

01

Обработка данных термоэлектрического преобразователя с учетом свойств материала подложки

© Ю.В. Добров, П.С. Еременко, В.А. Лашков

Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: y.dobrov@spbu.ru

Поступило в Редакцию 15 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 29 февраля 2024 г.

Принято к публикации 18 марта 2024 г.

Рассмотрена математическая модель градиентного датчика теплового потока с учетом свойств подложки, и проведено исследование влияния параметров подложки на работу датчика. Указанная модель сравнивается с другим способом обработки данных, в котором тепловой поток на тыльной стороне считается равным нулю и свойства подложки не учитываются. Результаты сравнения показывают, что полученные данные существенно зависят от теплофизических параметров подложки. Также проведено тестирование предложенной модели для обработки экспериментальных данных с датчика, полученных при измерении плотности теплового потока с известного источника.

Ключевые слова: градиентный датчик теплового потока, теплотметрия, методика обработки сигнала.

DOI: 10.61011/JTF.2024.05.57808.286-23

Введение

В последнее время для измерения тепловых потоков в эксперименте широкое распространение получили датчики, принцип работы которых основан на поперечном эффекте Зеебека [1], который определяется генерацией в анизотропной среде ЭДС в направлении, перпендикулярном градиенту температур [2].

Схема градиентного датчика теплового потока (ГДТП), основанного на поперечном эффекте Зеебека, представлена на рис. 1. Термоэлемент 1 длиной l и толщиной h расположен на изоляционной слюдяной подложке 2, которая крепится на исследуемую поверхность. Через рабочую поверхность термоэлемента проходит тепловой поток Q , вследствие которого формируется распределение температуры с температурами на лицевой T_h и тыльной T_b сторонах термоэлемента. В результате этого на противоположных сторонах термоэлемента возникает электрическое напряжение U .

Если термоэлемент достаточно длинный, а распределение температуры одномерное (при соотношении $l/h > 10$ это предположение можно считать приемлемым), то можно воспользоваться формулой Томсона,

которая устанавливает связь напряжения, генерируемого ГДТП, с разностью температур тыльной и лицевой поверхностей

$$U = \alpha_{xy}(T_h - T_b) \frac{l}{h}, \quad (1)$$

где U — возникающее на датчике напряжение, α_{xy} — компонента тензора термоЭДС. Теория теплопроводности позволяет связать разность температур на лицевой и тыльной сторонах термоэлемента с плотностью теплового потока, таким образом по измеренному напряжению на ГДТП восстановить изменяющийся во времени тепловой поток.

Такие датчики привлекают достаточно большим спектром рабочих температур и быстродействием [3]. Интерес к датчикам теплового потока обусловлен возможностью их применения в различных практических установках [4,5].

Тонкопленочные датчики ALTP (atomic layer thermopile), изготовленные при помощи напыления, являются датчиками с небольшим временем выхода на стационарный тепловой режим. Исследования по калибровке ALTP показывают, что датчики обладают малой инерционностью и позволяют проводить измерение теплового потока без дополнительной обработки сигнала [6,7,8]. В работе [9] проведено исследование свойств датчика ALTP, который обладает временным разрешением менее $1 \mu s$, и представлены результаты измерений теплового потока в ударной трубе.

ГДТП изготавливаются на основе анизотропных термоэлементов. Интерес представляет вопрос применимости ГДТП для исследования быстроменяющихся тепловых потоков, при изготовлении которых используются анизотропные монокристаллы висмута высокой чистоты [10]. В работе [11] отмечено, что в быстропро-

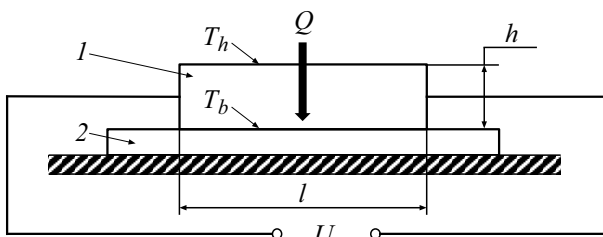


Рис. 1. Схема градиентного датчика теплового потока.

текающих газодинамических процессах с характерным временем более 20 мс ГДТП на основе висмута может применяться для прямого измерения теплового потока. Использование этого датчика на меньших характерных временах (порядка 1 мс и менее) является актуальной задачей.

В настоящей работе исследуется ГДТП, изготовленный в Санкт-Петербургском политехническом университете Петра Великого, в котором использованы анизотропные монокристаллы висмута [10]. Датчик обладает малыми размерами и состоит из 10 термоэлементов, соединенных последовательно. Его лицевая поверхность представляет квадрат со стороной $d = 2$ мм. Поперечные размеры термоэлемента 0.2×0.2 мм. Датчик смонтирован на подложке из слюды. Градиентные датчики теплового потока могут работать в широком диапазоне тепловых потоков и температур. Считаем, что важны разработка и совершенствование методики обработки сигнала датчика, которая позволяет использовать его при измерении быстропротекающих тепловых потоков.

Если использовать метод оценки постоянной времени выхода датчика на стационарный режим, представленный в работе [9]:

$$\tau \approx 0,4 \frac{\delta^2}{\alpha},$$

где δ — толщина датчика, α — коэффициент температуропроводности материала датчика, то для исследуемого датчика на основе висмута получим величину около 2,5 мс, что на три порядка превышает время для датчика АЛТР.

Однако, как показано в работах [12,13], градиентный датчик на основе кристаллического висмута также может применяться при измерении тепловых потоков, характерное время которых менее 1 мс. В этом случае для определения высокоскоростных пульсаций теплового потока предлагается использовать специальную математическую обработку сигнала, которая устанавливает связь между разницей температур на сторонах датчика и плотностью теплового потока.

Для определения теплового потока в быстропротекающих процессах необходимо решить обратную задачу: по изменению разности температур на датчике восстанавливается характер поведения и величина теплового потока. Чтобы решить обратную интегральную задачу, приходится строить математические модели датчика, которые отличаются различными граничными условиями, например, постоянство температуры или отсутствие теплового потока на тыльной стороне датчика. Эти подходы пренебрегают тем, что датчик устанавливается на подложке. Например, предложенная модель датчика [13] подразумевает, что он установлен на подложке с нулевой тепловой активностью (представляет идеальный теплоизолятор), которая представляется в виде:

$$\varepsilon = \sqrt{c_p \rho_p \lambda_p},$$

где c_p , ρ_p , λ_p — соответственно теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности материала подложки. Однако реальные теплоизоляционные материалы обладают ненулевой теплопроводностью. Поэтому при исследовании более длительных процессов (более 1 мс) необходимо учитывать тепловое взаимодействие датчика, подложки и, в общем случае, стенки, на которой установлен датчик. Если стенка обладает высокой тепловой активностью, тогда задачу можно упростить и оставить только датчик и подложку, и считать, что на тыльной стороне подложки температура не изменяется.

Очевидно, тепловая активность подложки будет оказывать влияние на характер полезного сигнала датчика, что было показано в работе [14]. В работе рассматривалось, как будет влиять использование подложки из материала с высокой теплопроводностью на генерируемую в датчике термоЭДС. Показано, что при использовании такой подложки распределение температуры в датчике остается близким к одномерному даже при длительном воздействии теплового потока (порядка нескольких секунд), т.е. уменьшает неопределенность получаемых данных, а также увеличивает величину вырабатываемой термоЭДС.

В работе [15] проведен анализ работы тонкопленочного датчика, рассмотрено несколько моделей датчика. При решении задачи теплопроводности принимаются во внимание изолирующая подложка и металлическое основание, на котором установлен датчик, но влияние чувствительного элемента (пленки) датчика на тепловые потоки на стенке считаются пренебрежимо малыми. Показано, что датчик может применяться для измерения плотности тепловых потоков при испытании вращающихся турбин.

Целью настоящей работы было построение математической модели градиентного датчика теплового потока с учетом теплофизических особенностей подложки, нахождение аналитического решения задачи теплопроводности двух контактирующих пластин и исследование влияния параметров подложки на работу датчика. Решение обратной задачи: нахождение плотности теплового потока по распределению температуры и сравнение результатов расчетов с данными экспериментов. Показать, что ГДТП на основе висмута с использованием предложенной методики может быть использован для измерения быстроменяющихся тепловых потоков.

1. Поле температуры двух неограниченных пластин

В работе [13] предложено описывать процесс теплообмена ГДТП с внешней средой при помощи уравнения теплопроводности для бесконечно тонкой пластины с граничными условиями второго рода. Считалось, что тепловой поток на тыльной стороне отсутствует, и изначально температура имеет равномерное распределение.

Известно решение задачи теплопроводности неограниченной пластины толщиной $2R$, которая нагревается с обеих сторон одинаково от источника с постоянной плотностью теплового потока q_c [16]. В средней плоскости пластины тепловой поток отсутствует. Это решение использовано для описания теплопроводности датчика, толщина которого принималась R .

Уравнение, которое характеризует разницу безразмерных температур $\Delta\vartheta(\tau)$ сторон датчика имеет вид

$$\Delta\theta(\tau) = \theta(R, \tau) - \theta(0, \tau) = \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{2}{\mu_n^2} (\cos \mu_n - 1) \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (2)$$

где $\theta(x, \tau) = \frac{\lambda(T(x, \tau) - T_0)}{q_c R}$, $Fo = \frac{a\tau}{R^2}$ — число Фурье, $\mu_n = \pi n$ — характеристические числа, T_0 — начальная температура пластины. Анализ этой формулы показывает, что при увеличении времени нагрева разница безразмерных температур растет до $\lim_{Fo \rightarrow \infty} \Delta\theta(\tau) = 0.5$.

Если при $n = 1$ положить $\mu_n^2 Fo = 1$, то можно получить оценку характерного времени выхода датчика на стационарный режим, которое составляет для рассматриваемого ГДТП около $630 \mu s$.

При длительном воздействии теплового потока на датчик температура растет не только на лицевой поверхности, но и на тыльной. Причем температура тыльной поверхности может быть значительной. Однако есть начальный промежуток времени, когда изменением температуры тыльной стороны датчика можно пренебречь. Это время соответствует числу Фурье $Fo \approx 0, 1$ [16]. Для рассматриваемого ГДТП это время определено и составляет порядка $\sim 0.6 \text{ ns}$. Таким образом, при исследовании тепловых процессов, которые протекают скорее, чем этот период времени, можно не принимать во внимание влияние подложки на показания ГДТП. Теплопередачу ГДТП можно рассматривать без учета теплофизических свойств материала подложки. Алгоритм обработки сигнала датчика [13] был опробован для измерения радиационного теплового потока от лазерной искры и показал свою способность определять высокоскоростные тепловые процессы с характерным временем менее $1 \mu s$. Неопределенность измерения датчиком плотности теплового потока составляла порядка 7%. При более длительном воздействии теплового потока возникает необходимость учитывать тепловые процессы и в подложке. Поэтому актуально построение математической модели ГДТП, которая учитывала бы эти процессы в подложке.

Две неограниченные пластины, толщиной R_1 и R_2 с разными теплофизическими коэффициентами находятся в соприкосновении (рис. 2). Начальная температура их одинаковая, равномерно распределена и равна T_0 . К лицевой поверхности системы пластин подводится тепловой поток с постоянной плотностью q , у тыльной поверхности поддерживается постоянная температура,

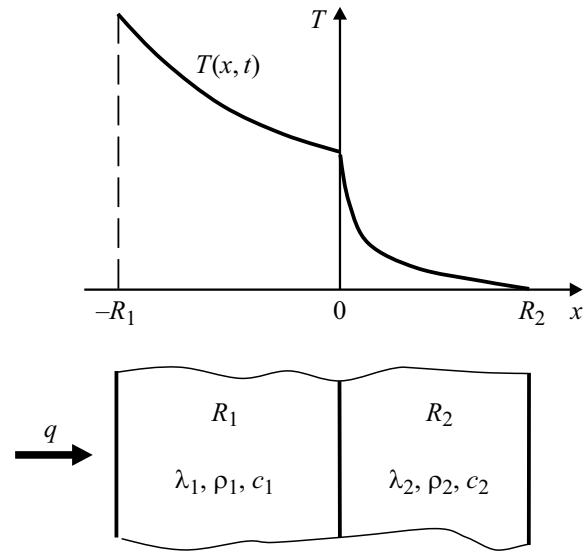


Рис. 2. Система двух неограниченных пластин.

равная T_0 . Необходимо найти распределение температуры в пластине толщиной R_1 в момент времени t .

Уравнение теплопроводности для системы пластин ($t > 0$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_1(x, t)}{\partial t} &= a_1 \frac{\partial^2 T_1(x, t)}{\partial x^2}, & -R_1 < x < 0, \\ \frac{\partial T_2(x, t)}{\partial t} &= a_2 \frac{\partial^2 T_2(x, t)}{\partial x^2}, & 0 < x < R_2. \end{aligned} \quad (3)$$

Краевые условия

$$T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = T_0 = \text{const},$$

$$T_1(0, t) = T_2(0, t),$$

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x},$$

$$\frac{\partial T_1(-R_1, t)}{\partial x} + \frac{q}{\lambda_1} = 0. \quad (4)$$

Применим преобразование Лапласа к дифференциальным уравнениям в частных производных относительно переменной t и получим обыкновенное неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами относительно изображения:

$$a_i \frac{d^2 T_L^{(i)}(x, s)}{dx^2} - s T_L^{(i)}(x, s) + u(x) = 0,$$

где функция $u(x) = T_0 = \text{const}$ описывает начальное распределение температуры, i — номер пластины, a_i — коэффициент температуропроводности пластины. Используя метод вариации произвольных постоянных, можно получить решение, имеющее вид:

$$T_L^{(i)}(x, s) = \frac{T_0}{s} + A_i(s) \text{ch} \sqrt{\frac{s}{a_i}} x + B_i(s) \text{sh} \sqrt{\frac{s}{a_i}} x.$$

Краевые условия:

- 1) $T_2(R_2, t) = T_0 \rightarrow T_L^{(2)}(R_2, s) = \frac{T_0}{s}$,
- 2) $T_1(0, t) = T_2(0, t) \rightarrow T_L^{(1)}(0, s) = T_L^{(2)}(0, s)$,
- 3) $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x} \rightarrow K_\lambda \frac{\partial T_L^{(1)}(0, s)}{\partial x} = \frac{\partial T_L^{(2)}(0, s)}{\partial x}$,
- 4) $\frac{T_1(-R_1, t)}{\partial x} + \frac{q(t)}{\lambda_1} = 0 \rightarrow \frac{\partial T_L^{(1)}(-R_1, s)}{\partial x} = -\frac{q}{\lambda_1 s}$,

где $K_\lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$. Задача свелась к нахождению коэффициентов $A_i(s)$ и $B_i(s)$, используя граничные условия 1–4. Подставив найденные выражения для коэффициентов в уравнение (1) и решая уравнение относительно $T_L^{(1)}(x, s)$, получаем изображение для распределения температуры на лицевой пластине:

$$T_L^{(1)}(x, s) = \frac{T_0}{s} - \frac{q}{\lambda_1} \times \frac{\left(K_a^{\frac{1}{2}} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_2}} R_2 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_1}} x - K_\lambda \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_2}} R_2 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_1}} x \right)}{s \sqrt{\frac{s}{a_1}} \left[K_\lambda \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_2}} R_2 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_1}} R_1 + K_a^{\frac{1}{2}} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_1}} R_1 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_2}} R_2 \right]}.$$

Воспользуемся теоремой разложения. Если $f_L(s) = \frac{\varphi(s)}{\psi(s)} = \frac{A_0 + A_1 s + A_2 s^2 + \dots}{B_1 s + B_2 s^2 + \dots}$, то $f(y) = L^{-1}[f_L(s)] = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varphi(s_n)}{\psi'(s_n)} e^{s_n y}$, где s_n — простые полюсы $\psi(s)$.

Вводя обозначения $i \sqrt{\frac{s}{a_1}} R_1 = \mu$, $K_{R_2} = \frac{R_2}{R_1}$ и заменяя $\operatorname{ch} z = \cos(iz)$, $\operatorname{sh} z = \frac{1}{i} \sin(iz)$, получаем характеристическое уравнение

$$K_\lambda \operatorname{tg} \mu \operatorname{tg} \left(K_a^{\frac{1}{2}} K_{R_2} \mu \right) = K_a^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

где $K_a = \frac{a_1}{a_2}$.

Производя обратное преобразование Лапласа, получим оригинал $T_L^{(1)}(x, s)$:

$$T_1(x, t) = T_0 - \frac{q}{\lambda_1} (x - K_\lambda R_2) + \frac{2R_1 q}{\lambda_1} \times \frac{\left(K_a^{\frac{1}{2}} \cos \left(K_{R_2} K_a^{\frac{1}{2}} \mu_n \right) \sin \left(\frac{\mu_n x}{R_1} \right) - K_\lambda \sin \left(K_{R_2} K_a^{\frac{1}{2}} \mu_n \right) \cos \left(\frac{\mu_n x}{R_1} \right) \right)}{\mu_n^2 \left[K_a^{\frac{1}{2}} (K_\lambda K_{R_2} + 1) \cos \left(K_{R_2} K_a^{\frac{1}{2}} \mu_n \right) \sin \mu_n + (K_\lambda + K_{R_2} K_a) \sin \left(K_{R_2} K_a^{\frac{1}{2}} \mu_n \right) \cos \mu_n \right]} e^{-\frac{\mu_n^2 a_1 t}{R_1^2}}. \quad (6)$$

Найдем разницу безразмерных температур на сторонах пластины 1, которая, очевидно, характеризует сигнал ГДТП

$$\Delta\theta(t) = \frac{[T_1(-R_1, t) - T_1(0, t)] \lambda_1}{q R_1}. \quad (7)$$

Рассмотрим какое влияние оказывают теплофизические параметры пластины 2 (подложки датчика) на разность безразмерных температур при условии постоянства плотности теплового потока q . Задача решалась при следующих параметрах: материал пластины 1 — висмут (плотность 9870 kg/m^3 , теплоемкость $126 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$,

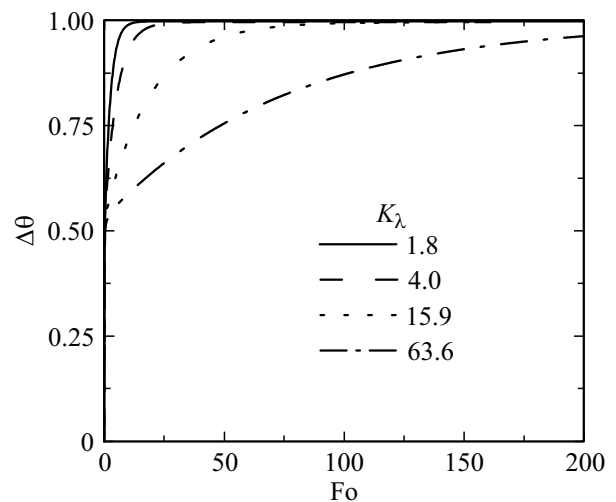


Рис. 3. Зависимость безразмерной разницы температур пластины 1 от числа Фурье и параметра K_λ

теплопроводность $7.95 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$, толщина 0.2 mm), материал пластины 2 — слюда (плотность 290 kg/m^3 , теплоемкость $880 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$, теплопроводность $0.5 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$). Толщина пластины 2 $R_2 = 0.2205 \text{ mm}$ выбиралась таким образом, чтобы произведение $K_a^{\frac{1}{2}} K_{R_2}$ представляло целое число. Такой подход, не уменьшая общности результатов, позволяет значительно снизить трудоемкость вычисления корней характеристического уравнения.

На рис. 3 представлены результаты вычисления безразмерной разницы температур $\Delta\theta$ на сторонах пластины 1 при $K_{R_2} = 1.1$.

С увеличением числа Фурье до $Fo = \frac{a_1 t}{R_1^2} = 0.2$ разница температур растет быстро до уровня ~ 0.55 и практически не зависит от параметра K_λ . С дальнейшим увеличением числа Фурье темп роста становится существенно зависим от параметра K_λ . Чем он больше, тем медленнее рост. Таким образом, чем меньше теплопроводность пластины 2 (подложки датчика), тем медленнее показания датчика выходят на постоянную величину. Время выхода разницы температур на постоянный уровень может быть весьма большим.

На рис. 4, а показано влияние параметра K_{R_2} на поведение безразмерной разности температур $\Delta\theta$ при $K_\lambda = 15.9$.

Характер поведения $\Delta\theta$ практически повторяется. С увеличением Fo до 0.2 разность температур быстро возрастает, с дальнейшим увеличением числа Фурье темп роста $\Delta\theta$ зависит от параметра K_{R_2} . Чем он больше (чем больше толщина пластины 2), тем медленнее выходит разность температур на постоянную величину. На рис. 4, а в другом масштабе показана зависимость $\Delta\theta$ при малых значениях числа Фурье. При числах Фурье меньше 0.2 характер зависимости $\Delta\theta$ практически не зависит от параметров K_{R_2} и K_λ : все кривые совпадают.

На рис. 4, б представлена безразмерная разность температур, определенная по разным моделям. Сплошная

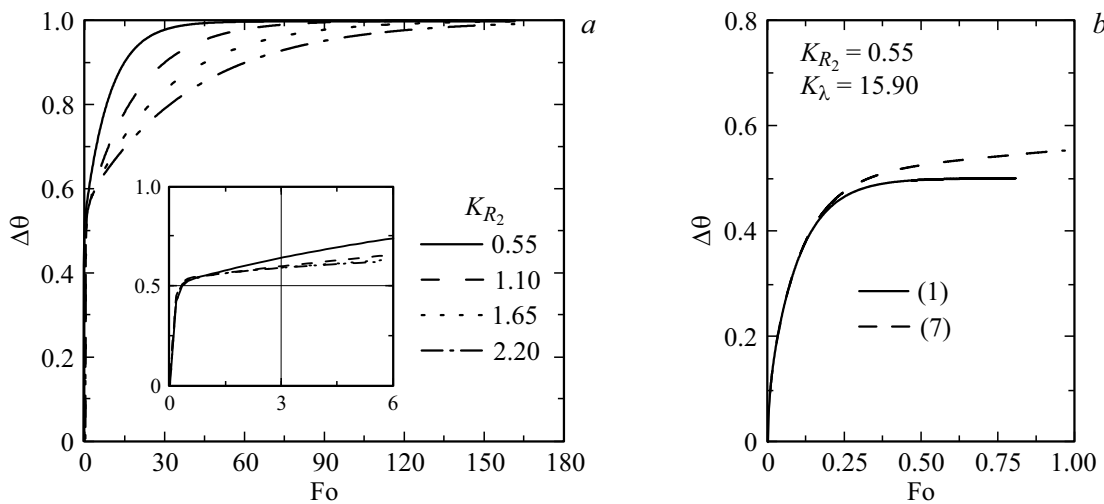


Рис. 4. Зависимость безразмерной разницы температур пластины 1 от числа Фурье и параметра K_{R_2}

линия — разность температур, подсчитанная по формуле (2), когда принималось, что тепловой поток на тыльной стороне пластины равен нулю. Пунктирная линия — разность температур $\Delta\theta$, определенная по формуле (7), когда рассмотрена двойная пластина, на тыльной стороне которой фиксируется температура стенки. Представлен случай, когда $K_{R_2} = 0.55$, $K_\lambda = 15.9$. До числа Фурье 0.15–0.2 линии совпадают, при дальнейшем увеличении Fo сплошная линия выходит на постоянный уровень 0.5, а штриховая линия продолжает свой рост до единицы.

Приведем решение задачи теплопроводности с непостоянным во времени тепловым потоком на лицевой поверхности платин [16]. При определении временной зависимости плотности теплового потока на лицевой поверхности пластины полагаем, что $q(t)$ соответствует всем требованиям для существования изображения и имеет первую производную. Тогда с помощью интеграла Дюамеля получаем решение обратной задачи и формулу, связывающую разность температур на сторонах первой пластины с плотностью теплового потока

$$\Delta T_1(x, t) = \frac{2a_1q}{\lambda_1 R_1} \int_0^t q(\tau) \left(K_a^{\frac{1}{2}} \cos(K_{R_2} K_a^{\frac{1}{2}} \mu_n) \sin\left(\frac{\mu_n x}{R_1}\right) - \frac{-K_\lambda \sin(K_{R_2} K_a^{\frac{1}{2}} \mu_n) \left(\cos\left(\frac{\mu_n x}{R_1}\right) - 1 \right)}{[K_a^{\frac{1}{2}} K_\lambda K_{R_2} + 1]} \cos(K_{R_2} K_a^{\frac{1}{2}} \mu_n) \sin \mu_n + (K_\lambda + K_{R_2} K_a) \sin(K_{R_2} K_a^{\frac{1}{2}} \mu_n) \cos \mu_n \right) e^{-\frac{\mu_n^2 a_1 (t-\tau)}{R_1^2}} d\tau.$$

Решение этого уравнения совместно с формулой (1) позволяет установить связь между ЭДС, генерируемой датчиком, и переменной плотностью теплового потока. Обратная интегральная задача решалась численным методом, интеграл представлялся с помощью трапеций.

2. Определение теплового потока с помощью ГДТП на основе висмута

Исследование работы датчика проводилось на стенде, который описан в [13]. В качестве источника излучения применялась галогеновая лампа мощностью 500 W. Радиационный тепловой поток, поступающий от источника на датчик, формировался при помощи модулятора. Использовались два типа модуляторов: один из них представлял вращающийся с постоянной скоростью сплошной диск с отверстиями (далее быстрый модулятор), второй — металлическая шторка, которая приводилась в движение с помощью электромагнита (далее медленный модулятор). Первый модулятор позволял открывать ГДТП на время в диапазоне 1–4 ms, второй — на 300–600 ms. С помощью фотодиода ФД-24К контролировалось поступление потока излучения на ГДТП. Мощность излучения регистрировалась измерителем средней мощности ИМО-2. В месте расположения датчика оптической системой создавался равномерный тепловой поток с плотностью $q_L = 4.16 \text{ kW/m}^2$. С учетом отражательной способности висмута (коэффициент черноты висмута $\epsilon \approx 0.34$ [17]) на поверхность ГДТП воздействовал тепловой поток с плотностью $q = \epsilon q_L = 1.41 \text{ kW/m}^2$. Для проведения тщательной калибровки датчика, конечно, надо знать значение коэффициента черноты с высокой надежностью. Это отдельная решаемая задача [18]. Цель нашего исследования — показать, что с помощью разработанной методики обработки сигнала датчика можно восстановить временные характеристики изменяющегося во времени теплового потока. Сигнал с датчика после усилителя (коэффициент усиления $K_{am} = 175$, полоса пропускания до 10 MHz) поступал в осциллограф Tektronix TDS2022.

На рис. 5,а представлены сигнал с фотодиода, а на рис. 5,б — данные ГДТП при работе с медленным модулятором, на рис. 5,с — результат решения

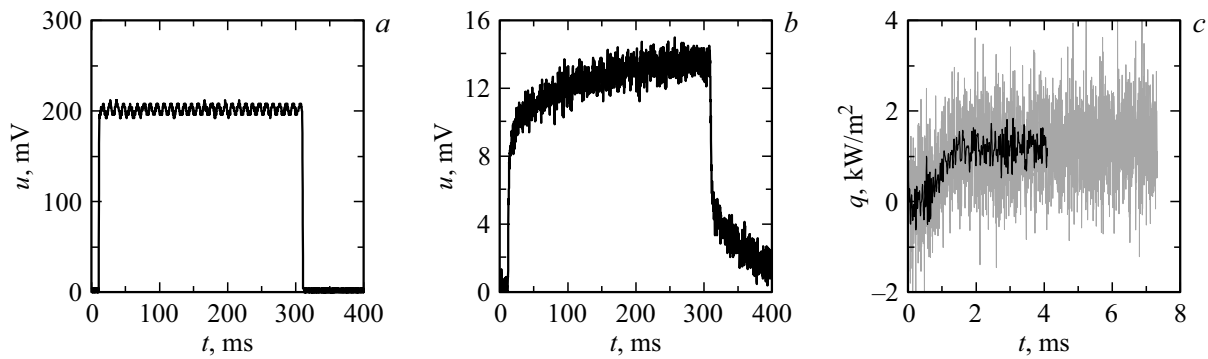


Рис. 5. Характерные измерения с использованием медленного модулятора: *a* — показания фотодиода, *b* — сигнал ГДТП, *c* — плотность теплового потока.

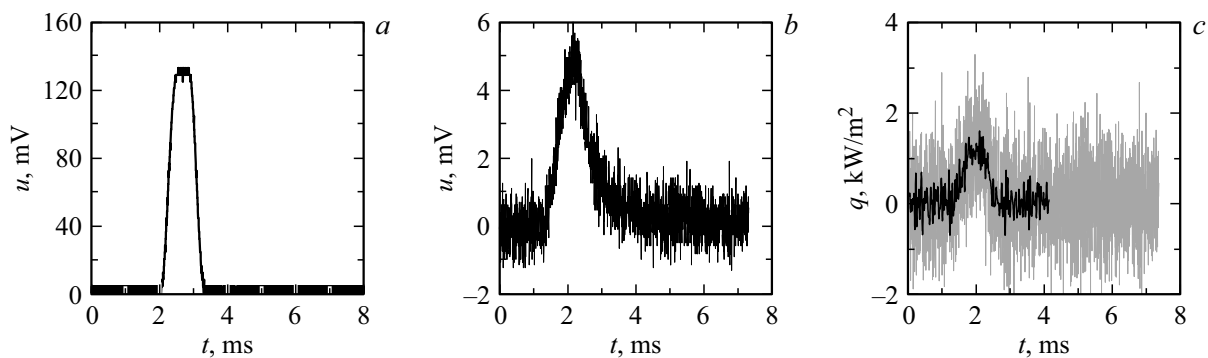


Рис. 6. Характерные измерения с использованием быстрого модулятора: *a* — показания фотодиода, *b* — сигнал с ГДТП, *c* — плотность теплового потока.

обратной задачи. Сигнал фотодиода показывает, что на ГДТП поступает тепловой поток постоянного уровня, и время процесса открытия датчика составляет около 2 ms, время, когда датчик находится в полностью открытом состоянии, — 330 ms. С появлением теплового потока на ГДТП напряжение с его выхода сначала быстро растет, затем достаточно медленно в течение 200 ms выходит на постоянную величину $U_m = 13.5$ mV. В нашем случае число Фурье $Fo = 1$ соответствует 6 ms, тогда сигнал ГДТП выходит на постоянную максимальную величину при $Fo = 35$. Такому времени выхода на постоянный уровень соответствует параметр $K_{R_2} = 0.55$ (рис. 4, *a*), т.е. толщина подложки датчика соответствует 0.1 mm. Поэтому при решении обратной задачи теплопроводности этот параметр принимался за фактический.

На рис. 5, *c* представлен результат расчета плотности теплового потока по показаниям ГДТП (серая линия), черная линия — сглаживание результатов расчета с помощью фурье-метода. Плотность теплового потока выходит на уровень $q_c = 1.23$ kW/m², который остается постоянным все время пока открыт ГДТП. Очевидно, для приведения в соответствие рассчитанной плотности теплового потока с экспериментальной требуется ввести поправочный калибровочный коэффициент $K = \frac{q}{q_c} = 1.15$. Продолжительность рассчитанного фронта теплового потока соответствует фронту, реги-

стрируемому фотодиодом, около 2 ms. Результаты использования методики [13] показали, что в этом случае рассчитанная плотность теплового потока не выходит на постоянный уровень, что не соответствует экспериментальным условиям, а отмечается монотонное, хотя и не большое, увеличение.

На рис. 6 показаны результаты исследований ГДТП на быстром модуляторе.

Время открытия датчика на уровне 0.5 соответствует 810 μ s. Фронт открытия — 420 μ s (рис. 6, *a*). Временные характеристики рассчитанной плотности теплового потока (рис. 6, *c*) и сигнала с фотодиода (рис. 6, *a*) хорошо сочетаются. Амплитуда сигнала ГДТП составляет около 5 mV (рис. 6, *b*), рассчитанная плотность теплового потока достигает уровня 1.18 kW/m² (рис. 6, *c*). Черная линия — результат фильтрации данных решения с помощью фурье-метода. Результаты расчетов плотности теплового потока с помощью двух методик (предложенной в настоящей работе и методики из работы [13]) совпадают.

На рис. 7 представлены результаты измерения теплового потока, когда время, в течение которого датчик был открыт, соответствует 4.2 ms (рис. 7, *a*). Датчик переключался также с помощью быстрого модулятора. Время фронта открытия датчика — 420 μ s. В этом случае амплитуда сигнала ГДТП достигает 7 mV (рис. 7, *b*).

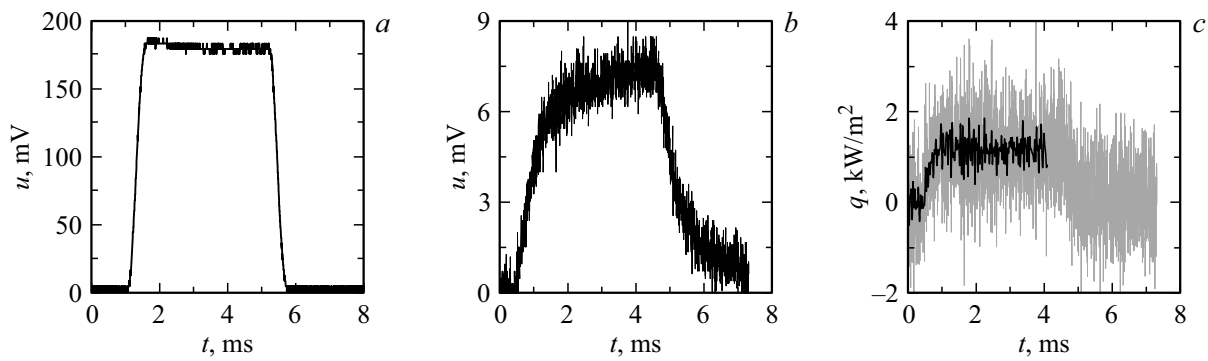


Рис. 7. Характерные измерения с использованием быстрого модулятора: *a* — показания фотодиода, *b* — сигнал с ГДТП, *c* — плотность теплового потока.

При решении обратной задачи определения плотности теплового потока возникают осцилляции (рис. 7, *c*, серая линия). На том же рис. 7, *c* показан результат фильтрации данных решения с помощью фурье-метода (черная линия).

Черная линия сначала показывает монотонный рост плотности теплового потока, что происходит в результате постепенного открытия датчика модулятором. Это подтверждается показаниями фотодиода (рис. 7, *a*). Затем плотность теплового потока выходит на постоянный уровень, соответствующий примерно значению 1.23 kW/m^2 .

Таким образом, с помощью ГДТП были проведены измерения контролируемой плотности теплового потока в весьма широком диапазоне времени, на которое открывался датчик: от 0.8 до 330 ms. Во всем исследованном диапазоне времени, который превышает время выхода сигнала датчика на постоянный уровень, результаты расчетов плотности теплового потока хорошо совпадают. Разработанная методика обработки сигнала датчика может быть предложена для восстановления теплового потока, измеренного с помощью ГДТП. ГДТП на основе висмута может с успехом применяться при исследовании быстротечных тепловых процессов. Измеренный вольт-ваттный коэффициент исследованного прибора (ГДТП+усилитель) составляет $S = \frac{U_m}{qd^2} = 2.39 \text{ V/W}$, самого ГДТП — $S_s = \frac{S}{K_{am}} = 13.7 \text{ mV/W}$.

Выводы

Предложена новая модель ГДТП, учитывающая теплофизические свойства подложки, на которой установлен датчик. Рассмотрена математическая модель двухслойной бесконечной пластины, на тыльной стороне подложки температура стенки зафиксирована.

Произведено сравнение представленной модели с другой, в которой рассматривается только одна пластина, на тыльной стороне которой отсутствует тепловой поток. Проведено сравнение разности температуры на поверхностях датчика при постоянном тепловом потоке, кото-

рая определялась по двум указанным моделям. Результаты анализа показывают, что временная зависимость безразмерной разности температур значительно зависит от теплофизических параметров и толщины подложки.

Можно выделить три диапазона работы датчика теплового потока:

- 1) импульсный — характерное время процесса менее 1 ms, когда можно не учитывать влияние подложки на показания датчика. В этих условиях может также работать модель одной пластины с нулевым тепловым потоком на тыльной стороне;
- 2) переходный — в рассматриваемом варианте 1–200 ms (числа Фурье $Fo = 0.5–35$), когда необходим учет влияния подложки на показания датчика;
- 3) стационарный — характерные времена теплового процесса более 200 ms ($Fo > 35$). В этом случае датчик успевает за изменениями теплового потока, и нет необходимости решать обратную задачу теплопроводности.

Проведено исследование работы ГДТП. Предложенная методика обработки сигнала ГДТП и расчета плотности теплового потока, воздействующего на датчик, хорошо воссоздает его временные характеристики.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-19-00241).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.М. Харитонов. *Техника и методы аэрофизического эксперимента. Ч.2. Методы и средства аэрофизических измерений*: учебник (Изд-во НГТУ, Новосибирск, 2007), 455 с.
- [2] А.Г. Самойлович. *Термоэлектрические и термомагнитные методы превращения энергии: конспект лекций* (Издательство ЛКИ, М., 2007), 224 с.

- [3] С.В. Бобашев, Ю.П. Головачев, Н.П. Менде, П.А. Попов, Б.И. Резников, В.А. Сахаров, А.А. Шмидт, А.С. Чернышев, С.З. Сапожников, В.Ю. Митяков, А.В. Митяков. *ЖТФ*, **78** (12), 103 (2008).
- [4] O.M. Alifanov, S.A. Budnik, A.V. Morzhukhina, A.V. Nenarokomov, A.V. Netelev, D.M. Titov. *J. Engineeri. Phys. Thermophys.*, **91**, 26 (2018). DOI: 10.1007/s10891-018-1716-0
- [5] P. Kennedy, J. Donbar, J. Trelewicz, Ch. Gouldstone, J. Longtin. 17th AIAA Intern. Space Planes and Hypersonic Systems and Technol. Conf., (11-14 April 2011, San Francisco, California), DOI: 10.2514/6.2011-2330
- [6] T. Roediger, H. Knauss, U. Gaisbauer, E. Kraemer, S. Jenkins, J. von Wolfersdorf. *J. Turbomach.*, **130** (1), 011018 (2008). <https://doi.org/10.1115/1.2751141>
- [7] M. Collins, K. Chana, T. Povey. *Meas. Sci. Technol.*, **26** (2), 025303 (2015). DOI: 10.1088/0957-0233/26/2/025303
- [8] Zh. Liu, S. Liu, J. Zhao, Ya. Yue, Q. Xu, F. Yang. *Measurement*, **198**, 111419 (2022). DOI.org/10.1016/j.measurement.2022.111419
- [9] H. Knauss, T. Roediger, D.A. Bountin, B.V. Smorodsky, A.A. Maslov, J. Srulijes. *J. Spacecraft and Rockets*, **46** (2), 255 (2009).
- [10] С.З. Сапожников, В.Ю. Митяков, А.В. Митяков. *Градиентные датчики теплового потока* (Изд-во СПбГПУ, СПб., 2003), 168 с.
- [11] С.В. Бобашев, Н.П. Менде, П.А. Попов, Б.И. Резников, В.А. Сахаров, С.З. Сапожников, В.Ю. Митяков, А.В. Митяков, Д.А. Бунтин, А.А. Маслов, Х. Кнаусс, Т. Редигер. *Письма в ЖТФ*, **35** (5), 36 (2009).
- [12] P.A. Popov, S.V. Bobashev, V.I. Reznikov, V.A. Sakharov. *Tech. Phys. Lett.*, **44** (4), 316 (2018).
- [13] Ю.В. Добров, В.А. Лашков, И.Ч. Машек, А.В. Митяков, В.Ю. Митяков, С.З. Сапожников, Р.С. Хоронжук. *ЖТФ*, **91** (2), 240 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.02.50357.209-20
- [14] П.А. Попов, С.В. Бобашев, Б.И. Резников, В.А. Сахаров. *Письма в ЖТФ*, **43** (7), (2017).
- [15] J.E. Doorly, M.L.G. Oldfield. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, **30** (6), 1159 (1987). DOI: 10.1016/0017-9310(87)90045-7
- [16] А.В. Лыков. *Теория теплопроводности* (Высшая школа, М., 1967), 600 с.
- [17] *Научно-технический центр „Эксперт“ (неразрушающий контроль), Коэффициент излучения (степень черноты) различных материалов.* <https://ntcexpert.ru/cg/57-acenter/teplovoj-kontrol/797-kojefficient-izlucheniya-razlichnyh-materialov>
- [18] *Метрология теплофизического эксперимента*, под ред. проф. С.З. Сапожникова (Изд-во Политехнического ун-та, СПб., 2017)