

чаях примерно равны и существенно превышают их средние значения. Поэтому оценку огнестойкости нужно проводить, используя максимальное значение локального теплового потока и учитывая его местоположение.

В заключение отметим, что в случае неквадратных плоских областей, исследовавшихся в [14, 15], соотношение (1.4) определяет скорость волны, которая разграничивает симметричное и несимметричное воздействие на систему. В этом случае под L следует понимать длину границы, вдоль которой распространяется тепловая волна.

Поступила 28 VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Полежаев В. И. Течение и теплообмен при естественной конвекции газа в замкнутой области после потери устойчивости гидростатического равновесия.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 5.
2. Мержанов А. Г., Штессель Э. А. Возникновение и развитие тепловой конвекции в слое вязкой жидкости.— ДАН СССР, 1970, т. 1, № 4.
3. Штессель Э. А., Прибыткова К. В., Мержанов А. Г. Численное исследование индукционной стадии развития естественной конвекции.— ИФЖ, 1974, т. 26, № 3.
4. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980.
5. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Тарунин Е. Л. Численное исследование конвекции жидкости, нагреваемой снизу.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 6.
6. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Разностная схема для численного исследования нестационарных двумерных движений сжимаемого газа. Препринт № 133. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1978.
7. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа.— ИФЖ, 1980, т. 38, № 3.
8. Тарунин Е. Л. Численное исследование свободной конвекции.— В кн.: Гидродинамика. Учен. записки. Вып. 1. Пермь: изд. Перм. ун-та, 1968, № 184.
9. Тарунин Е. Л. О численном исследовании ветвления при свободной конвекции.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 5.
10. Васин В. Г., Маров М. Я. К вопросу о механизме циркуляции на Венере. Препринт № 6. М.: Ин-т прикладной математики АН СССР, 1977.
11. Алексеев В. В., Блохина Н. С., Гусев А. М., Жданова Е. Ю. Свободная конвекция в атмосфере и океане. М.: МГУ, 1979.
12. Барелко В. В. Процессы самопроизвольного распространения гетерогенно-каталитической реакции по поверхности катализатора. Препринт. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1977.
13. Штессель Э. А. Химическая естественная конвекция. Препринт. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1977.
14. Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный расчет пожаров различных типов.— В кн.: Горючесть веществ и средства пожаротушения. М.: ВНИИ ПО МВД СССР, 1979.
15. Мелихов О. И., Щербак С. Б. Исследование конвективных движений газа, вызванных распространением скачка температуры вдоль границы замкнутой области.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5.

УДК 536.25

СОВМЕСТНЫЙ ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НАД ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Г. Г. Кувишинов

(Новосибирск)

Рассматриваются совместно протекающие процессы тепло- и массообмена в условиях естественной конвекции у горизонтальной плиты при больших числах Рэлея Ra в случае, когда изменение плотности вследствие переменной концентрации вблизи поверхности пренебрежимо мало по сравнению с изменением плотности, обусловленным перепадом температур. Этот случай реализуется на практике, например, при интенсивном нагревании или охлаждении взаимодействующих на поверхности слабых растворов или обедненных активным по отношению к поверхности компонентом газовых смесей.

1. Анализ системы дифференциальных уравнений, описывающих тепломассообмен при стационарной естественной конвекции, показывает, что наличие массоотдачи в рассматриваемых условиях не влияет на теп-

лообмен и гидродинамику процесса. Поэтому в данном случае интенсивность теплоотдачи при $Ra > 2 \cdot 10^7$, как и в случае обычной тепловой конвекции, может быть рассчитана по соотношению [1]

$$(1.1) \quad Nu = 0,18(GrPr)^{1/3},$$

где физические свойства выбираются по средней температуре жидкости. Соотношение для интенсивности массоотдачи может быть получено на основе теории Леонтьева — Кирдяшкина [2, 3] для однофазной ячеистой тепловой конвекции у горизонтальной плиты. Согласно [2], в случае тепловой конвекции при числах Рэлея, превышающих определенное критическое значение Ra_* , у горизонтальной поверхности нагрева формируется ячеистый слой, интенсивность движения жидкости в котором и определяет теплоотдачу, а в нашем случае и массообмен.

На фиг. 1, взятой из [3], показана предположительная схема циркуляции жидкости в случае ячеистой конвекции в большом объеме при больших числах Рэлея. Теория [2, 3] основывается на предположении о постоянной завихренности жидкости в ячейках. При этом принимается, что у поверхности нагрева горизонтальная составляющая скорости внешнего течения изменяется вдоль поверхности по синусоидальному закону

$$(1.2) \quad v_0 = v_m \sin \pi x / l,$$

где v_m — максимальное значение скорости жидкости у поверхности нагрева; $x = x/l$; x — продольная координата; l — линейный размер ячейки. На основе совместного рассмотрения соотношения (1.2) и уравнений для гидродинамического и теплового пограничных слоев, возникающих у поверхности нагрева вследствие вихревого течения, можно получить соотношения для максимальной скорости, размера ячейки и интенсивности теплоотдачи [2, 3]:

$$(1.3) \quad v_m = 0,85(\beta_T g l \Delta T / Pr^{0,6})^{1/2};$$

$$(1.4) \quad l = (av Ra_* / (\Delta T \beta_T g))^{1/3};$$

$$(1.5) \quad Nu = 0,49 Ra_*^{-1/12} (Gr Pr)^{1/3}.$$

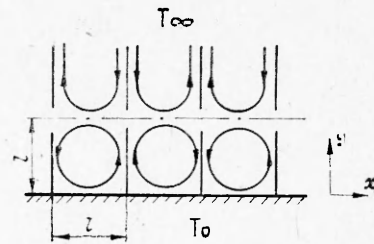
Характерной длиной здесь является линейный размер ячейки. После подстановки критического значения $Ra_* = 3100$ [3] постоянный коэффициент при $(GrPr)^{1/3}$ в формуле (1.5) получается равным 0,25. В [3] показано, что учет конечного размера толщины теплового пограничного слоя приводит к коэффициенту в формуле (1.5), равному 0,22. Независимость интенсивности теплоотдачи от характерной длины позволяет провести сопоставление формул (1.1) и (1.5), в которых эта длина, вообще говоря, выбирается по-разному. Сопоставление показывает, что хотя численный коэффициент 0,22 и получается несколько завышенным по сравнению с таковым в экспериментальной формуле, однако связь между числом Nu и определяющими параметрами в соотношении (1.5), несмотря на приближенность теории, отражается совершенно правильно.

Для определения массоотдачи необходимо ввести в рассмотрение аналогично тому, как это делалось при анализе теплообмена [2, 3], дополнительное уравнение диффузионного пограничного слоя при $\Delta c_0 = \text{const}$ и указать закон массообмена для пограничного слоя:

$$(1.6) \quad d Re_c^{**} / d \bar{x} = Re_l St_c;$$

$$(1.7) \quad St_c = 0,22 / (Re_c^{**} Sc^m),$$

где $Re_c^{**} = v_0 \delta_c^{**} / \nu$; $Re_l = v_0 l / \nu$; $St_c = \beta / v_0$; δ_c^{**} — толщина потери вещества.



Фиг. 1

Из уравнений (1.6), (1.7) с учетом (1.2) следует

$$\text{Re}_c^{**} = \left[\frac{0,44r_0 l}{\nu \text{Sc}^m} (1 - \cos \pi \bar{x}) \right]^{1/2}, \quad \beta = 0,59 \text{Sc}^{(1-m/2)} D \sqrt{\frac{v_0}{lv} \frac{\sin \pi \bar{x}}{\sqrt{1 - \cos \pi \bar{x}}}}$$

Среднее значение коэффициента массоотдачи

$$(1.8) \quad \bar{\beta} = 0,53 D \text{Sc}^{(1-m/2)} \sqrt{v_m/lv}.$$

Подставляя в (1.8) v_m и l из (1.3), (1.4) и приводя уравнение к безразмерному виду, получим

$$(1.9) \quad \text{Sh} = 0,49 \text{Ra}_*^{-1/12} \text{Pr}^{(1,2-m)/3} \text{Le}^{(4-3m)/6} (\text{GrSc})^{1/3}.$$

Для газов, где числа $\text{Pr} \sim \text{Sc} \sim 1$, показатель степени в уравнении (1.7), как и в соответствующем соотношении для теплоотдачи [3], равен 1,2. Подставляя в (1.9) $m = 1,2$, имеем

$$(1.10) \quad \text{Sh} = 0,49 \text{Ra}_*^{-1/12} \text{Le}^{1/15} (\text{GrSc})^{1/3}.$$

Выражения для постоянных коэффициентов в теоретических формулах (1.5), (1.10) в точности совпадают, следовательно, погрешности определения этих коэффициентов должны быть одинаковыми. Учитывая это, постоянный коэффициент в формуле (1.10) необходимо взять таким же, как и в экспериментальной формуле для теплоотдачи (1.1). При этом соотношение (1.10) примет вид

$$(1.11) \quad \text{Sh} = 0,18 \text{Le}^{1/15} (\text{GrSc})^{1/3}.$$

Жидкости, как известно, характеризуются большими числами Sc . Согласно [4], показатель степени m в формуле (1.7) должен возрастать с увеличением Sc и в пределе при $\text{Sc} \rightarrow \infty$ достигать значения $m = 4/3$. Поэтому для жидкостей, характеризующихся числами $\text{Sc} > 10$, значение m необходимо брать из интервала $1,2 < m < 4/3$. Принимая $m = (1,2 + 4/3)/2$, в соответствии с (1.9) можно получить

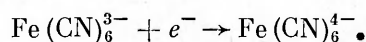
$$(1.12) \quad \text{Sh} = 0,18 \text{Le}^{1/30} \text{Pr}^{-1/24} (\text{GrSc})^{1/3}.$$

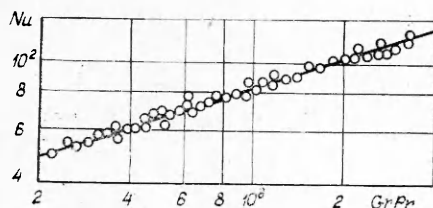
Для предельного случая $\text{Sc} \rightarrow \infty$ ($m = 4/3$) имеем

$$(1.13) \quad \text{Sh} = 0,18 \text{Pr}^{-1/12} (\text{GrSc})^{1/3}.$$

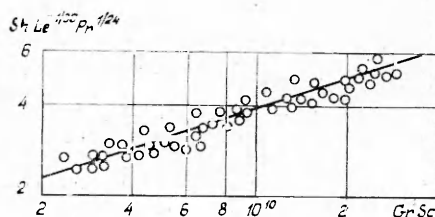
Таким образом, интенсивность массоотдачи при естественной ячеистой тепловой конвекции у горизонтальной плиты в случае слабого изменения плотности среды, связанного с наличием градиента концентрации у поверхности нагрева, определяется в основном одним безразмерным параметром GrSc . При $\text{Sc} \sim 1$ имеет место слабая зависимость интенсивности массоотдачи от Le . С увеличением Sc зависимость интенсивности массоотдачи от Le делается еще более слабой и проявляется некоторая зависимость Nu от Pr . В целом изменение интенсивности массоотдачи при изменении Pr и Le во всех практически возможных диапазонах не превышает 10—30%.

2. Экспериментальное исследование процесса массоотдачи выполнено с использованием электродиффузионной методики. В качестве рабочей жидкости использовался водный раствор $0,005N \text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6] + 0,01N \text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] + 0,5N \text{NaOH}$, теплофизические свойства которого в зависимости от температуры определялись аналогично тому, как это делалось в [5, 6]. Интенсивность тепло- и массообмена исследовалась на никелированном торце цилиндрического медного нагревателя диаметром 50 мм, располагавшемся так, что теплоотдающая поверхность и днище камеры находились в одной плоскости. В качестве измерительного электрода (катода) использовалась вся поверхность нагрева. При прохождении тока через раствор на поверхности электродиффузионного датчика протекала единственная электрохимическая реакция первого порядка





Фиг. 2



Фиг. 3

Измеряемая величина электрического тока в цепи измерительного электрода является мерой интенсивности массоотдачи на поверхности электродиффузионного датчика. Коэффициент массоотдачи в предельном диффузионном режиме ($c_0 = 0$) рассчитывается по формуле

$$\beta = I_{\text{л}} / AFc_{\infty},$$

где $I_{\text{л}}$ — предельный диффузионный ток; A — число Фарадея; F — площадь электрода; c_{∞} и c_0 — концентрация ионов $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}$ в невозмущенном потоке и на стенке. В экспериментах одновременно определялись средние по времени и поверхности коэффициенты тепло- и массообмена. Тепловой поток, подводимый к экспериментальному участку, поддерживался постоянным. Имевшую место конвекцию вследствие малости концентрации активных ионов и разнонаправленности градиентов концентраций ионов $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}$ и $\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$ можно считать тепловой.

На фиг. 2 представлено сопоставление экспериментальных данных по теплоотдаче с зависимостью (1.1) (сплошная линия). Совпадение результатов говорит о чистоте проведения опытов (соблюдение условий большого объема, отсутствие побочных циркуляций жидкости и т. д.) и о корректности тепловых измерений.

При обработке экспериментальных данных по массообмену возникает трудность в выборе температуры для определения теплофизических свойств. Однако, учитывая, что в данном случае $\text{Sc} \gg \text{Pr}$ (толщина диффузионного пограничного слоя много меньше толщины теплового), коэффициент диффузии наиболее правильно представляется определять по температуре стенки, а остальные свойства — по средней температуре. Параметры в опытах изменялись в следующих пределах: $\text{Gr} = (2 - 100) \cdot 10^6$, $\text{Pr} = 2,5 - 6$, $\text{Sc} = 200 - 1000$.

Сопоставление экспериментальных данных с теоретическими зависимостями (1.11)—(1.13) показывает, что наилучшим образом экспериментальные данные по массоотдаче обобщает зависимость (1.12) (фиг. 3, сплошная линия). Зависимость (1.11), описывающая массообмен при $\text{Sc} = 1 - 15$, как и следовало ожидать, несколько завышает интенсивность массоотдачи в жидкостях, а соотношение (1.13), соответствующее бесконечно большим числам Шмидта, — занижает.

Таким образом, для расчета массоотдачи в жидкостях при естественной тепловой конвекции на горизонтальной поверхности при больших числах Рэлея можно рекомендовать соотношение (1.12), подтвержденное экспериментально. Соответствие теоретических и экспериментальных данных в случае конвекции в жидкостях позволяет предположить, что для расчета массоотдачи при естественной конвекции в газах можно пользоваться соотношением (1.11), которое, однако, экспериментально не проверено.

Результаты данной работы можно также рассматривать как подтверждение справедливости теории Леонтьева—Кирдяшкина для тепловой конвекции на горизонтальных поверхностях.

Поступила 29 VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1959.
2. Леонтьев А. И., Кирдяшкин А. Г. Теплообмен при свободной конвекции в горизонтальных щелях и большом объеме над горизонтальной поверхностью.— ИФЖ, 1965, т. 9, № 1.
3. Кирдяшкин А. Г. Трение и теплообмен при тепловой гравитационной конвекции в поле центробежных сил. Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1966.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
5. Бурдуков А. П., Кувшинов Г. Г. Исследование механизма кипения электродиффузионным методом.— В кн.: Интенсификация теплообмена в энергетической аппаратуре. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1977.
6. Бурдуков А. П., Кувшинов Г. Г., Пакоряков В. Е. Особенности теплообмена при пузырьковом кипении недогретой жидкости в большом объеме при субатмосферных давлениях.— В кн.: Теплопередача при кипении и конденсации. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1978.

УДК 533.6.011

К ВОПРОСУ ОПТИМИЗАЦИИ СЖАТИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ МАССЫ ГАЗА

В. И. Косарев, А. М. Свалов

(Москва)

В исследовании процессов горения одной из основных проблем является проблема достижения условий зажигания, при которых температура и плотность горючей среды достаточно велики, чтобы реакция горения, начавшись, могла эффективно продолжаться. Из условий зажигания следуют необходимые требования, налагаемые на характеристики источника энергии, инициирующего реакцию. Описание процессов, происходящих при горении, требует учета различных физических факторов — теплопроводности, эффектов вырождения, излучения и т. д., а также того обстоятельства, что сжимаемое вещество может представлять собой двухкомпонентную среду — плазму; поэтому аналитическое изучение задачи в полном объеме практически невозможно, что заставляет расчленять задачу на части, каждая из которых может быть описана уже более простой математической моделью с последующей численной проверкой границ допустимости упрощающих предположений. Так, процесс сжатия вещества удовлетворительно описывается действием поршня на идеальную сжимаемую жидкость [1—7], при этом эффективность сжатия при-

нято характеризовать величиной $\langle \rho R \rangle = \int_0^r \rho dr$, где ρ — плотность сжи-

маемой среды. Целесообразно разделить исследуемые решения на две группы: к первой отнести решения, в которых величина $\langle \rho R \rangle$ достигает требуемых значений при использовании постоянных начальных данных [1—3], а к другой группе отнести все остальные решения. Требование простоты начальных распределений гидродинамических функций имеет под собой естественную основу — возможность практической реализации предлагаемых схем имеющимися в распоряжении средствами. Однако представляется необходимым, учитывая рост технических возможностей, а также некоторые преимущества решений второй группы, изучать все схемы, обеспечивающие достижение высоких значений $\langle \rho R \rangle$. В [7] показано, что при специальных распределениях начальных значений существуют решения, которые обладают следующим свойством: в некоторый момент времени значение $\langle \rho R \rangle$ достигает бесконечности при конечной массе сжимаемого вещества и конечной энергии, затраченной на сжатие, в то время как использование схемы сжатия с однородной деформацией [4—6] приводит к линейной (при $\gamma = 5/3$) зависимости функции $\langle \rho R \rangle$