

УДК 533.15, 533.735

РАЗДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ СМЕСИ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА ГАЗА

А. А. Шевырин, М. С. Иванов

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск
E-mail: shevr@itam.nsc.ru

С использованием лазерной интерференционной решетки нерезонансной частоты вычислен вклад баро- и термодиффузии при разделении смеси метана и гелия. Процесс разделения исследован методом прямого статистического моделирования течений разреженного газа, который может рассматриваться как численный метод стохастического решения уравнения Больцмана. Анализ результатов моделирования показал, что при разделении смеси газов с помощью оптического захвата наряду с селективным действием решетки существенное влияние оказывает бародиффузия, возникающая при оптическом излучении вследствие влияния пондеромоторных сил на компоненты смеси газов. Установлено, что влияние термодиффузии, вызванной нагревом смеси оптической решеткой, существенно только в периферийных областях решетки.

Ключевые слова: разделение газовой смеси, дипольный потенциал, оптическая интерференционная решетка, метод прямого статистического моделирования Монте-Карло, динамика разреженного газа.

Введение. В работах [1–4] предложены различные варианты применения процесса взаимодействия поляризуемых атомов и молекул с интерференционной оптической решеткой нерезонансной частоты (оптического захвата газа). В частности, предлагается использовать оптический захват для разделения смеси газов [1]. Детальное исследование процесса разделения смеси газов в капилляре проведено в работе [2]. В [3, 5] показано, что влияние движущейся оптической решетки проявляется в изменении импульса и энергии газа, в результате чего происходит существенный нагрев газа и возникают большие пондеромоторные силы. Нагрев газа и объемные силы, возникающие под действием оптической решетки, могут вызвать появление градиентов давления и температуры. Изменение давления и температуры сопровождается процессами баро- и термодиффузии, которые наряду с селективным действием решетки вносят вклад в процесс разделения смеси.

Целью настоящей работы является исследование вклада баро- и термодиффузии в процесс разделения газовой смеси при наличии оптической решетки. Возникновение бародиффузии в газе обусловлено действием на газ объемной силы, создаваемой решеткой, а появление термодиффузии — увеличением температуры газа при его нагреве решеткой. В работе [2] выполнено исследование разделения при интенсивности излучения $I = 2 \cdot 10^{15}$ Вт/м², а также рассмотрен вопрос о возможности использования импульсного режима источника лазерного излучения. Полученная оценка времени релаксации течения в капилляре позволила определить необходимую частоту повторения импульса. В настоящей работе при

моделировании процесса разделения с помощью оптической решетки для анализа роли баро- и термодиффузии достаточно использовать лазерное излучение постоянного действия.

Взаимодействие оптической решетки с газом. Ниже в соответствии с работами [1–4] кратко описан процесс взаимодействия движущейся нерезонансной интерференционной решетки с газом. Оптическая решетка образуется при пересечении двух противоположно направленных лучей лазера. Полученная в результате их интерференции стоячая или бегущая волна имеет узлы и пучности, соответствующие минимуму и максимуму средней интенсивности электрического поля. Поляризуемая молекула или атом, помещенный в неоднородное поле оптической решетки, испытывает действие градиентной силы $\mathbf{F} = (1/2)\alpha\nabla E^2$ (E — напряженность электрического поля; α — коэффициент поляризуемости) [4], при этом результирующий медленно меняющийся потенциал решетки определяется выражением

$$U(x, t) = -U_0 \cos(qx - \Delta\omega t)/2, \quad (1)$$

где $U_0 = 2\alpha\sqrt{I_1(t)I_2(t)}/(\varepsilon_0 c)$ — глубина потенциала; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; c — скорость света; I_1, I_2 — интенсивности лучей лазеров; $\Delta\omega$ — разность частот лазерных полей; q — волновое число решетки, вычисляемое через среднюю длину волны λ_m : $q = 4\pi/\lambda_m$. Если в течение времени действия лазерного импульса разность частот не меняется, то поле представляет собой решетку, движущуюся с постоянной скоростью $V_f = \Delta\omega/q$.

Предполагается, что лазерное излучение не вызывает резонансного изменения состояния молекулы газа (частота излучения далека от резонансной) и движение поляризуемых атомов и молекул определяется потенциалом (1), при этом характер движения зависит от скорости молекулы относительно решетки. Также предполагается, что интенсивность излучения ниже пороговой, при которой происходит ионизация газа и возникает оптический пробой. Если значение компоненты x скорости молекулы (вдоль лучей лазера) близко к скорости движения решетки: $|\xi| = |v_x - V_f| < V_{tr}$, то молекула может совершать колебания вблизи пучности решетки, двигаясь со скоростью, в среднем равной скорости решетки, поэтому говорят, что такая молекула захвачена оптической решеткой. Скорость захвата определяется глубиной потенциала $V_{tr} = \sqrt{2U_0/m}$. Если $|\xi| > V_{tr}$, то молекула не захвачена полем, а траектория частицы в потенциале решетки на фазовой диаграмме является инфинитной [4].

В работе [5] показано, что взаимодействие оптической решетки с газом может привести к значительному отличию функции распределения молекул по скоростям от максвелловского равновесного распределения. Для описания течения газа в общем случае требуется использовать кинетический подход, а именно решение уравнения Больцмана. В настоящей работе применяется метод прямого статистического моделирования (ПСМ) Монте-Карло [6], который может рассматриваться как численный стохастический метод решения уравнения Больцмана.

В случае однокомпонентного газа, взаимодействующего с оптической решеткой, уравнение Больцмана может быть записано в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v_x} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c,$$

где $(df/dt)_c$ — интеграл столкновений; $F = \alpha q E_1 E_2 \sin(qx - \Delta\omega t)/2$ — градиентная сила; q — волновое число; $\Delta\omega$ — разность частот излучения лазеров с напряженностями электрического поля E_1 и E_2 . Оптический захват газа сопровождается изменением импульса и энергии газа, которое определяется тремя безразмерными параметрами: отношением средней длины свободного пробега λ к периоду интерференционной решетки: $\lambda q/(2\pi) = \lambda/\lambda_l$,

скоростью решетки $V_f \sqrt{m/(2k_B T)} = V_f/v_T$ (k_B — постоянная Больцмана) и отношением V_{tr}/v_T скорости захвата, которая зависит от отношения α/m , к тепловой скорости молекул [5].

При воздействии оптической решетки на газовую смесь селективность оптического поля, зависящая от параметра α/m , обуславливает различие скоростей изменения импульса молекул компонентов смеси и, следовательно, различие объемных сил, действующих на компоненты. Это приводит к возникновению относительного дрейфа компонентов, что свидетельствует о возможности разделения газовой смеси с использованием оптического захвата [1].

Сравнение процессов разделения с помощью термодиффузии и оптического захвата. Сначала исследуем влияние оптической решетки на термодиффузионное разделение смеси. Для этого в одномерной постановке проводится численное моделирование термодиффузионного разделения смеси между бесконечными пластинами с различной температурой в отсутствие и при наличии оптической решетки. Полученные в обоих случаях распределения концентрации компонентов позволяют сравнить эти методы разделения.

В начальный момент времени канал между пластинами заполнен однородной смесью метана (95 %) и гелия (5 %) с плотностью, равной $3,22 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Температура левой пластины, положению которой соответствовала координата $x = 0$, поддерживалась равной 300 К, температура правой пластины, находящейся на расстоянии 1 мм от левой пластины, — 900 К. Для моделирования межмолекулярных столкновений методом ПСМ применялась модель переменных твердых сфер [6]. Для метана эффективный диаметр молекул равен $d = 4,83 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, для гелия $d = 2,33 \cdot 10^{-10} \text{ м}$. Давление смеси этих газов при температуре 300 К составляло 1333 Па. Для метана средняя длина свободного пробега молекул составляла $2,76 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, для гелия в метане — $6,41 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

Одномерная расчетная область разбивалась на ячейки и заполнялась модельными молекулами, равномерно распределенными в пространстве и имеющими максвелловское распределение по скоростям. Модельные молекулы двигались и сталкивались в соответствии с алгоритмом метода ПСМ [6, 7].

Профиль температуры между пластинами показан на рис. 1 (кривая 1). Установившееся течение представляет собой неподвижный газ с градиентом температуры и постоянным давлением 2610 Па. Вследствие термодиффузии изменяется молярная доля гелия, находящегося между пластинами. Различие молярной доли гелия вблизи пластин достигает 1 %: вблизи холодной пластины она уменьшается до 4,4 %, вблизи горячей пластины увеличивается до 5,5 % (кривая 1 на рис. 2).

Исследуем влияние дипольного потенциала на рассматриваемый процесс разделения гелия и метана. Интерференционная решетка моделировалась одномерным потенциалом (1) с однородной интенсивностью по времени и пространству в области канала, ширина которой составляла $0,05 \div 0,65 \text{ мм}$. Таким образом, решетка, располагавшаяся в области с большей плотностью метана, занимала 60 % ширины канала. Интенсивность излучения каждого лазера составляла $2,5 \cdot 10^{15} \text{ Вт/м}^2$, скорость движения решетки равна -250 м/с . При таких параметрах излучения отношение средней длины свободного пробега молекул метана к периоду решетки λ_l равно 7,8, а отношение скорости захвата к скорости теплового движения молекул V_{tr}/v_t составляет 0,1 для гелия и 0,36 для метана. В этом случае оптический захват оказывает влияние главным образом на метан, тогда как гелию момент и энергия передаются через межмолекулярные столкновения.

Из анализа полученного профиля температуры смеси следует, что газ нагревается, а тепловая энергия, подводимая за счет оптического излучения, “стекает” на пластины за счет теплопроводности (кривая 2 на рис. 1). Максимум температуры составляет 1120 К, вблизи пластин температура смеси близка к их температуре T_l, T_r (см. рис. 1).

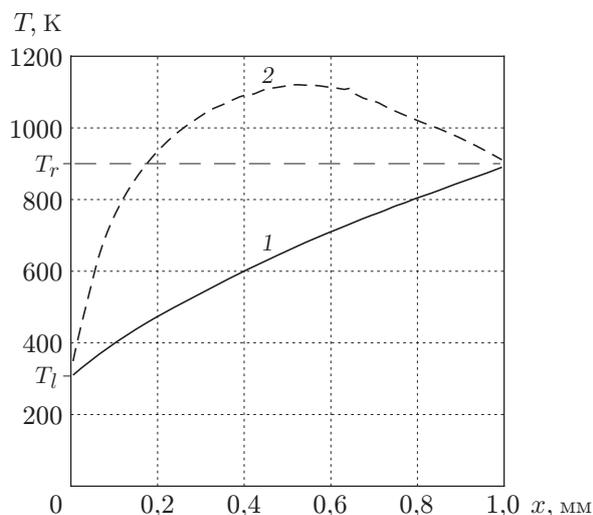


Рис. 1

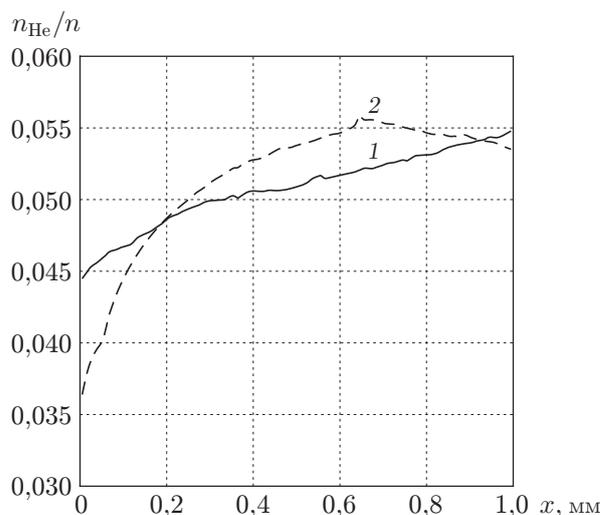


Рис. 2

Рис. 1. Профиль температуры для смеси метана (95 %) и гелия (5 %) между пластинами:

1 — в отсутствие оптической решетки, 2 — при наличии оптической решетки ($x = 0,05 \div 0,65$ мм, $I = 2,5 \cdot 10^{15}$ Вт/м², $V_f = -250$ м/с); $T_l = 300$ К — температура левой пластины, $T_r = 900$ К — температура правой пластины

Рис. 2. Распределение молярной доли гелия между пластинами (обозначения те же, что на рис. 1)

При $x = 0,05 \div 0,65$ мм давление изменяется от значения $p = 3840$ Па вблизи правой пластины до значения $p = 4670$ Па вблизи левой пластины, сохраняя постоянное значение вне области решетки. Направление изменения давления соответствует направлению движения оптической решетки. Вблизи левой пластины молярная доля гелия уменьшилась с 4,4 до 3,6 %, т. е. отличие молярной доли гелия от среднего значения составляет 0,6 % в случае термодиффузионного разделения и 1,4 % в случае разделения при наличии оптической решетки. Наличие оптической решетки приводит к увеличению отличия молярной доли гелия от среднего значения более чем в два раза.

Таким образом, наличие оптической решетки позволяет усилить разделение, однако в основном изменение молярной доли гелия имеет место лишь в узкой области вблизи холодной пластины. Более сильное разделение, как показано ниже, может быть получено в случае повышенной концентрации гелия, т. е. в случае, если смесь предварительно была обогащена гелием. Существенное изменение температуры и давления в газе вследствие наличия решетки свидетельствует о том, что баро- и термодиффузия оказывают значительное влияние на процесс разделения. Для упрощения определения вклада этих процессов исследовано разделение обогащенной смеси в случае, когда температуры пластин одинаковы.

Разделение с помощью оптической решетки. Исследовано разделение смеси метана и гелия (концентрация каждого компонента равна $1,61 \cdot 10^{23}$ м⁻³) между параллельными пластинами с одинаковой температурой $T = 300$ К. Расстояние между пластинами составляет 1 мм. Скорость оптической решетки, расположенной в области $x = 0,2 \div 0,8$ мм и соответствующей излучению с интенсивностью $I = 2,5 \cdot 10^{15}$ Вт/м², равна $V_f = 250$ м/с. Форма полученной методом ПСМ кривой зависимости температуры от x близка к параболической, в центре кривой имеет место максимум $T_{\max} = 540$ К. Метан смещается

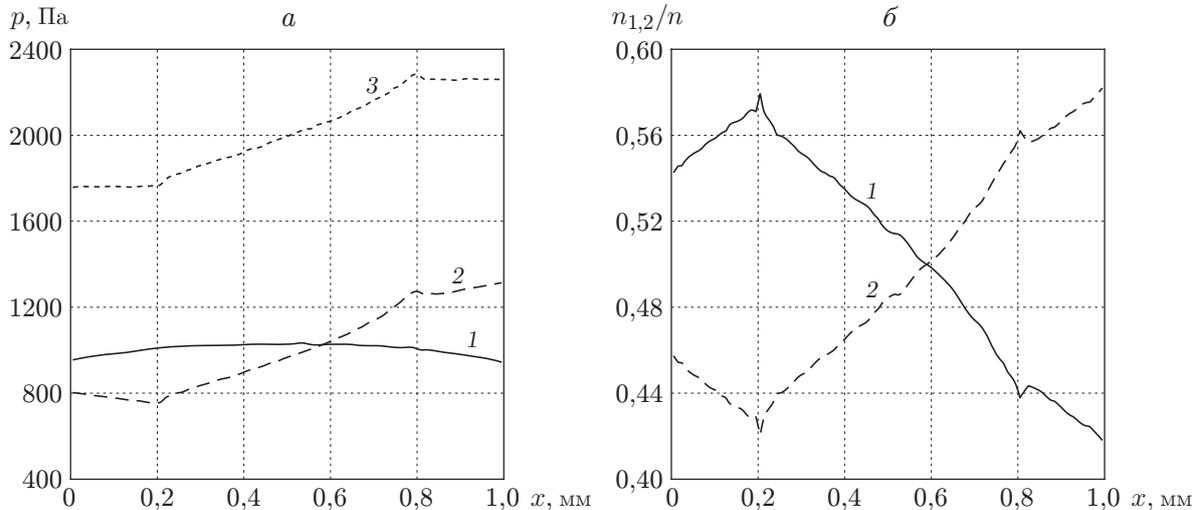


Рис. 3. Распределение давления и молярной доли метана и гелия между пластинами при разделении смеси метан (50 %) — гелий (50 %):
 а — давление (1 — парциальное давление гелия, 2 — парциальное давление метана, 3 — полное давление); б — молярная доля (1 — гелий, 2 — метан)

оптической решеткой вправо, поэтому его плотность в правой половине канала значительно (приблизительно в 1,7 раза) больше, чем в левой, в то время как плотность гелия слева и справа приблизительно одинакова.

Распределение полного и парциального давлений между пластинами показано на рис. 3,а. Внутри решетки давление метана существенно (на 68 %) изменяется, при этом зависимость $p(x)$ близка к линейной. Вне решетки давление p постоянно. Изменение давления уравнивает объемную силу, действующую на смесь со стороны решетки, что позволяет оценить величину суммарной объемной силы: $F_1 + F_2 = F_x = dp/dx$. Определенное по профилю давления значение $F_x = dp/dx$ равно $7,91 \cdot 10^5$ Н/м³. Используя значение средней плотности газа ρ , можно вычислить массовую силу F_x/ρ , которая в рассматриваемом случае превышает силу тяжести приблизительно в $1,5 \cdot 10^7$ раз, т. е. существенно больше центробежной силы, создаваемой обычными центрифугами. Распределение молярной доли гелия и метана между пластинами показано на рис. 3,б.

Анализ вклада баро- и термодиффузии в процесс разделения смеси газов проводился на основе выражения для локального диффузионного равновесия [6], которое в случае неподвижного газа между двумя пластинами записывается в виде

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{n_1}{n} \right) - \frac{\rho_1 \rho_2}{p \rho} \left(\frac{F_{1x}}{\rho_1} - \frac{F_{2x}}{\rho_2} \right) + k_T \frac{d(\ln T)}{dx} + \frac{n_1 n_2 (m_2 - m_1)}{n \rho} \frac{d(\ln p)}{dx} = 0. \quad (2)$$

Здесь первый член $\nabla (n_1/n)$ соответствует диффузии, второй член — селективной объемной силе F , третий и четвертый — термо- и бародиффузии; k_T — термодиффузионное отношение, связанное с коэффициентом термодиффузии α_T соотношением $n_1 n_2 \alpha_T = n^2 k_T$; индекс 1 соответствует гелию, 2 — метану. Выражение (2) представляет собой локальное соотношение между градиентами плотности, температуры и давления при наличии оптической решетки. Проведем оценку величины различных членов в выражении (2), для того чтобы определить вклад баро- и термодиффузии в процесс разделения.

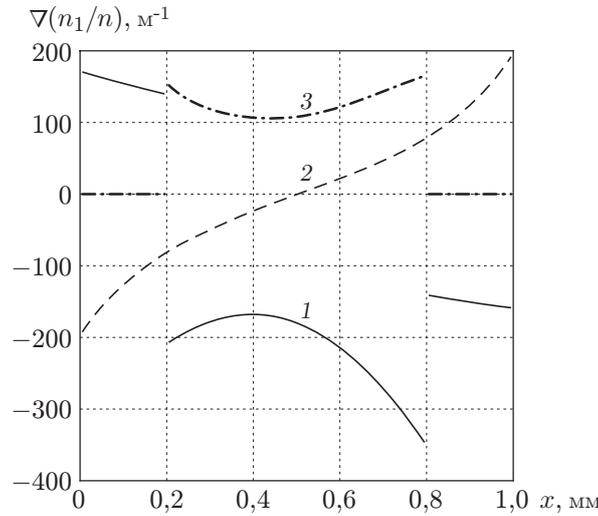


Рис. 4. Локальный вклад в разделение баро- и термодиффузии, определенный по результатам ПСМ:
 1 — $\nabla(n_1/n)$; 2 — $k_T \nabla \ln T$; 3 — $\nabla(\ln p)n_1n_2(m_2 - m_1)/(n\rho)$

С целью уменьшения статистического разброса при вычислении производных в выражении (2) для кривых температуры, давления p (см. рис. 3,а) и молярной доли гелия (см. рис. 3,б) выполнена кусочная аппроксимация кривыми второго и третьего порядков. На рис. 4 приведены результаты оценки первого, третьего и четвертого членов в выражении (2) с помощью такого приближения. При оценке вклада термодиффузии использовалось значение $k_T = -0,065$, полученное с помощью метода ПСМ согласно [6]. Сравнение величин $k_T \nabla \ln T$ (кривая 2 на рис. 4) и $\nabla(\ln p)n_1n_2(m_2 - m_1)/(n\rho)$ (кривая 3 на рис. 4) показывает, что в центральной области между пластинами ($x = 0,3 \div 0,7$ мм), где процесс разделения в основном определяется бародиффузией, вклад термодиффузии незначителен. На периферии решетки ($x = 0,2 \div 0,3$ мм и $x = 0,7 \div 0,8$ мм) вклад термодиффузии становится существенным. Вне оптической решетки вблизи пластин процесс разделения определяется только влиянием термодиффузии.

Таким образом, наличие оптической решетки приводит к значительному изменению состояния смеси между пластинами: нагреву газа в центре канала и существенному изменению давления поперек канала. Разделение компонентов смеси в основном осуществляется за счет бародиффузии и селективных сил, действующих в одном направлении, в то время как термодиффузия вносит существенный вклад лишь на периферии решетки и вблизи пластин, где изменения температуры значительны.

Вклад селективного действия оптической решетки $-(\rho_2 F_{1x} - \rho_1 F_{2x})/(p\rho)$ не может быть определен непосредственно по результатам численных расчетов. Для оценки вклада этого члена необходимо получить приближенное выражение для объемной силы $F_{1,2}$. Для этого сначала рассмотрим однокомпонентный газ и предположим, что средняя длина свободного пробега молекулы больше периода оптической решетки: $\lambda > \lambda_l$ (как и в данной задаче). Потенциал решетки представим в виде периодического прямоугольного потенциала глубиной U_0 с периодом λ_l . Предположим также, что V_{tr} существенно меньше тепловой скорости v_t , т. е. $V_{tr}/v_T \ll 1$. Тогда функция распределения молекул по скоростям близка к распределению Максвелла $f_0(v_x) = n\sqrt{m/(2\pi k_B T)} \exp[-mv_x^2/(2k_B T)]$. Разложим в ряд функцию распределения молекул по скоростям в области захвата: $f(v_x) \approx f_0(V_f) + (df_0/dv_x)_{V_f}(v_x - V_f)$. Интегрируя импульс, передаваемый при каждом столкнове-

нии молекул, по области захвата, получаем выражение

$$F_x = \frac{m^2 V_f}{\lambda k_B T} f_0(V_f) V_{tr}^4. \quad (3)$$

Применимость оценки (3) для смеси газов определена на основе сравнения с результатами численного моделирования течения между пластинами при наличии оптической решетки. При $I = 2,5 \cdot 10^{15}$ Вт/м² использование этой оценки приводит к завышенному значению $F_x = 1,65 \cdot 10^6$ Н/м³, получаемому из (3), поскольку для метана $V_{tr}/v_T = 0,36$ и не выполняется условие $V_{tr}/v_T \ll 1$.

Если уменьшить интенсивность до значения $I = 5 \cdot 10^{14}$ Вт/м², то для метана параметр V_{tr}/v_T будет равен 0,16 и оценка (3) будет применима. При такой интенсивности излучения и значениях $\lambda = 3,06 \cdot 10^{-6}$ м, $n_{CH_4} = 1,61 \cdot 10^{23}$ м⁻³, $m_{CH_4} = 2,66 \cdot 10^{-26}$ кг, $T = 300$ К, таких же, как в случае большей интенсивности, из (3) получаем значение $F_x = 1,19 \cdot 10^5$ Н/м³. Для сравнения оценки (3) с численными результатами выполнено моделирование течения при $I = 5 \cdot 10^{14}$ Вт/м² и проведена оценка градиента давления. Полученное методом ПСМ значение $F_x = 1,50 \cdot 10^5$ Н/м³ хорошо согласуется со значением $F_x = 1,19 \cdot 10^5$ Н/м³, найденным аналитически.

Для получения приближенной оценки второго члена в выражении (2) $-(F_1 \rho_2 - F_2 \rho_1)/(p\rho)$ и четвертого члена $\nabla(\ln p)n_1 n_2(m_2 - m_1)/(n\rho)$ использовались значения $I = 5 \cdot 10^{14}$ Вт/м², $n_1 = n_2 = 1,61 \cdot 10^{23}$ м⁻³, $T = 300$ К, $\lambda = 3,05 \cdot 10^{-6}$ м. Соотношение между объемной силой и градиентом давления можно представить в виде $\nabla(\ln p) = (F_1(V_f) + F_2(V_f))/((n_1 + n_2)k_B T)$, где F_1, F_2 — объемная сила гелия и метана соответственно. Оценка $\nabla(n_1/n)$ получена из баланса второго и четвертого членов в выражении (2), т. е. без учета влияния термодиффузии. Кроме того, методом ПСМ проведены расчеты течения при семи значениях фазовой скорости решетки. Для полученных профилей проведена оценка градиентов молярной доли и давления в точке максимума температуры и вычислены значения первого и четвертого членов в выражении (2).

На рис. 5 приведены результаты оценки члена $\nabla(\ln p)n_1 n_2(m_2 - m_1)/(n\rho)$, выполненной на основе выражения (3) (кривая 3) и методом ПСМ (точки 5). Видно, что результаты аналитической оценки полученного вклада бародиффузии и результаты, полученные методом ПСМ, хорошо согласуются. Вклад селективной силы (кривая 2) приблизительно в 1,5 раза меньше вклада бародиффузии. Аналитическая оценка $\nabla(n_1/n)$ (кривая 1) удовлетворительно согласуется с оценкой методом ПСМ (точки 4) по величине, однако метод ПСМ предсказывает немонотонное поведение зависимости 4. Это различие объясняется существенным влиянием нагрева газа на процесс разделения при значении фазовой скорости $V_f \approx 250$ м/с и последующей компенсацией этого влияния вследствие увеличения объемной силы. Для сравнения на рис. 5 приведена аналитическая зависимость $\nabla(n_1/n)$ от V_f (кривая 6) при температуре $T = 415$ К (максимальный нагрев газа, полученный при ПСМ). Видно, что данные, полученные методом ПСМ, находятся в области между кривой 1 (для $T = 300$ К) и кривой 6 (для $T = 415$ К).

Таким образом, проведенное сравнение аналитической оценки и результатов моделирования процесса разделения показало, что влияние бародиффузии, возникающей вследствие наличия объемных сил, на разделение смеси гелия и метана может быть более значительным по сравнению с влиянием селективности этих объемных сил. Это означает, что разность масс компонентов газовой смеси, которая входит в выражение для бародиффузии, имеет большое значение, а существенные перепады давления, создаваемые оптической решеткой, могут быть использованы в процессе разделения.

Выводы. Проведен сравнительный анализ вклада термо-, бародиффузии и селективного действия поля интерференционной решетки нерезонансной частоты в процесс разделения бинарной газовой смеси. Различия разделения при оптическом захвате по сравнению

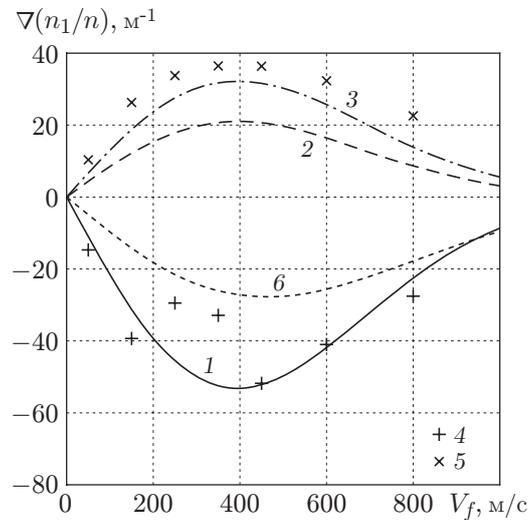


Рис. 5. Оценка вклада селективной силы и бародиффузии в процесс разделения:
 1 — $\nabla(n_1/n)$; 2 — $-(F_1\rho_2 - F_2\rho_1)/(p\rho)$; 3 — $\nabla(\ln p)n_1n_2(m_2 - m_1)/(n\rho)$; 4, 5 — результаты оценки градиентов, полученные методом ПСМ (4 — $\nabla(n_1/n)$; 5 — $\nabla(\ln p)n_1n_2(m_2 - m_1)/(n\rho)$); 6 — оценка градиента молярной доли $\nabla(n_1/n)$ при нагреве смеси до температуры $T = 415$ К

с термодиффузионным разделением смеси газов между плоскими пластинами показано на примере смеси метана (95 %) и гелия (5 %). Сравнение вклада в процесс разделения оптической решетки с вкладом баро- и термодиффузии проведено для случая обогащенной смеси метан (50 %) — гелий (50 %), когда температуры пластин одинаковы.

Использование оптического захвата совместно с термодиффузионным разделением смеси газа между пластинами приводит к увеличению изменения молярной доли гелия вблизи холодной пластины в два раза (с 0,6 до 1,4 %). Показано, что при наличии оптической решетки происходит нагрев газа и создается сильный градиент давления.

На примере смеси гелия и метана в равных долях исследован вклад селективных сил, баро- и термодиффузии в процесс разделения с помощью оптической решетки. Показано, что при использовании лазерного излучения с интенсивностью $I = 2,5 \cdot 10^{15}$ Вт/м² молярная доля гелия в смеси может быть увеличена до 56 %, при $I = 5 \cdot 10^{14}$ Вт/м² — до 51 %. Такая величина интенсивности доступна для импульсного лазера, а выводы справедливы, если длительность импульса больше характерного времени взаимодействия оптической решетки и газа и среднего времени между столкновениями молекул (приблизительно 1 нс).

Для выяснения вклада различных физических процессов, происходящих в поле градиентного потенциала и оказывающих влияние на разделение, использовалось выражение для диффузионного баланса (2). Это позволило уточнить механизм разделения смеси газов с помощью оптической решетки. Показано, что влияние изменения температуры на процесс разделения существенно в периферийных областях действия оптической решетки, в то время как в центральной области оно незначительно. Основной вклад в процесс разделения смеси газов вносят бародиффузионный и селективный механизмы разделения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Shneider M. N., Barker P. F.** Acceleration, deceleration, and separation of molecular ensembles in optical lattices // Proc. SPIE. 2004. V. 5448. P. 193.
2. **Shneider M. N., Gimelshein S. F., Barker P. F.** Separation of binary gas mixtures in a capillary with an optical lattice // Laser Phys. Lett. 2007. V. 4, iss. 7. P. 519–523.

3. **Ngalande C., Gimelshein S. F., Shneider M. N.** Energy and momentum deposition from pulsed optical lattices to nonionized gases // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. 121130.
4. **Fulton R., Bishop A. I., Shneider M. N., Barker P. F.** Controlling the motion of cold molecules with deep periodic optical potentials // Nature Phys. 2006. V. 2. P. 465–468.
5. **Шевырин А. А., Иванов М. С.** Исследование процесса оптического захвата газа нерезонансным излучением с учетом межмолекулярных столкновений // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14, № 3. С. 391–400.
6. **Bird G. A.** Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. N. Y.: Clarendon Press, 1995.
7. **Иванов М. С., Рогазинский С. В.** Экономичные схемы статистического моделирования течений разреженного газа // Мат. моделирование. 1989. Т. 1, № 7. С. 130–145.

*Поступила в редакцию 30/III 2009 г.,
в окончательном варианте — 21/VIII 2009 г.*
