. С помощью предложенного метода при температуре 293 К в интервале частот (0.01–0.25) Hz получены частотные зависимости комплексной теплопроводности для пленок целлюлозы (толщина 150 μm), фторопласта (600 μm) и полипропилена (600 μm).

Ключевые слова: комплексная теплопроводность, полимерные пленки.

DOI: 10.21883/JTF.2020.06.49297.332-19

Введение

Как известно из термодинамики необратимых процессов [1], тепловой поток \mathbf{j} связан с соответствующей ему термодинамической силой — градиентом температур ∇T — соотношением

$$\mathbf{j}(t) = \int_{-\infty}^t \Lambda(t-t') \nabla T(t') dt', \quad (1)$$

где t — время, $\Lambda(t')$ — функция памяти.

Эта функция существенно отлична от нуля лишь в области $|t-t'| \sim \tau$. Здесь τ — время корреляции.

Обозначим через τ_T характерное время, на протяжении которого происходит существенное изменение функции $\nabla T(t')$. Условимся также называть температурное поле, для которого выполняется условие

$$\tau_T \leq \tau \quad (2)$$

быстропеременным, а медленно меняющимся полем будем называть поле, в котором

$$\tau_T \gg \tau. \quad (3)$$

В последнем случае изменением функции $\nabla(T)(t')$ за время τ можно пренебречь и вынести эту функцию за знак интеграла, после чего выражение (1) приобретает вид общеизвестного закона Фурье:

$$\mathbf{j} = -\lambda \nabla T, \quad (4)$$

где λ — теплопроводность.

Разлагая поток \mathbf{j} и термодинамическую силу ∇T в интеграл Фурье, получим соотношение между их фурье-компонентами

$$\mathbf{j}_\omega = -\lambda(\omega) \nabla T_\omega, \quad (5)$$

где $\lambda(\omega) = \lambda'(\omega) + i\lambda''(\omega)$ — комплексная теплопроводность, а $\lambda'(\omega)$ и $\lambda''(\omega)$ — ее вещественная и мнимая составляющие.

Фактически выражение (5) соответствует ситуации, когда зависимость ∇T от времени имеет вид

$$\nabla T(t) = (\nabla T)_0 e^{-i\omega t}, \quad (6)$$

т. е. когда речь идет о периодическом быстропеременном поле.

Новейшие технологии, используемые в медицине, аэрокосмической отрасли, ядерной энергетике и др., часто имеют дело с полями вида (6) (см. [2–4] и ссылки там). Описание процессов теплопереноса в таких случаях требует знания вида функций $\lambda'(\omega)$ и $\lambda''(\omega)$. С этой точки зрения актуальным является создание недорогих и эффективных методов, позволяющих экспериментально определить вид указанных функций. Один из таких методов и предложен в настоящей работе.

Эксперимент и его результаты

В качестве исследуемых образцов нами были выбраны полимерные пленки: целлюлоза (Lab Logistics Group, 150 μm), полипропилен (AxentGruppe, 600 μm) и фторопласт Ф4 (Химпостач Украина, 600 μm).

Измерения теплопроводности выполнялись методом регулярного теплового режима третьего рода [5,6], реализованного в установке, представленной на рис. 1.

Образец 1 размещали между двумя медными пластинами: квадратной 2 с размерами 40 × 40 × 6 mm (далее эта пластина называется „источник“) и цилиндрической 3 диаметром 25 mm и толщиной 5 mm (далее „коллектор“). Зазоры между указанными пластинами и образцом заполняли теплопроводящей пас-

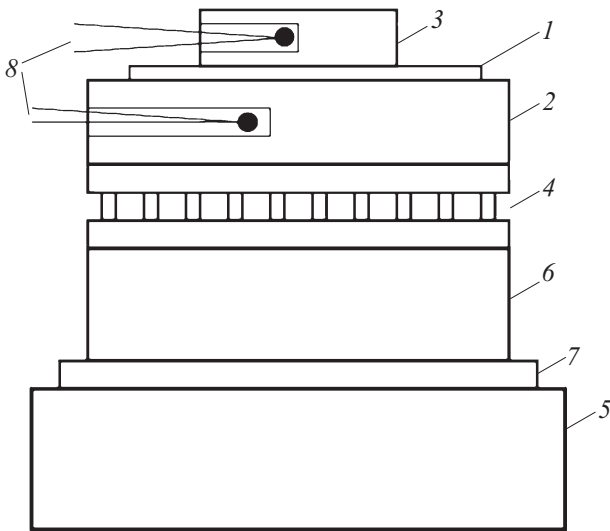


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (пояснение в тексте).

той торговой марки TermoPasty® с теплопроводностью $0.78 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$. Для уменьшения вязкости пасту размешивали с силиконовым маслом в соотношении 1:1. Поверхности образца и меди тщательно притирали друг к другу — так, чтобы толщина слоя пасты не превышала $20 \mu\text{m}$. В случае пористых образцов (бумага) на обе поверхности образца наклеивали скотч: со стороны источника — на алюминиевой основе толщиной $45 \mu\text{m}$, со стороны коллектора (для предотвращения паразитных тепловых потоков вдоль поверхности образца) — на полипропиленовой основе с толщиной $40 \mu\text{m}$. Оба скотча были покрыты слоем клея на каучуковой основе, толщина которого составляла $10 \mu\text{m}$.

Источником тепловых возмущений являлся элемент Пельтье TEC1-12706 с планарными размерами $40 \times 40 \text{ mm}$ 4. Холодная сторона элемента обращена в сторону образца, а нижняя соединена с радиатором 5 с принудительным воздушным охлаждением через два дополнительных слоя: медную пластину $40 \times 40 \times 8 \text{ mm}$ 6 и слой фторопласта Ф4 7 толщиной $600 \mu\text{m}$. Радиатор обеспечивает отвод мощности, потребляемой элементом Пельтье, так, что средняя температура образца поддерживалась близкой к температуре окружающего воздуха. Элемент Пельтье питался постоянным стабилизированным (в активной фазе) током, прерываемым ключевой схемой на силовом полевом транзисторе (скважность 2, частота прерывания в диапазоне $(1/30 - 1/120) \text{ Hz}$). Управление ключом обеспечивалось генератором прямоугольных импульсов, реализованным на основе микроконтроллера AVR ATmega328P. Кроме основной частоты генератор также формирует стробы, необходимые для синхронизации измерений температуры. Стробы разбивают период тока питания элемента Пельтье на 200 равных временных промежутков.

Измерения температуры источника и коллектора выполнялись АЦП второго идентичного микроконтроллера: непосредственно перед серединой каждого из 200 отрезков периода делалось 150 замеров, а 150 замеров — после середины. Усредненный по 300 точкам замер температуры передавался в портативный компьютер по последовательному порту в реальном времени. Датчиками температуры служили термисторы 8 NTC-3950 10k, подключенные через сопротивления 12k к опорному напряжению 3.3 V. Терморезисторы монтировались в отверстия, высверленные в пластинах коллектора и источника на глубину $1/3$ от их полной ширины. Для уменьшения систематических ошибок в процессе градуировки показания напряжения на термисторах, преобразованные в значения температуры, сравнивались с показаниями ртутного лабораторного термометра. Градуировочную функцию аппроксимировали квадратичным полиномом, что обеспечивало определение абсолютной температуры с погрешностью $\pm 0.5 \text{ K}$. Тут следует отметить, что для расчетов теплопроводности важны не абсолютные значения температуры, а амплитуды их колебаний. По нашим оценкам эти величины определялись значительно точнее, а именно с ошибкой не более 0.1 K .

Измерения амплитуд колебаний температуры для указанных выше образцов были выполнены при значениях периода колебаний $\tau = 40, 50, 60, 70, 80, 90$ и 100 s . На рис. 2 в качестве примера показаны результаты измерений для $\tau = 40$ и 100 s .

Расчет составляющих комплексной теплопроводности по экспериментальным данным

Обозначим через h толщину пленки испытуемого материала, через $l-h$ — толщину источника. Направим z -ось внутрь материала перпендикулярно к поверхности пленки.

Пренебрегая тепловыми потоками в боковом направлении, температурное поведение рассматриваемой двуслойной системы будем описывать уравнениями

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (0 < z < h), \quad (7)$$

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (0 < z < l-h), \quad (8)$$

где c_1 и c_2 — теплоемкости, ρ_1 и ρ_2 — плотности, λ_1 и λ_2 — теплопроводности соответствующих веществ.

Будем считать, что для источника выполняется условие (3). Соответственно, λ_2 — действительное число.

Учитывая, что обе измеряемые в эксперименте температуры являются периодическими функциями времени с некоторым периодом τ , разложим эти функции в ряд Фурье, компоненты которого обладают частотами

$$\omega_n = \frac{2\pi n}{\tau} \quad (n = 1, 2, \dots, N). \quad (9)$$

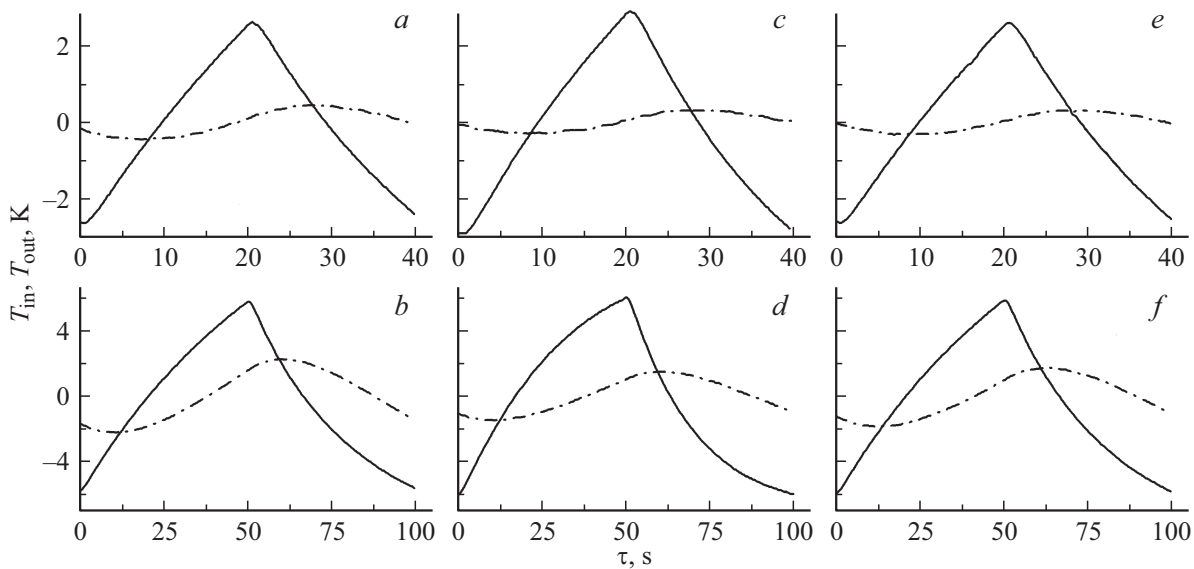


Рис. 2. Временные зависимости температуры источника T_{in} (сплошные линии) и коллектора T_{out} (штрихпунктирные линии) относительно комнатной температуры, приведенной к нулю: a, b — бумага, c, d — полипропилен, e, f — фторопласт.

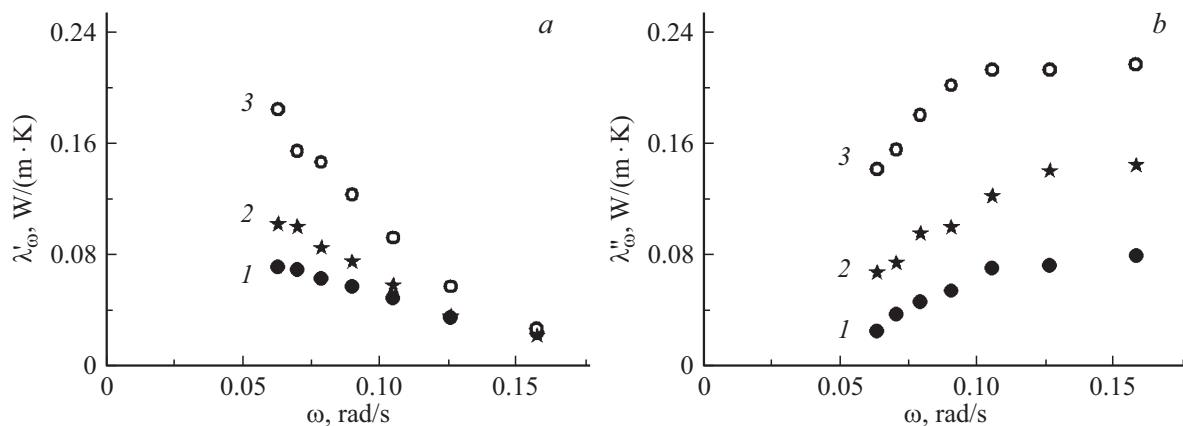


Рис. 3. Частотные зависимости вещественной (а) и мнимой (б) компонент теплопроводности тонких пленок: 1 — целлюлоза, 2 — полипропилен, 3 — фторопласт Ф4.

Граничное условие имеет вид

$$T_n = T_0 \exp(-i\omega_n t) \quad (z = 0). \quad (10)$$

Согласно теории температурных волн [7], решение уравнений (7) и (8) будем искать в виде

$$T_n(z) = \Theta_{1,2}(z) \exp(-i\omega_n t) \quad (0 \leq z \leq l), \quad (11)$$

где

$$\Theta_1(z) = Q_1 \exp(k_{1,n}z) + S_1 \exp(-k_{1,n}z) \quad (0 \leq z \leq h), \quad (12)$$

$$\Theta_2(z) = Q_2 \exp(k_{2,n}z) + S_2 \exp(-k_{2,n}z) \quad (0 \leq z \leq l), \quad (13)$$

$$k_{1,n} = \sqrt{\frac{i\omega_n c_1 \rho_1}{\lambda_1}}, \quad (14)$$

$$k_{2,n} = \sqrt{\frac{i\omega_n c_2 \rho_2}{\lambda_2}}. \quad (15)$$

В новых обозначениях на границе $z = 0$ теперь имеем условие

$$\Theta_1(0) = T_{n,0}. \quad (16)$$

Следствием непрерывности температур и потоков на границе $z = h$ являются выражения

$$\Theta_1(h) = \Theta_2(h), \quad (17)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial \Theta_1(h)}{\partial z} = \lambda_2 \frac{\partial \Theta_2(h)}{\partial z}. \quad (18)$$

Считая нижнюю границу теплоизолированной, приходим к условию

$$\lambda_2 \frac{\partial \Theta_2(l)}{\partial z} = 0. \quad (19)$$

Значения статической теплопроводности исследованных материалов

Материал	Статическая теплопроводность λ_s , W/(m · К) при 273 К	
	Эксперимент	Справочные данные
Целлюлоза	0.105 ± 0.007	0.095 [8], 0.14 [9]
Полипропилен	0.16 ± 0.01	0.105–0.252 [10]
Фторопласт Ф4	0.28 ± 0.02	0.25 [10], 0.272 [11], 0.275 [12]

Подставляя равенства (16)–(19) в уравнения (7), (8), получим

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ \exp(k_{1,n}h) & \exp(-k_{1,n}h) & -\exp(k_{2,n}h) & -\exp(-k_{2,n}h) \\ \lambda_1 k_{1,n} \exp(k_{1,n}h) & -\lambda_1 k_{1,n} \exp(-k_{1,n}h) & -\lambda_2 k_{2,n} \exp(k_{2,n}h) & \lambda_2 k_{2,n} \exp(-k_{2,n}h) \\ 0 & 0 & \exp(k_{2,n}l) & -\exp(-k_{2,n}l) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} Q_1 \\ S_1 \\ Q_2 \\ S_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{n,0} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Численное решение этого уравнения (теплопроводность образца) найдем в виде $\lambda_1(\omega) = \lambda'(\omega) + i\lambda''(\omega)$, минимизируя среднеквадратичное отклонение функции (11) от соответствующих экспериментальных данных. Количество компонент фурье-разложения (9) в расчетах составляло $N = 7$. На рис. 3 представлены полученные зависимости $\lambda'(\omega)$ и $\lambda''(\omega)$ для пленок целлюлозы, полипропилена и фторопласта.

Заключение

В справочных данных [8–12] приводятся значения статических теплопроводностей λ_s , соответствующих неравенству (3) или, что то же самое, условию $\omega = 0$, т. е.

$$\lambda_s = \lim_{\omega \rightarrow 0} \lambda'(\omega). \quad (21)$$

Воспользуемся выражением (21) для проверки предлагаемого в работе метода. В таблице приведены значения статических теплопроводностей, заимствованные из справочников и полученных линейной экстраполяцией экспериментальных зависимостей $\lambda'(\omega)$ к нулю.

Из данных таблицы следует, что экспериментальные и справочные значения величин статической теплопроводности полностью согласуются друг с другом. Это обстоятельство позволяет надеяться на то, что характер определенных из эксперимента частотных зависимостей $\lambda'(\omega)$ и $\lambda''(\omega)$ близок к реальному.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Зубарев Д.Н.* Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. 416 с.
- [2] *Андреев В.К., Гапоненко Ю.А., Гончарова О.Н., Пухначев В.В.* Современные математические модели конвекции. М.: Физматлит, 2008. 368 с.
- [3] *Gui Y.X., Khanna F.C., Su Z.B.* Thermal Field Theories and Their Applications. Singapore: World Scientific, 1995. 432 p.
- [4] *Джашишов В.Э., Панкратов В.М.* Датчики, приборы и системы авиакосмического и морского приборостроения в условиях тепловых воздействий. СПб.: Электроприбор, 2005. 402 с.
- [5] *Шашков А.Г., Волохов Г.М., Абраменко Т.Н., Козлов В.П.* Методы определения теплопроводности и температуропроводности. М.: Энергия, 1973. 336 с.
- [6] *Любимова Д.А., Пономарев С.В., Дивин А.Г.* Измерение теплофизических свойств теплоизоляционных материалов методом регулярного режима третьего рода. Тамбов: ТГТУ, 2014. 80 с.
- [7] *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
- [8] *Чиркин В.С.* Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: Атомиздат, 1968. 484 с.
- [9] *Бухмиров В.В., Ракутина Д.В., Солнышкова Ю.С.* Справочные материалы для решения задач по курсу Теплообмен. Иваново: ГОУ ВПО ИГЭУ, 2009. 102 с.
- [10] *Новиченок Л.Н., Шульман З.П.* Теплофизические свойства полимеров. Минск: Наука и техника, 1971. 120 с.
- [11] *Hsu K.L., Kline D.E., Tomlinson J.N.* // J. Appl. Polym. Sci. 1965. Vol. 9. P. 3567–3574. DOI: 10.1002/app.1965.070091106
- [12] *Buerkle M., Asai Y.* // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 41898(1–7). DOI: 10.1038/srep41898