

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 536.22

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ БИКАЛОРИМЕТР И ЕГО МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

© 1997 г. М. Р. Мустафаев, А. С. Иманов, Э. Э. Мустафаев

Азербайджанский технический университет, г. Баку

Поступила в редакцию 06.10.95 г.

Приводится новая конструкция и отдельные поправки к расчетному уравнению бикалориметра.

Для экспериментального исследования эффективной теплопроводности жидкостей и газов применяется цилиндрический бикалориметр, реализующий регулярный режим первого рода в ячейке коаксиальных цилиндров [1–7].

В существующих бикалориметрах в целях снижения доли осевых утечек тепла, длина измерительного цилиндра (ядро) принимается достаточно большой и устанавливаются охранные цилиндры. Однако с увеличением длины измерительного цилиндра возрастает вероятность неучтенного теплообмена в боковой поверхности, так как при одноточечном измерении разности температур можно судить о распределении температуры в целом по поверхности только при наличии одномерного температурного поля в ядре и в автоклаве, обеспечение которого, особенно при повышенных температурах, не всегда возможно. Существующий способ центровки в бикалориметрах с помощью кварцевых штырей и регулировочных винтов является ненадежным и качество центровки во многом зависит от искусства экспериментатора. Кроме того, центровка измерительного цилиндра осуществляется с помощью охранных цилиндров, что возможно лишь при наличии жестких связей между ними, иначе центровка охранных цилиндров не может гарантировать центровку измерительного цилиндра.

Для устранения отмеченных недостатков предложена новая конструкция бикалориметра, отличающаяся от существующих тем, что длина измерительного цилиндра значительно меньше охранных, и охранный цилиндр разбивается на несколько участков (рис. 1). Все цилиндры крепятся с небольшими торцевыми зазорами на жесткой трубке из плохо теплопроводящего материала, на краях которой располагаются специальные центрирующие элементы для установки ядра в наружном цилиндре. Количество охранных цилиндров, их высота и зазор между ними выбираются из условия допустимости величины торцевых теплопотерь от измерительного цилиндра. Холодный спай дифференциальной термопары, а также горячий спай термопары, контролирующей изменение нулевого уровня отсчета, уста-

навливаются в блоке на уровне середины измерительного цилиндра, т.е. на уровне горячего спая дифференциальной термопары.

В предложенном бикалориметре, так же как и в существующих, теплоемкость ядра значительно меньше, чем блока, что позволяет брать за основу расчетное уравнение бикалориметра с граничным условием первого рода с введением в него поправки на отклонение от граничного условия первого рода и на переменность теплофизических характеристик.

Рассматривая регулярное охлаждение бесконечного двухсоставного цилиндра при граничном условии первого рода, Г.М. Кондратьев и А.Ф. Чудновский получили строгое расчетное уравнение цилиндрического бикалориметра в виде [8, 9]

$$\lambda = \frac{c_1 \rho_1 r_1 m}{2} A, \quad (1)$$

$$\text{где } A = \frac{J_0(\mu r_1) Y_0(\mu r_2) - J_0(\mu r_2) Y_0(\mu r_1)}{\mu [J_1(\mu r_1) Y_0(\mu r_2) - J_0(\mu r_2) Y_1(\mu r_1)]};$$

$\mu = (m/a)^{0.5} = (mc\rho/\lambda)^{0.5}$; λ – коэффициент теплопроводности; a – коэффициент температуропроводности; c , c_1 и ρ , ρ_1 – соответственно удельные теплоемкости и плотности исследуемого вещества и материала цилиндрического ядра; m – темп охлаждения; r_1 , r_2 – внутренний и внешний радиусы исследуемого слоя; J_n , Y_n – бесселевы функции первого и второго рода n -го порядка.

Уравнение (1) в таком виде для практических расчетов не применялось, поскольку оно содержит сложные бесселевы функции и λ выражена в неявном виде. В связи с этим из (1) Я.М. Назиевым [10] получена приближенная формула, имеющая достаточную точность для практических расчетов, в виде

$$\lambda = \frac{c_1 \rho_1 r_1 m k}{2} \left[1 + \frac{2\delta}{3r_1} \times \left(1.0028 + 0.1306 \frac{\delta}{r_1} \right) \frac{c\rho}{c_1 \rho_1} \right], \quad (2)$$

где $\delta = r_2 - r_1$, $k = r_1 \ln r_2 / r_1$.

На современных ЭВМ вычисление λ численным методом из (1) не представляет сложности. Однако в качестве основного расчетного уравнения цилиндрического бикалориметра целесообразно применить уравнение (2), так как это уравнение является простым и достаточно точным для практических расчетов (отклонение от (1) не превышает 0.02%).

Если в бикалориметрах внешняя стенка не термостатирована, а теплоизолирована, то в процессе предварительного нагрева ядра и охлаждения его после выключения нагревателя тепловой поток, рассеиваемый через слой исследуемого вещества, вызывает нагрев внешней стенки слоя (внутренней стенки блока), что приводит к изменению нулевого уровня отсчета. Несмотря на то, что для снижения этого эффекта внешний цилиндр (блок) изготавливается из меди, обладающей высокой теплопроводностью и теплоемкостью, а внешний диаметр его выбирается достаточно большим, к уравнению (1) необходимо ввести поправку, учитывающую отмеченное изменение.

Рассмотрим получение формулы для указанной поправки. Для этого сначала проанализируем изотермичное охлаждение ядра без учета теплоемкости измерительного слоя. Из уравнения теплового баланса ядра длиной L , имеем

$$C_{\text{я}} dT = 2\pi\lambda L r_1 [\vartheta / \ln(r_2/r_1)] d\tau, \quad (3)$$

где ϑ – перепад температуры в измерительном слое.

С другой стороны, $dT = dT_0 + d\vartheta = d\vartheta(1 + dT_0/d\vartheta)$ (рис. 2). Если $T_0(\tau)$ меняется за счет охлаждения ядра, то $dT_0/d\vartheta = \text{const}$, и эту производную можно заменить на $\Delta T_0/\Delta\vartheta$. С учетом сказанного из (3) получим

$$C_{\text{я}} \left(1 + \frac{\Delta T_0}{\Delta\vartheta}\right) \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \frac{d\vartheta}{\vartheta} = 2\pi \frac{\lambda L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \int d\tau. \quad (4)$$

Интегрируя (4) и подставив $\tau^{-1} \ln \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = m$ и $C_{\text{я}} = \pi r_1^2 c_1 \rho_1 L$, получим

$$\lambda = \frac{m r_1^2 c_1 \rho_1}{2} \left(1 + \frac{\Delta T_0}{\Delta\vartheta}\right) \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (5)$$

Сравнение (5) с (2) в случае $c\rho = 0$ показывает, что полученное значение λ необходимо умножить на поправочный коэффициент $(1 + \Delta T_0/\Delta\vartheta)$.

Анализ показывает, что при изменении $T_0(\tau)$ уравнение (1) не полностью учитывает теплоемкость исследуемого вещества в измерительном слое. Так, при $T_0 = \text{const}$ отдаваемое из измерительного слоя (длиной L) тепло равно

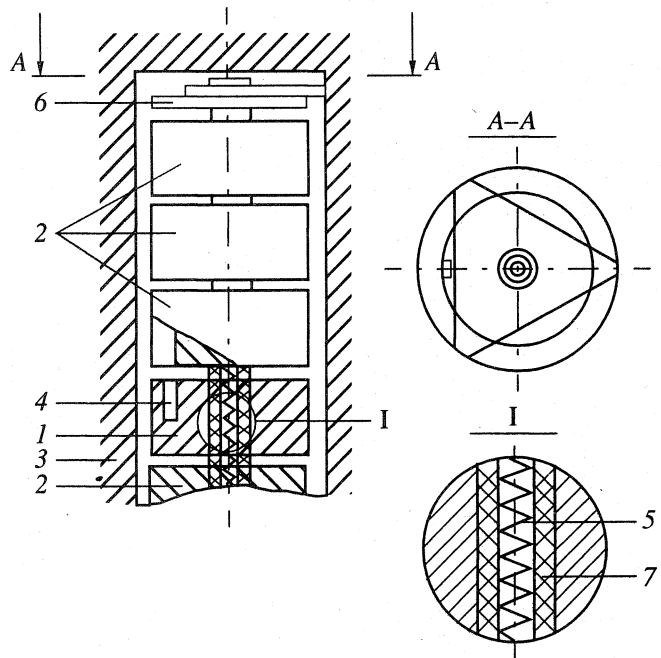


Рис. 1. Схема бикалориметра: 1 – измерительный цилиндр (ядро), 2 – охранные цилиндры, 3 – блок, 4 – гнездо для термопары, 5 – электронагреватель, 6 – центрирующий элемент; 7 – керамическая соломка.

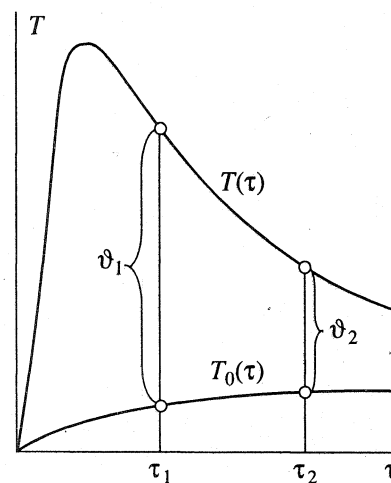


Рис. 2. Изменения температуры ядра $T(\tau)$ и блока $T_0(\tau)$.

$$q_1 = 2\pi L c \rho \int_{r_1}^{r_2} r [\vartheta_{\text{сн}}(r, \tau_1) - \vartheta_{\text{сн}}(r, \tau_2)] dr. \quad (6)$$

В случае $\Delta T_0 = T_0(\tau_2) - T_0(\tau_1) \neq 0$ отдаваемое тепло из исследуемого вещества

$$q_2 = 2\pi L c \rho \int_{r_1}^{r_2} r [\vartheta_{\text{сн}}(r, \tau_1) - \vartheta_{\text{сн}}(r, \tau_2) + \Delta T_0] dr \quad (7)$$

или

$$\Delta q = q_2 - q_1 = 2\pi Lc\rho(r_2^2 - r_1^2)\Delta T_0. \quad (8)$$

Как видно из (5) и (8), изменение температуры блока за счет охлаждения ядра можно учитывать путем умножения теплоемкости ядра на поправку (δ_1)

$$\delta_1 = \left(1 + \frac{\Delta T_0}{\Delta \vartheta}\right) \left(1 + \frac{2\pi Lc\rho(r_2^2 - r_1^2)\Delta T_0}{C_{\text{я}}\Delta \vartheta}\right). \quad (9)$$

При выводе (1) принималось, что температура в сечении ядра одинакова. Поэтому необходимо умножить $C_{\text{я}}$ на коэффициент неравномерности охлаждения ядра Ψ [11]

$$\Psi = 1 - mr_1^2/(8a_1),$$

где a_1 – коэффициент теплопроводности ядра.

В (1) также не учтена переменность теплофизических характеристик исследуемого вещества и ядра, которые имеют место в действительности. В [11] отмечено, что поправка на нелинейность в методе бикалориметра является величиной второго порядка малости, однако в [12] отмечается необходимость учета ее при прецизионных измерениях.

Рассмотрим получение поправки на переменность теплофизических характеристик для расчетной формулы бикалориметра, принимая при этом зависимости λ и ρc исследуемого вещества, а также теплоемкости ядра от температуры линейными. В первом приближении температурное поле измерительного слоя можно аппроксимировать квадратичной параболой [11] вида

$$\vartheta' = \frac{r_2^2 \vartheta}{r_2^2 - r_1^2} \left(1 - \frac{r^2}{r_2^2}\right). \quad (10)$$

Здесь ϑ' – текущее значение ϑ .

При изменении температуры ядра на $d\vartheta$ изменение внутренней энергии измерительного слоя будет

$$\begin{aligned} \Delta U_{\text{сн}} &= 2\pi(c\rho)_0(1 + k'_c \vartheta) d\vartheta \int_{r_1}^{r_2} \vartheta' r dr = \\ &= C_{\text{сн}}(1 + k'_c \vartheta) d\vartheta, \end{aligned} \quad (11)$$

где $C_{\text{сн}} = \pi(c\rho)_0 L(r_2^2 - r_1^2)/2$.

Среднеинтегральная теплопроводность исследуемого слоя

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_0}{r_2 - r_1} \int_{r_1}^{r_2} (1 + k'_\lambda \vartheta') d\vartheta = \lambda_0(1 + k'_\lambda \vartheta).$$

Здесь $k'_\lambda = k_\lambda[1 + 1/(1 + G)]/3$, $G = r_1/r_2$. С учетом сказанного и того, что $C_{\text{сн}}/C_{\text{я}} \ll 1$, для теплового баланса ядра имеем

$$[C_{\text{я}}(1 + k_c \vartheta) + C_{\text{сн}}(1 + k'_c \vartheta)] d\vartheta = -K\lambda(1 + k'_\lambda \vartheta) \vartheta d\tau, \quad (12)$$

где k_c – температурный коэффициент теплоемкости ядра; k'_c , k_λ – температурные коэффициенты объемной теплоемкости и теплопроводности исследуемого вещества; $K = 2\pi L/\ln(r_2/r_1)$ – геометрическая постоянная бикалориметра.

Из сравнения двух решений уравнения (12) для случаев $k_c = k'_c = k_\lambda = 0$ и k_c , k'_c , $k_\lambda \neq 0$ следует, что влияние переменности теплофизических свойств можно учитывать путем умножения значения λ , полученного из (1), на δ_2 .

$$\delta_2 = 1 - (k'_\lambda - k''_\lambda)(\vartheta_1 - \vartheta_2)/\ln(\vartheta_1/\vartheta_2), \quad (13)$$

где $k''_\lambda = (k_c + k'_c C_{\text{сн}}/C_{\text{я}})/(1 + C_{\text{сн}}/C_{\text{я}})$, $C_{\text{сн}}/C_{\text{я}} = 0.5(1 - G^2)c\rho/c_1\rho_1$.

Приведем пример расчета поправок δ_2 при $G = 0.95$, $\vartheta_1 = 2$, $\vartheta_1/\vartheta_2 = 2$; исследуемая жидкость – толуол, параметры состояния: давление 0.1 МПа, температура 293 К. Из литературы известны $k_\lambda = -3 \times 10^{-3}$, $K_c = 0.8 \times 10^{-3}$, $k'_c = 1.4 \times 10^{-3}$. Из уравнения (13) находим $\delta_2 = 0.26\%$.

В бикалориметрах в случае неучета переменности теплофизических свойств вычисленные значения λ должны быть заниженными, что имеет логическое объяснение. Знаки и величины поправок, полученные в [12] и в данной работе, отличаются. Различия в знаках можно объяснить тем, что в [12] рассмотрен случай нагрева ядра, а различия по величине – тем, что в [12], кроме переменности теплофизических свойств, учитывалась и переменность темпа охлаждения (нагрева). Как отмечено, в случае бикалориметра процесс охлаждения является саморегулируемым, и при соблюдении граничного условия изменение его темпа может происходить только в результате переменности теплофизических свойств исследуемого вещества и материала ядра. Таким образом в [12] переменность теплофизических свойств учтена дважды, что и приводит к завышению отмеченной поправки.

Достоверность (13) проверена численным методом с помощью математической модели бикалориметра.

Рассмотрим, как влияет радиус расположения холодного спая в блоке на результат измерения. Для этого необходимо знать температурное поле блока.

С помощью конечного интегрального преобразования Гринберга Я.М. Назиевым решено уравнение теплопроводности Фурье для неограниченного полого цилиндра для случая, когда цилиндр снаружи теплоизолирован, а с внутренней поверхности нагревается переменным тепловым потоком, изменяющимся по экспоненциальному закону, т.е. при следующих начальных и граничных условиях [7]:

$$t(r, 0) = t_0 = \text{const},$$

$$\lambda_2 \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_{r=r_2} = -q_c \quad \text{при} \quad 0 < \tau < \tau_1,$$

$$\lambda_2 \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_{r=r_3} = -q_c e^{-m\Delta\tau} \quad \text{при} \quad \tau_1 \leq \tau < \infty, \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_{r=r_3} = 0 \quad \text{при} \quad 0 < \tau < \infty.$$

Получено следующее решение:

$$t(r, \tau) = t_0 + \frac{2a_2 r_2 q_c}{\lambda_2 (r_3^2 - r_2^2)} \left(\frac{1}{m} + \tau_1 \right) - \frac{2a_2 r_2 q_2}{\lambda_2 (r_3^2 - r_2^2) m} \exp(-m\Delta\tau) + \frac{\pi a_2 q_2}{\lambda_2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{P_k J_1^2(P_k r_3) V_0(P_k r)}{[J_1^2(P_k r_2) - J_1^2(P_k r_3)](a_2 P_k^2 - m)} \times (15) \times [\exp(-m\Delta\tau) - \exp(-a_2 P_k^2 \Delta\tau)] + \frac{\pi a_2 q_2}{\lambda_2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1^2(P_k r_3) V_0(P_k r)}{[J_1^2(P_k r_2) - J_1^2(P_k r_3)] P_k} \times [\exp(-a_2 P_k^2 \Delta\tau) - \exp(-a_2 P_k^2 \tau)],$$

где $\Delta\tau = \tau - \tau_1$; q_c – максимальный тепловой поток ($q_c = r_1 c_1 \rho_1 m \vartheta_0 / 2$); ϑ_0 – разность температур в исследуемом слое в начале процесса охлаждения внутреннего цилиндра ($\Delta\tau = 0$); λ_2, a_2 – коэффициенты теплопроводности и температуропроводности материала цилиндра; r_3 – внешний радиус полого цилиндра; $V_0(Pr) = J_1(Pr_2)Y_0(Pr) - J_0(Pr)Y_1(Pr_2)$; P_k являются положительными корнями следующего уравнения:

$$J_1(Pr_2) Y_1(Pr_3) - J_1(Pr_3) Y_1(Pr_2) = 0.$$

Проведенные расчеты по (15) показали, что при $\Delta\tau > \tau_n$ температура полого цилиндра описывается тем же регулярным законом, что и температура ядра. Значение τ_n зависит от характерного времени охлаждения ядра τ^* , теплопроводности материала блока и его диаметра. Для медного цилиндра с внутренним диаметром 20 мм и наружным 70 мм при $\tau^* > 20$ с значение $\tau_n < 3$ с. При ана-

логичных условиях значение τ_n для стального блока доходит до 30 с.

В [13] установлено, что приближенное значение длительности начального участка τ_n можно вычислить, считая блок сплошным цилиндром, из соотношения

$$1/\tau_n = a/r^2. \quad (16)$$

Для медного цилиндра диаметром 100 мм из (16) следует, что $\tau_n = 3$ с, это совпадает с результатами [13].

С учетом сказанного для температурного поля блока имеем

$$t = C_1 J_0(\mu r) + C_2 Y_0(\mu r). \quad (17)$$

Постоянные C_1 и C_2 определяются из граничных условий

$$-\lambda_3 (\partial t / \partial r)_{r=r_2} = q, \quad (\partial t / \partial r)_{r=r_3} = 0.$$

Подставив значения C_1 и C_2 в (17), получим

$$t = \frac{q}{\lambda_3 \mu} \frac{J_0(\mu r) Y_1(\mu r_3) - J_1(\mu r_3) Y_0(\mu r)}{J_1(\mu r_2) Y_1(\mu r_3) - J_1(\mu r_3) Y_1(\mu r_2)}. \quad (18)$$

С помощью (18) можно определить Δt между внутренней поверхностью блока и точкой, где установлен холодный спай термопары, в общем виде $\Delta t = k_1 q = k \vartheta$, где k_1 и k – постоянные. С учетом Δt для темпа охлаждения получим

$$m = \ln \frac{\vartheta_2 (1 - k)}{\vartheta_1 (1 - k)} / \tau = \ln \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} / \tau. \quad (19)$$

Как видно из (19), дифференциальная термопара независимо от координат холодного спая будет измерять истинный темп охлаждения системы. Соответственно отпадает необходимость введения поправок на расположение холодного спая термопары, которые имели место в [4].

Рассмотрим как влияет на геометрическую постоянную бикалориметра отклонение цилиндров от коаксиальности. Для этого перепишем основную рабочую формулу метода (1) в виде

$$LC_n = \lambda K / m, \quad (20)$$

где $K = 2\pi L / \ln(r_2/r_1)$ – геометрическая постоянная бикалориметра.

Влияние эксцентриситета ядра на геометрическую постоянную бикалориметра можно вычислить как $K = -2\pi L / \ln G$, предварительно определив значение G по формуле Н.Б. Варгафтика

$$G = (z_1 - z_2) / (z_1 + z_2), \quad (21)$$

где $z_1 = [(r_2 + r_1)^2 - e^2]^{0.5}$, $z_2 = [(r_2 - r_1)^2 - e^2]^{0.5}$, e – эксцентриситет.

Формула (21) получена для стационарного режима и обычно используется для учета влияния эксцентриситета на измеряемую теплопроводность при использовании метода нагретой нити [13].

Однако проведенная нами проверка численным методом показала, что формула (21) является достаточно точной и в случае бикалориметра. При малом эксцентриситете ядра ($e_1 < 0.4$) поправку на измеряемую теплопроводность можно вычислить по формуле

$$\delta_3 = 100(0.5 + 0.1e_1)e_1^2 \%,$$

где $e_1 = e/(r_2 - r_1)$.

Влияние конусности ядра на геометрическую постоянную бикалориметра можем определить следующим образом

$$K_k = - \int_0^L \frac{2\pi}{\ln(r/r_2)} dL, \quad (22)$$

где $r = r_1^h + bL$, b – постоянная. Обозначив $Y = (r_1^h + bL)/r_2$, из (22) получим

$$K_k = - \frac{2\pi L}{r_2^h - r_1^h} \left\{ \ln \left(\frac{\ln Y_2}{\ln Y_1} \right) + \ln \frac{Y_2}{Y_1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2 \times 2!} [(\ln Y_2)^2 - (\ln Y_1)^2] + \right. \\ \left. + \frac{1}{3 \times 3!} [(\ln Y_2)^3 - (\ln Y_1)^3] + \dots \right\}, \quad (23)$$

где $Y_1 = r_1^h/r_2$, $Y_2 = r_1^k/r_2$, r_1^h , r_1^k – значение радиуса ядра в начале и конце его.

В бикалориметре $(r_1^h - r_1^k)/r_1^{cp} \ll 1$, что дает возможность применить формулу (23) и в случае, если одновременно конусность имеется во внутреннем и в наружном цилиндрах. При $Y_2/Y_1 = 1.05$ $K_k/K_{cp} = 1.041$, т.е. отклонение доходит до 4.1%, что необходимо учитывать.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казанский М.Ф. Цилиндрический бикалориметр для испытания на теплопроводность по методу ре-

гулярного режима: Дис. ... канд. техн. наук. Киев: КДПИ, 1946.

2. Мустафаев Р.А. Экспериментальное исследование теплопроводности нефтяных масел методом цилиндрического бикалориметра // Тр. АПИ им. В.И. Ленина. Баку, 1961. Т. 15. С. 3.
3. Голубев И.Ф., Назиев Я.М. Теплопроводность *n*-гексана, *n*-гептана и *n*-октана при различных температурах и высоких давлениях // Тр. ЭНИН им. И.Г. Есьмана. Баку, 1962. С. 84.
4. Голубев И.Ф. Бикалориметр для определения теплопроводности газов и жидкостей при высоких давлениях и температурах // Теплоэнергетика. 1963. № 12. С. 78.
5. Абас-заде А.К., Гусейнов К.Д. Исследование теплопроводности предельных углеводородов и двухкомпонентных смесей в зависимости от температуры и давления // Укр. физ. журн. 1967. № 1. С. 78.
6. Цветков О.Б. Теплопроводность холодильных агентов. Л.: Изд-во ЛГУ, 1984. 219 с.
7. Назиев Я.М. Исследование теплопроводности углеводородов при высоких давлениях и некоторые особенности методов ее измерения: Автореф. дис. ... докт. тех. наук. М.: ЭНИН им. Г.М. Кржижановского, 1970.
8. Кондратьев Г.М. Регулярное охлаждение двухсоставного цилиндра. Сб. тр. ВНИИМ. 1945. Вып. 5. С. 116.
9. Чудновский А.Ф. Методика изучения тепловых свойств изоляторов дисперсной структуры // ЖТФ. 1946. Т. 16. Вып. 2. С. 231.
10. Назиев Я.М. К уравнению теплопроводности для цилиндрического бикалориметра. Изв. вузов. Энергетика. 1966. № 4. С. 121.
11. Платунов Е.С., Буравой С.Е., Курепин В.В., Петров Г.С. Теплофизические измерения и приборы / Под общ. ред. Платунова Е.С. Л.: Машиностроение, 1986. 256 с.
12. Назиев Д.Я., Мехрабов А.О., Назиев Я.М., Шахвердиев А.Н. Расчет поправок на переменность теплофизических характеристик жидкостей и газов при исследованиях в регулярном тепловом режиме первого рода // Изв. вузов. Приборостроение. 1988. № 7. С. 92.
13. Горшков Ю.А., Уманский А.С. Измерение теплопроводности газов. М.: Энергоиздат, 1982. 223 с.