

Метод расчета нестационарного теплового потока по сигналу датчика на гетерогенных металлических структурах

© П.А. Попов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: pavel.popov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 3 мая 2024 г.

В окончательной редакции 1 июля 2024 г.

Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Проведено численное моделирование нестационарных тепловых и термоэлектрических процессов в датчике на основе гетерогенной структуры, состоящей из пары медь–никель, для условий теплообмена за отраженной ударной волной и при внешнем обтекании тела сверхзвуковым потоком. Получено хорошее согласие электрических сигналов и вольт-ваттного коэффициента, полученных в расчете и эксперименте. Рассчитанный с помощью предлагаемого метода тепловой поток близок к теоретическому значению.

Ключевые слова: датчик, ударная труба, тепловой поток, измерение.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.23.59397.6604k

Одной из основных задач современной экспериментальной газодинамики является диагностика теплового потока к поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа. Наибольший интерес представляют режимы с высокой энтальпией, когда проявляются свойства реального газа и начинают протекать реакции диссоциации и ионизации в ударном слое [1]. При проведении наземного эксперимента создание таких условий возможно только на установках импульсного действия [2]. Поэтому используемые датчики теплового потока должны обладать высоким быстродействием ($\sim 10 \mu\text{s}$ при длительности измерения $\sim 10 \text{ms}$), широким динамическим диапазоном (от $\sim 100 \text{kW/m}^2$ до $\sim 10 \text{MW/m}^2$) и достаточной механической прочностью.

Основным средством измерений теплового потока на высокоэнтальпийных установках являются коаксиальные термпары [3]. Они обладают достаточным быстродействием и приемлемой механической прочностью. Как показывает опыт, силовое воздействие потока газа и частиц диафрагм может приводить к нарушению электрического контакта на рабочей поверхности и необходимости контроля их состояния и периодической тестовой калибровки. По этой причине в настоящее время активно разрабатываются иные типы датчиков, обладающие повышенной механической прочностью [4].

В Санкт-Петербургском политехническом университете разработан датчик теплового потока на основе гетерогенных металлических структур — гетерогенный градиентный датчик теплового потока (ГГДТП), в полной мере удовлетворяющий данным требованиям [5]. Чувствительный элемент ГГДТП представляет собой пластинку из чередующихся слоев меди и никеля, ориентированных под некоторым углом к рабочей поверхности. Слои соединяются друг с другом с помощью диффузионной сварки, что обеспечивает высокую механическую прочность получаемой структуры и постоянство параметров датчика в ходе эксперимен-

тов. Выводы для подключения к системе регистрации привариваются к боковым граням пластинки. Датчик вклеивается заподлицо с поверхностью модели. Зазор между боковыми гранями пластинки и корпусом модели заполняется акрилом. Особое внимание уделяется качеству теплового контакта на тыльной поверхности, поскольку его нарушение может привести к заметному искажению поля температуры и электрического сигнала при длительных измерениях ($\sim 1 \text{ms}$). Принцип действия ГГДТП основан на генерации термоэлектрического поля в структуре с анизотропией коэффициента термоэдс при появлении в ней градиента температуры [6].

Ключевым элементом, определяющим достоверность и точность измерений нестационарных тепловых потоков, является методика расчета теплового потока по электрическому сигналу датчика, включающая обоснованную тепловую и термоэлектрическую модель. Основной задачей настоящей работы является анализ тепловых и термоэлектрических процессов в ГГДТП при различных условиях нагрева, характерных для экспериментов в ударных трубах, а также тестирование метода расчета теплового потока по электрическому сигналу датчика.

Исследование проводилось в два этапа. На первом этапе решалась прямая задача. По заданному тепловому потоку q_h , проходящему через рабочую поверхность датчика, в ходе численного решения системы уравнений

$$C\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} \mathbf{q},$$

$$\text{div} \mathbf{j} = 0 \quad (1)$$

находилась распределение температуры $T(t, x, y)$ и электрического потенциала $\varphi(t, x, y)$ с учетом слоистой структуры. В (1) $\mathbf{q} = -\lambda \nabla T$, $\mathbf{j} = -\sigma \nabla \varphi - \sigma \alpha \nabla T$ — плотности потока тепла и электрического тока, λ, σ, α — коэффициенты теплопроводности, электропроводности и Зеебека. На боковых гранях задавалось

Вольт-ваттные коэффициенты (в $\mu\text{V/W}$) датчика размером $2.7 \times 2.7 \times 0.57 \text{ mm}$, полученные в расчете для стационарного теплового режима и в эксперименте с помощью калибровки по отраженной ударной волне

Максимальное значение	Рабочая поверхность	Тыльная поверхность	Вертикальные грани	Эксперимент
15.8	12.8	12.9	12.9	16

условие тепло- и электроизоляции. Термоэдс $\Delta\varphi(t)$ регистрировалась между крайними точками на рабочей $y = h$ и тыльной $y = 0$ поверхностях, между боковыми гранями $x = 0$ и $x = l$, а также как разность между максимальным и минимальным значениями во всем датчике. Такой выбор был обусловлен неопределенностью точек присоединения проводов к боковым граням датчиков разных серий в силу особенностей их изготовления. Предварительно был проведен стационарный расчет для определения вольт-ваттного коэффициента $S_0 = \Delta\varphi/q_h A$, где A — площадь, $\Delta\varphi$ — электрический сигнал. Далее рассматривались два режима нагрева: неподвижным газом за отраженной ударной волной с характерным временем процесса $1 \mu\text{s}$ и внешнее обтекание затупленного тела сверхзвуковым потоком газа с характерным временем 1 ms .

На втором этапе проводилось решение обратной задачи — приближенный расчет теплового потока $q_h(t)$ по полученным на первом этапе $\Delta\varphi(t)$ и S_0 . Здесь использовались приближение гомогенной среды с эффективными свойствами и одномерная тепловая и термоэлектрическая модель. В модели предполагается, что отношение длины к толщине достаточно велико, краевые эффекты малы, а основной вклад в электрический сигнал вносит продольная компонента термоэдс. В этом случае разность температур между рабочей и тыльной поверхностями датчика связана с электрическим сигналом соотношением [7]:

$$[T_h(t) - T_0(t)] = \frac{h\Delta\varphi}{S_0\lambda_y A}, \quad (2)$$

где λ_y — эффективная теплопроводность косослойной структуры в вертикальном направлении, h — высота датчика. Расчет теплового потока q_h проводится в ходе численного решения одномерного нестационарного уравнения теплопроводности с граничным условием первого рода на рабочей поверхности (2). Особенностью зависимости (2) является наличие неизвестной температуры тыльной поверхности $T_0(t)$. В используемом методе она находится в процессе обработки данных. Для этого уравнение теплопроводности решается циклически, значение температуры $T_0(t)$ в каждый момент времени берется из предыдущей итерации:

$$T_h^{i+1}(t) = \frac{h}{S_0\lambda_y A} \Delta\varphi(t) + T_0^i(t). \quad (3)$$

Условие $T_0^0(t) = 0$ используется в качестве начального приближения. Данный алгоритм является сходящимся,

поскольку изменение $T_0(t)$ мало по сравнению с изменением $T_h(t)$ для условий, соответствующих экспериментам на импульсных газодинамических установках. Накопленный опыт показывает, что для выполнения условия $|T_h^{i+1}(t) - T_h^i(t)| < 10^{-3} \text{ K}$ в случае датчика с $h \approx 0.5 \text{ mm}$ и длительности измерения $\sim 1 \text{ ms}$ достаточно нескольких итераций.

В таблице приведены вольт-ваттные коэффициенты для датчика размером $2.7 \times 2.7 \times 0.57 \text{ mm}$, полученные в расчете для стационарного теплового режима. Экспериментальное значение получено с помощью калибровки по отраженной ударной волне [8]. Начальное давление аргона в камере низкого давления $p_1 = 26.7 \text{ kPa}$, число Маха падающей волны $M_1 = 3.86$. Обработка электрического сигнала проводилась с помощью рассматриваемого метода. Наибольшее отклонение расчетных значений от экспериментального не превышает 20%. Это позволяет утверждать, что двумерная модель (1) корректно описывает распределение температуры и электрического потенциала, а одномерная модель (2) учитывает основные тепловые и термоэлектрические процессы в слоистой структуре ГДТП.

Расчет нестационарных полей температуры и электрического потенциала проводился для условий эксперимента по калибровке, описанного выше. Приведенный тепловой поток, рассчитанный по начальному давлению газа в камере низкого давления и числу Маха падающей волны, составил $q_h\sqrt{t} = 26.5 \text{ kW} \cdot \sqrt{\text{s}/\text{m}^2}$. На рис. 1 показаны результаты расчета в момент времени $t = 50 \mu\text{s}$. В силу различной теплопроводности меди ($1.1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$) и никеля ($2.3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$) изотермы имеют изломы, а глубина прогрева в слоях никеля заметно меньше. Это приводит к различному распределению градиента температуры вдоль каждого слоя и соответственно к различной напряженности термоэлектрического поля $\mathbf{E}^T = -\alpha\nabla T$ [6]. Несмотря на концентрацию изопотенциальных линий в области максимальных градиентов температуры, в основном объеме датчика они параллельны границам слоев. Видно, что разность потенциалов между боковыми гранями значительно больше, чем между рабочей и тыльной поверхностями. Это является основным условием применимости одномерной тепловой и термоэлектрической модели (2). В случае длительного теплового воздействия, характерного для внешнего обтекания тела, датчик полностью прогревается, все изотермы становятся подобными и имеют практически одинаковый наклон. Поскольку

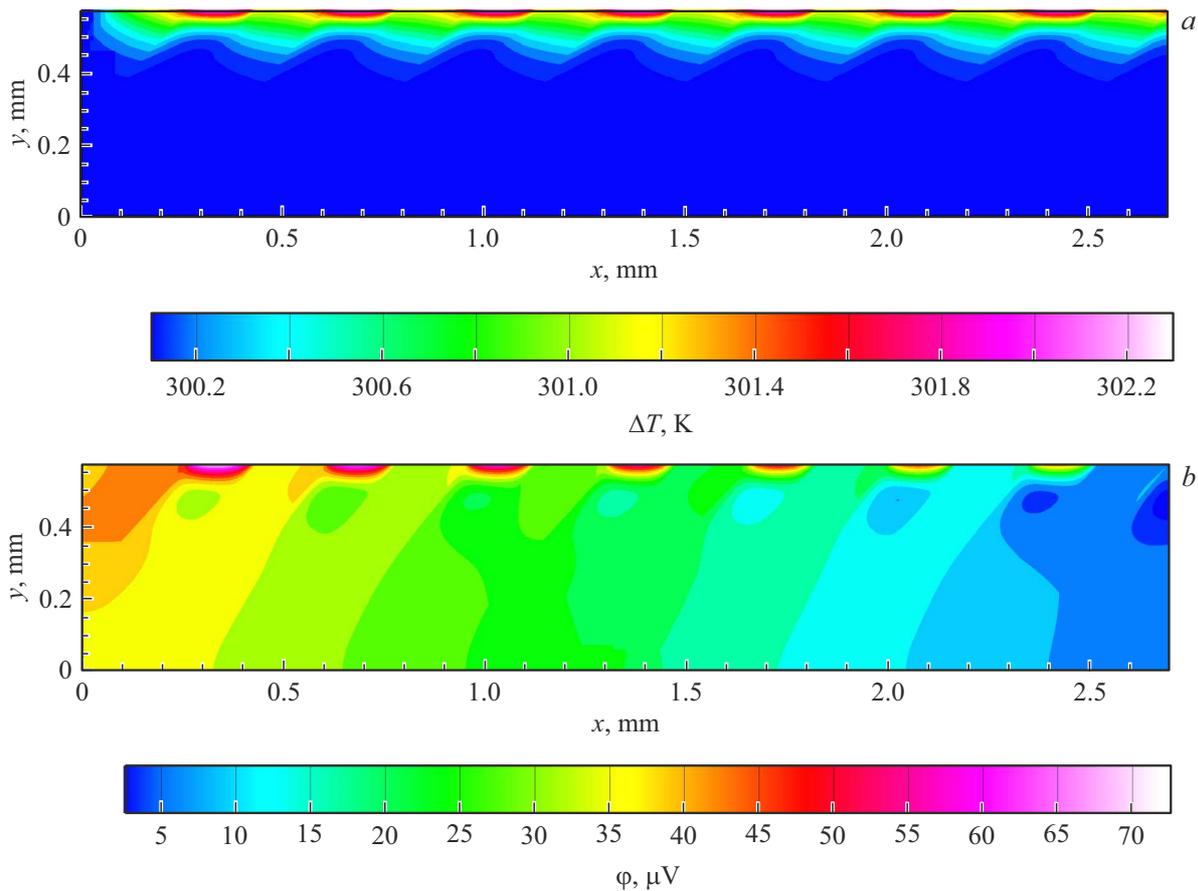


Рис. 1. Поле температуры (*a*) и электрического потенциала (*b*) в момент времени $t = 50 \mu\text{s}$ при нагреве датчика размером $2.7 \times 2.7 \times 0.57 \text{ mm}$ газом за отраженной ударной волной с приведенным тепловым потоком $q_h \sqrt{t} = 26.5 \text{ kW} \cdot \sqrt{\text{s}}/\text{m}^2$.

отсутствуют области максимальных градиентов температуры, эквипотенциальные линии имеют одинаковый наклон. Такая структура поля потенциала в большей степени соответствует предположениям модели (2), что отражается на точности расчета теплового потока по электрическому сигналу датчика.

На рис. 2, *a* сплошными линиями показаны рассчитанные электрические сигналы в различных точках регистрации. Заметное отличие кривых 1 и 2 от кривых 3 и 4 вызвано генерацией термоэдс в локальных зонах максимальных градиентов температуры и существенно неоднородным полем температуры вблизи рабочей поверхности. Штриховой линией показан экспериментальный сигнал. Отсутствие резкого фронта вызвано применением усилителя $\times 500$ с *RC*-фильтром нижних частот с постоянной времени $5 \mu\text{s}$. Сравнивая расчетные и экспериментальные кривые, можно предположить, что в реальном датчике электрический сигнал регистрируется примерно в центре боковых поверхностей. На рис. 2, *b* показан результат решения обратной задачи — восстановление теплового потока по сигналу датчика. В каждом варианте использовалось соответствующее значение вольт-ваттного коэффициента (см. таблицу). Заметное различие сигналов для разных точек реги-

страции приводит к пропорциональному различию в тепловом потоке. Осцилляции приведенного теплового потока $q_h \sqrt{t}$, полученного в эксперименте, вызваны шумами ввиду низкого уровня сигнала $\sim 10 \mu\text{V}$ и не отражают реальной газодинамической картины течения. Несмотря на указанные колебания, его среднее значение хорошо согласуется с максимальным и рассчитанным вдоль рабочей поверхности.

На рис. 2, *c* показаны расчетные и экспериментальные электрические сигналы в случае нагрева датчика размером $2.9 \times 2.9 \times 0.5 \text{ mm}$, установленного в критической точке затупленного тела радиусом 35 mm при обтекании сверхзвуковым потоком газа. Предварительно датчик был так же откалиброван по отраженной ударной волне. Начальное давление азота в камере низкого давления $p_1 = 3.6 \text{ kPa}$, число Маха падающей волны $M_1 = 5.8$, степень расширения конического сопла 114. Плотность теплового потока, рассчитанная по теории Фей–Ридделла [9] и одномерной модели течения газа в сопле с учетом реальных свойств, $q_{FR} = 1 \text{ MW}/\text{m}^2$. Это значение использовалось в качестве граничного условия в расчете. Наблюдаемое различие между разными вариантами расчета, так же как и в предыдущем случае, вызвано структурой поля температуры и потенциала.

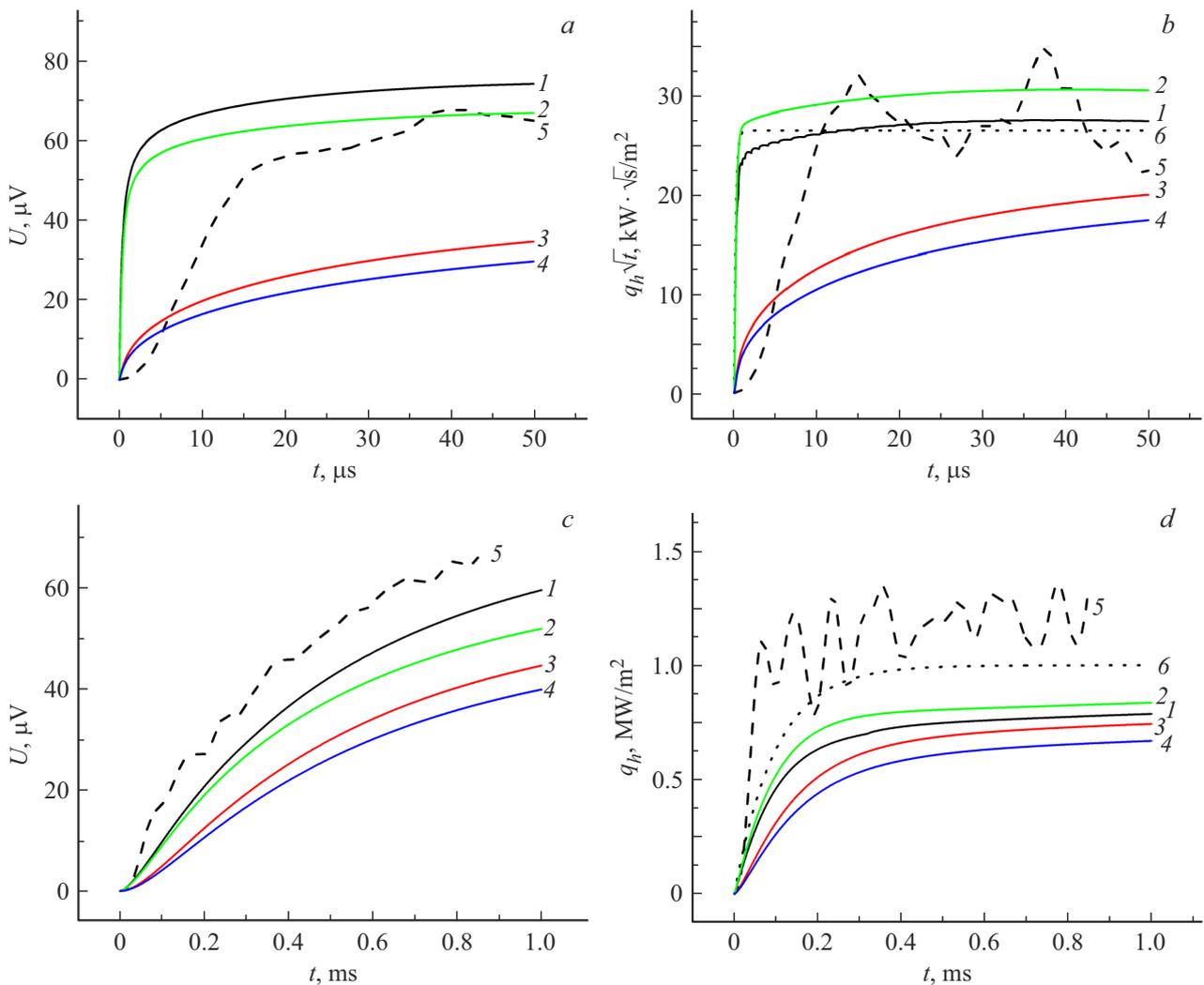


Рис. 2. Электрические сигналы (*a, c*) и рассчитанный тепловой поток (*b, d*) при нагреве датчика газом за отраженной ударной волной (*a, b*) и в критической точке затупленного тела при обтекании сверхзвуковым потоком (*c, d*). 1 — максимальный сигнал, 2 — вдоль рабочей поверхности, 3 — между вертикальными гранями, 4 — вдоль тыльной поверхности, 5 — эксперимент, 6 — граничное условие.

Отклонение расчетных сигналов от экспериментального может быть вызвано отличием одномерного расчета сверхзвукового потока газа от реального течения в сопле и соответственно различным значением теплового потока в эксперименте и задаваемого в качестве граничного условия. Указанные различия наблюдаются и в полученных значениях теплового потока (рис. 2, *d*).

Показано, что вольт-ваттный коэффициент, определенный в расчете с помощью двумерной тепловой и термоэлектрической модели, учитывающей слоистую структуру датчика, отличается не более чем на 20% от экспериментального, полученного с помощью калибровки по отраженной ударной волне и использованного метода обработки сигнала. Получено хорошее согласие расчетного и экспериментального сигнала датчика, а также рассчитанного и измеренного теплового потока при нагреве за отраженной ударной волной и в критиче-

ской точке затупленного тела при обтекании сверхзвуковым потоком. Полученные результаты позволяют утверждать, что используемая методика расчета теплового потока, основанная на одномерной тепловой и термоэлектрической модели, позволяет получать корректные результаты для различных условий газодинамического эксперимента.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B.R. Hollis, D.K. Prabhu, M. Maclean, A. Dufrene, J. Thermophys. Heat Transfer, **31** (3), 712 (2017). DOI: 10.2514/1.T5019

- [2] S. Gu, H. Olivier, *Prog. Aerospace Sci.*, **113**, 100607 (2020). DOI: 10.1016/j.paerosci.2020.100607
- [3] D.R. Buttsworth, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **25** (6), 409 (2001). DOI: 10.1016/S0894-1777(01)00093-0
- [4] R.T.P. Geraets, M. McGilvray, L.J. Doherty, R.G. Morgan, C.M. James, D.R. Buttsworth, *J. Thermophys. Heat Transfer*, **34** (1), 193 (2020). DOI: 10.2514/1.T5688
- [5] S.Z. Sapozhnikov, V.Yu. Mityakov, A.V. Mityakov, *Heatmetry. The science and practice of heat flux measurement*. Ser. Heat and Mass Transfer (Springer, Cham, 2020).
- [6] D.M. Rowe, *Thermoelectrics handbook: macro to nano* (CRC Press, 2006).
- [7] П.А. Попов, Н.А. Монахов, Т.А. Лапушкина, С.А. Поняев, *ЖТФ*, **92** (9), 1334 (2022). DOI: 10.21883/ЖТФ.2022.09.52924.54-22 [P.A. Popov, N.A. Monakhov, T.A. Lapushkina, S.A. Poniaev, *Tech. Phys.*, **67** (9), 1144 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.09.54677.54-22].
- [8] П.А. Попов, Н.А. Монахов, Т.А. Лапушкина, С.А. Поняев, Р.О. Куракин, *Письма в ЖТФ*, **48** (20), 7 (2022). DOI: 10.21883/ПЖТФ.2022.20.53688.19297 [P.A. Popov, N.A. Monakhov, T.A. Lapushkina, S.A. Poniaev, R.O. Kurakin, *Tech. Phys. Lett.*, **48** (10), 46 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.10.54798.19297].
- [9] J.A. Fay, F.R. Riddell, *J. Aeronaut. Sci.*, **25** (2), 73 (1958). DOI: 10.2514/8.7517