

распределение возмущенного давления, полученное после установления течения в вязком подслое. Приведенные результаты расчетов показывают, что локальное нагревание поверхности может приводить к уменьшению напряжения трения на некотором участке поверхности и даже локальному отрыву потока, а также к существенному перераспределению давления по поверхности обтекаемого тела и, следовательно, изменению его моментных характеристик. Численные расчеты показали, что при меньших значениях ω возмущения напряжения трения и давления становятся меньше, чем в случае $\omega = 1$ в области взаимодействия около нагреваемого участка поверхности. На фиг. 3 приведены стационарные распределения возмущения напряжения трения $\partial U_1/\partial Y$ по поверхности тела, полученные при численном решении краевой задачи (7), (8) для случаев $\omega = 1, B = 1$ (кривая 1) и $\omega = 0,5, B = 1,0$ (кривая 2). Кривая 3 представляет стационарное распределение относительного напряжения трения для случая $\omega = 1,0, B = 2,0$, соответствующего взаимодействию нестационарного пограничного слоя и сверхзвукового потока около менее протяженного нагреваемого участка поверхности тела. Изменение напряжения трения на поверхности тела при этом также уменьшается по сравнению со случаем $\omega = 1, B = 1$.

В заключение отметим, что параметры подобия, полученные при введении новых переменных (5), позволяют анализировать влияние различных параметров потока на нестационарные течения со взаимодействием около нагреваемых участков поверхности обтекаемых тел.

Поступила 7 XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Daniels P. G. The flow about the trailing edge of a supersonic oscillating aerofoil.— J. Fluid Mech., 1975, vol. 72, pt 3.
2. Brown S. N., Daniels P. G. On viscous flow about the trailing edge of a rapidly oscillating plate.— J. Fluid Mech., 1975, vol. 67, pt 4.
3. Рыжов О. С., Терентьев Е. Д. О нестационарном пограничном слое с самоиндуцированным давлением.— ПММ, 1977, т. 41, вып. 6.
4. Жук В. И., Рыжов О. С. О решениях дисперсионного уравнения из теории свободного взаимодействия пограничного слоя.— ДАН СССР, 1979, т. 247, № 5.
5. Терентьев Е. Д. О нестационарном пограничном слое с самоиндуцированным давлением около колеблющейся стенки в сверхзвуковом потоке.— ДАН СССР, 1978, т. 240, № 5.
6. Рубан А. И. Численное решение локальной асимптотической задачи о нестационарном отрыве ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— ЖВМФ, 1978, № 5.
7. Казаков А. В. Нестационарное обтекание пластины со щитком сверхзвуковым потоком вязкого газа.— Учен. зап. ЦАГИ, 1980, т. 11, № 4.
8. Рыжов О. С. О нестационарном пространственном пограничном слое, свободно взаимодействующем с внешним потоком.— ПММ, 1980, т. 44, вып. 6.
9. Stewartson K., Williams P. G. Self-induced separation.— Proc. Roy. Soc. London, ser. A, 1969, vol. 312.
10. Нейланд В. Я. К теории отрыва ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.

УДК 536.244 : 621.039

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУР ПО ПОВЕРХНОСТЯМ СФЕРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК В ПРОДУВАЕМОМ ПЛОТНОМ СЛОЕ ПРИ ВНУТРЕННЕМ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИИ

Л. К. Вукович, В. И. Лелеков, А. В. Николаев,
С. С. Титарь, Н. В. Ткач

(Одесса)

В настоящее время разрабатываются аппараты, в которых шаровая засыпка заключена между перфорированными стенками и ее толщина составляет 3—6 диаметров частицы. Специфические условия входа газа в засыпку (через отверстия в перфорированной стенке) и ее относительно малая толщина должны оказывать влияние на харак-

тер движения газа в засыпке, а следовательно, и на теплообмен с шарами, помещенными в различные ряды.

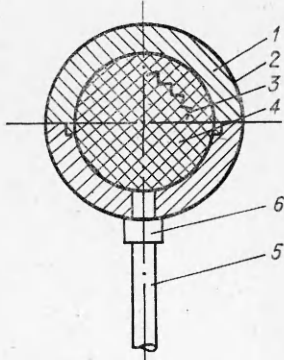
В ряде экспериментальных работ исследовалось распределение локальных характеристик тепло- или массообмена по поверхности сфер в упаковках. Полученные результаты представлены в виде распределения локальных коэффициентов теплообмена по поверхности. Однако ряд практических задач требует знания локальных температур поверхности (например, для расчета термических напряжений в оболочках, охватывающих тепловыделяющий шар), которые нельзя определить по имеющимся локальным коэффициентам теплоотдачи, определенным датчиками локальных тепловых и массовых потоков, в связи с взаимосвязью внутренней и внешней задач теплообмена [1]. В [2] предложена приближенная расчетная зависимость для определения максимальной неравномерности температур в оболочке, охватывающей тепловыделяющий сердечник. Эта зависимость получена для одного типа укладки шаров. Остается непонятным отсутствие в ней мощности тепловыделения. В [3] вариантным численным решением стационарного уравнения теплопроводности для шарового тепловыделяющего элемента при граничных условиях III рода (определенных экспериментально) в диапазоне изменения отношений теплопроводности материала оболочки и теплоносителя 0,4—2,85 получено выражение для относительно максимального увеличения температурного перепада в оболочке, вызванного различной интенсивностью теплообмена в разных точках ее поверхности. Однако эта зависимость получена для специфической упаковки шаров при отношении диаметров канала и шара, меньшем 1,9. Недостатком полученных в [2, 3] зависимостей является отсутствие в них параметров внешнего теплообмена.

В связи с этим представляется важным определение локальных коэффициентов теплоотдачи по поверхности сферы в различного типа упаковках с учетом всех параметров внутреннего и внешнего теплообмена. Это позволит использовать полученные данные для расчета полей температур на поверхностях шаров в укладках, а следовательно, и термических напряжений в них.

Исследования проведены для трех типов правильных упаковок: кубической (I) (порозность $\epsilon = 0,476$, число контактов с соседними шарами $n = 6$), максимально плотной (II) ($\epsilon = 0,259$, $n = 12$) и упаковки с числом контактов в плоскости, перпендикулярной направлению течения теплоносителя, равным 6, и 2 точками контакта в лобовой и кормовой частях шара с $\epsilon = 0,396$ (III).

Упаковки шаров собирались в коробе прямоугольного и квадратного сечений (100×100 мм — упаковки 1 и 2, $100 \times 86,6$ — упаковка 3) из шаров диаметром 50 мм, полушарий и четвертей согласно представлению об элементарной ячейке шаровой засыпки, предложенной в [4]. По направлению потока в упаковках устанавливалось 5 рядов шаров. Перед первым рядом и после пятого устанавливались сменные стенки с центральными отверстиями диаметром 50; 40; 25; 15; 10 мм на расстоянии от шаров до плоскости отверстия, равной нулю. Исследования проведены методом локального моделирования в стационарном режиме теплообмена. При этом измерялись оттоки тепла теплопроводностью в точках контакта к соседним шарам.

Шаровой калориметр (фиг. 1) состоял из оболочки 1 с толщиной 5 мм, собранной из двух полусфер, соединенных плотной насадкой. На внешнюю поверхность оболочки изнутри выведены 6 хромель-копелевых термопар 2 с диаметром проводников 0,2 мм, заплавленных по образующей оболочки с угловым шагом 30° . Оболочка калориметра, как и остальные шары упаковки, изготовлена из фторопласта-4 ($\lambda_m = 0,25$ Вт/(м·К)). В оболочку помещался шарообразный сердечник 4 из огнеупорной глины с равномерно намотанной на его поверхность электрической спиралью 3. Поверх спирали нанесен тонкий слой изоляции. Равномерная намотка спирали обеспечивала постоянную плотность теплового потока на внутренней поверхности оболочки. Державкой 5 служила металлическая трубка диаметром 6 мм, через которую выводились провода термопар и нагревателя. Для уменьшения теплоотвода через державку последняя соединена с калориметром через теплоизоляционную втулку 6. Державка выводилась из короба через контактную полусферу, что позволило из-



Фиг. 1

бежать влияния державки на гидродинамику в засыпке. С помощью державки и координатного устройства калориметр мог вращаться вокруг оси, что обеспечивало определение температурного поля на всей его поверхности.

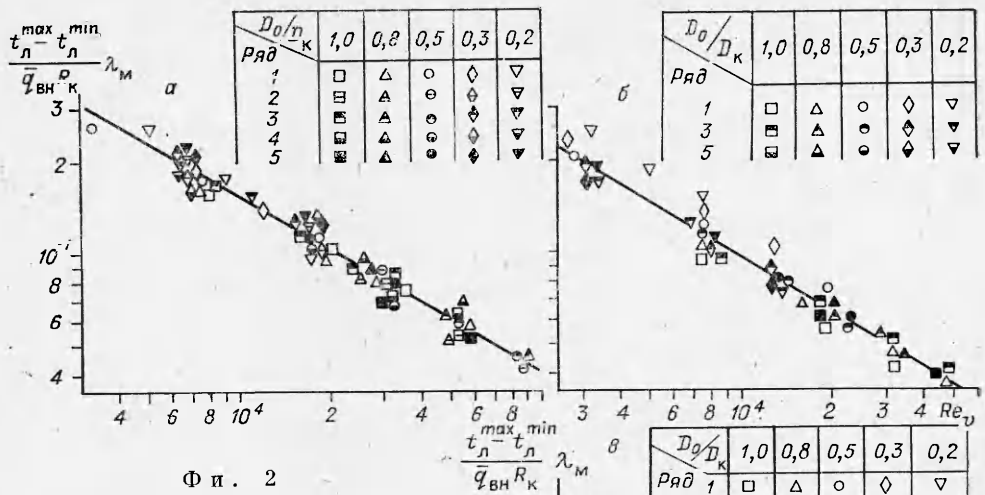
В точке контакта соседней сферы или полусферы с калориметром заплавлен королек дифференциальной хромель-копелевой термопары. Второй королек этой термопары заплавлялся на расстоянии 5 мм от поверхности сферы по радиусу. В экспериментах определялись перепады температур в контактных сферах, а по ним — тепловой поток от измерительного калориметра к контактным шарам. Для определения оттоков тепла условно принималось, что тепловой поток на внешней поверхности калориметра распределен равномерно. В точках контакта с соседними шарами удельный тепловой поток на внешней поверхности калориметра суммировался с тепловым потоком в контактном шаре. Величина температуры, которая имела бы место в случае полного моделирования, определялась умножением измеренной температуры в точке контакта на поверхности калориметра на отношение суммарного теплового потока к удельному по поверхности калориметра. Проверочные эксперименты с использованием двух нагреваемых шаров, помещенных в укладки, показали, что температуры в точках контакта при локальном моделировании отличаются не более чем на 5% от температур, замеренных при полном тепловом моделировании. Пружины, установленные между стенками канала и контактными полусферами, а также между контактными шарами и следующими за ними, обеспечили одинаковое усилие прижатия к калориметру.

В экспериментах определялись температурные поля на поверхностях калориметра. Средняя температура поверхности вычислялась с учетом площадей участков поверхностей, на которых установлены термопары. Величина средней температуры поверхности калориметра в экспериментах составляла в основном 40—60°C, при этом теплоотдача шара излучением была незначительной. Воздух к отверстию подавался через успокоительную камеру, имеющую ряд выравнивающих сеток, что позволяло получать достаточно равномерное поле скоростей на выходе из отверстия. Числа Рейнольдса рассчитывались тремя способами: для шаров первого ряда упаковки — по средней скорости на выходе из отверстия и диаметру калориметра Re_K , для последующих рядов — по средней скорости набегающего на упаковку потока в сечении короба, не занятого шарами, $Re_{н.п}$ и по средней скорости газа в минимальном проходном сечении упаковки и диаметру калориметра Re_p . Диапазон изменения Re_K в экспериментах составлял $8 \cdot 10^3$ — $3 \cdot 10^5$, $Re_{н.п}$ — $5 \cdot 10^2$ — 10^4 и соответственно Re_p — $3 \cdot 10^3$ — 10^5 .

В исследованном диапазоне чисел Рейнольдса характер распределения температуры по поверхности калориметра для каждой упаковки не зависел от величины критерия Re .

Характер распределения и величины локальных температур на поверхности калориметра для второго, третьего и четвертого рядов в упаковках 1 и 3 не зависели от величины D_0/D_K , а для первого и пятого рядов упаковок являлись функцией этого отношения. Минимальные значения температур на поверхности калориметра в первом ряду всех упаковок и в третьем и пятом рядах упаковки 2 наблюдались в лобовой его точке, а также в наиболее свободно обдуваемых частях поверхности второго, третьего, четвертого и пятого рядов в упаковках 1 и 3. Максимальное значение температуры на поверхности калориметра имело место в первом, втором, третьем и четвертом рядах всех упаковок в точках контакта, расположенных в кормовой области калориметра, а для пятого ряда — в его лобовой части.

На фиг. 2 представлены зависимости максимальной неравномерности температур на поверхности калориметра от величины Re_p для всех рядов упаковок 1, 3 и первого, третьего и пятого рядов упаковки 2. Анализ этих зависимостей показывает, что величина максимальной неравномерности температур на поверхности шара первого ряда может быть больше либо



Ф и г. 2

меньше максимальной неравномерности температур для последующих рядов и зависит от соотношения D_0/D_k . Максимальная неравномерность температур на поверхности калориметра пятого ряда упаковок близка к максимальной неравномерности на поверхности предыдущих рядов и практически не зависит от соотношения D_0/D_k .

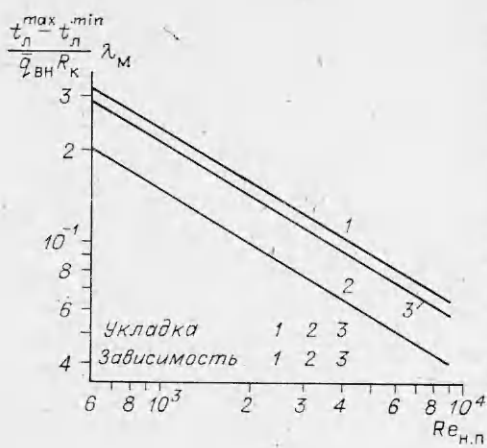
На фиг. 3 представлены зависимости максимальной неравномерности температур на поверхности калориметра в третьем ряду каждой упаковки от величины $Re_{н.п}$. Анализ этих зависимостей показывает, что чем больше порозность упаковки и меньше число контактов калориметра с соседними шарами, тем выше максимальная неравномерность температур на его поверхности. Экспериментальные данные по максимальной неравномерности температур в упаковках обобщаются критериальным уравнением $\frac{t_{л}^{max} - t_{л}^{min}}{q_{вн} R_{н}} \lambda_m = A Re^{-m}$. Значения величин A и m для третьих рядов каждой упаковки при обработке по Re_v и $Re_{н.п}$ приведены в таблице.

Как следует из таблицы, значения показателей степени при Re для всех упаковок близки между собой и приблизительно равны 0,60. Экспериментальные данные по трем типам упаковок с учетом порозности обобщаются критериальной зависимостью

$$\frac{t_{л}^{max} - t_{л}^{min}}{q_{вн} R_{н}} \lambda_m = (2,85 + 26,6\epsilon) Re_{н.п}^{-0,6}$$

Полученные ранее авторами результаты экспериментов по определению влияния теплопроводности материала оболочки в диапазоне $\lambda_m = 0,25 -$

Обработка	Упаковка					
	1		2		3	
	A	m	A	m	A	m
по Re_v	34,86	0,59	24,06	0,60	63,02	0,61
по $Re_{н.п}$	14,07	0,59	9,51	0,60	14,93	0,61



Ф и г. 3

102 Вт/(м·К), соотношения диаметров D_0/D_K в диапазоне 0,2—1,0, величины Re_K в диапазоне 10^4 — $3 \cdot 10^5$ при осесимметричном струйном обтекании одиночного калориметра в начальном участке струи с максимальной погрешностью 15% обобщаются выражением

$$\frac{t_{л}^{\max} - t_{л}^{\min}}{q_{вн} R_{н}} \lambda_{м} = 25,8 \left(\frac{\lambda_{м}}{\lambda_{г}} \right)^{0,66} \left[1 - 2,34 \frac{D_0}{D_K} + 1,52 \left(\frac{D_0}{D_K} \right)^2 \right] Re_K^{-0,59}.$$

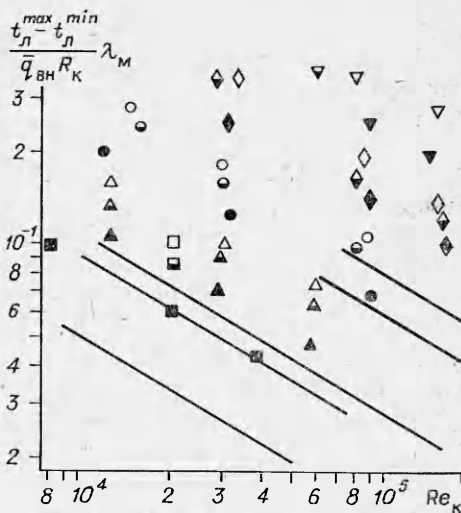
Анализ результатов показывает идентичность влияния числа Рейнольдса на максимальную неравномерность температур по поверхности одиночного калориметра и калориметра, размещенного в упаковке. Это в какой-то мере подтверждает «струйную теорию» движения газа в засыпках шаров и дает основание предположить, что влияние теплопроводности материала оболочки на максимальную неравномерность температур по ее поверхности в укладках будет таким же, что и для одиночного шара при струйном обтекании в начальном участке струи. В таком случае уравнение, описывающее максимальную неравномерность температур на поверхностях оболочек различной теплопроводности с внутренними источниками тепловыделения для шара, расположенного в третьем ряду, будет иметь вид

$$(1) \quad \frac{t_{л}^{\max} - t_{л}^{\min}}{q_{вн} R_{н}} \lambda_{м} = B \left(\frac{\lambda_{м}}{\lambda_{г}} \right)^{0,66} Re_{н.п}^{-0,6}.$$

Значения коэффициента B : для укладки I — $B = 3,44$; II — $B = 2,16$; III — $B = 2,97$. С учетом порозности слоя выражение (1) примет вид

$$\frac{t_{л}^{\max} - t_{л}^{\min}}{q_{вн} R_{н}} \lambda_{м} = (0,64 + 5,88\epsilon) \left(\frac{\lambda_{м}}{\lambda_{г}} \right)^{0,66} Re_{н.п}^{-0,6}.$$

На фиг. 4 представлены зависимости максимальной неравномерности температур на поверхности калориметра первого ряда различного типа упаковок от величины Re_K . Линиями показаны зависимости, полученные для одиночного калориметра в начальном участке струи. Анализ зависимостей показывает, что максимальная неравномерность температур на поверхности калориметра в первом ряду упаковок возрастает с уменьшением величины отношения D_0/D_K и практически всегда выше, чем для одиночного шара при одинаковых значениях D_0/D_K .



Упаковка	1	2	3	Одиночный шар
D_0/D_K				линия
1,0	□	■	▣	4
0,8	△	▲	▴	5
0,5	○	●	◐	3
0,3	◇	◆	◊	2
0,2	▽	▼	▾	1

Ф и г. 4

Поступила 20 X 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Шолохов А. А., Засорин И. П., Минашин В. Е. и др. Определение температуры в твэлах ядерного реактора. М.: Атомиздат, 1978.
2. Богоявленский Р. Г. Гидродинамика и теплообмен в высокотемпературных ядерных реакторах с шаровыми твэлами. М.: Атомиздат, 1978.
3. Бурданов Н. Г., Костиков Л. Е., Лозовецкий В. В. Исследование локальных коэффициентов теплоотдачи и полей температур в шаровых элементах. — Труды МВТУ, № 307. Исследование процессов в энергетических установках, 1979, вып. 4.
4. Горбис З. Р. Теплообмен и гидродинамика дисперсных сквозных потоков. М.: Энергия, 1970.

[УДК 535.214

О МЕХАНИЗМЕ ПОДДЕРЖАНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ ГЛУБОКОГО ПАРОВОГО КАНАЛА В ЖИДКОСТИ

А. А. Веденов, Г. Г. Гладуш, А. Н. Явохин

(Москва)

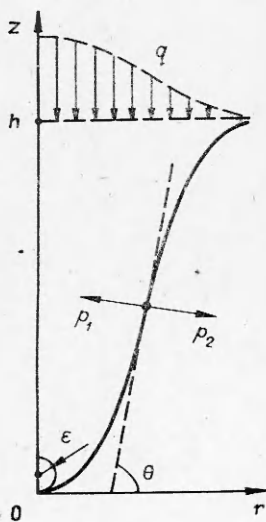
Вопрос о предельной глубине проникновения лазерного луча в материал мишени представляет значительный физический интерес и имеет практическое значение, например для повышения эффективности лазерной сварки. Известно, что с уменьшением скорости движения луча заглублиение его в мишень увеличивается, и можно предположить, что предельная глубина будет достигнута при неподвижном луче. Отметим, что в экспериментах с таким лучом при определенных условиях наблюдалась достаточно стабильная каверна, колебания поверхности которой сравнительно малы [1]. Поэтому представляет интерес в качестве одного из этапов изучения механизма лазерной сварки исследовать модель стационарного парового канала, образованного в жидкости под неподвижным лазерным лучом. Естественно при этом начать с простейших моделей механического и теплового равновесия каверны, не учитывающих плазменных явлений, гидродинамику жидкости, рассеяние света и т. д.

Условием стационарности каверны является равенство давлений p_1 и p_2 (фиг. 1) в каждой точке поверхности. В данной работе предполагается, что p_1 складывается из гидростатического давления в жидкости, внешнего давления p_a и давления сил поверхностного натяжения: $p_1 = d(h - z) + p_a + \sigma k$, а p_2 складывается из давления в паре p и давления отдачи при переносе массы через поверхность каверны. Здесь d — удельный вес жидкости; σ — коэффициент поверхностного натяжения; k — кривизна поверхности канала; h — его глубина. В [2, 3] при аналогичной постановке задачи полагалось $p = \text{const} = p_a$, что исключало влияние динамики течения пара в каверне на ее форму.

В глубоком и узком канале, который характерен для лучевых способов сварки, можно считать, что газодинамические величины задачи являются функциями лишь расстояния от дна каверны z , а тепло- и массообмен на поверхности можно рассматривать как распределенные источники. Поэтому для дальнейшего изучения механизма глубокого проплавления и выяснения роли динамики пара в формировании каверны использованы уравнения квазиодномерной газодинамики

$$(1) \quad (\rho v^2)' = (2r/\sin \theta) j_m, \quad [(p + \rho v^2)r^2]' = \\ = (2r/\sin \theta) j_p, \quad [\rho v r^2 (e + v^2/2) + p v r^2]' = \\ = (2r/\sin \theta) j_e, \quad p = (R/M) \rho T, \quad e = c_p T + \lambda,$$

где r — радиус каверны; ρ , v , T — плотность, скорость и температура пара; j_m , j_p , j_e — плотности потоков массы, импульса и энергии через фазовую поверхность; M — молярный вес материала; λ — скрытая теплота его испарения;



Фиг. 1