

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ В НЕСТАЦИОНАРНОМ ПРОЦЕССЕ ИСПАРЕНИЯ

Обвинцева Н. Ю., Калачинская И. С., Каминский В. А.

(Россия, Москва)

Исследовано развитие гравитационной конвекции в приближении двумерных течений в процессе испарения жидкости в объем газа. Рассмотрены возможные режимы протекания процесса и соответствующие структуры течений. Определено время потери конвективной устойчивости. Дано описание характеристик, определяющих массоперенос в системе.

В системе, находящейся в поле силы тяжести, в случае неоднородного распределения плотности по высоте, которое определяется неоднородным распределением температуры или концентрации, возможна потеря механического равновесия и возникновение свободной конвекции. Именно такая ситуация может возникнуть в процессе испарения жидкости в объем газа, что приведет к развитию конвективных течений в газовой фазе. Экспериментальные результаты по испарению [1, 2] показывают, что характер явления зависит от соотношения молекулярных масс между испаряющейся жидкостью ($M_{ж}$) и принимающим газом ($M_{г}$). Если $M_{ж} < M_{г}$ в системе возможно развитие конвективных течений, в обратном случае, процесс протекает только в диффузионном режиме. В данной работе проведено численное моделирование нестационарного процесса испарения. Определено время потери устойчивости системой и характер массопереноса в установившемся режиме. Проводится сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

Для описания переноса пара используются уравнения Навье–Стокса в приближении Буссинеска, конвективной диффузии и уравнение неразрывности. В безразмерных переменных система имеет вид:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \nabla) V = -\nabla p + \Delta V + \text{Ra Sc } C e$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (V \nabla) C = \Delta C \quad (5)$$

$$\text{div } V = 0.$$

Боковые стенки — твердые и непроницаемые (условие прилипания, поток концентрации через границу равен нулю). Для верхней и нижней границы задаются следующие условия:

$$z=0, z=1: V=0;$$

$$z=0: C=1; z=1: C=0; \quad (6)$$

или

$$z=0: C=1; z=1: \frac{\partial C}{\partial z} = 0. \quad (7)$$

Начальные условия:

$$t=0: V=0, C=0. \quad (8)$$

При постановке задачи используются следующие безразмерные параметры: $\text{Ra} = g\beta C_0 H^3 / (\nu D)$ — число Релея, $\text{Sc} = \nu / D$ — число Шмидта, где ν — коэффициент кинематической вязкости, β — коэффициент, характеризующий зависимость плотности от концентрации, D — коэффициент диффузии, C_0 — концентрация насыщенного пара у поверхности, H — высота области, g — ускорение силы тяжести, e — единичный вектор вдоль вертикальной оси z .

Численное моделирование задачи (1)–(4) проведено на основе системы квазигидродинамических уравнений [3]. К.г.д. уравнения представляют собой уравнения Навье–Стокса в приближении Буссинеска и конвективной диффузии, в которые вводятся дополнительные диссипативные слагаемые. Последние обеспечивают устойчивость численного алгоритма, что позволяет

проводить расчеты в естественных переменных по явной схеме. При расчетах используются к.г.д. уравнения, приведенные к безразмерному виду и записанные для случая плоских течений в изотермических условиях. На каждом временном шаге по явной схеме вычисляются поля скорости и концентрации, затем на их основе определяется поле давления. Разностная схема имеет второй порядок аппроксимации по пространству и первый по времени. Расчеты выполнены для квадратной области на равномерной сетке с числом узлов 81×81 .

Динамику развития системы, можно проследить по зависимости безразмерного потока пара на нижней границе Sh от времени. На рис. 1 приведены зависимости $Sh(t)$, при разных условиях на верхней границе: кривая 1 соответствует условию (2), кривая 2 — условию (3), зависимость 3 — диффузионный поток. Расчеты проводились при следующих значениях безразмерных параметров: $Ra = 7.7208 \cdot 10^5$, $Sc = 0.6$.

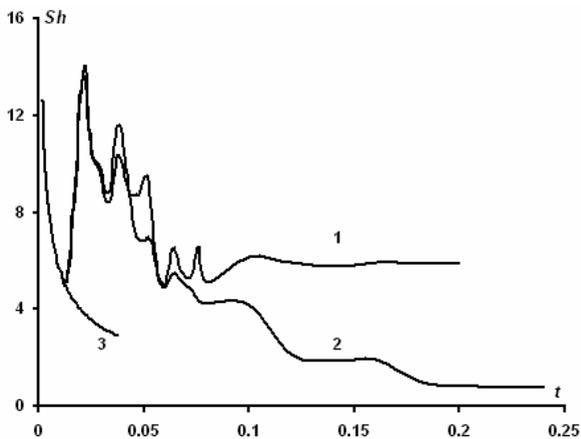


Рис.1. Зависимости потока на нижней границе от времени

На начальной стадии, независимо от условия на верхней границе, испарение происходит в диффузионном режиме, при этом зависимости $Sh(t)$ плавно спадают и кривые совпадают с диффузионным потоком. В результате диффузии формируется

нелинейное распределение концентрации по высоте. Затем наблюдается резкий скачок зависимостей $Sh(t)$, соответствующий переходу системы к конвективному режиму испарения. Момент времени потери устойчивости системой определяется, как время, при котором поток принимает минимальное значение и равен $t_{cr}=0.014$. Для обеих систем t_{cr} совпадает, что можно объяснить слабым влиянием верхней границы при малых временах. На заключительной стадии процесса, в случае граничного условия (2), в системе устанавливается конвективный стационар. Линии тока образуют одну ячейку, которая занимает всю область системы (рис.2). Зависимость безразмерного потока стремится к постоянному значению.

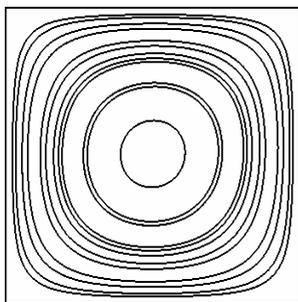


Рис.2. Линии функции тока

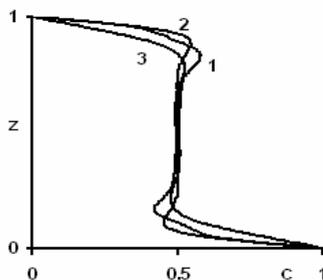


Рис.3. Распределение концентрации в разных сечениях области

На рис.3 приведено распределение концентрации по высоте в разных сечениях ячейки в состоянии конвективного стационара. Кривая 1 соответствует значению $x=0.25$, кривая 2— $x=0.5$, кривая 3— $x=0.75$. В центре области распределение концентрации определяется конвективным переносом, вблизи верхней и нижней стенки формируются диффузионные пограничные слои. В случае испарения жидкости в замкнутый объем (граничные условия (3)) процесс завершается в диффузионном режиме. Происходит насыщение газовой фазы парами жидкости, градиент концентрации у нижней границы уменьшается, а, величина потока убывает. На рис.4 приведены изоконцентрационные линии (а) и функции тока (б), соответствующие конвективному стационару при значениях

безразмерных параметров $Ra=7.752 \cdot 10^5$, $Sc=0.6$. В этом случае происходит удвоение вихрей, которые определяют конвективный перенос в системе.

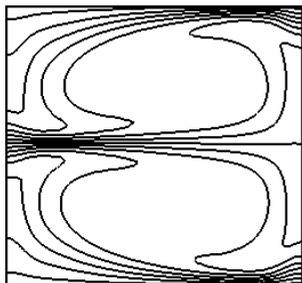


Рис.4(а). Изоконцентрационные линии

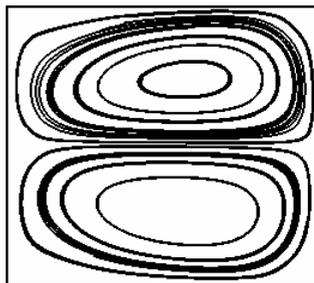


Рис.4(б). Линии функции тока

Полученные результаты численных расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными по испарению воды ($M=18$) в аргон ($M=40$) [1]. Скорость испарения в эксперименте определялась по зависимости полного количества испарившейся жидкости от корня из времени $Q(\sqrt{t})$. Наблюдалось возрастание скорости испарения при переходе к конвективному режиму. Время перехода от диффузионного режима к конвективному определялось по излому зависимости $Q(\sqrt{t})$. При малых временах $0 \leq t \leq t_{cr}$ система описывается уравнением диффузии, с коэффициентом молекулярной диффузии D_1 , а зависимость $Q(\sqrt{t})$ линейна: $Q_1 = 2(D_1 t / \pi)^{1/2}$. При временах $t > t_{cr}$, на основе полученной в эксперименте зависимости $Q(\sqrt{t})$, было сделано предположение о возможности описания процесса испарения также уравнением диффузии, с некоторым эффективным коэффициентом диффузии $D_2 > D_1$. Однако, полученные результаты по структуре течений и распределению концентрации по высоте слоя не подтверждают этого предположения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-03-32602).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дильман В.В., Лотхов В.А., Кулов Н.Н., Найденов В.И. Динамика испарения // Теор. основы хим. технол., 2000, т.34, №3, с.227–236.
2. Дильман В.В., Липатов Д.А., Лотхов В.А., Каминский В.А. Возникновение неустойчивости при нестационарном испарении бинарных растворов // Теор. основы хим. технол., 2005, т.39, № 6, с. 600–606.
3. Елизарова Т.Г., Шеретов Ю.В. Теоретическое и численное исследование квазигазодинамических и квазигидродинамических уравнений. // ЖВМиМФ, 2001, т. 41, №2, с.239–255.

NUMERICAL SIMULATION OF THE GRAVITATIONAL CONVECTION IN NONSTEADY EVAPORATION PROCESS

Obvintseva N. Yu., Kalatchinskaya I. S., Kaminsky V. A.

The evolution of gravitational convection during the process of liquid/gas evaporation using two-dimensional flow approach is conducted. Possible ways of the process evolution and corresponding flux structures are examined. The value of critical time is obtained. Descriptions of characteristics that specify the mass transfer in the system are proposed.