

УДК 533.15:536.25

О ДИФфуЗИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

В.Н. КОСОВ, В.Д. СЕЛЕЗНЕВ, Ю.И. ЖАВРИН

Алматинский государственный университет им. Абая

*Уральский государственный технический университет,
Екатеринбург*

*НИИ экспериментальной и теоретической физики при Казахском
государственном национальном университете им. Аль-Фараби,
Алматы*

В рамках линейной теории устойчивости рассматривается процесс изотермического смешения трехкомпонентных газовых смесей в бесконечном плоском вертикальном канале. Результаты теории сравниваются с полученным в опытах положением границ устойчивости для смесей $\text{He} + \text{Ar} - \text{N}_2$ и $\text{He} + \text{R12} - \text{Ar}$ при варьировании давления, перепада концентрации, радиуса и длины канала. Для системы $\text{He} + \text{Ar} - \text{N}_2$ экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с теоретическими предсказаниями, однако для второй смеси с ярко выраженным “диффузионным затвором” значения критического давления отличаются от опытного примерно в три раза.

§ 1. Экспериментальные исследования смешения в трехкомпонентных газовых системах показали, что при определенных условиях здесь возникают конвективные потоки, наложение которых на собственно молекулярный перенос приводит к неустойчивости механического равновесия смеси при диффузии [1 – 4]. Полученные результаты по физическому смыслу взаимосвязаны с проблемами потери устойчивости в случае тепловой конвекции [5, 6]. Систематическое изучение таких задач рядом авторов [5 – 8] позволило сформировать подходы к исследованию наиболее общих особенностей в определении границы перехода из одного режима в другой. Для изотермических многокомпонентных систем в случае горизонтального плоского слоя [9, 10] была показана возможность существования областей устойчивой диффузии, монотонной и колебательной неустойчивости. Однако выбранная геометрия задачи и приближенная диффузионная модель явления позволяли говорить только о качественном соответствии эксперименту.

В настоящей статье дан линейный анализ на устойчивость изотермических трехкомпонентных газовых смесей и проведено сопоставление полученных данных с соответствующими экспериментами [1 – 4]. Рассматривается канал в виде бесконечной плоской вертикальной щели (рис. 1). В этом случае задача не всегда строго соответствует некоторым экспериментам, где применялся и цилиндрический канал. Вместе с тем упрощенная форма канала позволяет получить аналитическое решение задачи об устойчивости диффузии в ситуации, когда действуют одновременно две “термодинамические силы” — два независимых градиента концентраций.

§ 2. Согласно [5, 11] будем считать, что макроскопическое движение изотермической тройной газовой смеси описывается общей системой уравнений гидродинамики, которая включает в себя уравнения движения Навье — Сто-

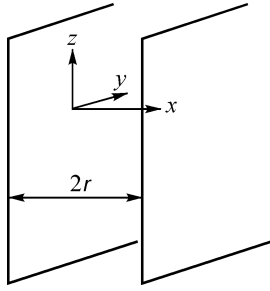


Рис. 1. Геометрия задачи.

кса, неразрывности и переноса массы компонентов. Принимая во внимание условие независимой диффузии, при которой $\sum_{i=1}^3 \bar{j}_i = 0$, $\sum_{i=1}^3 c_i = 1$, имеем следующую систему уравнений:

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \nabla) \bar{u} \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 \bar{u} + \left(\frac{\eta}{3} + \xi \right) \nabla \operatorname{div} \bar{u} + \rho \bar{g},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{u}) = 0, \quad \rho \left(\frac{\partial c_i}{\partial t} + \bar{u} \nabla c_i \right) = -\operatorname{div} \bar{j}_i,$$

$$\bar{j}_1 = -\rho \left(D_{11}^* \nabla c_1 + D_{12}^* \nabla c_2 \right), \quad \bar{j}_2 = -\rho \left(D_{21}^* \nabla c_1 + D_{22}^* \nabla c_2 \right), \quad (2.1)$$

где \bar{u} — скорость, ρ — плотность, p — давление, c_i — концентрация i -го компонента, \bar{g} — ускорение силы тяжести, η и ξ — коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости, \bar{j}_i — плотность диффузионного потока i -го компонента, D_{ij}^* — “практические” коэффициенты диффузии (ПКД), связанные с коэффициентами диффузии бинарных газовых смесей соотношениями

$$D_{11}^* = \frac{D_{13} [c_1 D_{32} + (c_2 + c_3) D_{12}]}{c_1 D_{23} + c_2 D_{13} + c_3 D_{12}}, \quad D_{12}^* = -\frac{c_1 D_{23} (D_{12} - D_{13})}{c_1 D_{23} + c_2 D_{13} + c_3 D_{12}},$$

$$D_{22}^* = \frac{D_{23} [c_2 D_{13} + (c_1 + c_3) D_{12}]}{c_1 D_{23} + c_2 D_{13} + c_3 D_{12}}, \quad D_{21}^* = -\frac{c_2 D_{13} (D_{12} - D_{23})}{c_1 D_{23} + c_2 D_{13} + c_3 D_{12}}.$$

В системе (2.1) из уравнений для плотности диффузионных потоков компонентов исключены члены, отвечающие за бародиффузию, что определяется малостью возникающего в результате ее воздействия перепада давления ($\Delta p \ll p$). Уравнения (2.1) необходимо дополнить уравнением состояния среды

$$\rho = \rho(c_1, c_2, p), \quad T = \text{const}, \quad (2.2)$$

которое позволяет связать термодинамические параметры в (2.1).

Система уравнений (2.1), (2.2) описывает класс задач, связанных с концентрационной изотермической конвекцией, в том числе для движения газовой смеси в поле тяжести при наличии пространственной неоднородности плотности, вызванной неоднородностью состава. Указанные явления имеют сходство с эффектами, наблюдаемыми в случае тепловой конвекции, где их описание проводится в рамках приближения Буссинеска [5, 6]. По аналогии с [5] упростим исходные уравнения.

Термодинамические переменные (концентрацию i -го компонента c_i и давление p) представим следующим образом:

$$c_i = \langle c_i \rangle + c'_i, \quad p = \langle p \rangle + p',$$

где $\langle c_i \rangle, \langle p \rangle$ — постоянные средние значения концентрации и давления при диффузии в условиях механического равновесия. Так как возмущения c_i, p' малы, то и обусловленные ими отклонения плотности ρ' от среднего значения $\rho_0 = \rho(\langle c_i \rangle, \langle p \rangle)$ также малы по сравнению с ρ_0 , поэтому плотность зависит от возмущений давления и состава линейно:

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta_1 c'_1 - \beta_2 c'_2 + \alpha p'), \quad (2.3)$$

где

$$\beta_i = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial c_i} \right)_{P, T, c_j \neq c_i}, \quad \alpha = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{T, c_i}. \quad (2.4)$$

Учитывая, что $\rho' \ll \rho_0$, получим

$$|\beta_i c'_i| \ll 1, \quad |\alpha p'| \ll 1. \quad (2.5)$$

Следуя [5], положим, что изменения плотности, вызванные неоднородностью давления, малы по сравнению с изменениями, обусловленными неоднородностью состава, т. е. $|\alpha p'| \ll |\beta_i c'_i|$. Это позволяет пренебречь последним слагаемым в (2.3). На характерном размере по вертикали l гидростатический перепад давлений имеет порядок $\rho_0 g l$. Условие (2.5) записывается в виде

$$\rho_0 g l \alpha \ll 1.$$

Условие малости относительных изменений плотности позволяет записать уравнение неразрывности в форме:

$$\operatorname{div} \vec{u} = 0. \quad (2.6)$$

Комбинируя последние три уравнения системы (2.1), пренебрегая квадратичными по возмущениям членами и считая коэффициенты D_{ij}^* не зависящими от состава для первого и второго компонентов, получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial c'_1}{\partial t} + \vec{u} \nabla \langle c_1 \rangle &= D_{11}^* \nabla^2 c'_1 + D_{12}^* \nabla^2 c'_2, \\ \frac{\partial c'_2}{\partial t} + \vec{u} \nabla \langle c_2 \rangle &= D_{21}^* \nabla^2 c'_1 + D_{22}^* \nabla^2 c'_2. \end{aligned} \quad (2.7)$$

При выводе (2.7) учитывалось, что распределения концентраций $\langle c_i(\vec{r}, t) \rangle$ (\vec{r} — радиус-вектор) являются решением системы уравнений диффузии в условиях механического равновесия ($\vec{u} = 0$).

Подставляя (2.3) в уравнение Навье — Стокса, с учетом (2.6) имеем

$$\rho_0 (1 - \beta_1 c'_1 - \beta_2 c'_2) \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla p + \eta \nabla^2 \vec{u} + \rho_0 (1 - \beta_1 c'_1 - \beta_2 c'_2) \vec{g}, \quad (2.8)$$

где $d\bar{u}/dt$ — субстанциональная производная скорости по времени. В условиях механического равновесия $\nabla\langle p \rangle = \rho_0 \bar{g}$, поэтому правая часть уравнения движения принимает вид

$$-\nabla p' + \eta \nabla^2 \bar{u} - \rho_0 (\beta_1 c_1' + \beta_2 c_2') \bar{g}.$$

Полагая, что неоднородность плотности существенна лишь в подъемной силе, пренебрежем членами $\beta_i c_i'$ в левой части (2.8). Разделив на среднюю плотность ρ_0 , запишем уравнение движения следующим образом:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \nabla) \bar{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p' + \nu \nabla^2 \bar{u} + g (\beta_1 c_1' + \beta_2 c_2') \bar{\gamma}, \quad (2.9)$$

где $\nu = \eta/\rho$ — кинематическая вязкость смеси, $\bar{\gamma}$ — единичный вектор, направленный вертикально вверх.

Окончательно система уравнений концентрационной конвекции (2.6), (2.7), (2.9) для возмущенных величин (штрихи опущены) в пренебрежении квадратичными по возмущениям членами имеет вид

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \nabla \bar{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \nabla^2 \bar{u} + g (\beta_1 c_1 + \beta_2 c_2) \bar{\gamma},$$

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} + \bar{u} \nabla \langle c_1 \rangle = D_{11}^* \nabla^2 c_1 + D_{12}^* \nabla^2 c_2,$$

$$\frac{\partial c_2}{\partial t} + \bar{u} \nabla \langle c_2 \rangle = D_{21}^* \nabla^2 c_1 + D_{22}^* \nabla^2 c_2,$$

$$\operatorname{div} \bar{u} = 0. \quad (2.10)$$

Граничные условия в наиболее общем виде соответствуют стандартным условиям для скорости на поверхности полости и обращению в нуль нормальной составляющей потока вещества на границе, т. е.

$$\bar{u} = 0; \quad \frac{\partial c_i}{\partial n} = 0.$$

Здесь n — нормаль к границе.

Согласно (2.10) концентрационная диффузия может привести к возникновению конвективных течений. Считая скорость конвекции в (2.1) равной нулю, получим уравнения стационарного распределения концентраций компонентов в условиях механического равновесия:

$$-\frac{1}{\rho_0} \nabla p_0 + g (\beta_1 c_{10} + \beta_2 c_{20}) \bar{\gamma} = 0,$$

$$D_{11}^* \nabla^2 c_{10} + D_{12}^* \nabla^2 c_{20} = 0,$$

$$D_{21}^* \nabla^2 c_{10} + D_{22}^* \nabla^2 c_{20} = 0. \quad (2.11)$$

В этом случае горизонтальные составляющие градиента концентрации равны нулю:

$$\frac{\partial c_{i0}}{\partial x} = \frac{\partial c_{i0}}{\partial y} = 0$$

(плоскость x, y перпендикулярна z), и концентрация компонента c_{i0} определяется только вертикальной координатой z . Тогда из уравнений (2.11) следует линейная зависимость концентрации по длине канала:

$$c_{i0} = -A_1 z + B_1, \quad c_{20} = -A_2 z + B_2.$$

Градиенты концентраций компонентов во всех точках газовой смеси вертикальны и имеют значения

$$\nabla c_{10} = -A_1 \vec{y}, \quad \nabla c_{20} = -A_2 \vec{y}.$$

Перепишем систему уравнений для возмущений (2.10) в безразмерном виде. Выберем следующие масштабы: расстояния — характерный линейный размер полости d , времени — d^2/ν , скорости — D_{22}^*/d , концентрации i -го компонента — $A_i d$, давления — $\rho_0 \nu D_{22}^*/d^2$. Переходя к безразмерным величинам и полагая по аналогии с [5], что $u_x = u_y = 0$, $u_z = u(x)$, $c_i = c_i(x)$, $\nabla p = 0$, получим систему уравнений для возмущений:

$$\begin{aligned} P_{22} \frac{\partial c_1}{\partial t} - u &= \tau_{11} \frac{\partial^2 c_1}{\partial x^2} + \frac{A_2}{A_1} \tau_{12} \frac{\partial^2 c_2}{\partial x^2}, \\ P_{22} \frac{\partial c_2}{\partial t} - u &= \frac{A_1}{A_2} \tau_{21} \frac{\partial^2 c_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_2}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + R_1 \tau_{11} c_1 + R_2 c_2, \end{aligned} \quad (2.12)$$

где $P_{ii} = \nu/D_{ii}^*$ — число Прандтля, $R_i = g\beta_i A_i d^4/\nu D_{ii}^*$ — число Рэлея, $\tau_{ij} = D_{ij}^*/D_{22}^*$.

§ 3. Решение (2.12) будем искать в виде

$$\{c_1, c_2, u\} = \{c_1^0, c_2^0, u^0\} \sin\left[(n+1)\frac{\pi}{2}x\right] \exp[-\lambda t], \quad (3.1)$$

где $n = 1, 3, 5, \dots$ — характерные нечетные моды возмущений. Выбор (3.1) обусловлен реализацией в экспериментах [1 – 4], как минимум, двух противоположных: восходящего и нисходящего.

Граничные условия предполагают исчезновение скорости и возмущений концентраций компонентов c_i на вертикальных плоскостях, ограничивающих слой газовой смеси:

$$u = c_1 = c_2 = 0 \quad \text{при } x = \pm 1.$$

Подставляя (3.1) в систему уравнений (2.12) и исключая последовательно амплитуды концентраций и скорости, получим кубическое уравнение относительно λ , определяющее для любого n характеристические корни в зависимости от парциальных чисел Рэлея, τ_{ij} и чисел Прандтля в виде

$$p\lambda^3 + q\lambda^2 + r\lambda + s = 0, \quad (3.2)$$

где

$$p = P_{22}^2, \quad q = P_{22} \left[(n+1) \frac{\pi}{2} \right]^2 [-P_{22} - 1 - \tau_{11}],$$

$$r = \left[(n+1) \frac{\pi}{2} \right]^4 \{P_{22}[1 + \tau_{11}] + \tau_{11} - \tau_{12}\tau_{21}\} - P_{22}(R_1\tau_{11} + R_2),$$

$$s = \left[(n+1) \frac{\pi}{2} \right]^6 [\tau_{12}\tau_{21} - \tau_{11}] + \left[(n+1) \frac{\pi}{2} \right]^2 \left[\left(1 - \frac{A_2}{A_1} \tau_{12} \right) R_1 \tau_{11} + \left(\tau_{11} - \frac{A_1}{A_2} \tau_{21} \right) R_2 \right].$$

В зависимости от значений p , g , r и s уравнение (3.2) дает либо три вещественных корня (монотонные возмущения), либо один вещественный и два комплексно-сопряженных (последнее описывает колебательные возмущения). Следуя [5] и полагая $\lambda = \delta + i\omega$, получим выражения для монотонных и колебательных возмущений, а также частоту нейтральных колебаний ω на границе колебательной устойчивости:

$$\tau_{11} \left(1 - \frac{A_2}{A_1} \tau_{12} \right) R_1 + \left(\tau_{11} - \frac{A_1}{A_2} \tau_{21} \right) R_2 = \left[(n+1) \frac{\pi}{2} \right]^4 [\tau_{11} - \tau_{12}\tau_{21}^2], \quad (3.3)$$

$$\tau_{11} \left[-\frac{A_2}{A_1} \tau_{12} - P_{22} - \tau_{11} \right] R_1 + \left[-\frac{A_1}{A_2} \tau_{21} - P_{22} - 1 \right] R_2 =$$

$$= \left[(n+1) \frac{\pi}{2} \right]^4 \left\{ \frac{1}{P_{22}} \left[P_{22} [1 + \tau_{11} - \tau_{12}\tau_{21}(\pi n)^2] + \right. \right.$$

$$\left. + \tau_{11} - \tau_{12}\tau_{21} \right\} [-P_{22} - 1 - \tau_{11}] - \tau_{21}\tau_{12} - \tau_{11}, \quad (3.4)$$

$$\omega^2 = \frac{\left[(n+1) \frac{\pi}{2} \right]^4 [\tau_{12}\tau_{21} - \tau_{11}] + \left(1 - \frac{A_2}{A_1} \tau_{12} \right) R_1 \tau_{11} + \left(\tau_{11} - \frac{A_1}{A_2} \tau_{21} \right) R_2}{P_{22} [-P_{22} - 1 - \tau_{11}]}. \quad (3.5)$$

Выражение (3.5) накладывает ограничения на (3.4) таким образом, что прямая имеет смысл нейтральной линии для колебательных возмущений только на участке, где $\omega^2 > 0$ [5].

Из условия обращения в нуль градиента плотности смеси с учетом определения парциальных чисел Рэлея (2.12) получим соответствующее уравнение линии на плоскости (R_1, R_2) :

$$\tau_{11} R_1 = -R_2. \quad (3.6)$$

§ 4. Взаимное расположение линий монотонной неустойчивости MM (уравнение (3.3)) и $\nabla\rho = 0$ (уравнение (3.6)) для основной моды возмущения $n = 1$ изображено на рис. 2. Видно, что на плоскости $R_1 = R_2$ существуют области, где линия MM расположена ниже прямой (3.6). В этой области ($R_1 < 0$, $R_2 > 0$) состояние смеси неустойчивое, хотя в нижней части канала плотность

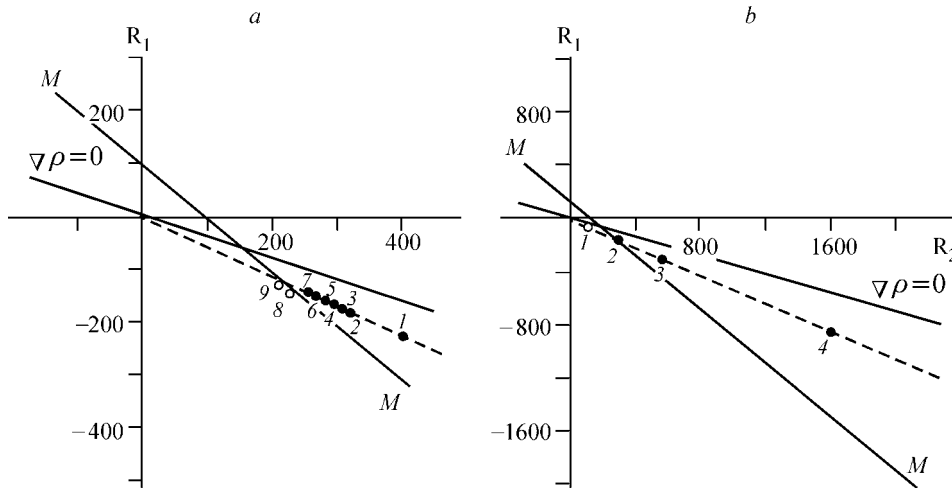


Рис. 2. Области устойчивой и неустойчивой диффузии для системы 0,475 He + 0,525 Ar – N₂ при T = 298 К и нейтральные линии монотонных возмущений (ММ) и нулевого градиента плотности ($\nabla\rho = 0$).

Штриховые линии — радиальные прямые. о, ● — экспериментальные данные, определяющие устойчивое и неустойчивое состояние соответственно. а: 1 — $c_{11} = 0,475$ и $c_{21} = 0,525$, 2 — 0,3899 и 0,3907, 3 — 0,3721 и 0,3771, 4 — 0,3352 и 0,3527, 5 — 0,3199 и 0,3453, 6 — 0,3069 и 0,3313, 7 — 0,2879 и 0,3297, 8 — 0,2796 и 0,3243, 9 — 0,2703 и 0,3220 мольных долей; б — $p = 0,5$ (1), 1,0 (2), 1,5 (3), 2,5 МПа (4).

смеси больше, чем в верхней. Причина такого аномального поведения состоит в следующем. Случайно сместившийся вверх элемент среды попадает в смесь с меньшей плотностью, отвечающий другому составу. Из-за различия в коэффициентах взаимной диффузии поперечная диффузия сначала приводит к выравниванию концентрации легкого компонента, его недостаточность быстро компенсируется, сместившийся элемент становится легче окружающей среды, и продолжает всплывать, порождая неустойчивость. Подобная ситуация имеет место для неизотермического случая в бинарной жидкой смеси и носит название парадокса устойчивости [5]. Рассмотрение в рамках теории устойчивости позволило показать принципиальную возможность существования аналогичных эффектов в изотермических тройных газовых смесях.

Для сравнения теории с опытными данными условимся: 1) номер 1 будет соответствовать самому легкому по плотности компоненту смеси, номер 2 — самому тяжелому, номер 3 — компоненту, занимающему промежуточное состояние; 2) парциальные числа Рэлея в соответствии с (2.12) и (2.4) в применении к диффузионному каналу с радиусом r и длиной l , соединяющим верхнюю колбу прибора I (рис. 3) с нижней колбой II, записываются следующим образом:

$$R_1 = \frac{gnr^4 \Delta m_1 \Delta c_1}{\rho \nu D_{11}^* L}, \quad R_2 = \frac{gnr^4 \Delta m_2 \Delta c_2}{\rho \nu D_{22}^* L},$$

$$\Delta c_1 = c_{11} - c_{111}, \quad \Delta c_2 = c_{21} - c_{211}, \quad \Delta m_1 = m_1 - m_3, \quad \Delta m_2 = m_2 - m_3, \quad (4.1)$$

где m_i — масса молекулы i -го сорта, n — числовая плотность смеси. Если известны условия проведения опыта (давление, температура, состав смесей в каждой из колб, размеры диффузионного канала), то по формулам (4.1) можно найти R_1 , R_2 и тем самым определить изображающую данный опыт точку

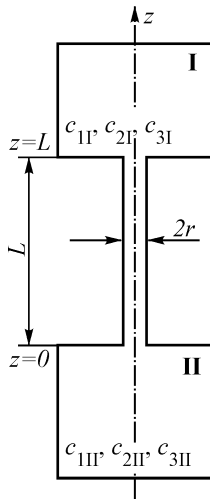


Рис. 3. Схема диффузионной ячейки.

на плоскости R_1, R_2 . Из опыта известно, какой (устойчивой или неустойчивой) является диффузия при заданных условиях.

Параметры ν, D_{11}^*, D_{22}^* , входящие в определение парциальных чисел Рэлея (4.1), зависят от p, T и среднего состава смеси ($c_{1\infty}, c_{2\infty}$), который реализуется после полного смешения. Варьирование параметров p, T, r при заданном отношении $\Delta c_1/\Delta c_2$ приводит к тому, что точки на плоскости R_1, R_2 ложатся на радиальную прямую, угол наклона которой зависит от значения $\Delta c_1/\Delta c_2$.

На рис. 2 представлены опытные данные по устойчивости смешения тройной системы $0,475\text{He} + 0,525\text{Ar} - \text{N}_2$ (здесь и далее указана мольная концентрация компонента) при $T = 298 \text{ K}$ [1 – 3] и теоретические линии

нейтральной монотонной устойчивости и нулевого градиента плотности для данной смеси. Рис. 2, *a* получен на основе наблюдения за процессом смешения, сопровождающимся уменьшением $\Delta c_1/\Delta c_2$ при фиксированном отношении $\Delta c_1/\Delta c_2$, на рис. 2, *b* представлены результаты опытов с варьированием давления. Видно, что имеет место удовлетворительное согласие теории и эксперимента по расположению областей устойчивой и неустойчивой диффузии. На основе этого сравнения можно сделать вывод, что неустойчивость смеси $\text{He} + \text{Ar} - \text{N}_2$ в условиях, когда плотность сверху меньше, чем снизу, имеет место именно в той области параметров R_1, R_2 , где монотонная неустойчивость должна быть в соответствии с теорией. Аналогичная ситуация возникает и при интерпретации опытов по изменению радиуса и длины канала.

На рис. 4 представлены линии устойчивости $\nabla \rho = 0$ и опытные данные для $0,7796 \text{ He} + 0,2204 \text{ фреон-12} - \text{Ar}$ [4], полученные варьированием давления. Нетрудно заметить, что изложенный выше подход определяет переход в неустойчивую зону смешения по радиальной линии в области чисел $R_1 \cong -20, R_2 \cong 80$. Указанные значения числа Рэлея соответствуют абсолютному давлению $p \cong 0,4 \text{ МПа}$. Однако экспериментальное изучение данной системы [4] показало, что критическое давление перехода составляет $p_{\text{кр}} \cong 0,15 \text{ МПа}$. Причиной таких расхождений, по-видимому, является то, что для системы $\text{He} + \text{фреон-12} - \text{Ar}$ резко отличаются коэффициенты взаимной диффузии ($D_{12} \cong D_{13} \gg \gg D_{23}$). Это приводит к реализации “диффузионного затвора” тяжелого компонента в верхней колбе при устойчивой диффузии [12] и, следовательно, к существенно нелинейному распределению концентраций вдоль канала. Для того, чтобы описать подобные системы, в теоретической модели необходи-

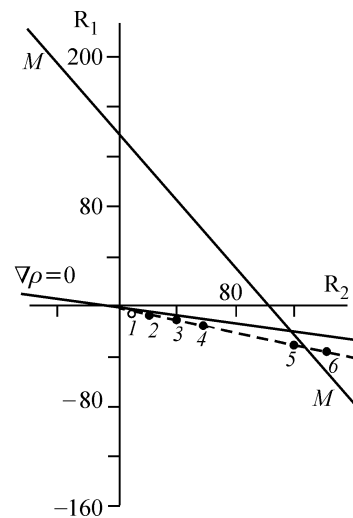


Рис. 4. Области устойчивой и неустойчивой диффузии для системы $0,7796 \text{ He} + 0,2204 \text{ фреон-12} - \text{Ar}$ при $T = 298 \text{ K}$ и линии монотонных возмущений (MM) и нулевого градиента плотности ($\nabla \rho = 0$). Штриховая линия — радиальная прямая. \circ, \bullet — экспериментальные данные, определяющие соответственно устойчивое и неустойчивое состояние. $p = 0,12$ (1), $0,19$ (2), $0,29$ (3), $0,36$ (4), $0,49$ (5), $0,54 \text{ МПа}$ (6).

мо отказаться от предположения о линейном распределении концентраций компонентов в канале.

§ 5. Приведенные данные позволяют сделать вывод, что линейная теория устойчивости, использующая предположение о слабой зависимости коэффициентов диффузии D_{ij}^* от концентрации, удовлетворительно описывает опытные данные по границам устойчивости для систем с распределением концентрации по длине канала, близким к линейному. Для системы He + фреон-12 – Ag с ярко выраженным “диффузионным затвором” тяжелого компонента смеси и, следовательно, нелинейностью распределения плотности наблюдается значительное расхождение (примерно в 3 раза) между опытными и теоретическими значениями критического давления, определяющего переход из устойчивого состояния в неустойчивое.

Работа выполнена при поддержке Фонда науки Республики Казахстан (проект № 64-98 ФН) и РФФИ (Грант № 98-01-00879).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Жаврин Ю.И., Косов Н.Д. и др.** Влияние давления на устойчивость диффузии в некоторых трехкомпонентных газовых смесях // ЖТФ. — 1984. — Т. 54, № 5. — С. 943 – 947.
2. **Косов В.Н., Жаврин Ю.И.** Экспериментальное исследование на диффузионную устойчивость некоторых изотермических трехкомпонентных газовых систем // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. — 1990. — № 2. — С. 66 – 69.
3. **Жаврин Ю.И., Косов В.Н.** Некоторые особенности динамики неустойчивого диффузионного массопереноса в изотермических трехкомпонентных газовых смесях // Теплофизика и аэромеханика. — 1995. — Т. 2, № 2. — С. 145 – 151.
4. **Косов В.Н., Жаврин Ю.И.** Коэффициенты диффузии некоторых бинарных и трехкомпонентных газовых смесей, содержащих фреон-12 // Теплофизические свойства веществ и материалов. Вып. 28. — М.: Изд-во стандартов, 1989. — С. 112 – 122.
5. **Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.** Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. — М.: Наука, 1972. — 392 с.
6. **Джозеф М.А.** Устойчивость движений жидкости. — М.: Мир, 1981. — 638 с.
7. **Гольдштик М.А., Штерн В.Н.** Гидродинамическая устойчивость и турбулентность. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1977. — 366 с.
8. **Пухначев В.А.** Термокапиллярная конвекция в слабых силовых полях. — Новосибирск, 1988. — 45 с. — (Препр. / Ин-т теплофизики СО АН СССР; № 178).
9. **Жаврин Ю.И., Косов В.Н.** Границы устойчивой диффузии в трехкомпонентных газовых смесях // ИФЖ. — 1991. — Т. 60, № 3. — С. 419 – 425.
10. **Жаврин Ю.И., Косов В.Н.** Концентрационная конвекция и диффузионная устойчивость в изотермических трехкомпонентных газовых смесях // Докл. АН РК. — 1996. — № 3. — С. 22 – 28.
11. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — 733 с.
12. **Селезнев В.Д., Смирнов В.Г.** Диффузия трехкомпонентной смеси газов в системе двух колб // ЖТФ. — 1981. — Т. 51, № 4. — С. 975 – 980.

Статья поступила в редакцию 22 апреля 1999 г.