

УДК 533.6.011.8

СИЛЬНАЯ ПЕРЕКОНДЕНСАЦИЯ В ОДНО- И ДВУХКОМПОНЕНТНОМ РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ЗНАЧЕНИИ ЧИСЛА КНУДСЕНА

Н. К. МАКАШЕВ

(Москва)

Как известно, такие поверхностные явления, как испарение, поглощение и отражение молекул поверхностью тела сильно зависят от ее температуры [1-3]. Это приводит к установлению потока вещества между двумя поверхностями, поддерживаемыми при разных температурах («переконденсация»).

Явление переко́нденсации изучалось в кинетической теории сравнительно давно. Однако до сих пор достаточно полно был исследован лишь случай малых массовых потоков в однокомпонентном газе [3, 4]. Между тем ясно, что созданием соответствующих условий можно добиться значительных потоков переко́ндирующегося вещества, таких, что скорость переноса массы будет порядка тепловой скорости молекулы.

Такое численное решение задачи с сильными потоками массы по нормали к поверхности при малых числах Кнудсена для модельного кинетического уравнения Больцмана [6] было получено в [7].

В этой работе численно решается задача о сильной переко́нденсации между двумя бесконечными параллельными пластинами в широком диапазоне значений числа Кнудсена для одно- и двухкомпонентного газа, исходя из модельного кинетического уравнения Больцмана [6] для однокомпонентного газа и модельного кинетического уравнения Больцмана для бинарной смеси в форме, предложенной Гамелем [8], при отношении температур пластин, равном десяти. Исследовано также влияние относительного движения пластин на течение переко́нденсации.

1. Рассмотрим переко́нденсацию материала поверхностей двух плоских бесконечных параллельных пластин через нейтральную среду, т. е. газ в пространстве между пластинами, молекулы которого на пластинах испытывают простое отражение, не испаряясь и не поглощаясь поверхностями, вследствие чего отсутствует перенос этой компоненты от одной пластины к другой. Переко́нденсацию в однокомпонентном газе получим, если положить концентрацию нейтральной компоненты равной нулю.

Будем считать первой компонентой в бинарной смеси компоненту, участвующую в переко́нденсации, второй компонентой — нейтральную среду.

Взаимодействие молекул газа с поверхностью будем описывать согласно следующей модели. Молекулы компонент испаряются и отражаются поверхностью с максвелловским распределением по скоростям с температурой, равной температуре поверхности T_w , т. е. положим коэффициент аккомодации равным единице. Как уже упоминалось выше, будем считать, что молекулы второй, нейтральной компоненты просто отражаются поверхностью. Для молекул первой компоненты, падающих на поверхность, с вероятностью a_w будет происходить поглощение поверхностью и с вероятностью $(1 - a_w)$ отражение от нее. Вероятность a_w называют коэффициентом поглощения. В однокомпонентном случае, т. е. для системы тело — пар, этот коэффициент, как показывают эксперименты, зависит лишь от материала поверхности и от ее температуры. Для ряда материалов значение коэффициента поглощения можно найти в [9]. Если же, кроме паров материала поверхности, над ней находится газ другого сорта — нейтральная компонента, то в общем случае коэффициент поглощения зависит не только от материала поверхности и от ее температуры, но и от степени адсорбции нейтральной компоненты на поверхности. В случае малой степени адсорбции коэффициент поглощения поверхности должен

совпадать с коэффициентом поглощения поверхности для однокомпонентной системы тело — пар.

Т. к. интенсивность испарения не зависит от свойств газа над поверхностью, а определяется лишь состоянием поверхности и температурой T_w , то, рассматривая газ над поверхностью с коэффициентом поглощения a_w в равновесии, найдем, что

$$J_* = \frac{a_w n_{ew1}}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{2kT_w}{m_1} \right)^{1/2}$$

где n_{ew1} — плотность равновесного пара над поверхностью при температуре T_w .

Модельное кинетическое уравнение Больцмана для бинарной смеси в форме Гамеля имеет вид

$$\xi_{ix} \frac{\partial f_i}{\partial x} = \sum_{j=1}^2 A_{ij} n_j (f_{0ij} - f_i), \quad f_{0ij} = n_i \left(\frac{m_i}{2kT_{ij}\pi} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{m_i c_{ij}^2}{2kT_{ij}} \right\} \quad (1.1)$$

$$c_{ij} = \xi_i - U_{ij}$$

Здесь f_i , n_i , m_i , ξ_i — соответственно функция распределения, числовая плотность, масса и скорость молекул i -й компоненты смеси, U_i и T_i — макроскопические скорость и температура i -й компоненты, U_{ij} и T_{ij} определяются следующим образом:

$$U_{ij} = \frac{m_i U_i + m_j U_j}{m_i + m_j}, \quad T_{ij} = T_i + \frac{2m_i m_j (T_j - T_i)}{(m_i + m_j)^2} + \frac{m_i m_j^2 (U_i - U_j)^2}{3k(m_i + m_j)^2} \quad (1.2)$$

Ось x направлена по нормали к пластинам, оси y и z — по касательной к ним.

Легко видеть, что если одна из плотностей n_i равна нулю, уравнение (1.1) сводится к модельному кинетическому уравнению Больцмана для однокомпонентного газа [6]

$$\xi_x \frac{\partial f}{\partial x} = A n (f_0 - f), \quad f_0 = n \left(\frac{m}{2\pi k T} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{m(\xi - U)^2}{2kT} \right\} \quad (1.3)$$

которое будет использовано для исследования переконденсации в однокомпонентном газе.

Условия на пластинах для функций распределения в силу сделанных предположений имеют вид

$$f_1(\mathbf{x}_w, \xi_1, \xi_1 \cdot \mathbf{n}_w^{(0)} > 0) = (a_w n_{ew1} + n_{rw1}) \left(\frac{m_1}{2\pi k T_w} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{m_1 c_{1w}^2}{2kT_w} \right\} \quad (1.4)$$

$$f_2(\mathbf{x}_w, \xi_2, \xi_2 \cdot \mathbf{n}_w^{(0)} > 0) = n_{rw2} \left(\frac{m_2}{2\pi k T_w} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{m_2 c_{2w}^2}{2kT_w} \right\}$$

$$c_{iw} = \xi_i - W$$

Здесь n_{rw1} — плотность отраженных поверхностью молекул i -й компоненты, W — скорость пластины, $\mathbf{n}_w^{(0)}$ — вектор нормали к пластине, направленный в сторону газа.

Обезразмерим уравнение (1.1) и граничные условия (1.4) следующим образом:

$$n_i = N_{i0} n_i', \quad T_i = T_0 \tau_i, \quad (\xi_i; U_i) \left(\frac{m_i}{2kT_0} \right)^{3/2} = (v_i; u_i) \quad (1.5)$$

$$x = dx', \quad f_i = N_{i0} \left(\frac{m_i}{2kT_0} \right)^{3/2} f_i', \quad \sqrt{\frac{m_i}{2kT}} W = \sqrt{\frac{m_i}{m_2}} w$$

где d — расстояние между пластинами.

В случае однокомпонентного газа скорость движения пластин безразмерим так же, как ξ_1 и U_1 .

Выберем за T_0 температуру нижней пластины T_+ , за N_{10} , положив $a_- = a_+ = 1$, примем n_{e+1} , за N_{20} примем n_{r+2} . Здесь величины с индексом плюс соответствуют нижней пластине, с индексом минус — верхней.

Пересчет полученного решения на случай произвольных значений a_+ и a_- может быть легко осуществлен как для двухкомпонентного, так и для однокомпонентного газа. Процедура этого пересчета будет указана ниже.

Введем обозначения

$$R_{i0} = A_{ii}N_{i0} + A_{ij}N_{j0}, \quad h_i = \frac{m_i}{2kT_0}, \quad \alpha_i = R_{i0}h_i^{1/2}d \approx \text{Kn}_i^{-1}$$

$$\beta_i = \frac{A_{ij}N_{j0}}{R_{i0}}, \quad \Phi_{i0} = (1 - \beta_i)n_i'f_{0ii}' + \beta_in_j'f_{0ij}'$$

$$R_i = n_i' + \beta_i(n_j' - n_i'), \quad \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}^{-1} = \frac{m_i}{m_j} \quad (1.6)$$

$$f_{0ij}' = n_i'(\pi\tau_{ij})^{-3/2}\exp\{-\mathbf{v}_i - \mathbf{u}_{ij}\}^2 / \tau_{ij}$$

$$\mathbf{u}_{ij} = \frac{\varepsilon_{ij}\mathbf{u}_i}{1 + \varepsilon_{ij}} + \frac{\varepsilon_{ij}^{1/2}\mathbf{u}_j}{1 + \varepsilon_{ij}}, \quad \tau_{ij} = \tau_i + \frac{2\varepsilon_{ij}(\tau_j - \tau_i)}{(1 + \varepsilon_{ij})^2} + \frac{2}{3} \frac{(\sqrt{\varepsilon_{ij}}\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i)^2}{(1 + \varepsilon_{ij})^2}$$

Уравнения и граничные условия в безразмерном виде запишутся следующим образом (штрихи над безразмерными величинами ниже опускаем):

$$\frac{v_{ix}}{\alpha_i} \frac{\partial f_i}{\partial x} + R_i f_i = \Phi_{i0}, \quad f_i(0, v_i, v_{ix} > 0) = \pi^{-3/2} \exp\{-v_i^2\} \quad (1.7)$$

$$f_i(1, v_i, v_{ix} < 0) = n_{i-}(\pi\tau_-)^{-3/2} \exp\{-\mathbf{v}_i - \varepsilon_{i2}^{1/2}\mathbf{w}\}^2 / \tau_-$$

Представляя уравнение для f_i с учетом граничных условий в интегральном виде и интегрируя f_i с различными весами по скоростям, получаем интегральные уравнения для гидродинамических величин

$$n_i = \frac{\alpha_i}{\sqrt{\pi}} \left\{ \int_0^x [(1 - \beta_i)n_i^2\tau_i^{-1/2}I_{-1ii}^+(x, s) + \beta_in_in_j \times \right. \quad (1.8)$$

$$\left. \times \tau_{ij}^{-1/2}I_{-1ij}^+(x, s)] ds + \int_x^1 [(1 - \beta_i)n_i^2\tau_i^{-1/2}I_{-1ii}^-(x, s) + \right.$$

$$\left. + \beta_in_in_j\tau_{ij}^{-1/2}I_{-1ij}^-(x, s)] ds \right\} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} J_0 \left(\alpha_i \int_0^x R_i d\sigma, 0 \right) +$$

$$+ \frac{n_{i-}}{\sqrt{\pi}} J_0 \left(\alpha_i \tau_-^{-1/2} \int_x^1 R_i d\sigma, 0 \right)$$

$$n_i u_{ix} = \frac{\alpha_i}{\sqrt{\pi}} \left\{ \int_0^x [(1 - \beta_i)n_i^2 I_{0ii}^+(x, s) + \beta_in_in_j I_{0ij}^+(x, s)] ds - \right.$$

$$\left. - \int_x^1 [(1 - \beta_i)n_i^2 I_{0ii}^-(x, s) + \beta_in_in_j I_{0ij}^-(x, s)] ds \right\} + \quad (1.9)$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{\pi}} J_1 \left(\alpha_i \int_0^x R_i d\sigma, 0 \right) - \frac{n_i \tau_-^{-1/2}}{\sqrt{\pi}} J_1 \left(\alpha_i \tau_-^{-1/2} \int_x^1 R_i d\sigma, 0 \right)$$

$$n_i u_{iy} = \frac{\alpha_i}{\sqrt{\pi}} \left\{ \int_0^x [(1 - \beta_i) n_i^2 u_{iy} \tau_i^{-1/2} I_{-1ii}^+(x, s) + \right. \quad (1.10)$$

$$+ \beta_i n_i n_j u_{ij} \tau_{ij}^{-1/2} I_{-1ij}^+(x, s)] ds + \int_x^1 [(1 - \beta_i) n_i^2 u_{iy} \tau_i^{-1/2} I_{-1ii}^-(x, s) +$$

$$+ \beta_i n_i n_j u_{ij} \tau_{ij}^{-1/2} I_{-1ij}^-(x, s)] ds \left. \right\} + \frac{n_i - \varepsilon_{i2}^{1/2} w}{\sqrt{\pi}} J_0 \left(\alpha_i \tau_-^{-1/2} \int_x^1 R_i d\sigma, 0 \right)$$

$$\frac{3}{2} n_i \tau_i = \frac{\alpha_i}{\sqrt{\pi}} \left\{ \int_0^x [(1 - \beta_i) n_i^2 \tau_i^{1/2} (I_{1ii}^-(x, s) + I_{-1ii}^+(x, s) \left(1 + \frac{u_{iy}^2}{\tau_i} \right)) + \right.$$

$$+ \beta_i n_i n_j \tau_{ij}^{1/2} (I_{1ij}^+(x, s) + I_{-1ij}^+(x, s) \left(1 + \frac{u_{ij}^2}{\tau_{ij}} \right))] ds + \quad (1.11)$$

$$+ \int_x^1 [(1 - \beta_i) n_i^2 \tau_i^{1/2} (I_{1ii}^-(x, s) + I_{-1ii}^-(x, s) \left(1 + \frac{u_{iy}^2}{\tau_i} \right)) +$$

$$+ \beta_i n_i n_j \tau_{ij}^{1/2} (I_{1ij}^-(x, s) + I_{-1ij}^-(x, s) \left(1 + \frac{u_{ij}^2}{\tau_{ij}} \right))] ds \left. \right\} +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[J_0 \left(\alpha_i \int_0^x R_i d\sigma, 0 \right) + J_2 \left(\alpha_i \int_0^x R_i d\sigma, 0 \right) \right] +$$

$$\frac{n_i \tau_-}{\sqrt{\pi}} \left[J_2 \left(\alpha_i \tau_-^{-1/2} \int_x^1 R_i d\sigma, 0 \right) + \right.$$

$$\left. + J_0 \left(\alpha_i \tau_-^{-1/2} \int_x^1 R_i d\sigma, 0 \right) \left(1 + \frac{\varepsilon_{i2} w^2}{\tau_-} \right) \right] - n_i (u_{ix}^2 + u_{iy}^2)$$

Здесь

$$J_n(t, y) = \int_0^\infty v^n \exp \{ -(v - y)^2 - t/v \} dv$$

$$I_{nkl}^\pm = J_n \left(\pm \alpha_k \tau_{kl}^{-1/2} \int_s^x R_k d\sigma, \pm u^k \tau_{klx}^{-1/2} \right) \quad (1.12)$$

Уравнения для гидродинамических величин в случае однокомпонентного газа легко получить из (1.8) — (1.12), где надо положить

$$\beta_1 = n_2 = n_{2-} = 0, \quad \alpha_1 = \alpha = A n_{e+} (m / 2kT_+)^{1/2} d$$

Для двухкомпонентного газа полное решение задачи зависит от восьми параметров. Так что подробное исследование явно затруднено.

Здесь исследован случай большого отношения масс молекул компонент

смеси: $\varepsilon_{12} = 0.1$ и 10 при $A_{12} = A$. Последнее условие уменьшает число независимых параметров, так как в этом случае $\beta_2 = 1 - \beta_1$ и $\alpha_2 = \alpha_1 \varepsilon_{21}^{1/2}$. Отношение температур пластин было выбрано равным 10 , т. е. $\tau_- = 0.1$.

Величина скорости движения верхней пластины изменялась в широких пределах.

Были просчитаны следующие случаи:

- $\beta_2 = 0.7, \varepsilon_{12} = 0.1, w = 8$
- $\beta_2 = 0.7, \varepsilon_{12} = 0.1, w = 2$
- $\beta_2 = 0.7, \varepsilon_{12} = 0.1, w = 0$
- $\beta_2 = 0.3, \varepsilon_{12} = 10, w = 2$

В случае переконденсации в однокомпонентном газе задача зависит от гораздо меньшего числа параметров. Были просчитаны два случая при $\tau_- = 0.1$: скорость верхней пластины равнялась 0 и $2(2kT_+ / m)^{1/2}$.

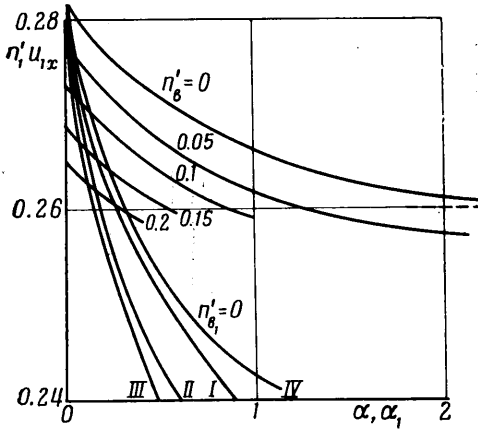
Уравнения (1.8) — (1.11) считались последовательными приближениями с точностью нескольких процентов. При построении итерационного процесса оказалось, что

возможно построить достаточно быстро сходящиеся итерации лишь в том случае, если расход $n_1' u_{1x}$ оставался неизменным от итерации к итерации. В противном случае итерации или расходились, или сходились очень плохо.

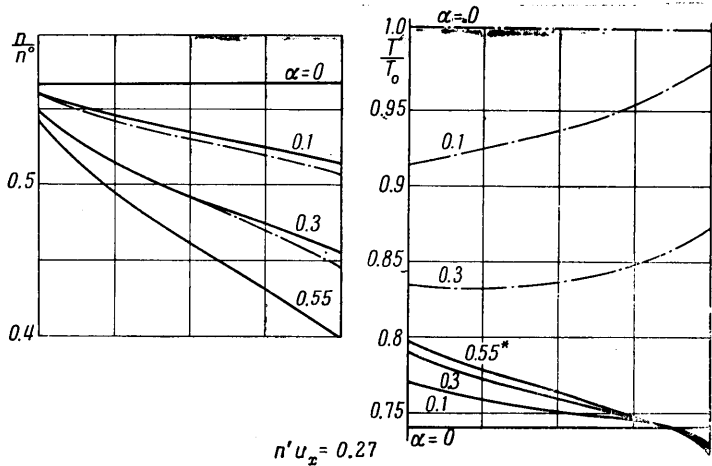
Примеры результатов расчета представлены на фиг. 1—6.

Отметим основные особенности полученного решения.

На фиг. 1 представлены «фазовые диаграммы» течения между пластинами при отношении температур $T_- / T_+ = 0.10$ для разных случаев¹.



Фиг. 1



Фиг. 2

¹ Кривые, относящиеся к различным значениям n_-' и n_1' , представляют собой «фазовые диаграммы» для однокомпонентного и двухкомпонентного газов соответственно.

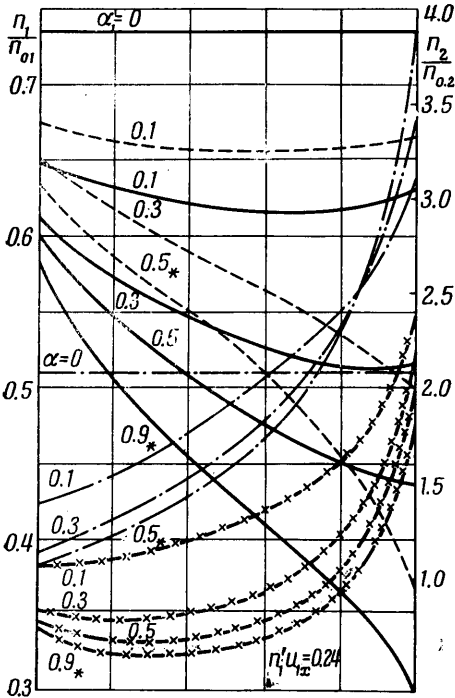
Область возможных решений ограничена сверху кривой, на которой выполняется условие для абсолютной криогенной верхней поверхности: $n_{1-} = n_- = 0$.

Для однокомпонентного случая вид этой кривой, очевидно не зависит ни от отношения температур пластин, ни от величины относительной скорости. Подобные кривые для перекоонденсации через нейтральную среду, очевидно, всегда лежат ниже кривой криогеники в однокомпонентном случае, причем они уже зависят от ряда параметров, а не являются универсальными.

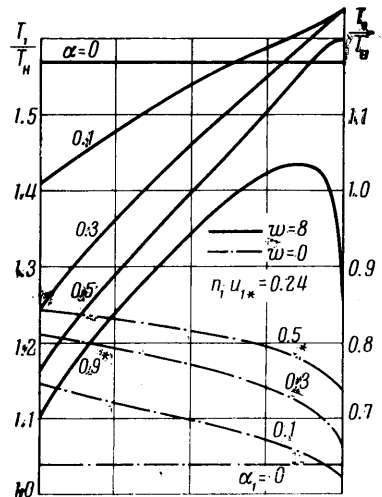
В [7] получено решение для слоя Кнудсена на поверхности с сильным испарением. Существует некоторый максимально достижимый расход испарения при $Kn \rightarrow 0$, который

из-за недостаточной точности численного счета в этой работе не найден.

Определить величину максимального достижимого при ста-



Фиг. 3



Фиг. 4

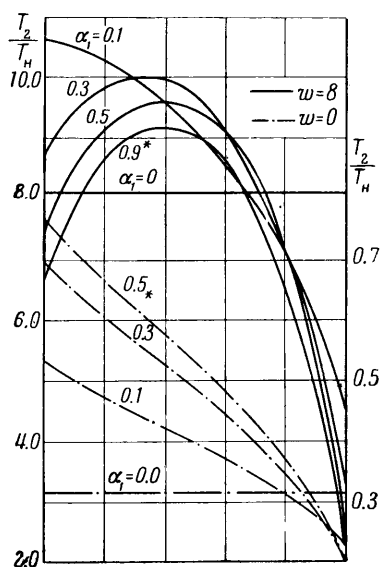
ционарном испарении расхода возможно из вида кривой криогеники для однокомпонентного случая, которая дает максимально возможный расход при данном числе Кнудсена. Кажется естественным, что эта универсальная кривая не может иметь минимума и должна выходить на горизонтальную асимптоту, которая и определит величину максимального достижимого расхода при испарении. Действительно, при каждом конкретном значении числа Кнудсена максимальный расход перекоонденсации достигается тогда, когда на верхней пластине выполняется условие абсолютной криогеники. С уменьшением числа Кнудсена величина этого максимального расхода может только падать за счет возвращающихся на нижнюю пластину из-за столкновений в газе молекул. Из решения найдено, что $(n_1' u_{1,0})_{\max} = 0.26$ или 92% максимального допустимого расхода $n_1' u_{1,x} = (2/\pi)^{-1} = 0.282$. (Когда ни одна молекула, покинувшая поверхность, не возвращается на нее).

В случае перекоонденсации легкой компоненты при конечных и больших числах Кнудсена величина расхода этой компоненты незначительно влияет на распределение макроскопических величин, соответствующих тяжелой

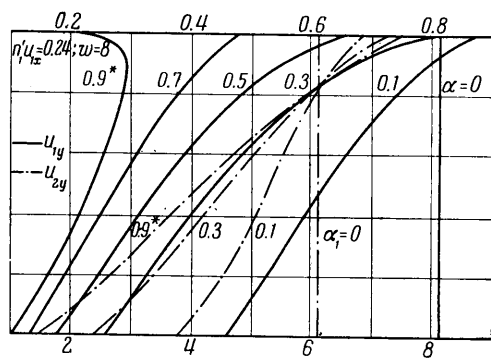
компоненте; даже тогда это влияние мало, когда концентрация переконденсированной легкой компоненты больше концентрации нейтральной тяжелой компоненты.

Если же происходит переконденсация более тяжелой компоненты, то легкая компонента, имея большую длину пробега, при умеренных и больших числах Кнудсена для тяжелой компоненты также слабо реагирует на изменение расхода переконденсации. Температура газа между пластинами при сильной переконденсации сильно отличается от температур обеих пластин, сохраняя порядок температуры поверхности, от которой идет массовый поток (в однокомпонентном случае при всех значениях числа Кнудсена; в двухкомпонентном случае это относится при конечных числах Кнудсена к температуре переконденсированной компоненты).

В однокомпонентном случае интерес-



Фиг. 5



Фиг. 6

но отметить, что относительное движение мало влияет на распределение плотности, но сильно влияет на распределение температуры (см. фиг. 2, где сплошные кривые соответствуют $w = 0$, а штрих-пунктирные $w = 2$). Легко видеть, что в свободно-молекулярном режиме ($\alpha = 0$) и для криогенной верхней поверхности (кривые, отмеченные звездочкой, соответствуют криогенной верхней холодной пластине) движение пластин не влияет на распределение плотности. Из графиков видно, что и для промежуточных режимов это влияние мало.

На температуру же движение холодной пластины не влияет лишь в случае криогенной пластины. Во всех других случаях энергия продольного движения, приобретенная молекулой на холодной пластине, проявляется в увеличении температуры, которая при достаточно больших скоростях холодной пластины около нее может быть даже выше температуры горячей пластины.

В отличие от однокомпонентного газа в бинарной смеси распределение всех гидродинамических величин существенно зависит от величины скорости верхней пластины¹ (см. фиг. 3—5). Просчитанные первые три случая указывают на то, что особенно велико это влияние на распределение и величину температур компонент τ_1 и τ_2 . Увеличение поступательной энергии молекул за счет движения верхней пластины приводит к росту температуры, причем для первой компоненты это происходит в основном

¹ На фиг. 3 сплошные кривые соответствуют n_1' , сплошные с крестиками — n_2' , при $w = 8$; штриховые и штрих-пунктирные линии описывают соответственно n_1' и n_2' при $w = 0$.

за счет второй компоненты смеси, о чем говорит поведение τ_1 , в случае, когда верхняя, движущаяся со скоростью $8(2kT_+/m_2)^{1/2}$ пластина является криогенной для переконденсирующейся первой компоненты. Нагрев второй, нейтральной компоненты обусловлен переходом поступательной энергии в тепловую около неподвижной нижней пластины.

Сдвиговая скорость переконденсирующегося газа u_{1y} или u_y в однокомпонентном случае сильно зависит от величины расхода переконденсации, уменьшаясь с его ростом. При уменьшении n_-' до нуля в случае криогенной верхней пластины u_y при однокомпонентной переконденсации также падает до нуля. В случае же переконденсации в смеси при этом возникает интересная ситуация: если верхняя пластина является криогенной для переконденсирующейся компоненты, то эта компонента движется в направлении оси y только за счет столкновений с нейтральной второй компонентой. Вследствие этого профиль имеет максимум внутри поля течения вблизи верхней пластины там, где происходит основная передача тангенциального импульса от второй компоненты смеси первой (см. фиг. 6).

2. Выше было отмечено, что полученное численное решение соответствует случаю полностью поглощающих ($a_w = 1$) падающие молекулы пластин.

Чтобы получить решение для произвольных значений коэффициента поглощения a_w , надо осуществить простой пересчет, который для однокомпонентного газа и для бинарной смеси может быть сделан в принципе совершенно одинаково. В качестве примера рассмотрим случай однокомпонентного газа.

На фиг. 1 представлена фазовая диаграмма решения, т. е. зависимость

$$n' u_x = \frac{n U_x}{N_0 (2kT_+/m)^{1/2}} = F \left(\frac{T_-}{T_+}, \frac{n_-}{N_0}, AN_0 \left(\frac{m}{2kT_+} \right)^{1/2} d \right) \quad (2.1)$$

Для величин n_{r+} и n_{r-} , входящих в N_0 и n_- соответственно, из условия сохранения расхода могут быть написаны выражения

$$n_{r+} = (1 - a_+) \left(1 - \frac{n U_x 2 \sqrt{\pi}}{a_+ n_{e+} (2kT_+/m)^{1/2}} \right) n_{e+} \quad (2.2)$$

$$n_{r-} = (1 - a_-) \left(1 + \frac{n U_x 2 \sqrt{\pi}}{a_- n_{e-} (2kT_-/m)^{1/2}} \right) n_{e-} \quad (2.3)$$

Из этих соотношений простыми преобразованиями получаются уравнения, решая которые, можно осуществить пересчет: построить решение при известных a_- , a_+ , τ_-/τ_+ ,

$$\alpha_* = An_{e+} \sqrt{\frac{m}{2kT_+}} d, \quad \lambda = a_- n_{e-} \sqrt{T_-} / a_+ n_{e+} \sqrt{T_+} = J_{*-} / J_{*+} \quad (2.4)$$

$$n' u_x = F(\tau_-, n_-', \alpha) = \frac{\mu a_+}{2 \sqrt{\pi} [1 - \mu (1 - a_+)]}$$

$$\alpha = \alpha_* [1 - \mu (1 - a_+)]$$

$$\lambda = \frac{a_-}{a_+} n_-' \sqrt{\tau_-} [1 - (1 - a_+) \mu] - (1 - a_-) \mu = a_- \lambda^1 - (1 - a_-) \mu$$

где

$$\mu = \frac{n U_x}{J_{*+}} = \frac{n U_x 2 \sqrt{\pi}}{a_+ n_{e+} (2kT_+/m)^{1/2}}$$

λ^1 соответствует случаю $a_- = 1$.

Поступило 9 VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Кнаке С., Странский И. М. Механизм испарения. Усп. физ. н., 1959, т. 68, стр. 261.
2. Де Бур Я. Х. Динамический характер адсорбции. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
3. Кучеров Р. Л., Рикенгаз Л. З., Дулая Т. С. Кинетическая теория переконденсации при малой разности температур. Ж. техн. физ., 1962, т. 32, № 11.
4. Лабунцов Д. А., Муратова Т. М. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 5.
5. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
6. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
7. Коган М. Н., Макашев Н. К. О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций и в течениях с реакциями на поверхности. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 6.
8. Hamel V. V. The kinetic model for binary gas mixture. Phys. Fluids, 1964, vol. 8, p. 418.
9. Paul V. Compilation of evaporation coefficients. ARS Journal, 1962, vol. 32, No. 9.