

УДК 532.24, 621.438

ТЕПЛОБМЕН ПОРИСТОЙ ОБОЛОЧКИ С ПОТОКАМИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО И ОХЛАЖДАЮЩЕГО ГАЗОВ

А.И. Леонтьев, А.Ф. Поляков

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Работа направлена на решение вопросов пористого охлаждения. Целью пористого проникающего охлаждения является обеспечение эффективной тепловой защиты поверхности при минимизации расхода охлаждающего газа. В диапазоне малых скоростей возможно существенное влияние на теплообмен продольной теплопроводности по потоку газа, чему в работе уделяется особое внимание. Результаты сопоставляются с имеющимися данными для одиночных каналов и с расчётами по «пористо-дисперсионной модели» (ПДМ), когда межфазная поверхность явно не выделяется, а в уравнения сохранения вводятся объёмные источниковые члены, изложенной в монографии [1] и реализованной в программно-вычислительном комплексе ANES/NE [2]. Эта модель используется для описания межфазного взаимодействия в зоне пористого слоя. Численное решение выполнено с использованием программно-вычислительного комплекса ANES/NE [2], разработанного на кафедре ИТФ МЭИ (ТУ) Г.Г. Яньковым и В.И. Артемовым. На примере пористой среды со щелевыми микроканалами проводится прямой численный эксперимент по определению локального межфазного теплообмена в пористом слое и на входе в пористый слой при малых числах Рейнольдса и существенном влиянии продольной теплопроводности.

Уравнения движения и энергии, использованные для расчёта течения воздуха, полей температур в воздухе и в твёрдом каркасе щелевого пористого слоя (ЩПС) и теплообмена между каркасом и потоком воздуха, а также в зонах с пористыми вставками, для которых внутренние обменные процессы задаются на основе ПДМ:

$$\partial_1(u_i u_x - \nu \partial_1 u_i) + \partial_2(u_i u_y - \nu \partial_2 u_i) + \frac{1}{\rho} \partial_i p = -\frac{\nu}{K/\Pi} u_i, \quad (i = 1, 2; u_1 \equiv u_x, u_2 \equiv u_y), \quad (1)$$

$$\partial_i(u_i T_g - \lambda_g \partial_i T_g) = \alpha_{gs} A_{gs} (T_s - T_g) \quad (i = 1, 2), \quad \partial_i(\lambda_s \partial_i T_s) = \alpha_{gs} A_{gs} (T_g - T_s),$$

где α_{gs} - коэффициент межфазной теплоотдачи; A_{gs} - удельная межфазная поверхность - поверхность раздела G- и S- фаз, отнесенная к единице объема; K - коэффициент проницаемости согласно закону Дарси $K = \frac{h \mu l_f}{\Delta p}$ [м^2]. При прямых расчетах со-

противления трения и теплоотдачи в каналах ЩПС правые части в уравнениях (1) с источниковыми членами, естественно, выпадают.

На рис.1 представлен вид двумерной расчётной области (черный прямоугольник). Течение газа осуществляется вдоль оси Z . Для сопоставления результатов расчёта полей скорости и температуры, сопротивления и теплообмена в физической модели ЩПС с реальными каналами и в математической ПДМ ЩПС параллельно размещены аналогичные участки ЩПС с выделением каждого рассчитываемого элемента каркаса (участок I) и с расчетом по ПДМ (участок II). Участки с ПДМ и с каналами ЩПС имеют

одни и те же параметры. Совместное размещение этих участков оправдано тем, что при задании на участке II того же значения коэффициента проницаемости, что и на участке I, осредненные характеристики течения в обоих участках одни и те же. Последнее было подтверждено специально выполненными расчетами. Некоторые их результаты представлены на рис.2 и рис. 3.

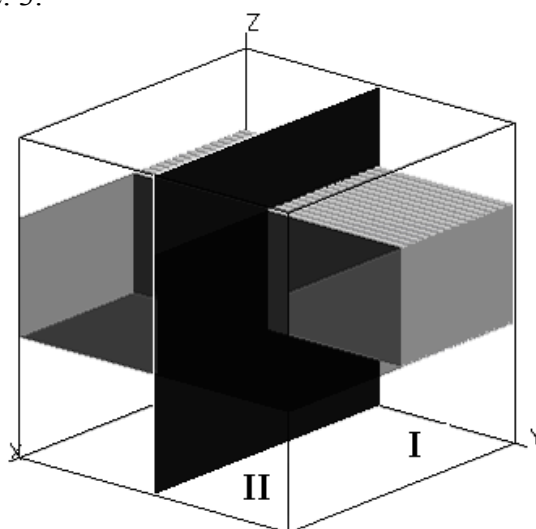


Рис.1. Вид расчетной области и щелевого пористого слоя

Приведенные в докладе результаты получены для двух существенно отличающихся размеров элементов ЩПС при одном и том же значении пористости $\Pi = \frac{d}{d + d_s} = 0,4$:

ширина каналов $d = 0,2$ мм, толщина перегородок из нержавеющей стали $d_s = 0,3$ мм, толщины слоя $h = 3,0$ мм и $0,3$ мм, полость подвода охлаждающего газа $a = 3,0$ мм, коэффициент проницаемости $K = 1,33 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$; $d = 1,67$ мм, толщина перегородок из свинца $d_s = 2,5$ мм, $h = 38$ мм, $a = 20$ мм. Параметры приняты близкими к использованным для пористых слоев со сферическими частицами в работах [3], [4] соответственно. Скорость воздуха на входе в расчетную область u_f (скорость фильтрации) задавалась из условия обеспечения чисел Пекле в каналах ЩПС в диапазоне $0,1 \leq Pe_d = \frac{u_f d}{\Pi \nu} Pr \leq 100$. Наряду с прямым определением поля температуры и теплоотдачи в каналах пористого слоя для тех же параметров проведены расчеты поля температуры с использованием в пористо-дисперсионной модели определенного в прямом численном расчете коэффициента межфазной теплоотдачи. В обоих этих вариантах численно решались полные эллиптические двухмерные уравнения теплопереноса, как в пористом слое, так и в зонах подвода и отвода теплоносителя.

Рис.2 и рис.3 демонстрируют соответствие осреднённых величин скорости на обоих участках. На рис.2 представлено распределение скорости в поперечном сечении потока газа, вытекающего из пористого слоя, вблизи (0,45мм) от выходной поверхности. На участке ПДМ скорость постоянна и равна скорости фильтрации u_f , а на участке с каналами ещё сохраняются следы распределений скорости в каналах ЩПС, однако их среднее значение, естественно, так же равно u_f . При этом скорость отклоняется от среднего её значения u_f более чем в два раза. На рис.3 представлены распределения скорости вдоль потока газа: на участке ПДМ (кривая 1); на участке с каналами ЩПС вдоль центральной плоскости канала (кривая 2); вдоль плоскости, проходящей через

канал на расстоянии $d/8$ от стенки (кривая 3); вдоль центральной плоскости элемента матрицы (кривая 4). Расстояние l_f , на котором затухают изменения скорости, можно оценить по приведенным на рис.3 распределениям скорости вдоль потока газа (по координате z). Для случая, представленного на рис.2,3, величина $l_f \cong 1\text{мм}$. Для того, чтобы вносить по возможности меньшие возмущения в поток высокотемпературного газа, обтекающего поверхность, выход охлаждающего газа должен быть безотрывным и ограниченным непосредственной близостью к поверхности. По результатам расчётов полей векторов скорости рабочий диапазон ограничим значениями чисел Рейнольдса $Re_s < 10$ ($Re_d < 15$).

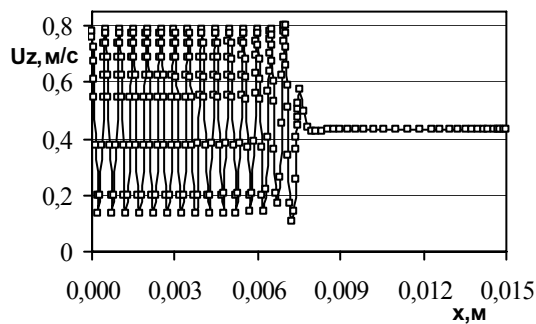


Рис.2. Распределение скорости в поперечном сечении потока воздуха при $Re_d = 14,3$

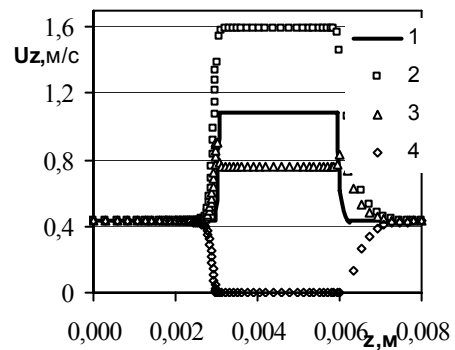


Рис.3. Распределение скорости вдоль потока воздуха

На рис.4 показаны распределения температуры по всем расчётным областям двух участков ЩПС. На участке ПДМ внутренняя теплоотдача задана постоянным значением $Nu_d = 3.77$. Из рисунка видно, что такое задание внутренней теплоотдачи не даёт достоверного результата во входной части пористого слоя. Однако при относительно боль-

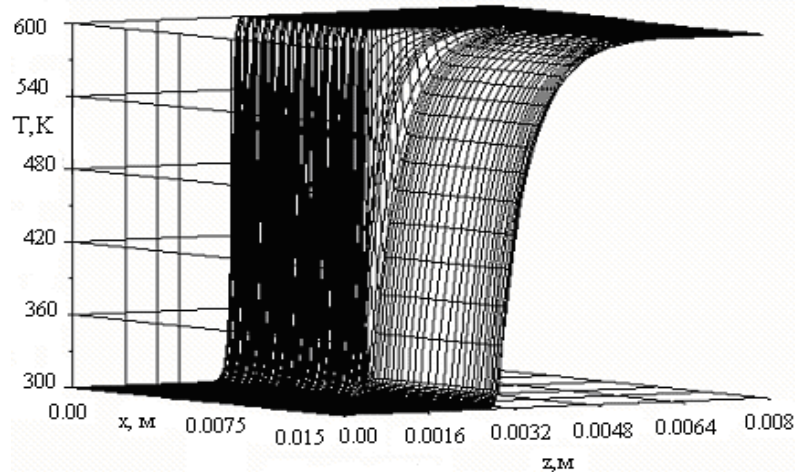


Рис.4. Поле температуры газа в каналах ЩПС (левая часть графика) и в ПДМ ЩПС (правая часть графика) при $Pe_d = 10$, $Re_s = 8.6$

шой толщине пористого слоя ($h = 3\text{мм}$) при малых скоростях охлаждающего газа температуры в обеих частях рассматриваемых моделей выравниваются, практически принимая температуру твёрдого каркаса ($T_s = 600\text{K}$), которая сохраняется постоянной в адиабатической области потока газа за пористым слоем, занимающей $1/4$ расчётной области по координате z . Такое расхождение распределений температуры, очевидно, связано с учётом как более высокой теплоотдачи в начальных участках каналов

ЩПС, так и теплоотдачи с торцевых поверхностей металлического каркаса пористого слоя.

От задач, представленных в [5], рассматриваемая задача отличается дополнительным теплопроводом от торцевых поверхностей твёрдых элементов матрицы кроме теплоотдачи в каналах. При уменьшении числа Пекле теплопровод от торцевых поверхностей вносит всё более и более существенный вклад в общий теплосъём в пористом слое. Это связано с увеличением вклада теплопроводности по газу. Распределения плотности тепловых потоков на поверхности элемента матрицы (рис.5) и распределения температуры газа (рис.6) при различных числах Pe подтверждают сказанное. При $Pe = 100$ плотность теплового потока на стенке канала q_d мало отличается от постоянного зна-

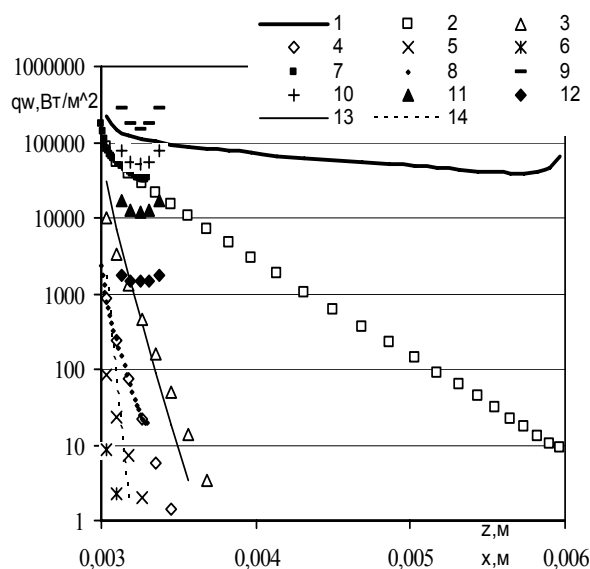


Рис.5. Распределения плотностей тепловых потоков $q_d(z)$ - на поверхности канала ЩПС вдоль потока газа по координате z (точки 1 - 8) и $q_s(x)$ - на торцевой поверхности элемента матрицы по координате x (точки 9 - 12) при $h = 3\text{мм}$ (кроме 7,8, для которых $h = 0.3\text{мм}$): 1,9 - $Pe_d = 100$; 2, 7, 10 - 10; 3, 11, 13 - 1.0; 4, 8, 12, 14 - 0.1; 5 - 0.01; 6 - 0.001; 13, 14 - без учета теплопроводности

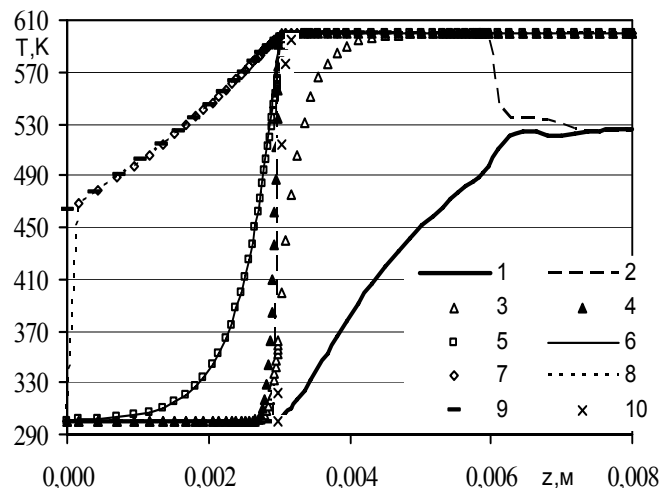


Рис.6. Распределение температуры вдоль потока газа в центральной плоскости канала - 1,3,5,7,9,10 и вдоль центральной плоскости элемента матрицы - 2,4,6,8 при $h = 3\text{мм}$: 1, 2 - $Pe_d = 100$; 3, 4 - 10; 5, 6, 10 - 1.0; 7, 8, 9 - 0.1; 9 - $Lb = 40\text{мм}$; 10 - без учета продольной теплопроводности

чения, и, в соответствии с этим, температура газа изменяется практически линейно. При малых $Pe \leq 10$, когда проявляется влияние продольной теплопроводности, тепловой поток q_d линейно уменьшается вдоль канала. При этом температура газа довольно быстро достигает уровня температуры стенки $T_s = 600\text{K}$. При $Pe = 10$ температура газа практически равна T_s на расстоянии 2мм от входа в каналы ЩПС, длина которых составляет 3мм, хотя q_d имеет еще заметную величину (рис.5, кривая 2). Это расстоя-

ние составляет $Z_{hs} = \frac{z_s}{dPe_d} \Big|_{T \approx T_s} = 1$, что значительно больше безразмерной длины уста-

новившейся теплоотдачи ($Nu_{d\infty} = \frac{q_d d}{(T_s - T)\lambda} \Big|_{\infty} = 3.77$) в плоском канале $Z_{p\infty} = 0.055$ [4]. При $Pe \leq 1$ газ прогревается до T_s в непосредственной близости от входа

($z_s < 0.5$). При $z > z_s$ тепловой поток q_d имеет пренебрежимо малую величину. Отсюда следует, что при толщинах пористого слоя $h > z_s$ полная внутренняя теплоотдача не зависит от h . На двух примерах для $Pe = 10$ и $Pe = 0.1$ на рис.5 показано, что уменьшение толщины пористого слоя не влияет на величины местного теплоотода, то есть при $h = 3\text{мм}$ и $h = 0.3\text{мм}$ $q_d = idem$ для соответствующих параметров. Если расчет проводить без учета продольной теплопроводности, то, естественно, температура газа T_0 на входе в каналы всегда будет равна температуре газа T_c в зоне его подвода, что видно при сравнении кривой 10 с кривой 5 на рис.6. Линиями 13 и 14 на рис.5 показаны распределения плотности теплового потока на стенке в случае неучета продольной теплопроводности. Точками 9, 10, 11, 12 на рис.5 представлены значения плотностей теплового потока на твердых входных торцевых поверхностях ЩПС, которые близки к величинам плотностей тепловых потоков на поверхностях каналов в непосредственной близости от торцов.

Здесь целесообразно рассмотреть тепловое состояние пористых стенок в системе проникающего охлаждения. В работе [6] в одномерной постановке для пористого слоя с заданием внутренней теплоотдачи $Nu_d = \frac{q_d d}{(T_s - T)\lambda} = 4$ выполнено аналитическое ре-

шение сопряженной задачи о поле температуры в пристенном слое высокотемпературного газа со вдувом газа-охладителя, в пористой щелевой стенке и в области подвода охлаждающего газа к стенке. Целью работы было исследование неоднородностей температуры на поверхности пористой металлической стенки, обдуваемой высокотемпературным газом. Основные результаты работы можно проследить на рис.7. Установлено

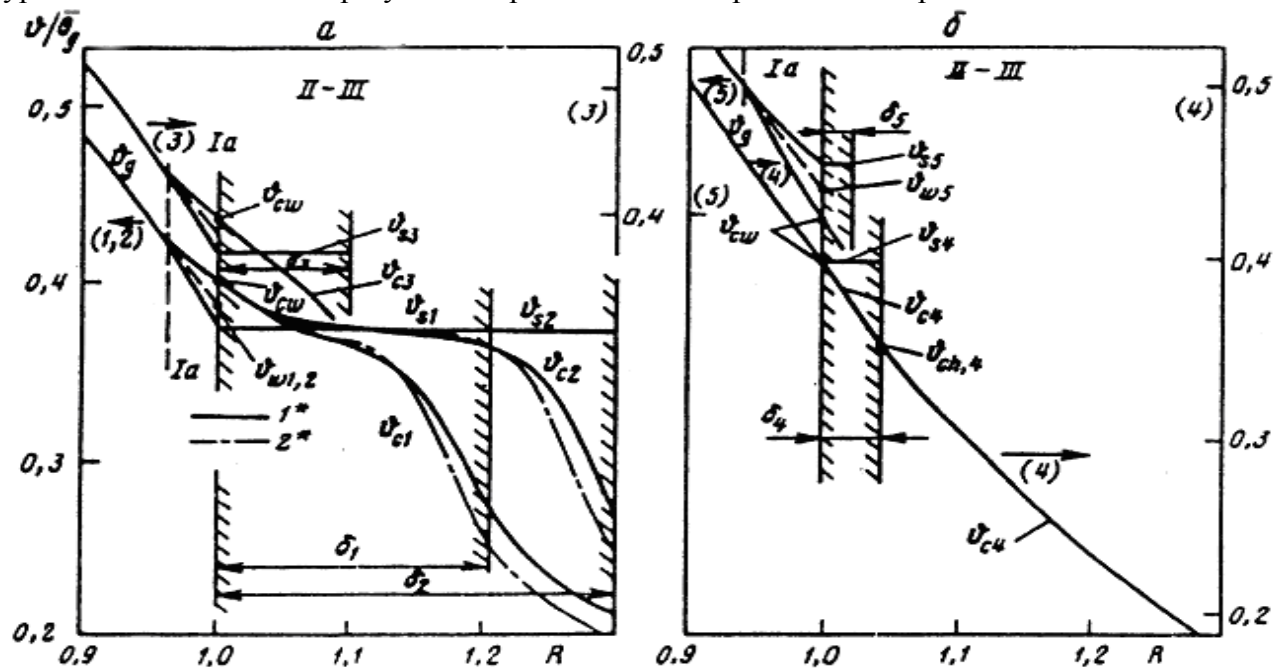


Рис.7. Распределения температуры внутри пористой стенки и вблизи ее поверхностей при различных ее толщинах ($\Pi = 0,5$, $Pe_d = 0,25$): $\delta_1 \rightarrow h^*$; $\delta_2 \rightarrow 1,5h^*$; $\delta_3 \rightarrow 0,5h^*$; $\delta_4 \rightarrow 0,2h^*$; $\delta_5 \rightarrow 0,1h^*$

существование предельной толщины пористой стенки h^* , после которой реализуется «режим толстой проницаемой стенки (ТПС)» (вариант 1 на рис.7а). При $h \geq h^*$ (в режиме ТПС) распределения температуры на поверхности не зависят от толщины стенки и температура охлаждающего газа на выходе из стенки T_{cw} всегда выше температуры каркаса T_{sw} . При этом значения T_{cw} и $T_{sw} = T_s$ остаются одними и теми же при изменении h (сравним варианты 1,2 на рис.7а). Увеличение толщины стенки приводит лишь к увеличению в средней части стенки изотермического ядра (вариант 2 на рис.7а). На рис.7 ордината обозначает безразмерную разность температур $\mathcal{G} / \overline{\Theta}_g = (T - T_{c\infty}) / (T_{g\infty} - T_w)$. Граница реализации режима ТПС определяется следующим соотношением

$$h^* = \frac{d}{1.4 \sqrt{Nu_d}} \ln \left[200 \frac{1.4 \sqrt{Nu_d}}{\Pi(Nu_s + 1.4 \sqrt{Nu_d})} \right], \mathcal{G}_{w,c-s}^* = St_w f^*(\Pi, Nu_d, Pe_d), \quad (2)$$

$$\mathcal{G}_{w,c-s} = St_w f(\Pi, Nu_d, Pe_d, H, Nu_{s0})$$

Для тонких стенок ($h < h^*$) ситуация изменяется. Уменьшение толщины стенки в два раза по сравнению с предельной толщиной ($h_3 = h^* / 2$, $\delta_3 = \delta^* / 2$ на рис. 4.7а) не приводит к качественным изменениям характера распределения температуры, однако разности между температурами каркаса и газа-охладителя на обеих поверхностях уменьшаются. При дальнейшем уменьшении толщины стенки наступает режим равенства температур каркаса и газа-охладителя на выходе из стенки (кривые 4 на рис.4.7б). При этом температура каркаса существенно увеличивается ($\mathcal{G}_{s4} > \mathcal{G}_{s1} = \mathcal{G}_{s2}$). При $\delta < \delta_4$ ($h < h_4$) конвективный вынос теплоты низкого потенциала из входной камеры в область выхода из стенки превосходит суммарное воздействие встречного теплопереноса за счет теплопроводности и интенсивности теплообмена между охлаждающим газом и каркасом пористой стенки, что приводит к соотношению между температурами $T_{sw} > T_{cw}$ (кривые 5 на рис. 4.7б). Все рассмотренные вопросы относятся к формированию неоднородностей температуры в пористом слое. Абсолютные же значения температуры определяются величиной температуры охлаждающего газа на выходе из пористой стенки T_{cw} , которая для принятого варианта подвода к стенке охлаждающего газа находится из теплового баланса с учетом предположения, что St_w не зависит от теплового состояния пористой стенки.

Тепловое состояние пористого слоя с металлической матрицей при малых числах Пекле ($Pe_d < 100$) будем характеризовать двумя безразмерными параметрами: относительной температурой охлаждающего газа на входе в пористый слой $\mathcal{G}_0 = \frac{T_{c0} - T_{c\infty}}{T_s - T_{c\infty}}$ (рис.8), глубиной прогрева охлаждающего газа $H_1 = h_1 / d_s$ (рис.9). Здесь h_1 - расстояние от входа в пористый слой, на котором температура охлаждающего газа принимает значение $T_c = T_{c1} = T_s$. Для обобщенного анализа этих параметров используем данные численных экспериментов, выполненных при прямом численном моделировании ЩПС и при расчетах с использованием ПДМ как для ЩПС, так и для пористых слоев со сферическими частицами. При этом исследовались различные условия теплоподвода к пористому слою: задание $T_s = const$ или $q_s = const$ по всему объему, последнее может соответствовать условиям лабораторного эксперимента по определению объемной теплоотдачи; восприятие пористой стенкой теплового потока от высокотемпературного газа, обтекающего ее; задание $T_{sw} = const$ или $q_{sw} = const$ на поверхности выхода ох-

лаждающего газа из пористого слоя, представляющее собой как-бы промежуточный вариант между двумя, названными ранее, и, и то же время, реализуемый в лабораторных экспериментах. В качестве основных данных для рис.8 и рис.9 используются результаты прямого численного моделирования поля температуры в ЩПС, в частности, представленные на рис.6. На рис.6 приведены распределения местных значений температуры охлаждающего газа, а именно, ее минимальных значений в центральных плоскостях каналов. Для согласования с данными расчетов по другим моделям, в которых используются осредненные по поперечному сечению потока температуры, на рис.8 и рис.9 представлены данные по среднемассовым температурам охлаждающего газа. Кроме того в связи с сопоставлением данных для ЩПС с данными для пористого слоя со сферическими частицами в качестве значений по осям абсцисс принята величина числа Рейнольдса, определяемого по характерному размеру элемента каркаса $Re_s = u_f d_s / \nu$. Имеется в виду что анализ проводится только для газообразного теплоносителя с постоянным числом Прандтля $Pr = 0,7$. При небольшом изменении пористости $\Pi = 0,3 - 0,5$ размер частиц пористой среды изменялся в диапазоне от 0,2мм до 2,5мм, а толщина пористого слоя варьировалась от 0,3мм до 40мм. Кривой 1 на рис.8 показаны результаты прямого численного моделирования величины предварительного подогрева охлаждающего газа перед входом в пористый слой. При построении этой кривой использованы расчетные данные для обоих вариантов указанных ранее размеров ЩПС. Рядом расположенные сдвоенные точки указывают места их дублирования.

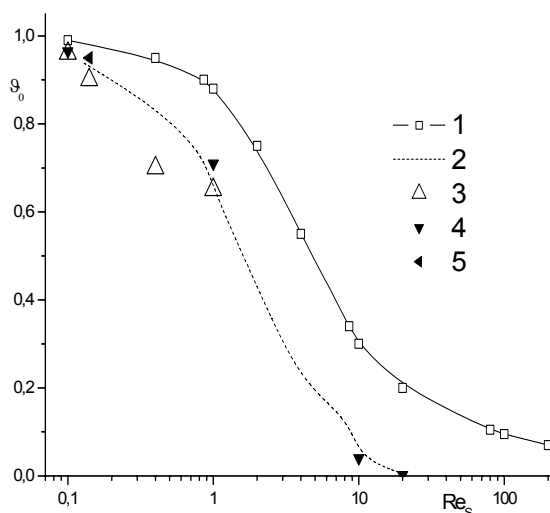


Рис.8. Величина подогрева охлаждающего газа перед входом в пористый слой при $\Pi = 0,4$: 1 – прямое численное моделирование теплообмена в элементах щелевого пористого слоя; 2 – расчеты с использованием пористо-дисперсионной модели; 3 – прямые численные расчеты температуры в элементах ЩПС без учета теплоотдачи на торцевых поверхностях; 4, 5 – расчеты по ПДМ температуры в пористых слоях со сферическими частицами – восстановление лабораторного эксперимента [4], данные [3] соответственно.

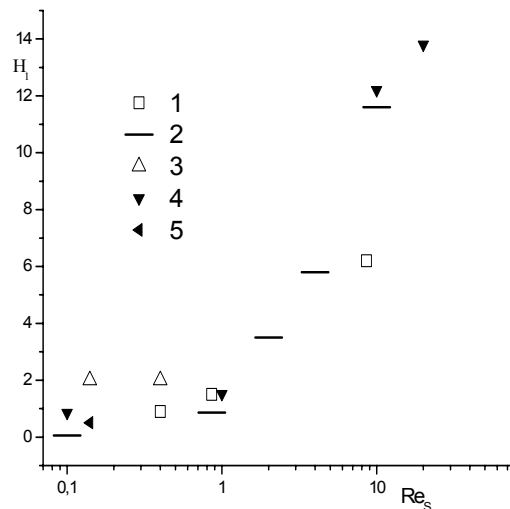


Рис.9. Предельная глубина прогрева охлаждающего газа в пористом слое:

Кривой 2 представлены результаты расчетов с использованием ПДМ без учета $Nu_{s,0}$; ее отличие от кривой 1 демонстрирует существенный вклад теплообмена с торцевых поверхностей, который становится определяющим при $Re_s \geq 10$. В то же время при малых числах $Re_s \leq 0,1$ вклад $Nu_{s,0}$ пренебрежимо мал. Различие между кривыми 1 и 2 не связано с какими-либо другими эффектами расчетов по различным методам кроме влияния $Nu_{s,0}$. Последнее подтверждается двумя крайними точками 3, полученными в

расчетах, полностью соответствующих расчетам для кривой 1 за единственным исключением – торцевые поверхности задавались адиабатическими. Отклонение от кривой 2 средних двух точек 3, полученных в работе [6] для режима толстой проницаемой стенки, связано, очевидно, с серьезными упрощениями задачи при ее аналитическом решении. Кривой 2 полностью соответствуют результаты расчетов для пористых слоев со сферическими частицами (точки 4, 5). Точки 4 получены для параметров, соответствующих экспериментальной работе [4], а точка 5 заимствована из нашей работы [3], посвященной исследованию теплового состояния пористой стенки в системе проникающего охлаждения. Проведенный анализ, очевидно, является достаточным основанием для вывода о том, что для получения достоверных расчетных результатов о тепловом состоянии тепловой оболочки при малых числах Рейнольдса необходимо учитывать теплоотдачу на торцевых поверхностях. В случае же $Re_s > 100$ ей можно пренебречь. На рис.9 представлены данные по предельной, т.е. до $T_c = T_s$, глубине прогрета охлаждающего газа, протекающего через пористый слой. Сечение, в котором близость температуры газа к температуре каркаса, оцениваемая в пределах 0,3К, определяется весьма условно, что и определяет большой разброс приведенных на графике данных. Здесь представляется интересным показать общую для всех рассмотренных случаев тенденцию локализации теплообмена вблизи торцевой поверхности.

Внутренней теплоотдачей именуется теплоотдача от поверхности каналов пористого слоя к охлаждающему газу (Nu_d), а объемной теплоотдачей – указанная теплоотдача, отнесенная к единице объема пористого слоя (Nu_V). Проанализируем данные по внутренней теплоотдаче, представленные на рис.10 кривыми 1 – 7. При $Pe = 100$ числа Nu_d (кривая 1) достигают установившегося значения 3.77 (линия 2) при

$(z - Lb) = 1.1\text{мм}$, что составляет величину $Zp_\infty = \left. \frac{z - Lb}{dPe_d} \right|_\infty = 0.055$, которая соответству-

ет безразмерной длине начального термического участка Zp_∞ в плоском канале [5]. Это более чётко показано на рис.11 в безразмерных координатах $Nu_d(Zp)$, традиционных при представлении данных для каналов (труб) [5]. Увеличение теплоотдачи в конце канала связано с вытеканием газа в большой объём и образованием вблизи выходных торцевых поверхностей вихревых течений, приводящим к теплоотводу в эту зону. При малых числах $Pe < 100$, когда существенным становится проявление продольной теплопроводности по газу, распределение теплоотдачи существенно изменяется, в частности, длина начального участка, на котором происходит установление теплоотдачи, фактически не зависит от числа Пекле. Об этом можно судить по приведенным на рис.10 (кривые 3, 4, 6) и рис. 11 (кривые 2, 3, 4) распределениям числа Nu_d при $Pe = 10; 1; 0.1$ соответственно. Несмотря на то, что при $Pe = 10$ во второй половине каналов ЩПС температура газа очень близка к температуре стенки (рис.6) и очень малы значения тепловых потоков (рис.5), однако расчет числа Nu_d с высоким разрешением (33 ячейки на ширине канала 0.2мм) дает конечное значение до выхода из каналов (рис.10). При $L = (z - Lb) > L_s = 0.6$ и $Pe < 10$ мм температура жидкости практически достигает температуры стенки, а $q_d = (0)$, и в расчет числа Nu_d вносится неопределенность, теплоотдача отсутствует ($Nu_d = (0)$). В области установившейся теплоотдачи $L_\infty < L < L_s$ значения чисел Nu_d при существенном влиянии продольной теплопроводности (кривые 4, 6) несколько выше, чем при ее отсутствии (кривые 5, 7). Так при $Pe = 0.1$ число $Nu_{d\infty} = 4.05$, а не 3.77. Такой же характер изменения $Nu_{d\infty}$ установлен Д.А. Лабунцовым [7] при аналитическом исследовании теплоотдачи в круглых трубах в условиях

существенного влияния аксиальной теплопроводности при $T_w = const$. Расчеты теплоотдачи в каналах без учета продольной теплопроводности при малых числах Пекле могут привести к серьезным ошибкам, о чем можно судить, сравнивая на рис.10 кривые 5, 6 с кривыми 3, 4 соответственно. При этом установившиеся значения безразмерного

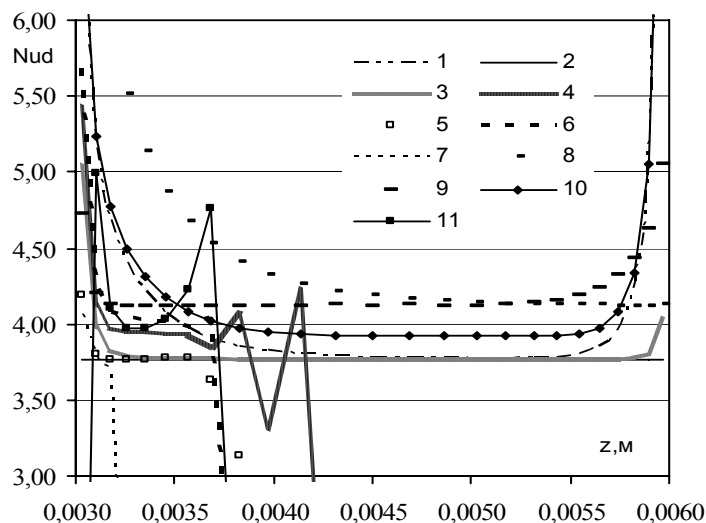


Рис.10. Распределения чисел Нуссельта в каналах ЦПС. $T_s = const$: 1 - $Pe_d = 100$; 2 - $Nu_{d\infty} = 3.77$; 3 - $Pe_d = 10$; 4 - 1; 5 - 1, без учёта продольной теплопроводности; 6 - 0.1; 7 - 0.1, без учёта продольной теплопроводности. Одиночный канал, $q_w = const$: 8 - $Pe_d = 100$, 9 - 1. ЦПС, $q_v = const$: 10 - $Pe_d = 100$, 11 - 1.

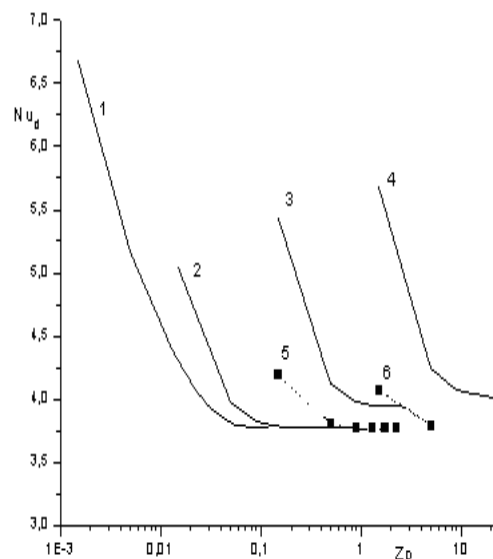


Рис.11. Характер установления теплоотдачи: 1 - $Pe_d = 100$; 2 - 10; 3 - 1; 4 - 0.1; 5 - 1, без учёта продольной теплопроводности; 6 - 0.1, то же.

коэффициента теплоотдачи, как и при $Pe \geq 100$ будут равны 3.77. При анализе данных для случая $q_v = const$ предварительно целесообразно представить результаты расчетов для одиночного канала при $q_w = const$. Линия 8 на рис.7 представляет такой расчёт для $Pe = 100$. Теплоотдача достигает установившейся величины $Nu_{d\infty} = 4.12$ с приближением в 1% при $(z - Lb) = 0.0016m$, что соответствует значению $Z_{p\infty} = 0.08$, согласующемуся с имеющимися результатами для условий отсутствия продольной теплопроводности [5]. При $Pe_d = 1$ в условиях сильного влияния продольной теплопроводности установившееся значение числа Нуссельта остаётся неизменным $Nu_{d\infty} = 4.12$ (линия 9), что соответствует результатам работы [7]. При этом следует иметь в виду, что при одном и том же тепловом потоке q_w температуры стенки и жидкости при влиянии продольной теплопроводности значительно увеличиваются по сравнению со случаем без учета продольной теплопроводности, однако разность температур $(T_s - T_b)$ в каждом из этих случаев остается одной и той же. В каналах ЦПС установившиеся значения чисел Нуссельта при $q_v = const$ находятся между значениями для $T_s = const$ и для $q_w = const$ (для одиночного канала) - линия 10 на рис.10. Значения $Nu_{d\infty}$ при $Pe_d = 1$ (линия 11), когда влияет продольная теплопроводность, и при $Pe_d = 100$ близки, однако они вычислены на коротком участке по длине каналов, так как при этом значении числа Пекле $T_g \cong T_s$. Итак, на основании представленных результатов расчета Nu_d сделаем следующее заключение: установившееся значение местной внутренней тепло-

отдачи в ЩПС вдали от входа в каналы при $\Pi = 0.4$ и $Pe_d = \frac{u_d d}{\nu} < 100$ может быть принято равным $Nu_{d_{до}} = \frac{q_d d}{(T_s - T_b) \lambda_g} = 3.82$. Далее попытаемся согласовать этот резуль-

тат с теплоотдачей на начальном участке каналов и теплоотдачей на входной торцевой поверхности. Достоверные данные по полям температуры и теплоотдаче на поверхностях входа охлаждающего газа в пористый слой отсутствуют. Как следует из ранее проанализированных результатов, при малых числах $Re_d \leq 1$ именно в этой зоне локализуется основной теплоотвод от пористого металлического слоя к охлаждающему газу. О степени исследования этой задачи можно судить по высказанному в широко известной монографии [8] мнению: «...данные характеризуют такую особенность внутрипорового конвективного теплообмена, как отсутствие асимптотического приближения критерия Нуссельта к некоторой постоянной величине по мере уменьшения числа Рейнольдса...». Такое заключение основано на том, что все представленные в [8] результаты экспериментов по теплоотдаче пористых образцов толщиной до 5мм обработаны в форме $Nu = A \cdot Pe^n$. При этом упускается из вида, что обработка рассмотренных результатов измерений проводилась фактически без учёта продольной теплопроводности. В то же время в экспериментальных и аналитических работах [4], [9], [10] для пористых слоёв со сферическими частицами показано, что при учёте продольной теплопроводности по газу при $Re \rightarrow 0$ число $Nu \rightarrow const$. Так что, очевидно, никакой физической «особенности» в характере теплообмена в пористых образцах нет.

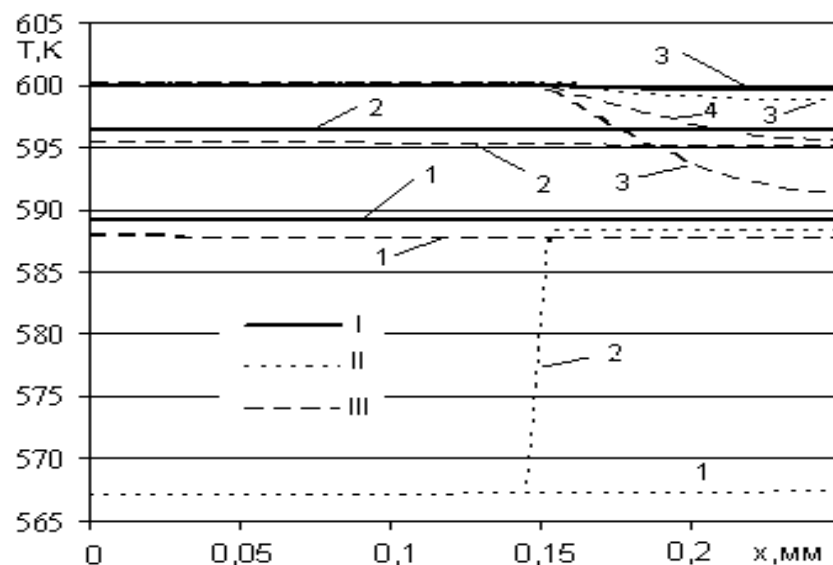


Рис.12. Распределения температуры вблизи торцевой поверхности между плоскостями, проходящими через середину элемента каркаса ($x = 0$) и середину канала ($x = 0,25\text{мм}$), при $Pe = 0$: I – исходный вариант, $h = 3\text{мм}$; II – теплоизолированные торцы, $h = 3\text{мм}$; III – предельно тонкая пористая оболочка, $h = 0,3\text{мм}$; 1 - ($z - Lb$) = $-1,07\text{мм}$, 2 - $(-0,34\text{мм})$, 3 - $0,03\text{мм}$, 4 - $0,15\text{мм}$. Lb - размер входного предвключенного участка.

Для выяснения предельной величины числа Nu при теплоотводе от рассматриваемого ЩПС с $\Pi = 0.4$ только за счет теплопроводности выполнены расчеты поля температуры при $u_f = 0$. В этом случае длина предвключенного участка существенно увеличена от $Lb = 3\text{мм}$ до $Lb = 300\text{мм}$. В плоскостях, параллельных торцевой поверхности, распределения температуры однородны (кривые I на рис.12). Лишь в непосредственной

близости от торцевой поверхности после входа в каналы температура газа меньше T_s в пределах 1К (линия I3). Условие адиабатичности торцевых поверхностей на входе в пористое тело часто задается при расчетно-теоретических исследованиях теплообмена. Даже в этом случае при относительно небольшом расстоянии от поверхности (около 1мм) температура однородна (линия II1), конечно абсолютное значение температуры заметно меньше по сравнению с первым вариантом (линия II). При следующем шаге приближения к поверхности (линия II2) на расстоянии от нее 0.34мм температура перед твердой поверхностью остается той же, демонстрируя тем самым соблюдение заданного условия $q_s = const$; при этом температура газа перед началом канала существенно увеличивается, показывая, что весь теплоотвод от пористого тела к окружающей среде происходит через каналы ЩПС. Последнее подтверждается линией II3, относящейся к непосредственной близости к торцевой поверхности, а именно на расстоянии 0.03мм от начала каналов. Таким образом при $d = 0$ ($\Pi = 0$) теплоотвод от пористого слоя будет заблокирован. Если не учитывать продольную теплопроводность при решении задач теплообмена в пористом слое, то, естественно, при $Pe \rightarrow 0$ число $Nu \rightarrow 0$. Если же учитывать продольную теплопроводность, то при $Pe = 0$ (включая и предельный случай $\Pi \rightarrow 0$) существует переход к конечному значению теплоотдачи. В случае $\Pi \rightarrow 0$ распределение температуры газа между источником T_s и стоком T_c трансформируется от асимптотического при $\Pi = const$ к линейному при $\Pi = 0$, то есть при закрытии пор. В случае предельно тонкого слоя (вариант III) распределения температуры газа при подходе к торцевой поверхности являются однородными (линии III1,III2), как и в варианте I, и их абсолютные значения отличаются не более, чем на 2К соответственно. В торцевой плоскости распределения температур газа несколько отличаются, о чем свидетельствуют кривые III3 и I3. Кривая III4, построенная в плоскости поперечного сечения в середине по длине каналов, говорит о том, что в варианте III газ в каналах не прогревается до температуры каркаса. Итак, теплоотвод осуществляется от поверхностей малого размера, расположенных рядом под прямым углом друг к другу. Величины плотностей тепловых потоков на этих поверхностях близки. Если коэффициенты теплоотдачи на торцевой поверхности и на поверхности начала канала определить как $\alpha_s = q_s(T_s - T_0)$, то соответствующие числа Нуссельта $Nu_s = \frac{\alpha_s d_s}{\lambda_g}$ и

$Nu_d = \frac{\alpha_s d}{\lambda_g}$ имеют значения 2...4. На основании результатов выполненных численных

экспериментов по прямому расчету теплообмена в ЩПС запишем зависимость для местной внутренней теплоотдачи в каналах ЩПС для расчета по программе ANES/NE с использованием ПДМ при $\Pi = 0.4$:

$$Nu_d = 3,82 + \frac{0,0035}{Zd^{1,1} + 0,0008}, \quad Zd = \frac{z(Pe_d^{0,5} + 0,01)}{d(Pe_d^{1,5} + 30)} \quad (3)$$

Расчёт с использованием (3) практически соответствует результатам прямого численного решения. Несколько более низкие значения температуры газа на входе в ЩПС, рассчитываемые по ПДМ, по сравнению с результатами прямых решений сопряженной задачи отражают тот факт, что в первом случае не учитывается теплоотдача от реальных торцевых поверхностей элементов каркаса ЩПС. В работе [11] теплоотдачу на торцевых поверхностях (поверхностную теплоотдачу) рекомендуется оценивать по имеющимся зависимостям для теплоотдачи от одиночных сфер или цилиндров. Таким образом по мнению автора может быть оценен «прогрев газа на входе», однако при этом ничего не говорится о влиянии продольной теплопроводности. Возможно, весь материал данной статьи относится к большим числам Рейнольдса, однако, рассматри-

вая общие подходы к описанию теплоотдачи в пористых материалах, автор ничего не говорит о диапазоне чисел Рейнольдса. В то же время автор работы [4] расхождение эмпирических зависимостей по теплоотдаче в пористых слоях при малых числах Рейнольдса с результатами прямых измерений теплоотдачи в одиночном элементе пористого слоя объясняет не учетом влияния только продольной теплопроводности и не упоминает о влиянии теплоотдачи на торцевых поверхностях.

В заключение считаем необходимым обратить внимание на то, что подходы, используемые для описания теплоотдачи в пористых средах при $Pe_s > 100$, не справедливы при $Pe_s < 100$.

Авторы благодарят В.И. Артемова за большую помощь в проведении расчетов по программе ANES/NE. Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант 07-08-12136).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. М.: Наука. 1987. 464с.
2. Яньков Г.Г., Артёмов В.И. ANES/NE: Пакет для численного моделирования процессов гидродинамики и тепломассообмена. Версия 1.40. М.: Изд. МЭИ (ТУ). 2006.
3. Леонтьев А.И., Поляков А.Ф. Тепловое состояние пористой стенки при проникающем охлаждении // ТВТ. 2006. Т.44. №1, с.98-106.
4. Винокуров Ю.Н. Теплообмен в пористых средах при малых числах Рейнольдса / Диссертация к.т.н. М.: МВТУ. 1983. 192 с.
5. Петухов Б.С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М.: Энергия. 1967. 411 с.
6. Леонтьев А.И., Поляков А.Ф. Условия конвективного теплообмена на поверхности пористой проницаемой стенки. // Изв. РАН. Энергетика. 1998. №6, с.120 –144.
7. Лабунцов Д.А. Некоторые вопросы теории теплообмена при ламинарном течении жидкости в трубах // Теплоэнергетика. 1958. №3, с. 55 – 60.
8. Поляев В.М., Майоров В.А., Васильев Л.В. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах летательных аппаратов. – М.: Машиностроение. 1988. 168 с.
9. Wakao N., Kaguei S., Funazkri T. Effect of fluid dispersion coefficients on particle-to-fluid heat transfer coefficients in packed beds. // Chem. Engng. Sci. 1979. V. 34. N3, p.214-220.
10. Gunn D.J. Transfer of heat or mass to particles in fixed and fluidized beds // Int. J. Heat Mass Transfer. 1978. V. 21. N4, p.467 – 476.
11. Ким Л.В. Определение коэффициентов теплоотдачи в пористых средах // ИФЖ. 1993. Т. 65. №6, с. 663-667.