

Г. А. Фатеев, Л. И. Тарасевич

(Институт тепло- и массообмена АН БССР — Белорусский политехнический институт)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА ПРИ ДВИЖЕНИИ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В ПРОДУВАЕМОМ ПОРИСТОМ ТЕЛЕ

Инженерный расчет теплообмена в пористом теле (плотном слое дисперсного материала), протекающего в условиях, близких к условиям теплового резонанса [1], наиболее интересного с точки зрения практики, требует определения коэффициентов внутреннего и внешнего теплообмена.

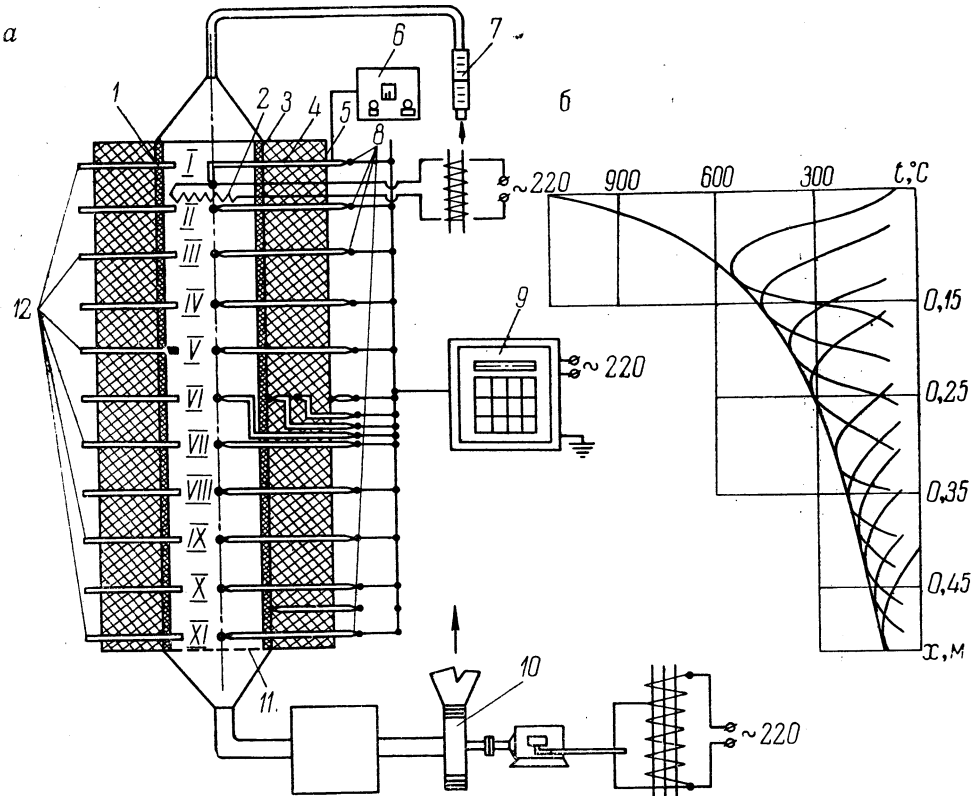


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

В настоящей статье предлагается упрощенная методика определения коэффициентов температуропроводности, внутреннего и внешнего теплообмена по экспериментальным графикам затухания амплитуды свободной тепловой волны и приводятся результаты экспериментальной проверки этой методики.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, а. Основу ее составляет рабочее пространство, заполняемое слоем кварца из

частиц размером 2—5 мм, огражденное стальной трубой 3 диаметром 135/145 мм, футерованной внутри слоем асбестового войлока 1 толщиной 18 мм. Снизу рабочее пространство ограничено решеткой 11. Пространство между внешней поверхностью трубы и кожухом 5 толщиной 55 мм заполнено асбестовой крошкой 4. Установка оборудована системой трубок статического давления 12 и термопар 8, отстоящих друг от друга на расстоянии 50 мм.

Эксперимент осуществлялся следующим образом. С помощью спирали 2 мощностью 100 вт разогревалась верхняя часть слоя до температуры 1100°C, регистрируемой потенциометром 6. Затем электроэнергия, подаваемая на спираль, отключалась, и с помощью вентилятора 10 устанавливался постоянный расход просасываемого воздуха, измеряемый ротаметром 7. При этом термопары 8 с помощью потенциометра 9 регистрировали перенос тепла в виде тепловой волны (рис. 1, б).

Моменты прохождения максимума тепловой волны через плоскость термопары определялись точками касания температурных кривых во времени, записанных на различных уровнях пористого тела, их огибающей, причем сама огибающая представляет график затухания свободной тепловой волны [2].

На рис. 2, а представлены графики затухания амплитуд свободных тепловых волн для различных расходов воздуха, начиная со случая отсутствия фильтрации (кривая 1). График 2, б, сопоставляющий координаты положения термопар с моментами пересечения их амплитудой тепловой волны, показывает, что распространение тепловых волн осуществляется с постоянной скоростью.

Погрешность аппроксимации полученных нами результатов формулой

$$u = \frac{j c_2}{\rho c_1}$$

не превышает 6%. Здесь u — скорость фильтрации газа; j — массовый расход воздуха; c_1 и c_2 — соответственно удельная теплоемкость частиц, слагающих слой, и воздуха; ρ — плотность слоя.

Рассеяние тепла в тепловой волне, как и график затухания амплитуды свободной тепловой волны, регулируется тремя видами переноса: теплопроводностью слоя, внутренним теплообменом между скелетом тела и фильтруемым газом, а также взаимодействием бегущей волны с холодным ограждением. Рассеивающее влияние внутренних видов теплообмена — кондуктивного и конвективного — можно суммировать, если ввести в рассмотрение величину конвективного коэффициента температуропроводности [3]:

$$a_k = \frac{(j c_2)^2 r_v}{\alpha \rho c_1}, \quad (1)$$

где α — коэффициент внутреннего теплообмена; r_v — гидравлический радиус внутреннего теплообмена.

Эффективный коэффициент температуропроводности, суммирующий вклад кондуктивного и конвективного теплообмена, выразится следующей формулой:

$$a_{эф} = a + a_k, \quad (2)$$

где a — коэффициент температуропроводности слоя.

Соответственно дифференциальное уравнение теплопроводности в системе координат движущейся с амплитудой тепловой волны $\eta = x - ut$ запишется в виде

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a_{эф} \frac{\partial^2 t}{\partial \eta^2} - k(t - t_c) + Q(\eta, \tau), \quad (3)$$

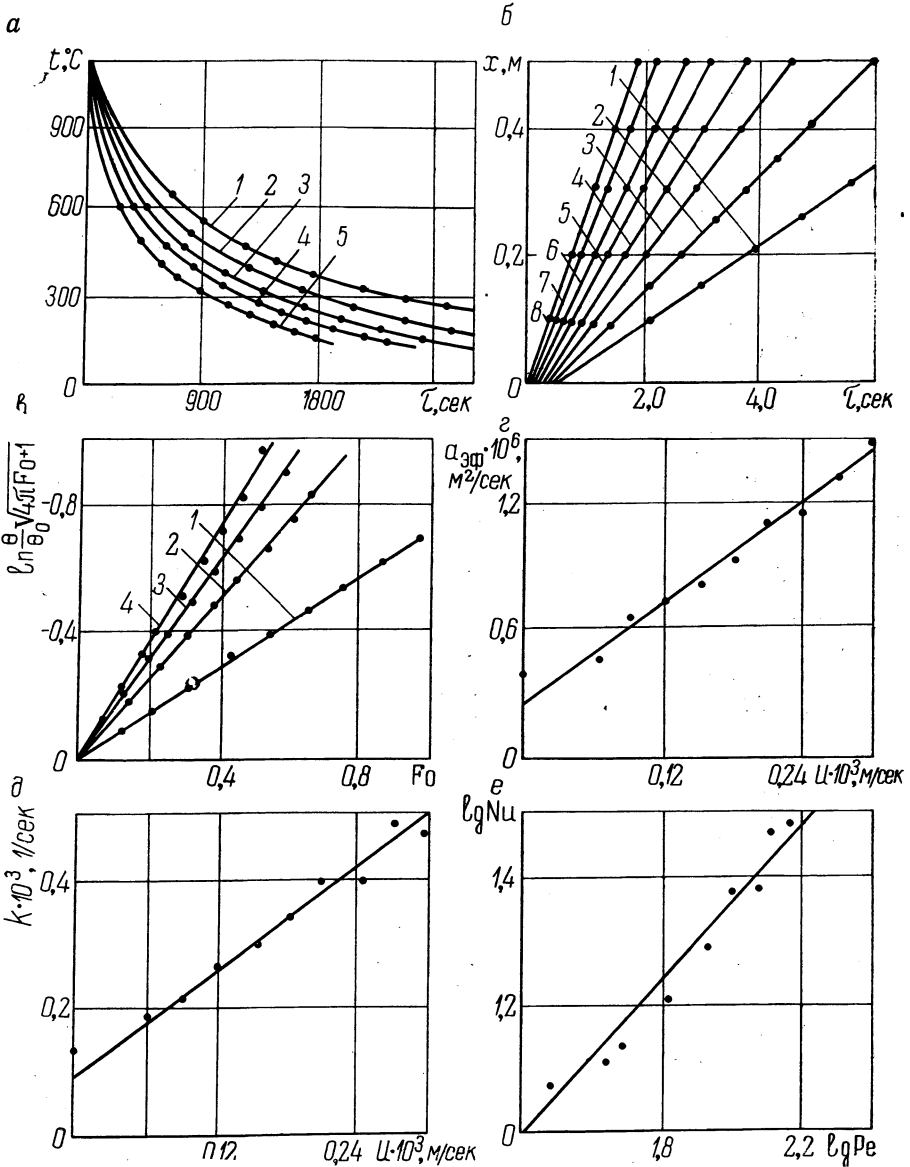


Рис. 2. Графики:

a — затухания амплитуды свободной тепловой волны: 1— $J=0$; 2— $J=4$; 3— $J=6$; 4— $J=8$; 5— $J=100 \text{ м}^3/\text{ч}$; *b* — движения свободной тепловой волны: 1— $J=2$; 2— $J=3$; 3— $J=4$; 4— $J=5$; 5— $J=6$; 6— $J=7$; 7— $J=9$; 8— $J=10 \text{ м}^3/\text{ч}$; *в* — полулогарифмической обработки временной зависимости амплитуды свободной тепловой волны: 1— $J=0$; 2— $J=3$; 3— $J=6$; 4— $J=7 \text{ м}^3/\text{ч}$; *г* — зависимости эффективного коэффициента температуропроводности от скорости движения амплитуды свободной тепловой волны; *д* — зависимости приведенного коэффициента внешнего теплообмена от скорости движения амплитуды свободной тепловой волны; *е* — зависимости логарифмической обработки результатов по внешнему теплообмену в обобщенных переменных.

где τ — время; k — приведенный коэффициент теплообмена; t_c — температура окружающей среды.

Если предположить, что температурное поле в слое, регулируемое уравнением (3), возбуждено импульсным источником тепла $Q(\eta, \tau)$ в плоскости $\eta=0$, то температурный профиль опишется кривой вида

$$t(\eta, \tau) - t_c = \frac{Q \exp \left[-\frac{\eta^2}{4a(\tau + \tau_0)} \right]}{\rho c_1 \sqrt{4\pi a(\tau + \tau_0)}} \exp(-k\tau), \quad (4)$$

где Q — количество тепла, накопленного в слое от электроспирали.

При этом мы предполагаем, что начальный температурный профиль к моменту τ_0 , обусловленный постоянным подводом энергии к спирали, быстро релаксируется к виду (4).

Удовлетворительная аппроксимация графика затухания амплитуды тепловой волны зависимости (4) при $\eta=0$, проиллюстрированная рис. 2, в, дает право сделать экспериментальную оценку коэффициентов внешнего и внутреннего теплообмена, входящих в эту зависимость. Оба вида переноса — внешний и внутренний (конвективный и кондуктивный) — способствуют рассеянию тепла, причем характер их влияния на график затухания свободной тепловой волны различен: гиперболический — вследствие эффективной теплопроводности и экспоненциальный — вследствие внешнего теплообмена.

Алгоритм отдельного определения коэффициентов $a_{эф}$ и k реализован на ЭВМ «Минск-22». Результаты опыта представлены на рис. 2, г и д.

График зависимости $a_{эф}$ от скорости движения амплитуды свободной тепловой волны соответствует физическим представлениям об увеличении рассеивающего влияния конвективного теплообмена с расходом фильтруемого воздуха и дает возможность оценить коэффициент внутреннего теплообмена.

Согласно выражениям (1) и (2), величина эффективного коэффициента температуропроводности $a_{эф}$ сводится к истинному значению a в условиях отсутствия фильтрации воздуха.

Угловой коэффициент наклона прямой, аппроксимирующей значения $a_{эф}$ и u :

$$a_{эф} = a + \frac{Pr d_1 \rho_1}{6K_1 \rho} u,$$

где K_1 — безразмерный коэффициент, отнесенный к частицам, слагающим слой, дает возможность оценить значение коэффициента пропорциональности в обобщенной зависимости $Nu = K_1 Re$. Установленную таким образом критериальную зависимость

$$Nu = 0,216 Re \quad (5)$$

можно считать достоверной в области верхнего предела чисел Re , т. е. при $Re \approx 10-40$, так как при $u \rightarrow 0$ и $a_{эф} \rightarrow a$ величина K_1 , вычисленная на основе разности $a_{эф} - a$, станет малодостоверной. Сравнивая полученную критериальную зависимость (5) с результатами, известными в литературе для теплообмена при $Re > 20$ [4] и массообмена в области $Re > 7$, найдем качественное и определенное количественное соответствие критериальных зависимостей, полученных независимыми способами.

Для проверки достоверности величины $a_{эф}$, приведенной к статистическим условиям ($j=0$), нами был найден коэффициент температу-

ропроводности в электрической печи с цилиндрической рабочей частью диаметром 38,5 мм и высотой 250 мм (рис. 3, а). Рабочее пространство 1 загружалось дисперсным кварцевым материалом фракциями 1,6—2,5 мм; 1—1,6 мм; 0,62—1 мм. С помощью регулирующего устройства 2, имеющего обратную связь с измеряющим прибором 3, устанавливался строго линейный режим подъема температуры стенки печи. Система термопар внутри рабочей части позволяет следить за изотермичностью по высоте засыпки и в то же время измерять дифференциальными термопарами 4 разность температур между осью и периферическими областями Δt .

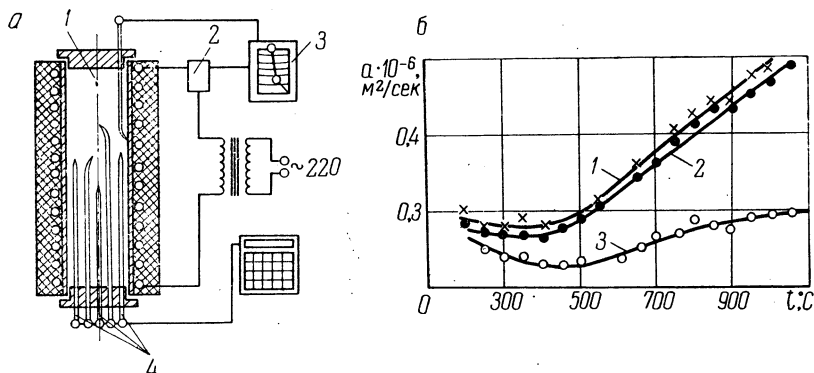


Рис. 3. Определение коэффициента температуропроводности:
а — схема экспериментальной установки; б — зависимость коэффициента температуропроводности от температуры: 1 — фракция кварца 1,6—2,5 мм; 2 — 1—1,6 мм; 3 — 0,62—1 мм.

Температуропроводность вычислялась по формуле

$$a = \frac{k_t r^2}{4 \Delta t},$$

где k_t — скорость подъема температуры печи; r — расстояние дифференциальной термопары от оси.

Результаты измерений представлены на рис. 3, б. Отметим, что при 700°C для кварца 0,62—1 мм $a = 0,26 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$; для кварца 1—1,6 мм $a = 0,35 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$; для кварца 1,6—2,5 мм $a = 0,37 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$, что находится в соответствии с величиной $a = 0,39 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$, определенной для кварца 2—5 мм методом свободной тепловой волны.

Перейдем теперь к анализу результатов по внешнему теплообмену. Интенсификация внешнего теплообмена с увеличением скорости движения тепловой волны (см. рис. 2, д) представляется вполне разумной, если ввести в рассмотрение модель обтекания бегущей тепловой волны холодным слоем теплоизоляции. Проведя аналогию с известной моделью стержневого обтекания тел, обобщение опытных данных можно получить в виде

$$\text{Nu}_3 = 1,45 \text{ Re}_3^{0,59}, \quad (6)$$

где Nu_3 и Re_3 характеризуют условия переноса в слое изоляции.

Теоретический анализ стержневого обтекания изотермической поверхности полуограниченным пространством дает значение $n = 0,59$ в формуле (6), равное 0,5 для изотермической тепловой волны, что подтверждает достоверность произведенной оценки величины k по графикам затухания.

Успех выполненного выше экспериментального определения коэффициентов теплообмена, регулирующих перенос, основан на справедливости

ности допущения об эквивалентности рассеивающих влияний кондуктивного и конвективного теплообмена, определяемого формулой (1). Оценивая условия настоящего экспериментального исследования по свободному переносу тепла, мы обнаруживаем, что число $Re_{эф} = \frac{ul}{a_{эф}}$ составляет порядка 30, что обеспечивает достоверность допущения об аддитивности условий конвективного и кондуктивного переноса [3].

Рассмотренная методика определения коэффициентов переноса по профилям затухания свободной тепловой волны позволяет определить по существу все параметры теплообмена, необходимые для расчета условий вынужденного переноса, осложненного превращениями при наличии источников тепла.

Литература

1. *Фатеев Г. А.* Перенос тепла в реагирующем пористом теле при наличии фильтрации газа. — В сб.: «Тепло- и массообмен при фазовых и химических превращениях». Минск, 1968. 2. *Смольский Б. М. и др.* Исследование процесса переноса тепла и реагирования в слое дисперсного материала. — В сб.: «Исследование по конвективному тепло- и массообмену». Минск, 1970. 3. *Смольский Б. М. и др.* Влияние кондуктивного и конвективного теплообмена на скорость движения зоны реагирования в продуваемом пористом теле. — В сб.: «Тепло- и массоперенос». Т. 2. Ч. 2. Минск, 1972. 4. *Тимофеев В. Н.* Теплообмен в слое. — «Изв. ВТИ», 1949, № 2.