УДК 536.12.621.6

РАСЧЕТ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ПЛОСКОГО ОБЛУЧАЕМОГО ОБРАЗЦА КЕРАМИЧЕСКОЙ МАССЫ ПРИ ИСПАРЕНИИ ВЛАГИ С НАГРЕВАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ*

Докт. техн. наук, проф. ОСИПОВ С. Н., асп. БИЛЫК В. А.

Белорусский национальный технический университет,
ГНУ «Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова»

При сушке изделий строительной керамики пластического формования качество получаемой продукции во многом зависит от деформаций и образования поверхностных трещин в начальном периоде при значениях массообменного критерия $\mathrm{Fo}_m \le 0{,}2\ldots0{,}5$. Ввиду существенной нестационарности температурных полей этот период сушки часто называют периодом прогрева.

В начальном периоде сушки по мере нагревания поверхности керамической массы соответственно возрастает интенсивность испарения влаги, которая зависит от разности парциальных давлений пара у поверхности и в окружающей среде, как это следует из формулы Дальтона. Однако в нестационарных условиях коэффициент влагообмена изменяется во времени [1].

Изменение давления пара (насыщенного) у поверхности испарения примерно экспоненциально увеличивается с ростом температуры [2]. Однако рост температуры поверхности испарения ввиду ее охлаждения за счет этого испарения протекает иначе, чем нагревание сухой поверхности. Как показывают исследования А. Ф. Чижского [3] и наши эксперименты, вследствие испарительного охлаждения нагреваемой поверхности керамической массы при постоянном потоке воспринимаемой энергии интенсивность сушки в начале процесса нарастает по зависимостям, которые в первом приближении можно аппроксимировать уравнением

$$j_\tau = j_m[1 - \exp(-\zeta\tau)], \tag{1}$$

где j_m – интенсивность сушки в первом периоде (примерно постоянная величина), г/(см^2·с); ζ – эмпирический коэффициент при показателе экспоненты, характеризующий скорости нарастания интенсивности сушки, с$^{-1}$; τ – время с начала сушки, с.

Тогда расход теплоты на испарение влаги с 1 см^2 нагреваемой поверхности в единицу времени (расходуемый тепловой поток) составит

$$S_u = j_\tau r = S_0[1 - \exp(-\zeta\tau)], \tag{2}$$

где r – теплота испарения, Вт/г; S_0 – величина теплового потока, воспринимаемого нагреваемой поверхностью (постоянная величина), Вт/см^2.

Величина теплового потока, идущего на нагревание плоского образца, составляет

$$S_\tau = S_0\exp(-\zeta\tau). \tag{3}$$

* Печатается в порядке обсуждения.

Необходимо отметить, что при линейном росте температуры нагреваемой поверхности во времени давление пара у поверхности и, следовательно, интенсивность испарения нарастают по сложной кривой, соответствующей эмпирической формуле [4]. Однако в начальном периоде сушки капиллярно-пористых тел температура нагреваемой поверхности увеличивается нелинейно, а градиент температуры быстро уменьшается, стремясь к уровню, близкому к нулевому значению и характерному для первого периода сушки. Любые кривые сушки керамических материалов начинаются с нулевого значения j_τ и в начальной и первой частях периода примерно экспоненциально достигают величины j_m или близкой к ней.

На рис. 1 приведены результаты экспериментального определения средних значений интенсивности испарений влаги с поверхностей, облучаемых достаточно мощными тепловыми потоками плоских образцов керамических масс по данным авторов (кривые 1 и 2) и А. Ф. Чижского (кривая 3 [3]). Неравномерное расположение экспериментальных точек во времени для аппроксимирующих кривых 1 и 2 объясняется испытанием различных однотипных образцов на трещинообразование, когда каждое значение j_τ определялось как среднее за промежуток времени $0\ldots\tau$. Разброс экспериментальных точек вокруг аппроксимирующих кривых по j происходит, по-видимому, за счет «ячеистой» структуры испарения влаги и существенной анизотропии свойств образцов, даже изготовленных из одного материала. Учитывая методику определения j_τ, экспериментальные данные А. Ф. Чижского (кривая 3 [3]) также являются средними значениями в интервале $\tau_i\ldots\tau_{i+1}$. По этим данным нетрудно определить значения j_m и ζ в формулах (2) и (3).

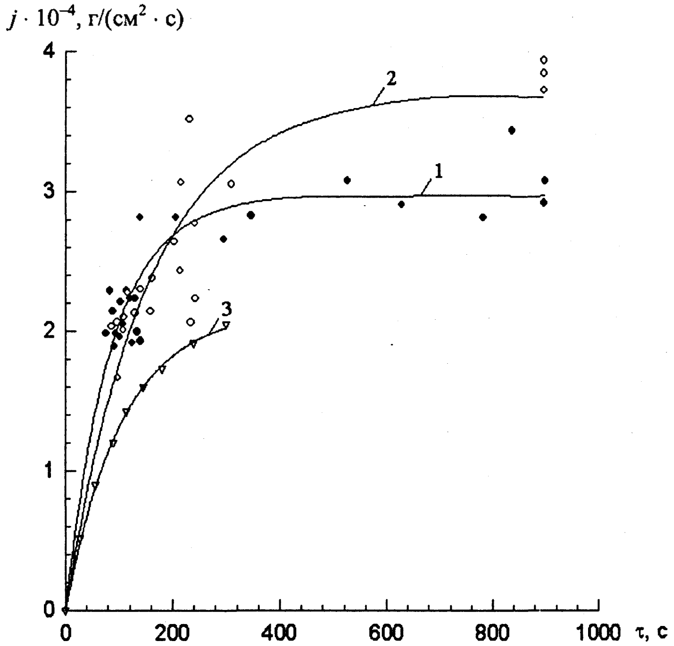

Рис. 1. Зависимость интенсивности испарения влаги из плоских образцов керамических масс пластического формования от времени до образования поверхностных трещин: 1 (•) – формовочная масса, используемая Минским заводом строительных материалов (80 % лукомльской глины + 20 % гранитного отсева) при $S_0 \approx 1$ Вт/см^2 и h = 0,6 см; 2 (∘) – то же при $S_0 \approx 1$ Вт/см^2 и $h = 2{,}0$ см; 3 (Δ) – по данным [3] для образцов из спондиловой глины при $S_0 \approx 0{,}7$ Вт/см^2 и $h = 1{,}6$ см

Как показывает компьютерная обработка приведенных на рис. 1 результатов экспериментов, для кривой 1: $j_m = 2{,}97 \cdot 10^{-4}$ г/(см^2 · с) и $\zeta = 0{,}0174$ с$^{-1}$ при возможных стандартных отклонениях значений j_m и ζ соответственно: $\Delta j_m = 8{,}85 \cdot 10^{-6}$ г/(см^2 · с) и $\Delta\zeta = 0{,}001$ с$^{-1}$, что более чем на порядок меньше основных величин.

Для кривой 2: $j_m = 3{,}69 \cdot 10^{-4}$ г/(см^2 · с) и $\zeta = 0{,}00652$ с$^{-1}$ при $\Delta j_m = 1{,}96 \cdot 10^{-5}$ г/(см^2 · с) и $\Delta\zeta = 0{,}00078$ с$^{-1}$, что также примерно на порядок меньше основных величин.

Для кривой 3: $j_m = 2{,}15 \cdot 10^{-4}$ г/(см^2 · с) и $\zeta = 0{,}00975$ с$^{-1}$ при $\Delta j_m = 2{,}65 \cdot 10^{-6}$ г/(см^2 · с) и $\Delta\zeta = 0{,}00027$ с$^{-1}$, что более чем на порядок меньше основных величин.

Необходимо отметить, что коэффициенты корреляции для исходных экспериментальных данных (рис. 1, кривые 1, 2 и 3) соответственно составляют $r_1 = 0{,}83$; $r_2 = 0{,}86$ и $r_3 = 0{,}95$. Такие высокие значения коэффициентов корреляции свидетельствуют о правильности выбора аппроксимирующей зависимости в виде экспоненты.

Для расчета теплового режима плоского образца в начальном периоде сушки ранее [5] использовалось решение [6], где в качестве граничного условия задавалось изменение температуры нагреваемой поверхности в соответствии с экспериментальной зависимостью

$$t(0,\tau) = t_0 + (t_k - t_0)[1 - \exp(-\beta\tau)]. \qquad (4)$$

Здесь t_0 – начальная температура нагреваемой поверхности, °С; t_k – конечная температура нагреваемой поверхности при наступлении регулярного режима (первый период сушки), °С; β – коэффициент при показателе степени экспоненты, с$^{-1}$.

Однако такой вариант расчета теплового режима плоского образца с одной нагреваемой поверхностью при испарении с нее влаги требует экспериментального определения температуры на этой поверхности, т. е. фактически исключает возможность предрасчета теплового режима по величине подводимого потока теплоты S_0, что препятствует прогнозу обезвоживания наружных слоев керамической массы за счет испарения влаги и ее термоградиентного переноса. Поэтому приведенная постановка задачи отвечает насущным требованиям разработки практических мероприятий для повышения качества сушки изделий строительной керамики пластического формования.

Аналитически задача может быть представлена весьма упрощенно в виде уравнения теплопроводности

$$a\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial t}{\partial \tau} \qquad (5)$$

с начальным и граничными условиями:

$$t(x,0) = t_0; \quad -\lambda\left.\frac{\partial t}{\partial x}\right|_{x=0} = S_0 e^{-\zeta\tau}; \quad \left.\frac{\partial t}{\partial x}\right|_{x=h} = 0, \qquad (6)$$

где h – толщина пластины, см; a – коэффициент температуропроводности, см^2/с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(см · град).

В [6] приведено много вариантов решения уравнения Фурье с различными краевыми условиями, но в постановке (5), (6) авторам не удалось найти готового аналитического решения градиентов температур, а в [7] дано решение только для температур.

Для решения задачи использовано интегральное косинус-преобразование Фурье в виде

$$t_c(n,\tau)=\int_0^h t(x,\tau)\cos\frac{n\pi x}{h}dx \text{ при } n=1,2,\ldots, \tag{7}$$

где $t_c(n,\tau)$ – изображение функции $t(x,\tau)$, удовлетворяющее условию Дирихле.

В результате серии преобразований и подстановок получается линейное неоднородное уравнение вида

$$y'+by=g(\tau), \tag{8}$$

где

$$y=y(\tau)=t_c(n,\tau);\quad y'=\frac{\partial y(\tau)}{\partial\tau}=\frac{\partial}{\partial\tau}t_c(n,\tau);$$

$$g(\tau)=a(-1)^n\frac{q(\tau)}{\lambda}=(-1)^n\frac{S_0}{\lambda}e^{-\zeta\tau};\quad b=a\left(\frac{n\pi}{h}\right)^2. \tag{9}$$

Решение этого уравнения (после возвращения к оригиналу функции) имеет вид

$$t(x,\tau)=t_0-\frac{aS_0}{h\lambda\zeta}\left(e^{-\zeta\tau}-1\right)-\frac{2aS_0}{h\lambda}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n}{a\left(\frac{n\pi}{h}\right)^2-\zeta}\left(e^{-a\left(\frac{n\pi}{h}\right)^2\tau}-e^{-\zeta\tau}\right)\cos\frac{n\pi x}{h}. \tag{10}$$

Приняв $\mathrm{Fo}=\frac{a\tau}{h^2}$ (критерий Фурье); $\mathrm{Pd}=\frac{\zeta h^2}{a}$ (критерий Предводителева); $\eta=\frac{x}{h}$ и $\mu_n=\pi n$ и разложив ряд в формуле (10) на два, один из которых преобразуем по [9] и получим для безразмерных координат аналогично задаче № 22 [6]:

$$t(\mathrm{Fo},\eta,\mathrm{Pd})=t_0+\frac{S_0h}{\lambda}\frac{1}{\mathrm{Pd}}-\frac{S_0h}{\lambda}\frac{\cos\left(\sqrt{\mathrm{Pd}}(1-\eta)\right)}{\sqrt{\mathrm{Pd}}\sin\sqrt{\mathrm{Pd}}}e^{-\mathrm{FoPd}}-$$
$$-2\frac{S_0h}{\lambda}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n e^{-\mathrm{Fo}\mu_n^2}\cos(\mu_n(1-\eta))}{\mu_n^2-\mathrm{Pd}}. \tag{11}$$

Средняя температура тела

$$\bar{t}=\bar{t}(\mathrm{Fo},\mathrm{Pd})=t_0+\frac{S_0h}{\lambda\mathrm{Pd}}\left(1-e^{-\mathrm{FoPd}}\right). \tag{12}$$

Градиент температуры

$$\frac{\partial t(\mathrm{Fo}, \eta, \mathrm{Pd})}{\partial x} = -\frac{S_0}{\lambda}\frac{\sin\left(\sqrt{\mathrm{Pd}}(1-\eta)\right)}{\sin\left(\sqrt{\mathrm{Pd}}\right)}e^{-\mathrm{FoPd}} - 2\frac{S_0}{\lambda}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n e^{-\mathrm{Fo}\mu_n^2}\mu_n \sin\left(\mu_n(1-\eta)\right)}{\mu_n^2 - \mathrm{Pd}}. \quad (13)$$

Для построения номограмм, аналогичных представленным в задаче № 22 [6], приведенные выше итоговые формулы нуждаются в некотором преобразовании. В качестве примера приводим формулу параметра средней температуры, для быстрого определения которого на рис. 2 построена номограмма

$$\overline{\Theta} = \overline{\Theta}(\mathrm{Fo}, \mathrm{Pd}) = \frac{\bar{t}(\mathrm{Fo}, \mathrm{Pd}) - t_0}{\frac{S_0 h}{\lambda}} = \frac{1}{\mathrm{Pd}}\left(1 - e^{-\mathrm{Fo\,Pd}}\right). \quad (14)$$

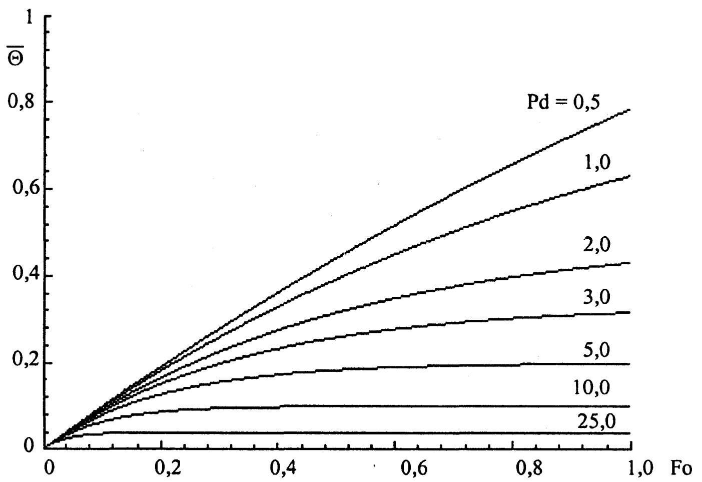

Рис. 2. Зависимость величины параметра средней температуры от значений Fo при Pd = 0,5; 1,0; 2,0; 3,0; 5,0; 10,0; 25,0

Тогда для средней температуры пластины (образца) имеем

$$\bar{t} = t_0 + \overline{\Theta}\frac{S_0 h}{\lambda}. \quad (15)$$

При сушке керамических изделий пластического формования для оценки возможности появления поверхностных трещин большое значение имеет динамика теплофизических параметров нагреваемой поверхности, к которым в первую очередь относится изменение температуры и ее градиента.

Температуру нагреваемой поверхности пластины ($h = 0$) можно определить по формуле

$$t_n = t_0 + \Theta\frac{S_0 h}{\lambda}, \quad (16)$$

где Θ – параметр температуры,

$$\Theta = \frac{1}{\mathrm{Pd}} - \frac{\cos\left(\sqrt{\mathrm{Pd}}(1-\eta)\right)}{\sqrt{\mathrm{Pd}}\sin\sqrt{\mathrm{Pd}}}e^{-\mathrm{FoPd}} - 2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n e^{-\mathrm{Fo}\mu_n^2}\cos\left(\mu_n(1-\eta)\right)}{\mu_n^2 - \mathrm{Pd}}. \quad (17)$$

Для оценочных определений Θ авторами приводится номограмма (рис. 3).

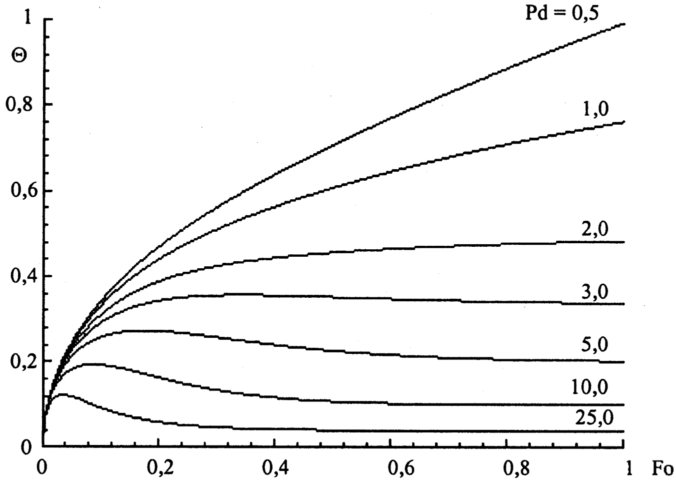

Рис. 3. Зависимость величины параметра температуры для нагреваемой поверхности пластины от значений Fo при Pd = 0,5; 1,0; 2,0; 3,0; 5,0; 10,0; 25,0

Градиент температуры нагреваемой поверхности пластины ($h = 0$) можно рассчитать

$$\left.\frac{\partial t}{\partial x}\right|_{x=0} = -G\frac{S_0}{\lambda}, \tag{18}$$

где G – параметр градиента температуры,

$$G = \frac{\sin\left(\sqrt{\mathrm{Pd}}(1-\eta)\right)}{\sin\left(\sqrt{\mathrm{Pd}}\right)} e^{-\mathrm{FoPd}} + 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n e^{-\mathrm{Fo}\mu_n^2} \mu_n \sin\left(\mu_n(1-\eta)\right)}{\mu_n^2 - \mathrm{Pd}}. \tag{19}$$

Для определения значений параметра градиента температуры представлена номограмма (рис. 4).

Для проверки правильности полученного решения использованы краевые условия задачи № 22 [6], при которых параметр средней температуры $\overline{\Theta} = \mathrm{Fo}$. Полученное решение для параметра $\overline{\Theta}$ при $\mathrm{Pd} = 0$:

$$\overline{\Theta} = \frac{1}{\mathrm{Pd}}\left(1 - e^{\mathrm{FoPd}}\right) = \mathrm{Fo} - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-1)^n \mathrm{Fo}^n \mathrm{Pd}^{n-1}}{n!} = \mathrm{Fo} \tag{20}$$

в силу того, что ряд

$$\sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-1)^n \mathrm{Fo}^n \mathrm{Pd}^{n-1}}{n!} \tag{21}$$

сходится по критерию Даламбера.

После преобразования параметр градиента температуры получается аналогичным приведенному в задаче № 22 [6]

$$G = 1 - \eta - 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{\mu^n} e^{-\mathrm{Fo}\mu_n^2} \sin\left(\mu_n(1-\eta)\right). \tag{22}$$

Подобным образом параметр температуры Θ при $\mathrm{Pd} = 0$ оказывается аналогичным в [6] и [7].

Необходимо отметить, что $G \to 0$ при $\eta \to 0$, если не выполнить преобразования ряда в формуле (10) по [8], и тогда градиент температуры поверхности ($\eta = 0$) принимает нулевое значение. Последнее не соответствует физическому смыслу теплового процесса нагревания и, по-видимому, является следствием недостаточного учета всех факторов в параболических дифференциальных уравнениях, на что указывал А. В. Лыков [9]. Однако уже при $\eta = 0{,}005...0{,}007$ величина G достигает максимального значения, которое можно принять в качестве величины градиента температуры на нагреваемой поверхности.

Приведенные детерминированные решения поставленной задачи определяют только усредненные уровни теплофизического состояния нагреваемых пластин и дают оценку влияния учтенных факторов на развитие процесса нагревания. Для реального количественного описания температурных полей необходимо общее определение значений ζ с учетом криволинейности зависимости (1), что может быть сделано на основе достаточно простых экспериментов. Кроме того, необходимо оценить влияние некоторого изменения параметров a и λ, которые при решении задачи приняты постоянными, на получаемые результаты расчетов.

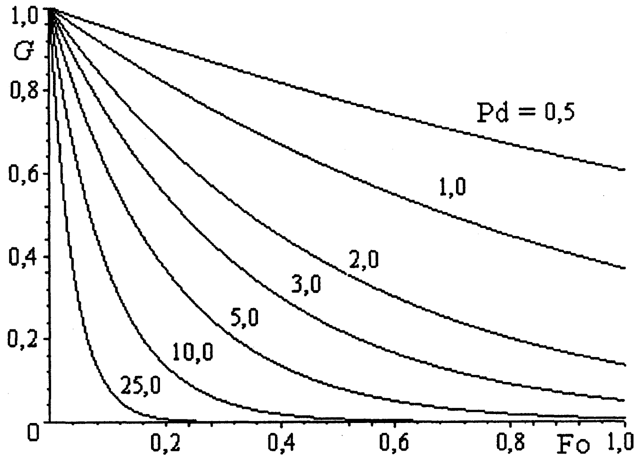

Рис. 4. Зависимость величины параметра градиента G при $\eta = 0$ от значений Fo при Pd = 0,5; 1,0; 2,0; 3,0; 5,0; 10,0; 25,0

Полученные решения дают возможность рассчитать поля температур и их градиентов в плоском капиллярно-пористом теле в начальном периоде сушки, что позволяет оценить интенсивность термоградиентного переноса влаги и ее испарение с нагреваемых поверхностей в зависимости от интенсивности тепловосприятия, а также рассчитывать оптимальные технологические режимы сушки с точки зрения энергозатрат и качества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лыков А. В. Теория сушки. – М.: Энергия, 1968. – 472 с.
2. Киреев В. А. Курс физической химии. – М.: Химия, 1975. – 776 с.
3. Чижский А. Ф. Сушка керамических материалов и изделий. – М.: Изд-во лит. по строительству, 1971. – 177 с.
4. Филоненко Г. К. Кинетика сушильных процессов. – М.: Оборонгиз, 1939. – 184 с.

5. И в а н о в с к и й И. К., О с и п о в С. Н. Оценка тепло- и массообменных параметров при термическом испытании образцов глины на чувствительность к сушке // Энергетика… (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). – 2002. – № 6. – С. 75–89.
6. П е х о в и ч А. И., Ж и д к и х В. М. Расчеты теплового режима твердых тел. – Ленинград: Энергия, 1976. – 352 с.
7. Л ы к о в А. В. Теория теплопроводности. – М.: Высш. шк., 1966. – 600 с.
8. Г р а д ш т е й н И. С., Р ы ж и к И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Наука, 1971. – 1108 с.
9. Л ы к о в А. В. Тепломассообмен: Справ. – М.: Энергия, 1972. – 560 с.

Представлена кафедрой
теплогазоснабжения и вентиляции

Поступила 20.11.2003

УДК 621.186.2.001.24

К ПРИМЕНЕНИЮ МЕТОДА «ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЫ» ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ ТРУБОПРОВОДОВ В СИСТЕМАХ ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ

Канд. техн. наук, доц. СЕДНИН В. А., докт. физ.-мат. наук МЕЛЕШКО И. Н.

Белорусский национальный технический университет

Системы централизованного теплоснабжения классифицируются как распределенные в пространстве и состоящие из элементов производства и потребления тепловой энергии, объединенных элементами транспорта (тепловые сети) энергии, и элементов преобразования ее параметров (тепловые пункты). Эффективность их работы существенно зависит от правильной дислокации этих элементов, схемы их соединения, степени автоматизации, структуры и состава самих элементов. Проблемы повышения надежности систем теплоснабжения достаточно подробно изложены в [1, 2].

Необходимый элемент систем централизованного теплоснабжения – тепловые сети, транспортные тепловые потери в которых, с одной стороны, являются показателем работы теплопроводов, характеризующим эффективность расходования природных ресурсов и степень воздействия на окружающую среду, а с другой – указывают на техническое состояние самих теплопроводов.

Актуальность определения транспортных потерь теплоты в сетях централизованного теплоснабжения вызвана необходимостью иметь энергетическую характеристику тепловых сетей по тепловым потерям, которая является важным экономическим показателем, предметом заинтересованности всех участников взаиморасчетов при выработке и потреблении тепловой энергии.

Однако из-за большой погрешности измерений транспортные тепловые потери в тепловых сетях не могут определяться просто как разность между