

Анализ многозначной меры теплопроводности

Ю. П. Заричняк¹, В. П. Ходунков²

¹Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Российская Федерация, e-mail: zarich4@gmail.com

²Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева, Санкт-Петербург, Российская Федерация, e-mail: walkerearth@mail.ru

Выполнен анализ нового класса средств измерений тепловых величин, основанного на применении многозначной меры теплопроводности твёрдых тел. На примере измерения теплопроводности твёрдых тел показана ошибочность использования принципа многозначности для мер интенсивных теплофизических величин. В качестве доказательства приведены соотношения для тепловых проводимостей составных элементов теплостата, реализующего многозначную меру теплопроводности, и выполнены проверки этих соотношений на предельные переходы. Двумя способами установлено, что теплопроводность указанной меры не зависит от значения подводимого теплового потока. Показано несоответствие точности метода измерений теплопроводности и удельной теплоёмкости с помощью многозначных мер реально достижимым значениям точности и точности воспроизведения единицы с использованием Государственного первичного эталона единицы поверхностной плотности теплового потока ГЭТ 172-2016. Дана оценка реально достижимой в настоящее время точности измерения теплопроводности твёрдых тел.

Ключевые слова: мера, теплопроводность, эталон, измерение, многозначность, тепловой баланс, плотность теплового потока, тепловая проводимость.

Обеспечение единства измерений подразумевает развитие новых средств измерений (СИ) и методов измерений, а также мер величин. В этом направлении в последние годы рядом исследователей активно продвигается идеология нового класса СИ теплофизических величин. Эти СИ основаны на применении многозначных мер теплофизических свойств материалов, в частности, теплопроводности и удельной теплоёмкости [1–3]. Хотя понятие многозначной меры не ново, однако использовать многозначные меры в качестве СИ теплопроводности и удельной теплоёмкости – это, безусловно, новый подход, который требует тщательного анализа. Суть данного подхода заключается в отказе от традиционных однозначных мер и переходе к многозначным мерам с управляемыми внутренними источниками теплоты. Разработчики предполагают, что в зависимости от мощности источника такая мера может воспроизводить любое априорное значение выбранного теплофизического свойства [1–3]. Под многозначными мерами разработчики понимают некое устройство (установку), которое способно воспроизводить необходимые свойства. При этом каких-либо убедительных экспериментальных данных, доказывающих эффективную реализацию заявленных многозначных мер, разработчики не приводят.

По мнению авторов настоящей статьи, заявленная в [1–3] идеология вступает в противоречие с существующими научными представлениями о физике твёрдого тела. Ранее в работе [4] была показана несостоятельность применения многозначной меры удельной теплоёмкости.

Ниже проанализирована правомерность использования многозначной меры теплопроводности (ММТ).

В результате рассмотрения предложенного в [1–3] подхода к разработчикам сразу возникают вполне закономерные вопросы. Каким образом управляющее тепловое воздействие может изменять теплофизическую характеристику материала твёрдого тела, т. е. «природные», изначально обрётённые в процессе его создания, теплофизические свойства? Реализуема ли многозначность предлагаемой меры?

Для ответа на поставленные вопросы подробно проанализируем сущность предлагаемых многозначных мер на примере теплопроводности. Предварительно дадим определение меры, приводимое в РМГ 29-99 «ГСИ. Метрология. Основные термины и определения»:

мера – это материальный носитель некоего свойства в его фиксированном количестве, известном с заданной точностью;

многозначная мера – мера, воспроизводящая физическую величину разных размеров (например, штриховая мера длины).

Уместно напомнить, что теплопроводность макро-, мезо- и вплоть до микрообъектов не является аддитивной физической величиной, поскольку является интенсивной физической величиной (как, например, температура или давление), а поэтому свойством аддитивности не обладает [5]. На практике это означает, что если механически смешать или соединить два материала, обладающих разными

коэффициентами теплопроводности, то эффективная теплопроводность их смеси (соединения) не будет равна сумме их коэффициентов теплопроводности [6]. Данное примечание пригодится далее при анализе метода измерений, предлагаемого разработчиками.

Перейдём к анализу метода измерения теплопроводности с помощью многозначных мер [2]. Для этого заново воспроизведём теплофизическую модель устройства – теплостата, в котором, по мнению авторов [2], мера теплопроводности проявляет свойство многозначности. При этом полностью сохраним используемые терминологию и обозначения. Схематическое изображение измерительной ячейки теплостата представлено в работе [2, рис. 2]. Ячейка состоит из трёх элементов: многозначной меры теплопроводности (ММТ) в виде двухслойного эталонного образца с теплопроводностью λ_0 , полным тепловым сопротивлением R_0 и толщиной h ; исследуемого образца такой же толщины, теплопроводность которого λ ; дополнительного нагревателя. Внешняя и внутренняя части ММТ толщинами h_1 , h_2 обладают полными тепловыми сопротивлениями r_1 , r_2 и теплопроводностями λ_1 , λ_2 . Образец и ММТ имеют одинаковые основания (площади поперечного сечения) S и высоту (толщину) h и приведены в тепловой контакт между собой (образец соприкасается с внутренней частью ММТ), температура в плоскости теплового контакта T_3 . Дополнительный источник теплоты (нагреватель) располагается параллельно плоскости теплового контакта и генерирует тепловой поток с поверхностной плотностью мощности q . Внешние плоскости исследуемого образца и ММТ термостатированы при температурах T_2 и T_1 соответственно, причём $T_1 > T_2$. Боковые поверхности образца и ММТ теплоизолированы от внешней среды (адиабатические условия).

Согласно [2] для определения теплопроводности исследуемого образца мощность теплового источника теплоты регулируется так, чтобы после установления стационарного теплового режима выполнялись равенства

$$T_3 - T_2 = T_1 - T_3 = \Delta T.$$

На основании уравнения теплового баланса составлено соотношение для перепада температуры ΔT на исследуемом образце [2]:

$$\Delta T = \frac{h}{\lambda} \left(\frac{h}{\lambda_0} + \frac{h}{\lambda} \right)^{-1} (2\Delta T + qr_1), \quad (1)$$

откуда следует уравнение измерения

$$\lambda = \lambda_0 + qnh/\Delta T, \quad (2)$$

где $n = r_1/R_0$.

На соотношении (2) разработчики теплостата [2] строят метод измерения и относят его к новому классу методов теплофизических измерений. Опираясь на выведенное соотношение (2), разработчики считают, что теплопроводность образца зависит от тепловой мощности q . На первый взгляд, согласно выражению (2) это так, и кажется, что формально они правы. Однако разработчики умалчивают о том, что перепад температуры на образце и мере однозначно связан с мощностью теплового потока, а отношение мощности к перепаду температуры – величина постоянная и определяется только тепловыми проводимостями образца и меры (их геометрическими размерами и теплопроводностями). Следовательно, второе слагаемое в соотношении (2) – также

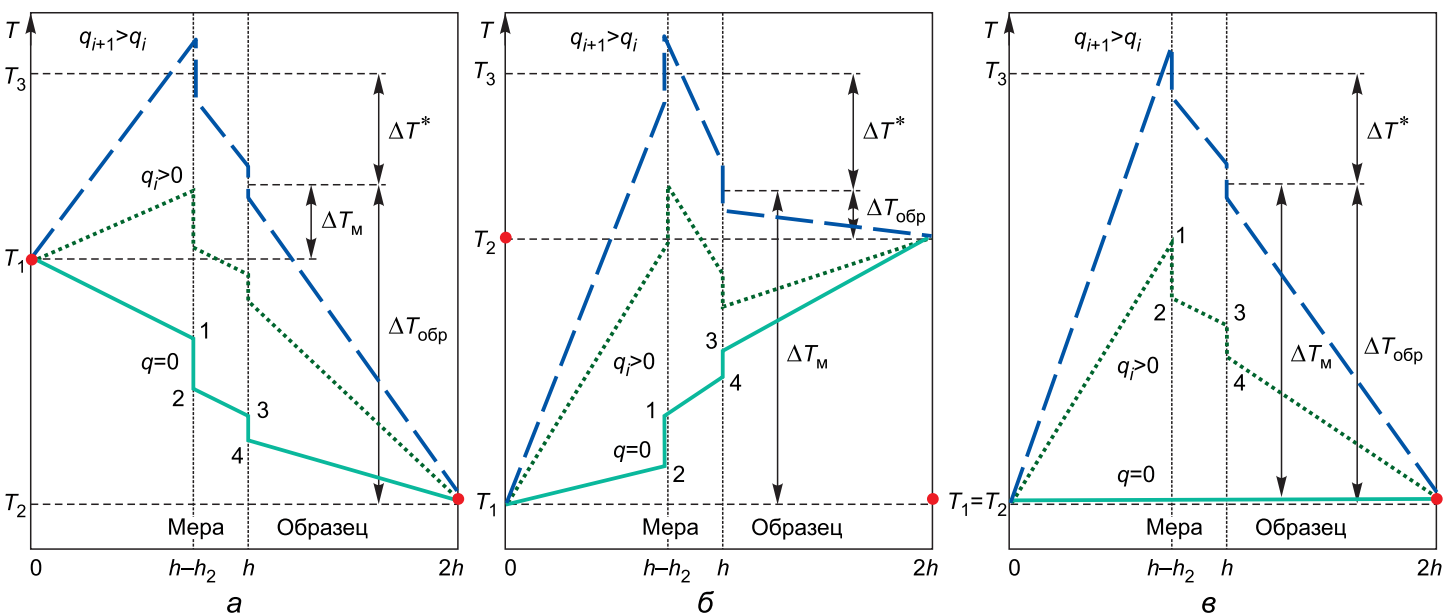


Рис. 1. Профили температуры образца и меры при $T_1 > T_2$ (а), $T_1 < T_2$ (б), $T_1 = T_2$ (в)

Fig. 1. Temperatures profiles in the sample and measure for $T_1 > T_2$ (a), $T_1 < T_2$ (b), $T_1 = T_2$ (c)

величина постоянная, не зависящая от тепловой мощности, поэтому теплопроводность образца однозначно связана с теплопроводностью меры. В противном случае будет иметь место аддитивность теплопроводности, что, как было отмечено ранее, противоречит физическим принципам.

Настораживает утверждение разработчиков о том, что регулировкой мощности внутреннего нагревателя можно добиться равенства перепадов температуры на образце и двухслойной ММТ. Для рассматриваемого разработчиками случая $T_1 > T_2$ исходя из профиля температуры в образце и мере (рис. 1, а) следует, что такое равенство невозможно в принципе, как и в случае $T_1 < T_2$ (рис. 1, б). В то же время, при $T_1 = T_2$ равенство перепадов температуры имеет место всегда, т. е. при любой мощности внутреннего нагревателя (рис. 1, в). Недостижимость равенства перепадов температуры на образце и двухслойной мере для случаев, когда $T_1 \neq T_2$, объясняется тем, что регулировкой мощности нагревателя можно изменять лишь абсолютные значения перепадов температуры на образце и мере, но не их соотношение. Соотношение указанных перепадов температуры целиком и полностью определяется соотношением тепловых проводимостей образца и меры, но никоим образом не мощностью, выделяемой в мере.

Однако, даже если допустить правомерность утверждения разработчиков о равенстве перепадов, то сомнительной становится правильность сделанных разработчиками последующих математических преобразований. Ниже, используя классические физические законы, математически докажем недостижимость равенства перепадов температуры для случая $T_1 > T_2$. Для этого сделаем тепловую схему более информативной (см. рис. 1, б).

Согласно закону Фурье [7, 8] для стационарной одномерной плоской трёхслойной стенки при граничных условиях I рода плотности стационарных тепловых потоков q_3 , q_4 , проходящих соответственно через исследуемый образец и двухслойную ММТ, для случая $T_1 > T_2$ запишем как

$$\left. \begin{aligned} q_3 &= \lambda_3 (\Delta T_{\text{обр}} + \Delta T^*) / h; \\ q_4 &= \lambda_4 (\Delta T_{\text{м}} - \Delta T^*) / h, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где λ_3 – теплопроводность материала образца; λ_4 – эффективная теплопроводность двухслойной ММТ; $\Delta T_{\text{обр}}$, $\Delta T_{\text{м}}$, ΔT^* – перепады температуры на образце, ММТ и на внутренней части ММТ соответственно.

В дальнейшем при математическом выводе уравнения измерения будем оперировать параметром – эффективной теплопроводностью, которую рассчитаем через тепловые проводимости элементов рассматриваемого теплостата. При этом используем известное соотношение для тепловой проводимости стенки из однородного материала [8]:

$$\sigma = \lambda S / h, \quad (4)$$

где λ – теплопроводность материала стенки; S – площадь поперечного сечения, в котором осуществляется перенос теплоты; h – толщина стенки.

С учётом (4) соотношения (3) примут вид

$$\left. \begin{aligned} q_3 &= \sigma_2^* (\Delta T_{\text{обр}} + \Delta T^*) / S; \\ q_4 &= \sigma_1 (\Delta T_{\text{м}} - \Delta T^*) / S, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где σ_2^* – полная тепловая проводимость системы тел образец–внутренняя часть ММТ; σ_1 – полная тепловая проводимость внешней части ММТ; S – площадь поперечного сечения образца и меры.

В стационарном режиме плотность стационарного теплового потока, выделяемого внутренним нагревателем меры, равна сумме указанных тепловых потоков ($q = q_3 + q_4$), а перепад температуры на внутренней части меры определяется соотношением

$$\Delta T^* = q_3 S / \sigma_2, \quad (6)$$

где σ_2 – проводимость внутренней части меры.

Из уравнений (5), (6) следуют соотношения для перепадов температуры на образце и мере:

$$\Delta T_{\text{обр}} = q_3 S (\sigma_2 - \sigma_2^*) / (\sigma_2 \sigma_2^*); \quad (7)$$

$$\Delta T_{\text{м}} = q_4 S / \sigma_1 + q_3 S / \sigma_2. \quad (8)$$

Предположим, что равенство перепадов температуры на образце и мере $\Delta T_{\text{обр}} = \Delta T_{\text{м}}$, заявленное разработчиками, все-таки каким-то образом достигается. В этом случае, приравняв соотношения (7), (8) и выполнив необходимые преобразования, получим

$$q_3 (\sigma_2 - 2\sigma_2^*) / (\sigma_2 \sigma_2^*) = q_4 / \sigma_1. \quad (9)$$

Из (9) следует равенство для отношения плотностей тепловых потоков:

$$q_3 / q_4 = (\sigma_2 \sigma_2^*) / [\sigma_1 (\sigma_2 - 2\sigma_2^*)]. \quad (10)$$

Согласно теории теплообмена [7, 8] плотности q_3 , q_4 тепловых потоков прямо пропорциональны соответствующим тепловым проводимостям:

$$q_3 / q_4 = \sigma_2^* / \sigma_1. \quad (11)$$

Соотношения (10), (11) имеют одинаковую силу, поэтому должны согласовываться между собой. Приравняв правые части указанных соотношений друг к другу, в результате получаем условие, при котором достигается равенство перепадов температуры образца и меры:

$$\sigma_2^* / \sigma_1 = (\sigma_2 \sigma_2^*) / [\sigma_1 (\sigma_2 - 2\sigma_2^*)]. \quad (12)$$

Из условия (12) следует, что указанное равенство выполняется только при $\sigma_2 = \sigma_2 - 2\sigma_2^*$.

К аналогичному результату приводит тепловой анализ для случая $T_1 < T_2$. Из этого следует очевидный вывод о том, что равенство перепадов температуры образца и меры в данной конструкции измерительной ячейки при $T_1 \neq T_2$ недостижимо при любых взаимных сочетаниях проводимостей образца и меры.

Для оценки правильности полученного авторами настоящей статьи соотношения (10) выполним проверку на предельные переходы. Для этого выразим (10) через теплопроводности внутренней и внешней частей меры и образца. Ещё раз приведём известное расчётное соотношение для полного теплового сопротивления участка цепи постоянного сечения S и длиной h [8]:

$$R = h/(\lambda S). \quad (13)$$

Тепловая проводимость является величиной, обратной тепловому сопротивлению. Согласно данному определению представим полные тепловые проводимости σ и сопротивления R следующих элементов теплостата:

внешняя часть меры $\sigma_1 = 1/r_1 = \lambda_1 S/(h-h_2)$;
система тел «внутренняя часть меры – образец»
 $\sigma_2^* = 1/R_2^* = 1/(R_2 + R) = \lambda_2 \lambda S/(h\lambda_2 - h_2\lambda)$;
внутренняя часть меры $R_2 = h_2/(\lambda_2 S)$, $\sigma_2 = \lambda_2 S/h_2$;
образец $R = h/(\lambda S)$.

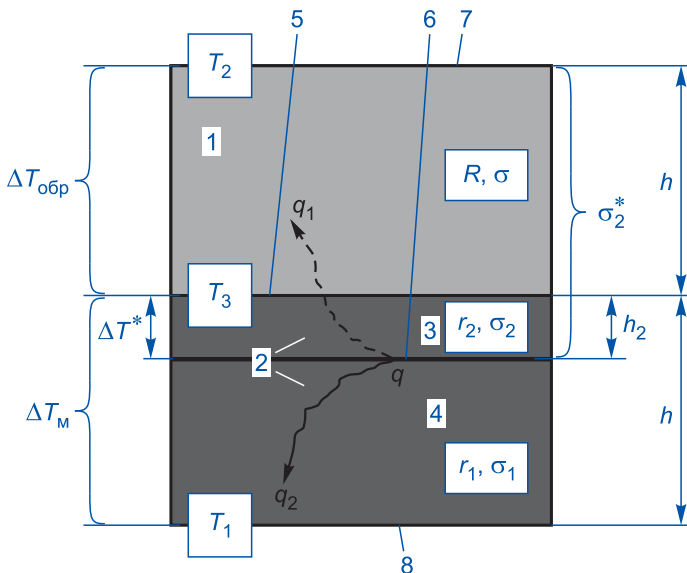


Рис. 2. Схема измерительной ячейки теплостата:

1 – исследуемый образец; 2 – мера; 3, 4 – внешняя и внутренняя части многозначной меры теплопроводности соответственно; 5 – плоскость теплового контакта исследуемого образца и меры; 6 – дополнительный нагреватель; 7, 8 – внешние плоскости образца и меры соответственно

Fig. 2. Diagram of the measuring cell of the heat sensor:
1 – test sample; 2 – measure; 3, 4 – external and internal parts of a multi-valued measure of thermal conductivity, respectively; 5 – plane of thermal contact of the test sample and measure; 6 – additional heater; 7, 8 – external planes of the sample and measure, respectively

Теплопроводности и толщины (высоты) образца, внешней и внутренней частей меры обозначены соответственно λ , λ_1 , λ_2 и h , $h-h_2$, h_2 . Подставим соотношения для тепловых проводимостей элементов теплостата в (10) и после преобразований получим равенство

$$\frac{q_3}{q_4} = \frac{\lambda_2 \lambda}{\lambda_1} \frac{(h-h_2)}{(h\lambda_2 - h_2\lambda)}. \quad (14)$$

Для контрольной проверки рассмотрим случай, когда теплопроводности исследуемого образца и меры идентичны, т. е. $\lambda = \lambda_1 = \lambda_2$. Тогда соотношение (14) примет вид

$$\frac{q_3}{q_4} = \frac{\lambda \lambda}{\lambda} \frac{(h-h_2)}{(h\lambda - h_2\lambda)} = 1. \quad (15)$$

Соотношение (15) означает равенство плотностей тепловых потоков для случая идентичных свойств образца и меры, это утверждение полностью соответствует теории, следовательно, соотношение (10) получено правильно.

Выполним аналогичную проверку на предельные переходы соотношения (1), предлагаемого разработчиками. Разберём аналогичный случай и примем $\lambda = \lambda_0$. Тогда соотношение (1) запишем как

$$\Delta T = \Delta T + q r_1 / 2. \quad (16)$$

Но очевидно, что $\Delta T \neq \Delta T + q r_1 / 2$, следовательно при составлении уравнения теплового баланса и последующих выводах также была допущена ошибка.

Покажем, как должно было быть получено правильное соотношение для перепада температуры на образце ΔT . Согласно закону Фурье абсолютное значение плотности q_3 стационарного теплового потока, проходящего через исследуемый образец 1, для рассматриваемой измерительной ячейки (рис. 2) определяется по соотношению

$$q_3 = \lambda \Delta T / h, \quad (17)$$

где ΔT – абсолютное значение перепада температуры на образце.

При этом q_3 является некоторой частью общего потока q и рассчитывается через отношение полной тепловой проводимости исследуемого образца σ к полной тепловой проводимости $\sigma + \sigma_0$ всей системы (образца и ММТ или через обратное отношение полного теплового сопротивления всей системы $r_1 + r_2 + R = R_0 + R$ к полному тепловому сопротивлению образца R . Таким образом, выражение для q_3 имеет вид:

$$q_3 = q(R_0 + R)/R = q\sigma/(\sigma_0 + \sigma). \quad (18)$$

Решив совместно уравнения (17), (18) относительно перепада температуры ΔT и используя при этом соотношения для тепловых сопротивлений R , R_0 , получим непротиворечивое равенство

$$\Delta T = q(h/\lambda_0 + h/\lambda). \quad (19)$$

Из соотношения (19) следует уравнение для теплопроводности исследуемого образца, т. е. искомое уравнение измерений:

$$\lambda = qh\lambda_0/(\lambda_0\Delta T - qh). \quad (20)$$

Сравним (20) с соотношением (2), полученным в работе [2]. Обратим внимание, что здесь ΔT – перепад температуры на образце, его можно принять равным перепаду температуры на ММТ лишь в случае равенства температуры торцов измерительной ячейки, т. е. при $\Delta T = \Delta T_{\text{обр}} = \Delta T_{\text{м}}$ и $T_1 = T_2$.

Найдём окончательное соотношение для перепада температуры ΔT на исследуемом образце. Как было показано выше, в стационарном тепловом режиме тепловой поток, выделяемый дополнительным нагревателем 6, разделяется на два: поток q_1 , уходящий в систему из двух тел «внутренняя часть 3 ММТ 2 – образец 1» и поток q_2 , уходящий во внешнюю часть 4 ММТ 2 (см. рис. 2). В стационарном режиме для q_1 одинаково справедливы соотношения:

$$q_1 = \sigma_2 \Delta T^* / S; \quad (21)$$

$$q_1 = q\sigma_2^* / (\sigma_2^* + \sigma_1). \quad (22)$$

Из формулы (21) и указанного выше выражения для тепловой проводимости σ_2 следует соотношение для перепада температуры ΔT^* на внутренней части ММТ:

$$\Delta T^* = q_1 S / \sigma_2 = q_1 h_2 / \lambda_2. \quad (23)$$

Подставим формулу (23) в выражение (3) и получим тепловой поток

$$q_1 = \sigma_2^* \left(\Delta T + q_1 \frac{h_2}{\lambda_2} \right) / S. \quad (24)$$

Решим уравнение (24) относительно перепада температуры ΔT :

$$\Delta T = q_1 S \left[1/\sigma_2^* - h_2/(\lambda_2 S) \right]. \quad (25)$$

С использованием выражений (22), (25) решим следующую систему уравнений относительно ΔT и найдём из неё зависимость ΔT от плотности теплового потока q :

$$\left. \begin{aligned} \Delta T &= q_1 S \left[1/\sigma_2^* - h_2/(\lambda_2 S) \right]; \\ q_1 &= q\sigma_2^* / (\sigma_2^* + \sigma_1). \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

В результате решения системы уравнений (26) получим окончательное соотношение для перепада температуры на исследуемом образце:

$$\Delta T = qh \frac{\lambda_2(h-h_2)}{\lambda\lambda_2(h-h_2) + \lambda_1(\lambda_2 h + \lambda h_2)}. \quad (27)$$

Проверим правильность соотношения (27). Для этого снова рассмотрим вариант, когда теплопроводности исследуемого образца и ММТ идентичны: $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda = \lambda_0$. Подставим вместо значений λ , λ_1 , λ_2 значение λ_0 и получим:

$$\Delta T = q(h-h_2)/(2\lambda_0). \quad (28)$$

Для выбранного варианта рассмотрим два предельных случая:

толщина внутренней части ММТ $h_2 = 0$. Тогда из (28) следует, что перепад температуры на образце равен перепаду температуры на мере, т. е. $\Delta T = qh/(2\lambda_0)$. Это означает, что потоки в образец и в ММТ равны – верное утверждение;

толщина внутренней части ММТ $h_2 = h$ (образца фактически нет). Тогда из (28) следует, что перепад температуры на образце равен нулю, т. е. $\Delta T = 0$ – также верное утверждение.

Особый интерес представляет случай, когда коэффициенты теплопроводности внутренней и внешней частей ММТ идентичны и равны λ_0 : $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_0$. В этом случае соотношение (27) примет вид

$$\Delta T = q(h-h_2)/(\lambda_0 + \lambda). \quad (29)$$

Выразим из соотношения (29) искомую теплопроводность образца и получим уравнение измерений:

$$\lambda = -\lambda_0 + q(h-h_2)/\Delta T. \quad (30)$$

Снова обратимся к уравнению измерений (2), приводимому разработчиками теплостата [2]. На первый взгляд, соотношения (30) и (2) структурно похожи, однако между ними имеются различия:

уравнение (30) соответствует случаю, когда температуры торцов измерительной ячейки равны ($T_1 = T_2$), а не различны, как у разработчиков ($T_1 \neq T_2$);

коэффициенты теплопроводности внешней и внутренней частей меры идентичны, а разработчики ММТ предполагают их произвольными;

отношение $q/\Delta T$ постоянно, как и соотношение потоков q_1/q_2 (см. рис. 2), и не зависит от значения q , поэтому теплопроводность образца также не зависит от q . Это также следует из соотношения (28):

$$q/\Delta T = 2\lambda_0/(h-h_2). \quad (31)$$

Однако авторы [2] считают отношение $q/\Delta T$ величиной переменной. Это ошибочно.

Выше приведён подробный математический анализ предложенного в работе [2] метода измерения. Представленное авторами настоящей статьи доказательство ошибочности рассмотренного метода измерения довольно объёмно и в большей степени ориентировано на специалистов

в данной области теплофизических измерений, поэтому для лучшего восприятия материала более широкой аудиторией считаем целесообразным привести другое, более краткое доказательство.

Использование термина «многозначная мера» подразумевает, что N -е количество некоего свойства анализируемого i -го объекта может быть определено как произведение некоего j -го коэффициента пропорциональности на единицу количества одноимённого свойства, носителем которой является многозначная мера, как это, например, делается при измерениях массы, длины, объёма и т. д. Следовательно, для конкретного свойства анализируемого i -го объекта – теплопроводности λ_i i -го исследуемого образца, вполне правомерно записать, что она равна произведению теплопроводности λ_0 меры на некоторый j -й коэффициент пропорциональности k_j :

$$\lambda_i = k_j \lambda_0. \quad (32)$$

Подставим уравнение (32) в уравнение измерения (2) и получим равенство

$$k_j \lambda_0 = \lambda_0 + nhq_j / \Delta T_j,$$

откуда выразим коэффициент пропорциональности:

$$k_j = 1 + nhq_j / (\lambda_0 \Delta T_j). \quad (33)$$

Соотношение (33) служит своего рода критерием истинности и позволяет получить ответ на вопрос: является ли рассматриваемая мера действительно многозначной? Если, как утверждают разработчики теплостата [2], коэффициент теплопроводности λ_j , воспроизводимый мерой, зависит от плотности теплового потока q_j , то мера действительно многозначна. Это означает, что каждому заданному значению плотности теплового потока q_j соответствует свое значение коэффициента пропорциональности k_j или, иначе говоря, одной и той же мере соответствуют целый набор значений указанного коэффициента k_j , который, в свою очередь, задаётся плотностью теплового потока q_j . Проанализируем соотношение (33). Во-первых, для конкретно взятой меры теплопроводности параметры n , h , λ_0 , входящие в соотношение (33), являются постоянными величинами. Во-вторых, согласно [8] неоспоримо, что перепад температуры на исследуемом образце ΔT_j пропорционален его коэффициенту теплопроводности λ_i и плотности теплового потока q_j с некоторым постоянным коэффициентом пропорциональности, например k_1 :

$$\Delta T_j = k_1 q_j / \lambda_i. \quad (34)$$

Подставим уравнение (34) в уравнение (33) и получим

$$k_j = 1 + nh\lambda_i / (\lambda_0 k_1). \quad (35)$$

Из соотношения (35) явно следует, что значение коэффициента пропорциональности k_j не зависит от плотности

теплового потока q_j . При этом значение коэффициента k_1 с учётом соотношений (31), (34) определяется как

$$k_1 = \frac{\Delta T_j \lambda_i}{q_j} = \frac{(h - h_2) \lambda_i}{2\lambda_0}. \quad (36)$$

Подставим уравнение (36) в уравнение (35) и окончательно получим

$$k_{ji} = 1 + 2nh / (h - h_2) = \text{const}. \quad (37)$$

Как явно следует из соотношения (37), коэффициент пропорциональности k_j определяется только геометрическими размерами меры и поэтому для конкретно взятой меры принимает одно-единственное значение, а не набор значений, как считают разработчики теплостата [2]. Из этого следует, что рассматриваемая мера реализует только одно свое значение теплопроводности, поэтому является однозначной мерой. Таким образом, выдвинутый разработчиками [2] тезис о многозначности меры несостоятелен и нереализуем.

Рассмотрим точность метода измерения теплопроводности [2]. Фактически разработчики предложили стационарный метод измерения теплопроводности – относительный метод продольного теплового потока. Этот метод предусматривает измерение плотности теплового потока с использованием однозначной меры теплопроводности [9]. В связи с приведённым выше доказательством несостоятельности многозначной меры и ошибочности уравнения измерения более чем странным представляется декларируемая в [1, 2] суммарная погрешность воспроизведения единицы теплопроводности данной мерой не более 1,2 %. Обратимся вновь к предложенному в [2] уравнению измерения (2), в котором поверхностная плотность теплового потока q_j является наиболее сложно измеряемым параметром. Государственный первичный эталон единицы поверхностной плотности теплового потока ГЭТ 172-2016 обеспечивает передачу единицы к средствам измерений с пределом допускаемой основной погрешности, равным 1,5 %. Поэтому сразу возникает вопрос: каким образом можно измерить q_j точнее, чем это позволяет ГЭТ 172-2016? Кроме того, в уравнении измерения (2) помимо параметра q_j имеются другие измеряемые параметры (ΔT_j , λ_0 , n , h), также измеренные с некоторой погрешностью, а вклады обоих слагаемых в уравнение измерения (2) одного порядка, поэтому основная погрешность измерения теплопроводности никак не может быть менее 1,5 %. При этом в уравнении (2) не учтено негативное влияние на результат измерений контактных сопротивлений между нагревателем и частями меры, между мерой и образцом на результат измерения. Кроме того, теплопроводность самой меры априори также измерена с некоторой погрешностью, которая, по мнению авторов настоящей статьи, составляет не менее 1,5 %. На взгляд авторов настоящей статьи, реально достижимый предел допускаемой основной погрешности измерения теплопроводности составляет около 4–5 %, что считается вполне

приемлемым для практической инженерии и согласуется с данными других исследований, в которых погрешность оценена в пределах 4–7 % [10, 11]. Впрочем, поскольку многозначность меры поставлена под сомнение, поэтому говорить в данном ракурсе о погрешности, по всей видимости, не имеет смысла.

Заключение. По сути, авторами [2] предложен ещё один метод измерения теплопроводности, отличительной особенностью которого является использование в тепло-стате дополнительного нагревателя. Причём метод реализуется только при соблюдении равенства температур торцов измерительной ячейки. Уравнение измерения для такой конструкции и для таких условий (равенство теплопроводностей составных частей меры и равенство температур $T_1=T_2$) имеет вид (30). При этом признаков того, что мера проявляет свойство многозначности, не наблюдается. Мера однозначна и обладает одним конкретным значением теплопроводности, равным $\lambda_1=\lambda_2=\lambda_0$, как показано выше. Предлагаемый метод имеет ряд недостатков. В первую очередь, неучёт контактного теплового сопротивления на плоскостях соприкосновения дополнительного нагревателя с внешней и внутренней частями меры, а также контактного сопротивления на границе системы «образец – внутренняя часть меры». На рис. 1 показаны распределения температуры с учётом влияния данных контактных сопротивлений (участки 1–2, 3–4). Поэтому вполне резонно считать, что указанные контактные тепловые сопротивления будут приводить к искажению измеряемого перепада температуры ΔT суммарно порядка на 0,1–0,3 К, что, например, при измеряемом перепаде $\Delta T=10$ К может внести дополнительную погрешность измерений 1–3 %.

Анализируемая мера однозначна и обладает одной – собственной – теплопроводностью, поэтому заявление о создании нового класса СИ теплофизических величин преждевременно и вводит в заблуждение. Это заблуждение связано с тем, что многозначные меры, традиционно применяющиеся к экстенсивным физическим величинам, разработчики без всяких на то оснований применили к интенсивным физическим величинам, к которым относятся теплопроводность, удельная теплоёмкость, температуропроводность, а также температура, давление, плотность и т. д. Что касается заявленного метода измерения, то необходимо пересматривать как уравнение измерения, так и точность получаемых результатов. В противном случае недостоверные данные о теплопроводности, например теплоизоляционных материалов, могут привести к реальным материальным убыткам.

Кроме того, если рассматривать проблему шире, то применение стационарного метода при измерениях теплопроводности теплоизоляционных материалов довольно спорно. При таком методе измерения в обычных условиях как правило сложно полностью исключить боковые потери тепла, а при использовании в качестве теплоизолятора вакуума результаты измерения существенно отличаются от результатов, полученных при нормальных условиях, и, следовательно, малопригодны и неэффективны в строительной

практике. На взгляд авторов настоящей статьи, в этом случае более правильно применять нестационарный метод, например метод температурных волн, разработанный чуть менее века назад специально для измерения тепло- и температуропроводности строительных материалов [12], либо недавно созданные методы [13, 14].

Следует также отметить, что в предлагаемом техническом решении [2] мера фактически выполняет функцию воспроизведения единицы плотности теплового потока, проходящего через исследуемый образец, поэтому точность измерения должна быть согласована с точностью воспроизведения и передачи единицы поверхностной плотности теплового потока с помощью ГЭТ 172-2016.

В связи с изложенным представляются логичными следующие мероприятия:

привести декларируемую погрешность воспроизведения единицы теплопроводности в соответствие с реально достижимой, которая (по оценкам авторов настоящей статьи) на современном уровне развития науки и техники не может быть менее 3 %;

разработать новые методы передачи единицы теплопроводности, в которых мера теплопроводности будет выполнять прямую функцию – измерения (воспроизведения единицы) теплопроводности. Один из возможных путей решения этой проблемы – использование традиционного метода компарирования. Применительно к теплопроводности – компарирование перепадов температуры меры и исследуемого образца при равенстве их геометрических размеров и проходящих через них тепловых потоков;

проанализировать правомерность применения стационарного метода измерения теплопроводности теплоизоляционных материалов и обосновать охватываемый динамический диапазон измерений.

Список литературы

1. Пат. 2343466 РФ. Способ определения теплопроводности материалов / Соколов Н. А. // Изобретения. Полезные модели. 2009. № 1.
2. Соколов Н. А., Соколов А. Н. Многозначные меры теплопроводности для диапазона 20–500 Вт/(м·К) // Измерительная техника. 2009. № 7. С. 43–45.
3. Соколов Н. А., Соколов А. Н. Новый класс измерений: многозначные меры теплоемкости твердых тел // Приборы. 2018. № 8. С. 39–43.
4. Заричняк Ю. П., Компан Т. А., Ходунков В. П., Кулагин В. И. О возможности реализации многозначных мер в калориметрии // Приборы. 2019. № 5. С. 22–26.
5. Иванов В. А., Заричняк Ю. П. Структуры и теплофизические свойства новых объектов исследований макро-, микро-, мезо- и нанонеоднородных систем и композиционных материалов // Труды VIII Евразийского симпозиума по проблемам прочности материалов и машин для регионов холодного климата EURASTRENCOLD-2018, Якутск, 3–7 июля 2018. Якутск: Цумори Пресс, 2018. Т. 1. С. 194–207.

6. Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Л.: Энергия, 1974. 264 с.
7. Полторак О. М. Термодинамика в физической химии. Учебник для химико-технологических специальностей вузов. М.: Высшая школа, 1991. 319 с.
8. Лыков А. В. Теория теплопроводности. Учебное пособие. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
9. Осипова В. А. Экспериментальное исследование процессов теплообмена. 2-е изд. М.: Энергия, 1969. 392 с.
10. Ипатов Ю. С., Лейкум В. И., Олейник Б. Н., Патовская З. К. Приборы для измерения теплопроводности // Труды ВНИИМ. 1962. № 63 (123). С. 3–24.
11. Чистов А. Н., Кладов М. Ю., Пронин И. Б., Смирнов А. С. Экспериментальное определение теплопроводности композиционных материалов в широком диапазоне значений при комнатной температуре // Инженерный журнал: наука и инновации. 2019. № 9. С. 1–13. DOI: 10.18698/2308-6033-2019-9-1920
12. Кондратьев Г. М. Тепловые измерения. М.: Машгиз, 1957. 244 с.
13. Буланова В. О., Буланов Е. В., Пономарев С. В., Дивин А. Г. Установка для измерения теплофизических свойств теплоизоляционных материалов методами линейного и плоского импульсных источников теплоты // Известия вузов. Приборостроение. 2019. Т. 62. № 11. С. 1022–1029. DOI: 10.17586/0021-3454-2019-62-11-1022-1029
14. Пономарев С. В., Буланов Е. В., Буланова В. О., Дивин А. Г. Минимизация погрешностей измерения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности теплоизоляционных материалов методом плоского импульсного источника теплоты // Измерительная техника. 2018. № 12. С. 43–46. DOI: 10.32446/0368-1025it.2018-12-43-46

References

1. Sokolov N. A., RF Patent no. 2343466, *Bull. Izobret.*, no. 1 (2009).

2. Sokolov N. A., Sokolov A. N., *Measurement Techniques*, 2009, vol. 52, no. 7, pp. 43–45. DOI: 10.1007/s11018-009-9349-5
3. Sokolov N. A., Sokolov A. N., *Devices*, 2018, no. 8, pp. 39–43.
4. Zarichnyak Y. P., Kompan T. A., Khodunkov V. P., Kulagin V. I., *Devices*, 2019, no. 5, pp. 22–26.
5. Ivanov V. A., Zarichnyak Y. P., *EURASTRENCOLD-2018, Proceedings of the VIII Eurasian Symposium on the problems of the strength of materials and machines for cold climate region*, Yakutsk, 3–7 July, 2018, Yakutsk, Tsumori Press Publ., 2018, pp. 194–207.
6. Dulnev G. N., Zarichnyak Y. P., *Teploprovodnost' smesey i kompozicionnyh materialov*, Leningrad, Energiya Publ., 1974. 264 p. (in Russian).
7. Poltorak O. M., *Termodinamika v fizicheskoy himii. Uchebnik dlya himiko-tekhnologicheskikh special'nostej vuzov*, Moscow, Vysshaya shkola Publ., 1991, 319 p. (in Russian).
8. Lykov A. V., *Teoriya teploprovodnosti. Uchebnoe posobie*, Moscow, Vysshaya shkola Publ., 1967, 600 p. (in Russian).
9. Osipova V. A., *Eksperimental'noe issledovanie processov teploobmena*, 2-e izd. Moscow, Energiya Publ., 1969, 392 p. (in Russian).
10. Ipatov Yu. S., Leikum V. I., Oleinik B. N., *Trudy VNIIM*, 1963, no. 63 (123), pp. 3–24 (in Russian).
11. Chistov A. N., Kladov M. Yu., Pronin I. B., Smirnov A. S., *Engineering Journal: Science and Innovation*, 2019, no. 9, pp. 1–13. DOI: 10.18698/2308-6033-2019-9-1920
12. Kondratiev G. M., *Teplovye izmereniya*, Moscow, Mashgiz Publ., 1957, 244 p (in Russian).
13. Bulanova V. O., Bulanov E. V., Ponomarev S. V., Divin A. G., *Journal of Instrument Engineering*, 2019, vol. 62, no. 11, pp. 1022–1029. DOI: 10.17586/0021-3454-2019-62-11-1022-1029
14. Ponomarev S. V., Bulanov E. V., Bulanova V. O., Divin A. G., *Measurement Techniques*, 2019, vol. 61, no. 12, pp. 1203–1208. DOI: 10.1007/s11018-019-01570-9

Дата поступления: 23.05.2019.

Дата принятия: 14.01.2020.

Analysis of significant measures for thermal conductivity

Yuri P. Zarichnyak¹, Vyacheslav P. Khodunkov²

¹National Research University of Technologies, Mechanics and Optics, St. Petersburg, Russian Federation, e-mail: zarich4@gmail.com

²D. I. Mendeleev Institute for Metrology, St. Petersburg, Russian Federation, e-mail: walkerearth@mail.ru

The analysis of a new class of measuring instrument for heat quantities based on the use of multi-valued measures of heat conductivity of solids. For example, measuring thermal conductivity of solids shown the fallacy of the proposed approach and the illegality of the use of the principle of ambiguity to intensive thermal quantities. As a proof of the error of the approach, the relations for the thermal conductivities of the component elements of a heat pump that implements a multi-valued measure of thermal conductivity are given, and the limiting cases are considered. In two ways, it is established that the thermal conductivity of the specified measure does not depend on the value of the supplied heat flow. It is shown that the declared accuracy of the thermal conductivity measurement method does not correspond to the actual achievable accuracy values and the standard for the unit of surface heat flux density GET 172-2016. The estimation of the currently achievable accuracy of measuring the thermal conductivity of solids is given. The directions of further research and possible solutions to the problem are given.

Key words: measure, thermal conductivity, standard, measurement, polysemy, heat balance heat flux density, thermal conductivity.