

УДК 533.6.011.8:535.21

© 1990 г.

БАЗЕЛЯН А. Э.

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ БИНАРНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ В КАНАЛЕ

В [1] предсказано явление светоиндуцированной диффузии компонентов смеси газов, один из которых селективно возбужден по скоростям излучением за счет эффекта Доплера. Такая диффузия возникает, если возбуждение изменяет газокинетическое сечение молекулы. Для существования эффекта принципиально наличие стенки. В безграничном пространстве компоненты отталкиваются друг от друга, так что суммарный импульс смеси в пренебрежении малым световым давлением равен нулю.

Традиционно явление рассматривалось в двухкомпонентной смеси, где двухуровневый активный газ находится в среде буферного газа много большей концентрации [1-4]. Анализ уравнений проводился без учета влияния стенок. Именно в этой постановке задача неоднократно исследовалась в модели сильных столкновений [4, 5], предполагающей, что частицы активного газа, столкнувшиеся с частицами буферного газа, максвеллизуются без сдвиговой скорости. Модель сильных столкновений хорошо описывает качественную сторону явления, но применима только в случае плотного буферного газа.

В данной работе построена простая качественная модель, являющаяся обобщением известной модели Гамеля [6], пригодная для любого соотношения плотностей газов; показан предельный переход к модели сильных столкновений. В рамках предложенной модели рассмотрена светоиндуцированная диффузия в плоском канале при произвольных числах Кнудсена и различных соотношениях плотностей газов; найдены профили скорости; исследовано влияние относительного сечения возбужденных молекул и мощности излучения на скорости активного и буферного газов; показана роль стенки в изменении суммарного импульса смеси.

1. Если эффективные сечения возбужденной и невозбужденной молекул различны, то действие излучения приводит к деформации функции распределения по скоростям. Чтобы выделить эффект селективности в чистом виде, исследовать явления, обусловленные только деформацией функции распределения и исключить влияние передачи энергии излучения газу, примем, что при столкновении молекул между собой и со стенками энергия возбуждения излучается без перепоглощения или передается стенке. Такая модель в рамках модельных кинетических уравнений для однокомпонентного газа развита в [7] при исследовании теплопередачи и использована в [8] для описания движения однокомпонентного газа у стенки.

Использование модели Гамеля [6] дает

$$\xi_i \frac{\partial f_1}{\partial x_i} = f_{11} + f_{12} - [n\sigma_{11}(1+\epsilon_1) + n_2\sigma_{12}]f_1 - nP(\xi) + \Gamma_s f^* \quad (1.1)$$

$$\xi_i \frac{\partial f^*}{\partial x_i} = nP(\xi) - \Gamma_s f^* - (n\omega_1\sigma_{11} + n_2\omega_2\sigma_{12})f^* \quad (1.2)$$

$$\xi_i \frac{\partial f_2}{\partial x_i} = f_{22} + f_{21} - [n\sigma_{12}(1+\epsilon_2) + n_2\sigma_{22}]f_2 \quad (1.3)$$

$$nP(\xi) \equiv \frac{2|Ed_{21}/2\hbar|^2 \Gamma}{[\Gamma^2 + (\Omega - k\xi)^2]} (f_1 g_2 - f^* g_1) \quad (1.4)$$

$$\varepsilon_1 = (\omega_1 - 1)n^*n^{-1}, \quad \varepsilon_2 = (\omega_2 - 1)n^*n^{-1}$$

где $f^*(x, \xi)$ и $f_1(x, \xi)$ — функции распределения возбужденного и невозбужденного компонентов активного газа, $f_2(x, \xi)$ — функция распределения буферного газа, $n = n_1 + n^*$, n^* , n_1 , n_2 — числовые плотности компонентов; $\omega_1\sigma_{11}$ и $\omega_2\sigma_{12}$ — эффективные сечения столкновения возбужденных молекул с молекулами активного газа и молекулами буферного газа; σ_{11} , σ_{12} , σ_{22} — эффективные сечения невозбужденных молекул, Γ_s — частота спонтанного распада, E , d_{21} — амплитуда электрического поля и дипольный момент перехода, Γ — полуширина перехода, k — волновой вектор излучения, Ω — отстройка частоты излучения от частоты центра линии перехода; g_1 и g_2 — статистические веса основного и возбужденного уровней. Функции f_{ii} и f_{ij} равны соответственно

$$f_{ii} = N_{ii} \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_{ii}} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m_i (\xi - U_{ii})^2}{2k_B T_{ii}} \right\}$$

$$f_{ij} = N_{ij} \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_{ij}} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m_i (\xi - U_{ij})^2}{2k_B T_{ij}} \right\}$$

где m_i — массы молекул, k_B — постоянная Больцмана. Неизвестные параметры N_{ii} , N_{ij} , U_{ii} , T_{ii} находятся, как обычно, из уравнений сохранения, а параметры U_{ij} и T_{ij} — аналогично модели Гамеля из условий совпадения модельных выражений для обмена импульсом и теплом между компонентами с соответствующими выражениями для максвелловских молекул. Откуда получаем

$$N_{11} = n_1 n \sigma_{11} (1 + \varepsilon_1) + n n^* \omega_1 \sigma_{11}, \quad N_{12} = N_{21} = n n_2 (1 + \varepsilon_2) \sigma_{12}, \quad N_{22} = n_2^2 \sigma_{22}$$

$$U_{11} = \sigma_{11} n^2 (U + n_1 n^{-1} \varepsilon_1 U_1 + \varepsilon_1 U^*) N_{11}^{-1}, \quad U = (n_1 U_1 + n^* U^*) n^{-1}$$

$$U_{12} = U_{21} = \mu_1 (U + \varepsilon_2 U^*) (1 + \varepsilon_2)^{-1} + \mu_2 U_2, \quad \mu_i = m_i / (m_i + m_j) \quad (1.5)$$

$$U_{22} = U_2$$

$$T_{11} = \frac{(2E_k - m_1 N_{11} U_{11}^2)}{3N_{11} k_B}$$

$$E_k = {}^3/2 n^2 \sigma_{11} k_B (T + n_1 n^{-1} \varepsilon_1 T_1 + \varepsilon_1 T^*) - n^2 \sigma_{11} m_1 U (U + n_1 n^{-1} \varepsilon_1 U_1 + \varepsilon_1 U^*) + {}^3/2 n^2 \sigma_{11} m_1 U^2 (1 + n_1 n^{-1} \varepsilon_1 + \varepsilon_1)$$

$$T_{12} = \frac{m_2 \mu_2^2}{3k_B} \left(U_2 - \frac{U + \varepsilon_2 U^*}{1 + \varepsilon_2} \right)^2 + \frac{2\mu_1 \mu_2 m_1 \varepsilon_2^2 (U - U^*)^2}{(1 + \varepsilon_2)^2 3k_B} -$$

$$- \frac{m_1 \varepsilon_2^2 (U - U^*)^2}{(1 + \varepsilon_2)^2 3k_B} + 2\mu_1 \mu_2 \left(T_2 - \frac{T + \varepsilon_2 T^*}{1 + \varepsilon_2} \right) + \frac{T + \varepsilon_2 T^*}{1 + \varepsilon_2} \quad (1.6)$$

$$T_{21} = \frac{m_2 \mu_1^2}{3k_B} \left(U_2 - \frac{U + \varepsilon_2 U^*}{1 + \varepsilon_2} \right)^2 - \frac{2\mu_1 \mu_2 m_1 \varepsilon_2^2 (U - U^*)^2}{(1 + \varepsilon_2)^2 3k_B} -$$

$$- 2\mu_1 \mu_2 \left(T_2 - \frac{T + \varepsilon_2 T^*}{1 + \varepsilon_2} \right) + T_2, \quad T = (n_1 T_1 + n^* T^*) n^{-1} \quad (1.7)$$

$$T_{22} = T_2$$

Здесь T_1 , T^* , T_2 и U_1 , U^* , U_2 — соответственно температуры и скорости компонентов смеси. Температуры T_1 и T^* определены относительно всего активного газа, T_2 — относительно буферного газа.

Предложенная модель удовлетворяет законам сохранения и необходимым свойствам симметрии.

Вне кнудсеновского слоя или в пространстве без стенок из уравне-

ний (1.1)–(1.3) исчезают пространственные производные, что позволяет записать для скорости буферного газа

$$U_2 = (U + \varepsilon_2 U^*) (1 + \varepsilon_2)^{-1} \quad (1.8)$$

В плотном буферном газе можно пренебречь столкновениями молекул активного газа между собой, и в уравнениях (1.1), (1.2) остается только одна функция столкнувшихся молекул. Скорость буферного газа U_2 стремится к нулю обратно пропорционально отношению n_2/n и много меньше скорости активного газа. Учитывая (1.8) и выражение (1.5), нетрудно найти, что в рассмотренном случае скорость U_{12} равна U_2 и пренебрежимо мала. Таким образом, столкнувшиеся частицы максвеллизуются без сдвиговой скорости. Использование (1.3) для рассмотренной ситуации дает $T_{21} = T_2$, откуда, учитывая (1.7), (1.8), удается исключить зависимость T_{12} от T_2 и U_2 в выражении (1.6). Уравнения (1.1), (1.2) представляют теперь замкнутую систему, а уравнение (1.3) выпадает из рассмотрения. По сути дела буферный газ исполняет для столкнувшихся молекул активного газа роль термостата с температурой T_2 . Эта ситуация тождественна модели сильных столкновений.

Скорость диффузии в плотном буферном газе равна

$$U_{\text{diff}} = - \frac{(\nu_m - \nu_n) n^* U^*}{\nu_n n}$$

где $\nu_m = n_2 \sigma_{12} \omega_2$, $\nu_n = n_2 \sigma_{12}$ — частоты столкновений возбужденных и невозбужденных молекул активного газа с молекулами буферного газа. Следует отметить, что при сопоставимых плотностях активного и буферного газов выражение для скорости диффузии вне кнудсеновского слоя совпадает с выражением для скорости диффузии в пространстве без стенок, но скорость диффузии не равна уже скорости активного газа.

2. Для того чтобы понять влияние стенок, рассмотрим смесь двух газов, находящуюся между двумя бесконечными пластинами, расположенными в плоскостях $y = \pm L/2$. Рассмотрим случай, когда полуширина перехода много меньше доплеровской ширины $h^{1/2} \Gamma/k \ll 1$, где $h = m_1/2k_B T$. Эта ситуация часто встречается в теоретических и экспериментальных работах по исследованию светоиндуцированной диффузии.

Заменим для простоты реальную функцию поглощения ступенькой и примем, что излучение, распространяющееся в направлении x , параллельно пластинам, возбуждает с одинаковой вероятностью молекулы, имеющие составляющие скорости в узком интервале $|\xi_x - \xi_{x0}| \leq \delta/2$, и не возбуждает остальные молекулы. Здесь $\xi_{x0} = \Omega/k$, $\delta = 2\Gamma/k$. Запишем (1.4) в виде $nP(\xi) = n\sigma_{11} \gamma (f_1 - g_1 g_2^{-1} f^*)$, тогда γ постоянна при $|\xi_x - \xi_{x0}| \leq \delta/2$ и $\gamma = 0$ вне δ -окрестности.

В силу принятой выше модели все молекулы активного газа отлетают от стенки невозбужденными. Предположим диффузное отражение от стенки молекул активного и буферного газов с функциями распределения соответственно

$$f_{00} = n_0 \left(\frac{h_0}{\pi} \right)^{1/2} \exp(-h_0 \xi^2) \quad (2.1)$$

$$f_{20} = n_{20} \left(\frac{h_{20}}{\pi} \right)^{1/2} \exp(-h_{20} \xi^2) \quad (2.2)$$

где n_0 , n_{20} — числовые плотности молекул, $h_0 = m_1/2k_B T_0$, $h_{20} = m_2/2k_B T_0$, T_0 — температура стенок. В дальнейшем положим

$$m_1/m_2 = O(1), \quad \varepsilon_1 = O(\varepsilon_2), \quad \omega_{1,2} = O(1), \quad \gamma = O(1)$$

Если до появления излучения оба газа находились в равновесии со стенками при одинаковой температуре T_0 , то при $\delta' = \delta h_0^{1/2} \ll 1$ и граничных

условиях (2.1), (2.2) задача допускает линеаризацию и разбивается на задачу о распределении температур и плотностей по сечению канала и задачу о нахождении продольных скоростей. Последней задачей и будем интересоваться в дальнейшем.

Для решения задачи в первом приближении по ϵ_1 достаточно знать функции f_1 и f^* в области δ в нулевом приближении, так как они меняются здесь на свой порядок. В области δ в нулевом приближении $f_{11} = n_0 \sigma_{11} f_{00}$, поэтому уравнения (1.1), (1.2) при $|\xi_2 - \xi_{x0}| \leq \delta/2$ принимают вид

$$\frac{V_v}{\beta} \frac{\partial f_1}{\partial y_1} = (1+G) f_{00} - (1+G+\gamma) f_1 + \tau^* f^* \quad (2.3)$$

$$\frac{V_v}{\beta} \frac{\partial f^*}{\partial y_1} = \gamma f_1 - (\omega_1 + \tau^* + G \omega_2) f^* \quad (2.4)$$

$$y_1 = y/L, \quad V = \xi h_0^{1/2}, \quad \beta = n_0 \sigma_{11} L h_0^{1/2}$$

$$G = n_{20} \sigma_{12} / n_0 \sigma_{11}, \quad \tau^* = \gamma g_1 g_2^{-1} + \Gamma_*(n_0 \sigma_{11})^{-1}$$

L — расстояние между стенками канала.

Область δ не является особой для буферного газа. В ней уравнение (1.3) имеет тривиальное решение $f_2 = f_{20}$ и функцию f_2 во всем пространстве скоростей можно искать в виде

$$f_2 = f_{20} (1 + \varphi_2), \quad \varphi_2 \ll 1$$

Интегрируя уравнения (2.3), (2.4) по y_1 от стенки и учитывая, что возбужденные и невозбужденные молекулы отлетают от стенки невозбужденными с функцией распределения (2.1), получим

$$f_1(y_1, V) = \frac{(\omega_1 + G \omega_2 + \tau^*) (1+G)}{(\omega_1 + G \omega_2) (1+G+\gamma) + (1+G) \tau^*} f_{00} [1 + \alpha_1 e_1(y_1, V_v) + \alpha_2 e_2(y_1, V_v)] \quad (2.5)$$

$$f^*(y_1, V) = \frac{\gamma (1+G)}{(\omega_1 + G \omega_2) (1+G+\gamma) + (1+G) \tau^*} f_{00} [1 + \alpha_1^* e_1(y_1, V_v) + \alpha_2^* e_2(y_1, V_v)] \quad (2.6)$$

$$e_{1,2}(y_1, V_v \geq 0) = \exp[\lambda_{1,2} \beta (1+G) (y_1 \pm 1/2) / V_v]$$

$$\lambda_{1,2} = 1/2 \{ \pm [(1+G+\gamma - \omega_1 - G \omega_2 - \tau^*)^2 + 4\gamma \tau^*]^{1/2} - (\omega_1 + G \omega_2 + \tau^* + \gamma + G + 1) \} (1+G)^{-1}$$

$$\alpha_{1,2} = \frac{\gamma \{ \tau^* (1+G) + [(1+\lambda_{2,1}) (1+G) + \gamma] (\omega_1 + G \omega_2) \}}{(\lambda_{2,1} - \lambda_{1,2}) (\omega_1 + G \omega_2 + \tau^*) (1+G)^2}$$

$$\alpha_{1,2}^* = \gamma^{-1} \tau^* \alpha_{1,2} (\omega_1 + G \omega_2 + \tau^*) [(\lambda_{1,2} + 1) (1+G) + \gamma]$$

Для числовой плотности возбужденных молекул найдем

$$n^* = \int_0^{\xi} f^* d\xi = \frac{\gamma (1+G) \pi^{-1/2} n_0 \delta' \exp(-V_{x0}^2)}{(\omega_1 + G \omega_2) (1+G+\gamma) + (1+G) \tau^*} [1 + \alpha_1^* \pi^{-1/2} B_0(\lambda_1, y_1) + \alpha_2^* \pi^{-1/2} B_0(\lambda_2, y_1)]$$

$$B_0(\lambda, y_1) = \sum_{i=0}^1 J_0 \left[- \left(\frac{1}{2} + (-1)^i y_1 \right) \lambda \beta (1+G) \right], \quad J_0(x) = \int_0^{\infty} \exp \left(-V^2 - \frac{x}{V} \right) dV$$

Скорость возбужденных молекул вычисляется аналогично

$$U^* = \frac{1}{n^*} \int_0^{\xi} \xi f^* d\xi$$

Откуда $U_x^* = \xi_{x0}$.

Вне δ -окрестности решение можно искать в виде

$$f_1 = f_{00}(1 + \varphi_1), \quad \varphi_1 \ll 1, \quad f_2 = f_{20}(1 + \varphi_2), \quad \varphi_2 \ll 1$$

с граничными условиями

$$\varphi_{1,2}(y_1 = \pm 1/2, V_x, V_y \leq 0, V_z) = 0$$

Для определения скоростей U_x и U_{2x} необходимо рассмотреть только антисимметричные относительно ξ_x части φ_1 и φ_2 . Для антисимметричной части функции f_{11} , согласно [7, 8], имеем

$$f_{11A} = 2n_0\sigma_{11}h_0\xi_x(U_x + \varepsilon_1\xi_{x0})f_{00}$$

Линеаризованные уравнения (1.1), (1.3) для φ_{1A} и φ_{2A} имеют вид

$$\begin{aligned} \xi_y \frac{\partial \varphi_{1A}}{\partial y} = & 2n_0\sigma_{11}V_x(U_x' + \varepsilon_1V_{x0}) + 2n_{20}\sigma_{12}V_x \left[U_x' \mu_1 + \right. \\ & \left. + U_{2x}' \mu_2 \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^{1/2} + \varepsilon_2V_{x0}\mu_1 \right] - (n_0\sigma_{11} + n_{20}\sigma_{12})\varphi_{1A} \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \xi_y \frac{\partial \varphi_{2A}}{\partial y} = & 2n_{20}\sigma_{22}V_{2x}U_{2x}' + 2n_0\sigma_{12}V_{2x} \left[U_x' \mu_1 \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^{1/2} + \right. \\ & \left. + U_{2x}' \mu_2 + \varepsilon_2V_{x0}\mu_1 \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^{1/2} \right] - (n_0\sigma_{12} + n_{20}\sigma_{22})\varphi_{2A} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$U_x' = U_x h_0^{1/2}, \quad U_{2x}' = U_{2x} h_{20}^{1/2}, \quad V_z = \xi h_{20}^{1/2}$$

Уравнения (2.7), (2.8) позволяют искать решение в форме $\varphi_{1A} = -V_x\psi_1(y_1, V_y)$, $\varphi_{2A} = V_{2x}\psi_2(y_1, V_{2y})$. Тогда скорости U_x' и U_{2x}' в пренебрежении членами высшего порядка малости равны

$$\begin{aligned} U_x' = & \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1 \exp(-V_y^2) dV_y + \frac{\sqrt{h_0}}{n_0} \int_0^{\infty} (f_1 + f^* - f_{00}) \xi_x d\xi \\ U_{2x}' = & \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2 \exp(-V_{2y}^2) dV_{2y} \end{aligned}$$

а интеграл по области δ вычисляется аналогично рассмотренному выше.

Скорость диффузии вне кнудсеновского слоя дается формулой

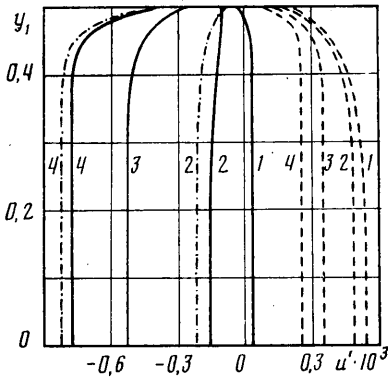
$$U_{diff} = \frac{\gamma(1 - \omega_2)(1 + G)V_{x0}\delta' \exp(-V_{x0}^2)n_{20}m_2}{\sqrt{\pi}h_0[(\omega_1 + G\omega_2)(1 + G + \gamma) + (1 + G)\tau^*](n_0m_1 + n_{20}m_2)} \quad (2.9)$$

Нетрудно показать, что (2.9) совпадает с выражением, полученным для скорости диффузии в [3], где предположено, что плотность буферного газа много больше плотности активного газа. Для этого, используя (2.5), (2.6), запишем (2.9) в виде

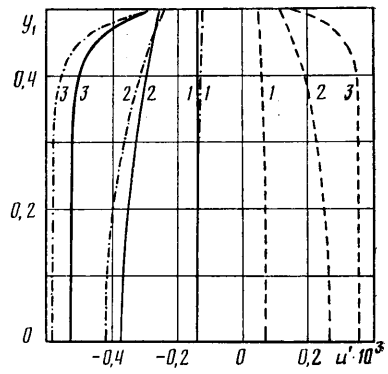
$$U_{diff} = - \frac{(v_m - v_n)}{v_n} \frac{Q}{\Gamma_s + v_m}, \quad Q = \int \xi_x P(\xi) d\xi \quad (2.10)$$

Выражение (2.9) в отличие от (2.10) не содержит неизвестных функций, поэтому более удобно для качественного анализа.

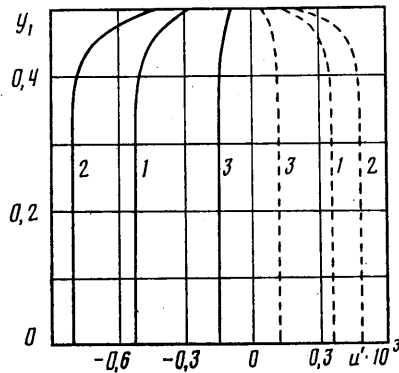
Уравнения (2.7), (2.8) решались численно. Полученные результаты приведены на фиг. 1-3. Во всех расчетах изучалась светоиндуцированная диффузия двух изо-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

топов, обладающих различными спектрами излучения, что позволяет возбуждать только один из них. Принято, что массы изотопов и сечения столкновения очень близки $m_1/m_2=1$, $\sigma_{12}/\sigma_{11}=\sigma_{22}/\sigma_{11}=1$.

Для большинства молекул константа спонтанного распада мала. Положим далее $\Gamma_0=0$ и будем рассматривать случаи $n^* \ll n_0$ и $n^* \ll n_{20}$. Тогда полуширина перехода Γ определяется давлением активного изотопа как целого и давлением буферного изотопа. Будем считать, что Γ , а следовательно, и δ представимы в виде $\Gamma=\Gamma_0(n_0+n_{20})/n_0$, $\delta=\delta_0(n_0+n_{20})/n_0$.

Для всех расчетов принято $g_1/g_2=1$, $\delta_0=0,02$, $V_{20}=0,7$. Скорость активного газа показана сплошной линией, скорость буферного — штриховой линией, скорость диффузии — штрихпунктирной линией. В силу симметрии профилей скорости относительно оси канала на графиках приведены верхние половины кривых.

На фиг. 1 показано, как меняются в сплошной среде скорости активного и буферного газов и скорости диффузии при изменении соотношения n_{20}/n_0 и фиксированных параметрах n_0 , $\omega_1=1,4$; $\omega_2=1,4$; $\gamma=1$; $\beta=10$. Кривые 1-4 на фиг. 1 даны для $n_{20}/n_0=0,05$; 0,5; 2; 4; что соответствует числу Кнудсена $Kn=9,52 \cdot 10^{-2}$; $6,67 \cdot 10^{-2}$; $3,33 \cdot 10^{-2}$; 0,02.

Скорости газов в сплошной среде вне слоя Кнудсена постоянны, как и в случае однокомпонентного газа [8]. Скорость на стенке не равна нулю.

При малых добавках буферного газа ($n_{20}/n_0 \sim 0,05$) активный газ течет вне кнудсеновского слоя в направлении оси x . Однако увеличение давления буферного газа приводит к развороту течения. Скорость активного газа отрицательна уже при $n_{20}/n_0=0,5$.

Стенка увеличивает импульс для приведенных на фиг. 1 случаев ($\omega_1=\omega_2>1$), так что в центральной части канала импульс смеси положителен.

Скорости, полученные при $\omega_1=1,4$; $\omega_2=1,4$; $\gamma=1$; $n_{20}/n_0=2$ и фиксированной плотности активного газа n_0 для различных чисел $\beta=0,2$; 1 ; 10 , представлены на фиг. 2 кривыми 1–3 соответственно. В режиме, близком к свободномолекулярному, скорости стремятся к нулю. Форма кривых при промежуточных числах Кнудсена аналогична кривым, приведенным для однокомпонентного газа в [8].

В [8] было обращено внимание на то, что при уменьшении сечения возбужденной молекулы скорость активного газа падает не во всех точках по сечению канала. Этот эффект, обнаруженный в отсутствие буферного газа, при сопоставимых плотностях n_0 и n_{20} не наблюдается, что иллюстрируется фиг. 3, где кривые 1–3 построены для параметров $\omega_1=\omega_2=1,4$, $\gamma=1$; $\omega_1=\omega_2=1,4$, $\gamma=2$; $\omega_1=\omega_2=1,1$, $\gamma=1$ при $n_{20}/n_0=2$, фиксированной плотности активного газа n_0 и $\beta=10$.

Автор благодарен М. Н. Когану за обсуждение направленности проведенного исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Светоиндуцированная диффузия газов // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. Вып. 12. С. 773–776.
2. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Теория явления светоиндуцированной диффузии // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 5. С. 1672–1686.
3. Агудов С. Н., Ермолаев И. М., Шалагин А. М. Исследование светоиндуцированного дрейфа паров натрия // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 4. С. 1215–1227.
4. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Светоиндуцированный ток в слабоионизованной плазме // Квант. электроника. 1981. Т. 8. № 3. С. 590–594.
5. Панфилов В. Н., Струнин В. П., Чаповский П. Л. Исследование светоиндуцированного дрейфа молекул CH_3F // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. Вып. 3(9). С. 881–892.
6. Natel В. В. Kinetic model for binary gas mixtures // Phys. Fluids. 1965. V. 8. № 3. P. 418–425.
7. Коган М. Н. Газодинамика селективно возбужденного газа // Изв. АН СССР. МЖТ. 1988. № 5. С. 151–158.
8. Базелян А. Э., Коган М. Н. Светоиндуцированный дрейф однокомпонентного газа в канале // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308. № 1. С. 75–80.

Москва

Поступила в редакцию
18.XI.1988