

УДК 532.72; 669.015.23

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗОГРЕВА СУХИХ ОБРАЗЦОВ ПРИ АКУСТО-КОНВЕКТИВНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Ю. А. Гостеев, Ю. Г. Коробейников, А. В. Федоров, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

E-mail: fedorov@itam.nsc.ru

Изучается задача о воздействии звукового поля на образцы с регулярной сеточной структурой, не содержащие влаги. Экспериментально показано, что величина разогрева образцов, помещенных во внешний поток с акустическим воздействием, существенно зависит от материала фиксирующих пластин. Построена математическая модель сопряженного теплопереноса в образце и пластине, позволяющая качественно и приближенно количественно описать данное явление.

Ключевые слова: акусто-конвективная сушка, акустическое поле, капиллярно-пористое тело, диссипация энергии, теплопроводность, физическое и математическое моделирование.

Экспериментальные исследования. В работе [1] была проведена визуализация процесса сушки в модельном образце, состоящем из двух стеклянных пластин с зажатой между ними мелкаячейстой сеткой. Показано ускорение процесса экстракции влаги при акусто-конвективном воздействии по сравнению с конвективным способом сушки. Были также начаты исследования влияния материала, из которого изготовлены пластины, на скорость сушки. Использовались пластины из стали, стекла и оргстекла. В условиях, когда температура потока воздуха в канале установки была выше начальной температуры образцов, большая скорость сушки наблюдалась в образцах с большим коэффициентом теплопроводности материала. Это соотношение сохранялось как для конвективного режима сушки, так и при наличии акустического воздействия.

В данной работе продолжено экспериментальное и теоретическое исследование процесса акусто-конвективной сушки. На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки, в которую одновременно помещались три модельных образца, состоящих из двух пластин, выполненных из стали, стекла и оргстекла, и зажатой между ними с помощью пластмассового профиля мелкаячейстой латунной сетки. Пространство между пластинами могло заполняться дистиллированной водой через медицинскую иглу, введенную во внутреннюю полость. Температура внутри образцов, а также температура потока воздуха вблизи образцов измерялась хромель-алюмелевыми и хромель-капелевыми термопарами. Подготовленный образец устанавливался в канал сушильной установки прямоугольного сечения так, чтобы открытый край сетки находился на подветренной стороне потока.

В качестве источника звука использован генератор Гартмана. Режим работы установки определялся давлением торможения рабочего газа в форкамере сопла P и положением поршней. Интенсивность акустического поля измерялась датчиком давления, сигнал с которого подавался на анализатор спектра и осциллограф.

Опыты проводились на сухих образцах в разных режимах: при конвективном и акусто-конвективном воздействиях. Интенсивность акустического поля составляла 170 дБ при частоте 400 Гц. Давление торможения в форкамере сопла было примерно одинаковым во всех

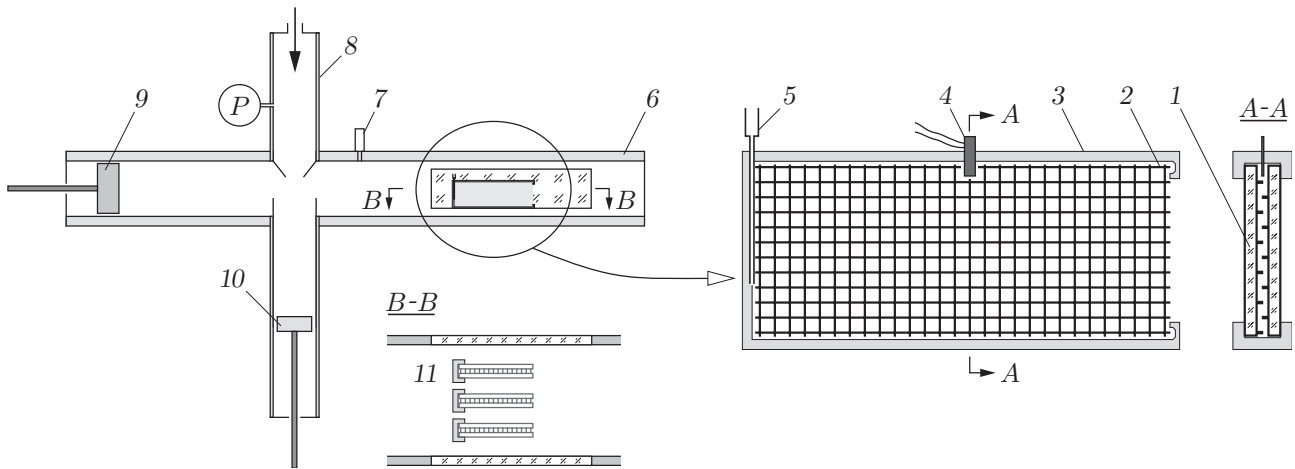


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — пластины; 2 — сетка; 3 — пластмассовый профиль; 4 — термопара; 5 — игла; 6 — рабочий канал; 7 — датчик давления; 8 — генератор Гартмана; 9, 10 — поршни; 11 — образцы

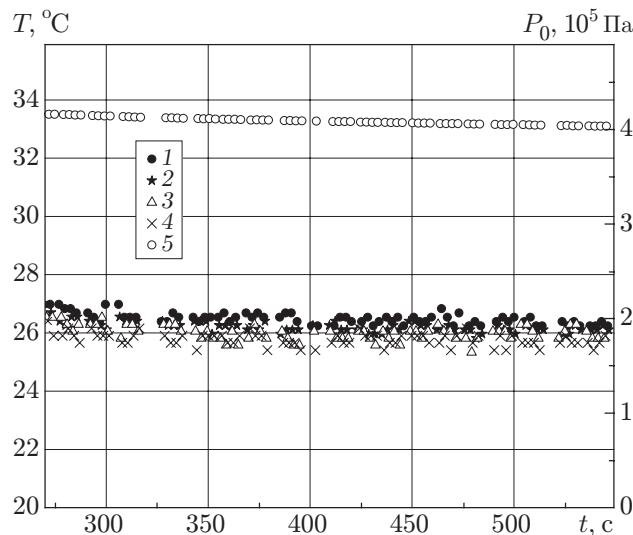


Рис. 2. Результаты измерений температуры потока четырьмя термопарами без акустического поля (1–4) и давление в форкамере установки (5)

этих экспериментах, поэтому и средняя скорость потока воздуха была также одинаковой и составляла 26 м/с.

Спаи термопар, предназначенных для измерения температуры внутри образцов, зачеканивались в небольшую медную пластину, которая и вводилась внутрь образцов (см. рис. 1). Спаи термопары для измерения температуры потока оставался открытым. Для тестирования показаний термопар было проведено измерение температуры потока всеми термопарами в режиме без акустического поля. Показания термопар удовлетворительно согласуются между собой (рис. 2).

Результаты измерений температуры внутри сухих образцов и температуры потока при конвективном режиме и при наличии акустического поля представлены соответственно на рис. 3, а, б. Видно, что при конвективном воздействии температура внутри всех трех образцов равна температуре потока. В режиме с акустическим полем наблюдается опре-

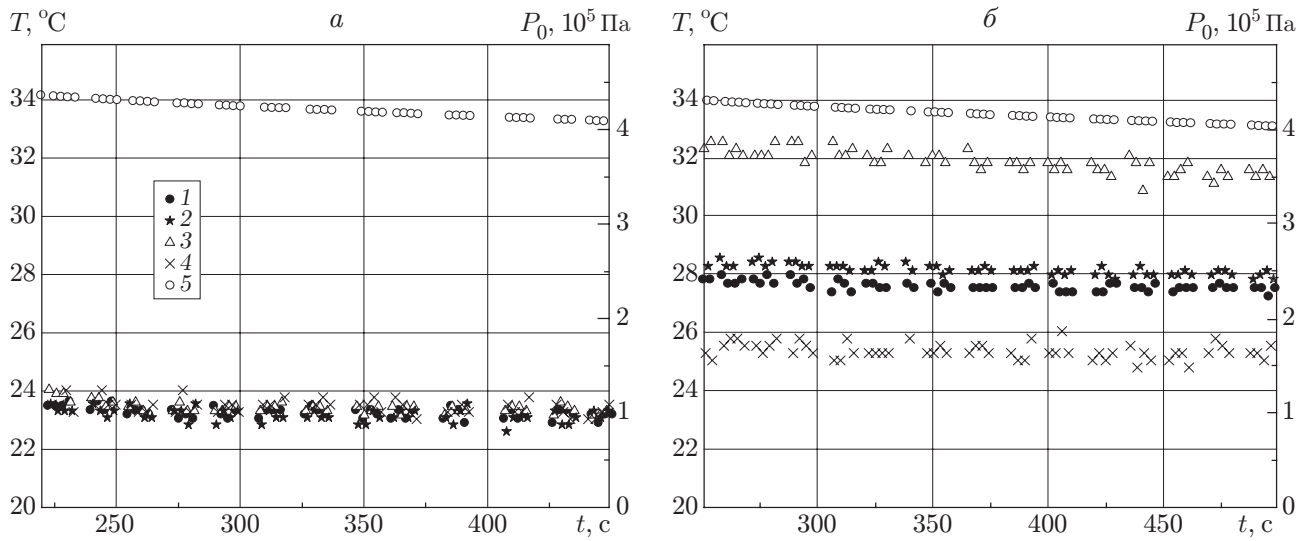


Рис. 3. Результаты измерений в потоке без акустического поля (*а*) и при наличии акустического поля (*б*):

1, 2, 3 — температура сухих образцов (материал пластин — сталь, стекло и оргстекло соответственно); 4 — температура в потоке; 5 — давление в форкамере установки

деленный разогрев образцов по сравнению с потоком. Причем больше других нагревается образец с пластинами из оргстекла, а меньше всего — из стали. Наблюдаемое явление нагрева можно, видимо, объяснить, с одной стороны, диссипацией энергии акустического поля внутри образцов, с другой — охлаждающим действием потока. Очевидно, что образец с пластинами из материала с большей теплопроводностью (сталь, стекло) будет лучше охлаждаться.

Физическая постановка задачи. Целью дальнейшего исследования является теоретическое описание эффекта разогрева образцов, помещенных в акусто-конвективное поле. Расчетная схема процесса приведена на рис. 4. Плетеная сетка толщиной $a = 0,25$ мм

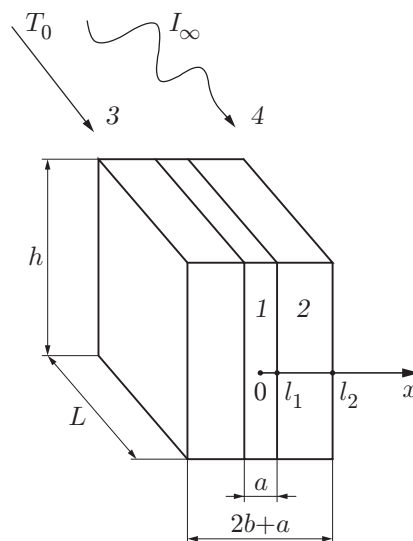


Рис. 4. Схема процесса акусто-конвективного воздействия на модельный образец: 1 — сетка; 2 — пластина; 3 — воздушный поток; 4 — акустическое поле

Влияние материала пластины на конечную температуру и разогрев образца

Материал пластины	λ , Вт/(м·К)	T , К	ΔT , К
Сталь	80	300,5	2,5
Стекло	1	301,0	3,0
Оргстекло	0,19	304,5	6,5

зажата между двумя идентичными пластинами толщиной b каждая. Размер пластины в продольном направлении $L = 51$ мм. Как указывалось выше, материал пластины в экспериментах варьировался: сталь ($b = 1,125$ мм), стекло и оргстекло ($b = 1,2$ мм). Скорость воздушного потока $u = u(t) = \bar{u} + u' \sin \omega t$, где $\bar{u} = 26$ м/с и $u' = 44$ м/с — средняя и колебательная составляющие скорости; $\omega = 2\pi f$ ($f = 400$ Гц) — круговая частота колебаний. Режим обтекания пластины носил турбулентный характер. Температура потока T_0 в ходе экспериментов оставалась примерно постоянной, $T_0 = 298$ К. В начальный момент времени температуры образца и пластины отличались от T_0 .

В ходе акустического воздействия (длительностью около 260 с) и обтекания потоком температура образца T возрастала и в конце процесса на 2,5–6,5 К превышала температуру потока. Как видно из таблицы, на величину разогрева $\Delta T = T - T_0$ существенно влиял материал пластины.

Математическая модель. Полученные результаты могут быть объяснены в рамках распределенной модели теплопереноса различием теплофизических свойств материалов пластины.

Обозначим параметры состояния сетки и пластины величинами с индексами 1 и 2 соответственно. Сетку считаем равновесной по температуре двухфазной средой с объемной долей воздуха (пористостью) m_{11} и металла m_{12} , где индексы 11 и 12 относятся к воздуху и твердой фазе. Для простоты анализа используем одномерную математическую модель теплообмена, в которой рассматривается поперечное сечение образца. Поместим начало координат в центр сетки (см. рис. 4). Тогда уравнения рассматриваемой модели имеют вид

$$c_{p,1}\rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + q, \quad 0 < x < l_1; \quad (1)$$

$$c_{p,2}\rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}, \quad l_1 < x < l_2; \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial x} = 0, \quad x = 0; \quad (3)$$

$$T_1 = T_2, \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}, \quad x = l_1; \quad (4)$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = \alpha(T_2 - T_0), \quad x = l_2; \quad (5)$$

$$T_1 = T_1^0(x), \quad T_2 = T_2^0(x), \quad t = 0. \quad (6)$$

Здесь x , t , T , ρ и λ — соответственно пространственная координата, время, температура, плотность и теплопроводность; $c_{p,1}\rho_1 = c_{p,11}\rho_{11} + c_{p,12}\rho_{12}$; $\rho_{1i} = m_{1i}\rho_{1i}^0$ ($i = 1, 2$) — средняя плотность i -й фазы сетки; $m_{12} = 1 - m_{11}$; ρ_{11}^0 , ρ_{12}^0 и $c_{p,11}$, $c_{p,12}$ — плотности и изобарные теплоемкости воздуха и проволоки; ρ_2 и $c_{p,2}$ — аналогичные величины для материала пластины; q — источник, описывающий выделение тепла в сетке в результате действия акустического поля [2, 3]; α — коэффициент теплообмена пластины с окружающей средой. Для величин λ_1 и α будем использовать следующие соотношения:

$$\lambda_1 = m_{11}\lambda_{11} + m_{12}\lambda_{12}, \quad \alpha = \lambda_{11} \text{Nu} / L,$$

где Nu — осредненное число Нуссельта, зависящее от числа Рейнольдса $Re_L = \langle u \rangle L / \nu_{11}$:

$$Nu = 0,01387 Re_L^{0,8} \text{ при турбулентном обтекании пластины [4]. Здесь } \langle u \rangle = f \int_0^{1/f} |u(t)| dt \approx$$

33 м/с — среднее за период колебаний значение модуля скорости потока, ν_{11} — кинематическая вязкость, связанная с температуропроводностью $a_{11} = \lambda_{11} / (\rho_{11}^0 c_{p,11})$ соотношением $\nu_{11} = Pr a_{11}$, где $Pr \approx 0,7$ — число Прандтля.

При определении функционального вида источника тепла q следуем работам [2, 3]. Если звук интенсивностью I_∞ падает на капиллярно-пористое тело, то в результате диссипации звуковой энергии в капилляре на единицу длины последнего выделится тепло

$$Q = I_0 S_K k_\Pi,$$

где $I_0 = (4M / (2M^2 + 2M + 1)) I_\infty$ — интенсивность звука, распространяющегося по капилляру; $k_\Pi = (\sqrt{\omega/2} / (r_K c_{11})) [\sqrt{\nu_{11}} + (c_{p,11} / c_{v,11} - 1) \sqrt{a_{11}}]$ — коэффициент поглощения, имеющий размерность m^{-1} [2]; S_K и $r_K = \sqrt{S_K / \pi}$ — площадь поперечного сечения и (эффективный) радиус капилляра; $c_{v,11}$ и c_{11} — изохорная теплоемкость и скорость звука в воздухе. Коэффициент, стоящий в формуле для I_0 , зависит от величины

$$M = \frac{2(1+g)}{r_K} \sqrt{\frac{\nu_{11} c_{p,11}}{\omega c_{v,11}}},$$

где g — отношение площади поперечного сечения образца, не занятой порами, к площади пор. Отсюда определяем энергию, диссипируемую в единице объема капилляра:

$$q_K = Q / S_K = I_0 k_\Pi.$$

Учтем дополнительно пористость образца, а также тот факт, что при выводе соотношения для I_0 в [3] использовалось предположение о цилиндрической форме капилляров, пронизывающих облучаемое тело в направлении распространения звуковой волны. При расчете величины q для системы произвольно ориентированных капилляров и сложной геометрии порового пространства необходимо вводить поправочный коэффициент k_q . Очевидно, что в случае исследованного модельного образца данный коэффициент превышает единицу из-за наличия перпендикулярных к направлению звука “капилляров” и очевидных геометрических отличий от конфигурации в [3]. В результате приходим к искомой зависимости:

$$q = k_q m_{11} q_K = I_0 k_\Pi k_q m_{11}.$$

Стационарный разогрев. Исследование упрощается при переходе к стационарному варианту уравнений (1), (2). Решение краевой задачи (3)–(5) в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned} T_1(x) &= T_a + q[(1 - 2\lambda_1/\lambda_2)l_1^2 - x^2]/(2\lambda_1), \\ T_2(x) &= T_a - ql_1 x/\lambda_2, \quad T_a = T_0 + (l_2/\lambda_2 + 1/\alpha)ql_1. \end{aligned}$$

Отсюда получаем разогрев в середине образца:

$$\Delta T_1 \equiv T_1(0) - T_0 = qa(1/\alpha + a/(4\lambda_1) + b/\lambda_2)/2.$$

Здесь $qa/2 = ql_1$ — поток тепла на границе между сеткой и пластиной; α^{-1} и $a/(4\lambda_1) + b/\lambda_2$ — внешнее и внутреннее термические сопротивления. Для наглядности последнюю формулу можно записать еще так:

$$\Delta T_1 = qa(1 + B_1 + B_2)/(2\alpha), \tag{7}$$

где $B_1 = a\alpha/(4\lambda_1)$, $B_2 = b\alpha/\lambda_2$ — безразмерные комплексы, аналогичные числам Нуссельта при изолированном тепловом анализе сетки и пластины.

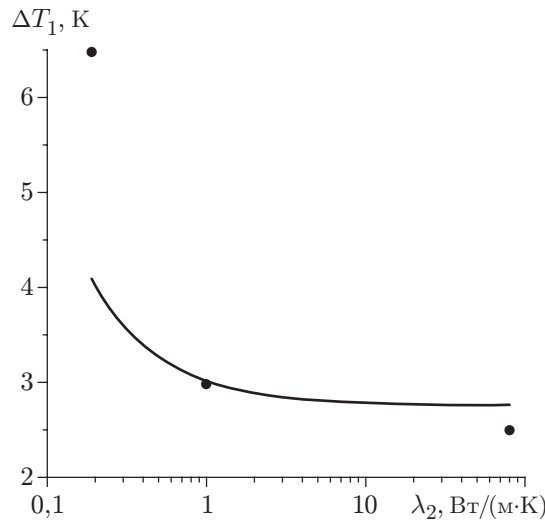


Рис. 5. Сравнение расчетных и опытных данных по зависимости разогрева образца от теплопроводности пластины:
линия — расчет, точки — эксперимент

Согласно (7) разогрев образца обратно пропорционален теплопроводности пластины, что наблюдается и в эксперименте (см. таблицу). Для количественного соответствия с опытными данными подбирались значения коэффициента k_q (рис. 5). В расчетах по формуле (7) использовались следующие значения параметров: $k_q = 11,8$, $I_\infty = 10^5$ Вт/м², $r_k = 56$ мкм, $m_{11} = 0,5$, $g = 1$, $\rho_{11}^0 = 1,2$ кг/м³, $\rho_{12}^0 = 8960$ кг/м³, $\rho_2 = 7800$ (сталь), 2600 (стекло) и 1180 кг/м³ (оргстекло), $c_{p,11} = 1007$ Дж/(кг·К), $c_{v,11} = 719$ Дж/(кг·К), $c_{p,12} = 380$ Дж/(кг·К), $c_{p,2} = 460$ (сталь), 670 (стекло) и 800 Дж/(кг·К) (оргстекло), $\lambda_{11} = 0,0244$ Вт/(м·К), $\lambda_{12} = 100$ Вт/(м·К), $c_{11} = 331,8$ м/с. Как видно из рисунка, максимальное расхождение расчетных и опытных данных не превышает 36 %.

Отметим, что более простая точечная модель теплообмена одиночного капилляра предсказывает слишком малые разогревы. В этой модели уравнение для изменения температуры воздуха в капилляре радиуса r_k и длины L имеет вид

$$c_{p,11}\rho_{11}^0 \frac{dT_1}{dt} = q + \frac{2}{r_k} \alpha(T_0 - T_1) \quad \text{или} \quad \frac{dT_1}{dt} = \frac{T_e - T_1}{\tau},$$

где $T_e = T_0 + qr_k/(2\alpha)$, $\tau = c_{p,11}\rho_{11}^0 r_k/(2\alpha)$. Тогда конечный разогрев равен $\Delta T_1 = T_e - T_0 = qr_k/(2\alpha)$ и при типичных значениях $q \approx 10^5$ Вт/м³ при $k_q = 1$, $r_k \approx 50 \cdot 10^{-6}$ м, $\alpha \approx 10^2$ Вт/(м²·К) получаем $\Delta T_1 \approx 25 \cdot 10^{-3}$ К. Таким образом, даже при $k_q \approx 10$ модель одиночного капилляра оказывается непригодной для количественного описания эффекта разогрева, и тем самым использование с этой целью макроскопической модели (1)–(6) становится оправданным.

Заключение. Подведем итоги проведенного исследования.

Измерения температуры внутри трех модельных образцов пористого тела показали, что в них под воздействием акустического поля происходит разогрев, зависящий от вида материала.

Предложенная математическая модель сопряженного теплопереноса в образце позволяет описать зависимость величины разогрева от параметров акустического поля и коэффициентов переноса тепла.

Авторы выражают благодарность А. П. Петрову и Г. В. Трубачеву за помощь при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Коробейников Ю. Г., Петров А. П., Федоров А. В.** Визуализация процесса экстракции воды из прозрачных модельных образцов при конвективной и акустической сушке // Инж.-физ. журн. 2004. Т. 77, № 2. С. 31–35.
2. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика сплошных сред. М.: Гостехтеоретиздат, 1953.
3. **Рэлей Дж.** Теория звука. М.: Гостехтеоретиздат, 1944. Т. 2.
4. **Кутателадзе С. С.** Теплопередача и гидродинамическое сопротивление. М.: Энергоатомиздат, 1990.

Поступила в редакцию 10/XII 2004 г.
