

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Р. А. Мустафаев, Е. С. Платунов, Нестационарный метод измерения теплопроводности жидкостей и газов при высоких давлениях, *ТВТ*, 1972, том 10, выпуск 3, 615–621

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 100.28.231.85

8 ноября 2024 г., 17:53:24



УДК 536.2

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ
ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ*Р. А. Мустафаев, Е. С. Платунов*

Приводятся теоретическое обоснование метода. Измерения осуществляются в режиме монотонного роста температуры, предусмотрена возможность исследований в широком диапазоне температур и давлений. Метод основывается на закономерностях нелинейной теории теплопроводности и пригоден для измерений в зонах резкого изменения теплофизических параметров. Погрешность в оптимальных условиях опыта не более 2%.

Для изучения теплопроводности жидкостей и газов в последние годы все чаще наряду с широко известными стационарными методами [1—3] применяются и нестационарные [3—6]. Среди последних особого внимания заслуживают методы линейного и монотонного разогрева, так как они позволяют за относительно короткий промежуток времени из одного опыта определить температурную зависимость теплопроводности в широком интервале температур.

Один из простых вариантов λ -калориметра монотонного разогрева для жидкостей был предложен О. А. Краевым [6]. Его можно с успехом использовать для изучения теплопроводности жидкостей при умеренных давлениях и температурах, когда исследователя удовлетворяет погрешность в 5—7%.

Для работы при высоких давлениях и измерений с большей точностью калориметр О. А. Краева, к сожалению, не приспособлен. Чтобы решить эту задачу, необходимо выполнить более строгое теоретическое обоснование метода измерений и разработать более совершенную схему калориметрического устройства.

Принципиальная схема предлагаемого калориметрического устройства представлена на рис. 1.

Устройство состоит из полого металлического блока *Б* и сплошного медного ядра *Я*, установленных коаксиально. Кольцевой зазор между ними *О* имеет постоянную толщину *h* и заполняется испытуемым веществом. На поверхности блока имеется равномерно распределенный электрический нагреватель *Н*. Для тепловой защиты калориметра от среды используется высокоэффективная легковесная изоляция *И*.

Под воздействием нагревателя осуществляется плавный, монотонный рост температуры всех деталей калориметра (рис. 2). При этом ядро разогревается только теплом, которое поступает к нему через замкнутый слой исследуемого вещества. Следовательно, о величине проникающего через испытуемый слой теплового потока удастся судить по измеряемой в опыте скорости роста средней объемной температуры ядра.

Для упрощения методики эксперимента и обеспечения измерений с наибольшей возможной точностью схема калориметрического устройства должна удовлетворять целому ряду требований. В частности, блок, ядро и нагреватель должны в совокупности обеспечивать достаточно строгую изо-

термичность температурного поля на наружной и внутренней поверхностях исследуемого слоя. Суммарная теплоемкость исследуемого слоя $c(t)$ должна оставаться малой по сравнению с суммарной теплоемкостью ядра $c_n(t)$. Испытуемому слою желательно придавать правильную форму, причем толщина h слоя должна выбираться значительно меньше радиусов кривизны

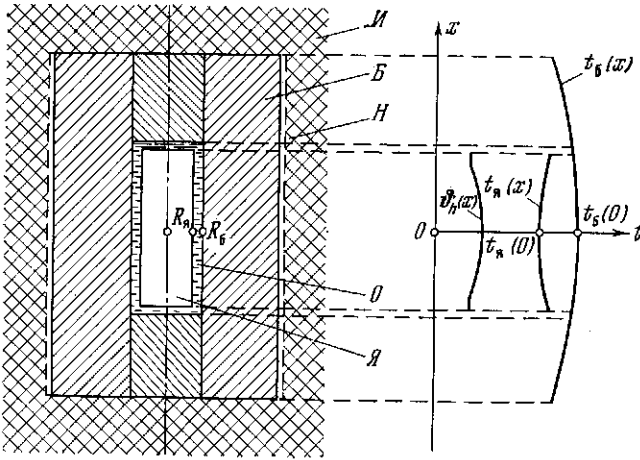


Рис. 1. Схема λ -калориметра

его поверхности. Перечисленные требования могут быть представлены количественно в виде неравенств

$$\begin{aligned} \lambda_m &\geq 100\lambda; \quad \delta t(F_б) \leq 0,01\vartheta_h; \quad \delta t(F_я) \leq 0,01\vartheta_h; \\ c &\leq 0,2c_n; \quad \Delta F_{бн} \leq 0,2\bar{F}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь λ_m и λ — теплопроводности металла и исследуемого вещества; $F_б$ и $F_я$ — площади прилегающих к слою поверхностей блока и ядра; $\bar{F} = = 1/2(F_б + F_я)$; $\Delta F_{бн} = F_б - F_я$; ϑ_h — перепад температуры в слое. $\delta t(F_б)$ и $\delta t(F_я)$ — допустимые перепады температуры на рабочих поверхностях блока и ядра.

Введенные ограничения позволяют сохранить в качестве определяющей поправку на теплоемкость слоя, а все другие свести к поправкам второго порядка малости.

При наличии ограничений (1) испытуемый слой в калориметре может считаться тонким, близким к плоскому, а его температурное поле оказывается одномерным, близким к стационарному.

Анализ тепловых и температурных полей системы блок — слой — ядро позволяет получить расчетную формулу в виде (обоснование ее будет дано ниже)

$$\begin{aligned} \lambda(\bar{t}) &= \frac{h}{\bar{F}} \frac{c_n b_n}{\vartheta_{бн} - \Delta\vartheta_0} (1 + \Delta\sigma_c + \\ &+ \Delta\sigma_\phi + \Delta\sigma_\sigma) - \Delta\lambda_0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\bar{t}(\tau) = t_я(\tau) + 1/2\vartheta_h(\tau)$; $(\vartheta_{бн} - \Delta\vartheta_0) = \bar{\vartheta}_h$ — среднеповерхностный перепад температуры в слое; $\Delta\sigma_c = c/2c_n \leq 0,1$ — поправка на теплоемкость слоя; $\Delta\sigma_\phi = [-\Delta\sigma_c(\Delta F_{бн}/3\bar{F}) + 1/8(\Delta F_{бн}/\bar{F})^2] \leq 0,005$ — поправка на кри-

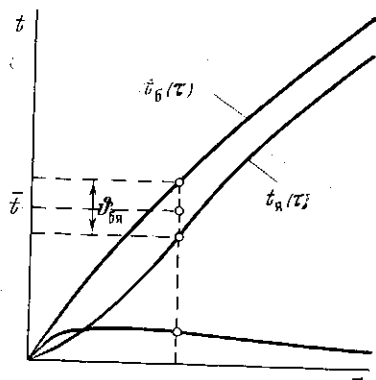


Рис. 2. Температурный режим опыта

визну слоя; $\Delta\sigma_\phi = 1/6[\Delta\sigma_c(2k_\phi - k_c)\bar{\phi}_h - 1/2n_\lambda\bar{\phi}_h^2] \leq 0,01$ — поправка на нелинейность; $\Delta\phi_0$ — поправка на показания $\phi_{0н}$ термопар B и $Я$, измеряющих перепад температуры $\bar{\phi}_h$ в слое, $\Delta\lambda_0 = \Delta\lambda_\pi(t) + \Delta\lambda_r(t)$ — поправка на излучение и утечки тепла по крепежным деталям внутри исследуемого слоя; $k_\phi = \frac{1}{\bar{\phi}_h} \left(\frac{d\bar{\phi}_h}{dt} \right)$; $k_c = \frac{1}{c} \left(\frac{dc}{dt} \right)$; $n_\lambda = \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{d^2\lambda}{dt^2} \right)$ — относительные

температурные коэффициенты.

Из структуры поправок видно, что в оптимально спроектированном калориметре поправка $\Delta\sigma_c$ может оцениваться аналитически, по ориентировочным данным о теплоемкости с образца, а поправки $\Delta\sigma_\phi$ и $\Delta\sigma_\lambda$ в большинстве случаев оказываются пренебрежимо малыми. Величина поправки $\Delta\sigma_\phi$ зависит от режима опыта, поэтому разогрев калориметра должен выбираться таким образом, чтобы перепад температуры $\bar{\phi}_h$ в слое оставался достаточно малым и одновременно удобным для точных измерений. Применительно к жидкостям и парам на выбор допустимой величины $\bar{\phi}_h$ существенно влияет условие отсутствия конвекции, т. е. должны одновременно выполняться два ограничения

$$GrPr \leq 800; \quad |\Delta\sigma_\phi| \leq \delta_{доп}. \quad (1a)$$

В жидких слоях толщиной $h = 0,2 \div 1$ мм наиболее жестким обычно оказывается условие отсутствия конвекции, требующее часто работы с $\bar{\phi}_h \approx 2-5$ град.

Ограничение на поправку $\Delta\sigma_\lambda$ в обычных условиях остается весьма слабым и выполняется в опытах без особых затруднений при $\bar{\phi}_h < 100$ град. Исключения составляют зоны структурных превращений, сопровождающихся резким изменением теплофизических свойств вещества и появлением разного рода тепловых эффектов. Однако метод в представленном нелинейном варианте (расчетная формула получена с учетом температурной зависимости теплофизических параметров системы) остается вполне пригодным для количественных измерений коэффициента теплопроводности и в зонах структурных превращений, так как систематическая погрешность формулы (2) обычно не превышает 1—2% при увеличении поправок $\Delta\sigma_c$, $\Delta\sigma_\phi$ и $\Delta\sigma_\lambda$ на отдельных участках опыта до значений порядка

$$\Delta\sigma_c < 0,5; \quad |\Delta\sigma_\phi| < 0,1 \text{ и } |\Delta\sigma_\lambda| < 0,1. \quad (1б)$$

Поправка $\Delta\phi_0$ в формуле (2) обычно возникает из-за паразитных э.д.с. в цепях термопар, неидентичности их градуировочных характеристик и заметного удаления рабочих спаев от лицевых поверхностей блока и ядра. Эта поправка зависит только от уровня температуры и скорости разогрева, поэтому может отыскиваться из градуировочных опытов, как «постоянная» прибора.

Поправка на излучение $\Delta\lambda_\pi$ существенно зависит от природы исследуемого вещества и для ее оценки приходится использовать сведения об интегральном коэффициенте пропускания слоя как функции температуры [3, 7, 8]. Если вещество практически не поглощает излучение, поправка $\Delta\lambda_\pi$ становится «постоянной» прибора и может отыскиваться с помощью градуировочных опытов. Поправка $\Delta\lambda_r(t)$ на утечки тепла по крепежным деталям ядра и термопарным электродам в условиях постоянного монтажа может всегда рассматриваться в качестве «постоянной» прибора и либо вычисляться аналитически, либо отыскиваться из опытов с вакуумированным слоем (совместно с поправкой $\Delta\lambda_\pi$).

Более детального теоретического обоснования в формуле (2) требуют главным образом поправки на теплоемкость слоя $\Delta\sigma_c$, его кривизну $\Delta\sigma_\phi$ и величину $\Delta\sigma_\lambda$. Помимо этого необходим качественный анализ допустимой неизотермичности грани слоя и отыскание аналитической поправки на возможные осевые перепады температуры в ядре и блоке. Обе зада-

чи, ввиду жестких ограничений на допустимую неизотермичность, могут рассматриваться раздельно.

В предлагаемом калориметрическом устройстве (рис. 1) испытуемый слой состоит из цилиндрического и двух плоских торцовых участков, причем основным по площади является цилиндрический. В связи с этим теоретическое обоснование формулы (2) уместно дать для калориметра с тонким цилиндрическим слоем бесконечной длины и обобщить полученные результаты на замкнутый слой произвольной формы.

В условиях монотонного разогрева температурное поле цилиндрического слоя должно в общем случае подчиняться нелинейному уравнению теплопроводности

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\vartheta}{dr} + k_\lambda \left(\frac{d\vartheta}{dr} \right)^2 = \frac{1}{a} b(r, \tau) \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\vartheta(R_n, \tau) = 0; \quad \lambda F_n \frac{d\vartheta(R_n, \tau)}{dr} = c_n(t_n) b_n(\tau), \quad (4)$$

где $b(r, \tau)$ — скорость разогрева слоя; $\lambda(t_n)$ — теплопроводность слоя при температуре $t_n(\tau)$.

Параметры $\lambda(t)$, $a(t)$ и $b(r, \tau)$ в (3) и (4) удобно представить степенными функциями от перепада температуры $\vartheta(r, \tau)$ и решить систему методом последовательных приближений, как изложено в работах [9, 10]. Ограничиваясь решением задачи с точностью до членов третьего порядка малости (что соответствует при припятих выше ограничениях ошибке в теплопроводности не более 0,1%), вместо (3) приходим к уравнению

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\vartheta}{dr} = \left[\frac{b_n}{a(t_n)} - k_\lambda \left(\frac{d\vartheta}{dr} \right)^2 \right] + \left[(k_{b,r} - k_a) \frac{b_n}{a(t_n)} \vartheta + (k_\lambda^2 - 2n_\lambda) \vartheta \left(\frac{d\vartheta}{dr} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

В правой части уравнения (5) квадратными скобками объединены соответственно поправочные члены первого и второго порядков малости, а коэффициенты k_i имеют структуру

$$k_i = (1/i(t_n)) (di/d\vartheta)_n; \quad (i = \lambda, a, b).$$

Решение системы (5) и (4) в нулевом приближении, без учета поправочных членов в (5) дает нам только стационарную составляющую температурного поля внутри цилиндрического слоя и формула для расчета теплопроводности приобретает вид

$$\lambda(t_n) = (c_n b_n / F_n \vartheta_n) R_n \ln(R_0 / R_n). \quad (6)$$

Первое приближение позволяет учесть поправки на теплоемкость и линейную составляющую теплопроводности слоя $\lambda(t)$, причем переход от $\lambda(t_n)$ к $\lambda(\bar{t})$ дает возможность избавиться от последней поправки и представить формулу для $\lambda(\bar{t})$ в достаточно простом виде

$$\lambda(\bar{t}) = (c_n b_n / F_n \vartheta_n) R_n \ln(R_0 / R_n) [1 + (c / 2c_n)]. \quad (7)$$

При решении задачи во втором приближении получаем для $\lambda(\bar{t})$ окончательную формулу, содержащую поправки первого и второго порядков малости

$$\lambda(\bar{t}) = \frac{c_n b_n}{F_n \vartheta_n} R_n \ln \frac{R_0}{R_n} \left[1 + \frac{c}{2c_n} \left(1 - \frac{h}{3R_n} \right) + \frac{1}{6} \frac{c}{2c_n} (2k_{b,r} + k_a - k_\lambda) \vartheta_n - \frac{1}{12} n_\lambda \vartheta_n^2 \right]. \quad (8)$$

Чтобы придать (8) вид рабочей формулы (2), достаточно воспользоваться разложением функции $\ln(R_0/R_n)$ в степенной ряд, перейти от F_n к \bar{F} , провести перегруппировку поправочных членов в (8), воспользоваться очевидными соотношениями

$$k_\lambda = k_a + k_c; \quad k_{b,r} = k_b; \quad (h/\bar{R}) = (\Delta F_{0a}/\bar{F})$$

и включить независимые поправки $\Delta\theta_0$ и $\Delta\lambda_0$ на показания термодар, излучение и паразитные тепловые мостики (утечки тепла по крепежным деталям ядра). Таким образом, для всестороннего теоретического обоснования формулы (2) остается оценить влияние возмущающих воздействий, которые могут внести в расчет $\lambda(\bar{l})$ возможные осевые перепады температуры на рабочих гранях ядра и блока.

В рассматриваемой схеме калориметра изотермичность на рабочих гранях цилиндрической части испытуемого слоя нарушают два главных фактора. Одним из них является разогрев ядра через торцы, а другим оказываются неустраненные тепловые потери через торцы блока. Примем упрощению, что на грани R_0 температурное поле блока $t_0(x, \tau)$ формируется независимо от ядра и в пределах слоя подчиняется параболической зависимости

$$t_0(x, \tau) = t_0(0, \tau) - \Delta t_0(x^2/l^2), \quad \Delta t_0(l, \tau) = (q_\tau/2\lambda_0)(l^2/L), \quad (9)$$

где $q_\tau(\tau)$ — удельный тепловой поток, рассеиваемый торцевой поверхностью блока в среду; $2L$, λ_0 — полная высота и теплопроводность блока; $2l$ — высота ядра.

В свою очередь температурное поле стержня $t_n(x, \tau)$ в осевом направлении должно удовлетворять уравнению теплопроводности вида

$$(d^2t_n/dx^2) - n^2t_n = \frac{b_n}{a_n} - n^2t_0, \quad n^2 = 2\lambda/\lambda_n R_n h \quad (10)$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{dt_n}{dx} \right|_{x=0} = 0; \quad \left. \frac{dt_n}{dx} \right|_{x=l} = \frac{\lambda}{\lambda_n h} \theta_\tau, \quad (11)$$

где θ_τ — перепад температуры на торцевых участках замкнутого слоя.

Общее решение системы (10), (11) имеет вид

$$t_n(x, \tau) = t_0(x, \tau) - \frac{1}{n^2 l^2} \left(2\Delta t_0 + \frac{b_n l^2}{a_n} \right) + A \operatorname{ch} nx \quad (12)$$

при

$$A = \frac{[2\Delta t_0 + (\lambda/\lambda_n)(l/h)\theta_\tau]}{nl \operatorname{sh} nl} = \frac{[(1 + R_n/2l)2\Delta t_0 + (R_n/2l)(b_n l^2/a_n)]}{[nl \operatorname{sh} nl + (\lambda/\lambda_n)(l/h) \operatorname{ch} nl]}$$

Полученное для $t_n(x, \tau)$ выражение дает возможность найти перепад температуры $\theta_n(x, \tau) = t_0(x, \tau) - t_n(x, \tau)$ в цилиндрической части слоя

$$\theta_n(x, \tau) = (1/n^2 l^2) [2\Delta t_0 + (b_n l^2/a_n)] - A \operatorname{ch} nx. \quad (13)$$

В исходную формулу (2) метода в общем случае входит среднелестерностный перепад температуры в слое $\bar{\theta}_h(\tau)$, поэтому его целесообразно выделить из (13) в качестве самостоятельного члена. Для этого следует выполнить в выражении (13) ряд тождественных преобразований и учесть очевидное соотношение между $\bar{\theta}_h$, $\bar{\theta}_n$ и θ_τ

$$(2l + R_n)\bar{\theta}_h = 2l\bar{\theta}_n + R_n\theta_\tau, \quad (14)$$

где $\bar{\vartheta}_n$ — среднеповерхностный перепад температуры в цилиндрической части слоя.

В результате приходим к выражению

$$\vartheta_n(x, t) = \bar{\vartheta}_n + \left[\frac{R_n}{2l + R_n} (\bar{\vartheta}_n - \vartheta_\tau) - \left(\frac{2\Delta t_0}{n^2 l^2} + \frac{R_n}{2l} \vartheta_\tau \right) \left(nl \frac{\text{ch } nx}{\text{sh } nx} - 1 \right) \right], \quad (15)$$

или во втором варианте

$$\vartheta_n(x, \tau) = \bar{\vartheta}_n - \left(\frac{2\Delta t_0}{n^2 l^2} + \frac{R_n}{2l} \vartheta_\tau \right) \left(nl \frac{\text{ch } nx}{\text{sh } nl} - 1 \right).$$

В частном случае, когда $\vartheta_\tau = \vartheta_n(l)$, выражение (15) приводится к виду

$$\begin{aligned} \vartheta_n(x, \tau) &= \bar{\vartheta}_n + \left(\frac{2\Delta t_0}{n^2 l^2} + \frac{R_n}{2l} \vartheta_\tau \right) \times \\ &\times \left[\frac{R_n}{2l + R_n} \left(nl \frac{\text{ch } nl}{\text{sh } nl} - 1 \right) - \left(nl \frac{\text{ch } nl}{\text{sh } nl} - 1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Зависимость (16) позволяет найти сечение \bar{x} , в котором строго выполняется условие $\vartheta_n(\bar{x}, \tau) = \bar{\vartheta}_n(\tau)$. При $n^2 l^2 \leq 9$ имеем

$$\bar{x} = l \sqrt[1/3]{1 + 2R_n / (2l + R_n)}. \quad (17)$$

Таким образом, если термопары *Б* и *Я* будут размещаться в сечении \bar{x} , удовлетворяющем условию (17), то между $\bar{\vartheta}_n$ и измеренным перепадом $\vartheta_n(\bar{x})$ должно выполняться соотношение

$$\bar{\vartheta}_n = \vartheta_n(\bar{x}) (1 - \Delta\sigma_\tau), \quad (18)$$

куда входит поправка на осевой перепад температуры в ядре

$$\Delta\sigma_\tau = \frac{1}{270} \frac{2\lambda}{\lambda_n} \frac{l^2}{R_n h} \frac{\lambda l}{\lambda_n h} \left(1 + \frac{4R_n}{2l + R_n} - \frac{5}{4} \frac{R_n^2}{(2l + R_n)^2} \right). \quad (19)$$

Поправка на осевой перепад температуры Δt_0 в блоке из соотношения (18) исключена, так как в реальных условиях величину ее оценивать с надлежащей точностью не удастся (обычно Δt_0 лежит в пределах ошибок термопар). При проектировании λ -калориметра необходимо обеспечивать такие условия разогрева блока, при которых

$$\Delta t_0 \leq 270 \vartheta_n \delta / \left\{ \frac{2\lambda}{\lambda_n} \frac{l^2}{R_n h} \left[1 + \frac{4R_n}{2l + R_n} - \frac{5}{4} \frac{R_n^2}{(2l + R_n)^2} \right] \right\}. \quad (20)$$

Здесь δ — допустимая погрешность, в пределах которой можно не учитывать поправку на перепад Δt_0 . Поправка $\Delta\sigma_\tau$ в (19) имеет относительно простую структуру, поэтому при необходимости ее можно включить в рабочую формулу (2). Однако в большинстве случаев все же удастся выбрать материал и размеры калориметра так, чтобы поправка $\Delta\sigma_\tau$ не выходила за пределы допустимой погрешности. Такой оптимистичный результат получен, правда, только благодаря размещению термопар *Б* и *Я* в сечении \bar{x} , соответствующем среднеповерхностному перепаду внутри слоя. Монтаж термопар в центральном сечении калориметра ($x = 0$) требует более жестких ограничений на допустимую осевую неизотермичность ядра и блока. Ее влиянием удастся пренебречь только в том случае, если калориметри-

ческое устройство будет удовлетворять условиям

$$\Delta t_0 \leq 3\delta \frac{2l + R_{\pi}}{2l + 3R_{\pi}} \Phi_h; \quad \frac{\lambda}{\lambda_{\pi}} \frac{l}{h} \frac{2l + 3R_{\pi}}{2l + R_{\pi}} \leq 6\delta. \quad (21)$$

Таким образом, условия (19) — (21), как и выражения для поправок $\Delta\sigma_0$, $\Delta\sigma_{\text{н}}$, $\Delta\sigma_{\text{в}}$ формулы (2), могут рассматриваться в качестве исходных соотношений при разработке оптимальной конструкции калориметрического устройства.

Метод экспериментально проверен в области температур 20—400° С при давлениях до 500 бар. В качестве образцовых веществ использовались воздух, вода, водяной пар, *n*-гептан и *n*-декан.

Отклонения от табличных кривых во всем диапазоне рабочих температур и давлений составили не более 2%. Опыты подтвердили пригодность метода для исследований в зонах резкого изменения теплофизических параметров веществ, в том числе в непосредственной близости к точке перехода жидкость — пар в пределах действия ограничений (16).

Ленинградский институт
точной механики и оптики

Поступила в редакцию
28 V 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Б. Варгафтик, А. А. Тарзиманов. Теплоэнергетика, № 9, 15, 1959.
2. Н. В. Цедерберг. Теплопроводность газов и жидкостей. Госэнергоиздат, 1963.
3. Л. П. Филиппов. Исследования теплопроводности жидкостей. Изд-во МГУ, 1970.
4. М. П. Вукалович, Л. И. Чернеева. Теплоэнергетика, № 9, 71, 1963.
5. И. Ф. Голубев. Теплоэнергетика, № 12, 78, 1963.
6. О. А. Краев. Заводская лаборатория, № 2, 183, 1960.
7. А. А. Мень, О. А. Сергеев. Сб. Исследования в области тепловых измерений, ВНИИМ, вып. 3. Стандартгиз, стр. 36; 119, 1969.
8. H. P o l t z. Int. J. Heat Mass. Trans. 5, № 8, 1965, p. 515.
9. Е. С. Платунов. Изж.-физ. ж., 9, № 4, 507, 1965.
10. Е. С. Платунов. Сб. Тепло- и массообмен, 7. «Энергия», 1966, стр. 175; 7. «Наука и техника», Минск, 1968, стр. 97.