

УДК 533.6.011:534.182

© 1996 г. С.П. Баканов, В.И. Ролдугин

**ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА НА ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ
ДЛЯ РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ**

В рамках феноменологического подхода дается расчет производства энтропии на межфазной поверхности жидкость–бинарная паро–газовая смесь. Рассмотрение ограничено случаем течения смеси около слабо искривленной поверхности, радиус кривизны которой много больше длины свободного пробега газовых молекул. Принимается во внимание наличие вблизи межфазной поверхности кинетических пограничных слоев, в которых осуществляется перенос массы, импульса и энергии. На основе полученного производства энтропии построена система феноменологических уравнений для скалярных, векторных и тензорных поверхностных потоков и сил. Обсуждаются новые эффекты, вытекающие из найденных соотношений неравновесной термодинамики.

В большинстве случаев при рассмотрении течений разреженных газов главную роль играют поправочные слагаемые в граничных условиях [1], уравнения же гидрогазодинамики можно сохранить в классическом виде, например, в приближении Навье – Стокса [2]. Для течений разреженных газов характерно наличие вблизи поверхности раздела фаз граничного (кнудсеновского) слоя, внутри которого уравнения гидрогазодинамики неприменимы, и для описания неравновесного состояния необходимо использовать кинетическое уравнение Больцмана.

В случае поверхности произвольной формы кинетическое описание течений газа наталкивается на значительные вычислительные трудности, поскольку задача становится неоднородной. Расчеты для слабо искривленной межфазной поверхности, на которой может происходить фазовый переход, были проведены в [3, 4], но лишь для модельного кинетического уравнения и при полной аккомодации молекул однокомпонентного газа. Следует отметить, что даже при решении задач обтекания на уровне уравнения Больцмана не всегда можно дать четкое количественное описание тех или иных явлений, что связано с отсутствием в большинстве случаев информации о характере взаимодействия газа с обтекаемыми поверхностями.

Выявить основные закономерности протекания неравновесных процессов у межфазных поверхностях позволяют и другие, отличные от кинетического способы построения граничных условий для разреженного газа. Удобным с этой точки зрения является метод термодинамики необратимых процессов [5–12], позволяющий получить искомые граничные условия в виде системы феноменологических уравнений. Конечно, кинетические коэффициенты, входящие в построенные указанным способом граничные условия, можно вычислить лишь путем решения кинетического уравнения (либо найти из опыта). Однако, как показывает анализ, расчет большинства из них можно проводить, решая одномерную задачу.

Ниже методами термодинамики необратимых процессов получены граничные условия для бинарной смеси газов на поверхности конденсированной фазы, где один из компонентов может испытывать фазовый переход.

1. Уравнения баланса. Пусть $\Phi_e(\mathbf{r})$ – некоторая, вообще говоря, тензорная, макроскопическая характеристика состояния газа. Представим ее в виде суммы двух функций: $\Psi_e(\mathbf{r})$, удовлетворяющей уравнениям гидродинамики в приближении Навье – Стокса во всей области значений координат \mathbf{r} вплоть до границы (для нее и будем

получать граничные условия), и $\Psi^{(Kn)}(\mathbf{r})$, обращаясь в нуль за пределами слоя Кнудсена:

$$\Phi_e(\mathbf{r}) = \Psi_e(\mathbf{r}) + \Psi^{(Kn)}(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

На поверхности раздела фаз Σ выполняется условие

$$\Phi_{en}|_{\Sigma} = \Phi_{in}|_{\Sigma}$$

(индекс e относится к газу, i – к конденсированной фазе, n означает нормальную к поверхности компоненту векторной или тензорной характеристики). Будем считать, что конденсированная фаза описывается уравнениями гидродинамики, т.е. $\Phi_i(\mathbf{r}) = \Psi_i(\mathbf{r})$. Тогда

$$(\Psi_{en} - \Phi_{in})|_{\Sigma} = -\Psi_n^{(Kn)}|_{\Sigma} \quad (1.2)$$

Возьмем дивергенцию от обеих частей равенства (1.1). В стационарном случае согласно закону сохранения для Φ и Ψ имеем $\text{div } \Psi^{(Kn)} = 0$. Записав это уравнение в системе координат x, τ , где x – нормальная к поверхности ось, τ – двумерный вектор тангенциальных к поверхности координат, проинтегрировав по x от 0 до ∞ и учитывая свойства функции $\Psi^{(Kn)}$, а также (1.2), имеем граничное условие для нормальной компоненты произвольной функции $\Psi_e(\mathbf{r})$

$$(\Psi_{en} - \Phi_{in})|_{\Sigma} = -\frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^{\infty} \Psi_{\tau}^{(Kn)} dx \quad (1.3)$$

Рассмотрим примеры. Пусть неоднородная по температуре и составу бинарная газовая смесь обтекает некоторую поверхность произвольной формы. Приведем вывод уравнения баланса массы, импульса и энергии на границе раздела фаз, когда по крайней мере один из компонентов смеси, обтекающей конденсированную фазу, может испытывать на этой поверхности фазовый переход.

Пусть $\Phi = \rho v$ – плотность потока массы среды плотностью ρ , движущейся со скоростью v . Тогда из уравнения (1.3) получаем для среднemasсовой скорости газа v_e граничное условие

$$\left(v_{en} - \frac{\rho_i v_{in}}{\rho_e} \right) \Big|_{\Sigma} = -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial J^{(m)}}{\partial \tau} \quad \left(J^{(m)} = \int_0^{\infty} \rho v^{(Kn)} dx \right) \quad (1.4)$$

где $J^{(m)}$ – локализованный в слое Кнудсена поток массы, $\rho_i v_{in}$ – плотность потока массы конденсированной фазы через поверхность раздела фаз (скорость испарения или конденсации).

Считая для определенности, что плотная фаза образована молекулами первого компонента, а ее поверхность непроницаема для молекул второго компонента, аналогично получаем граничные условия для скоростей компонентов смеси

$$\left(v_n^{(1)} - \frac{\rho_i v_{in}}{\rho_1} \right) \Big|_{\Sigma} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial J^{(1)}}{\partial \tau}, \quad v_n^{(2)}|_{\Sigma} = -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial J^{(2)}}{\partial \tau} \quad (1.5)$$

где $v^{(j)}$ и ρ_j – средняя скорость и плотность j -го компонента, $J^{(j)}$ – поток его массы, локализованный в слое Кнудсена.

Пусть теперь $\Phi = P_{kl} = p\delta_{kl} - \sigma_{kl}$ – плотность потока импульса, где σ_{kl} – тензор вязких напряжений, p – давление. Имеем

$$(P_{nl} - P_{nl}^{(i)})_{\Sigma} = \partial \Pi_{\tau l} / \partial \tau \quad (1.6)$$

где $\Pi_{\tau l}$ – поток импульса в слое Кнудсена.

Пусть, наконец, $\Phi = I^{(e)}$ – плотность потока энергии, тогда

$$(I_{en}^{(e)} - I_{in}^{(e)})_{\Sigma} = -\partial J^{(e)} / \partial \tau \quad (1.7)$$

где $J^{(e)}$ – кнудсеновский поток энергии.

Преобразуем равенство (1.7) к более удобному виду. Для этого раскроем выражение для потоков энергии в газе и конденсированной фазе. Согласно определению [13], поток энергии в объемной (жидкой или газовой) фазе равен

$$I_k^{(e)} = q_k + \rho h v_k - \sigma_{kl} v_l \quad (1.8)$$

Здесь h – энтальпия единицы массы, q – плотность потока тепла.

Подставим (1.8) в (1.7), учтя при этом соотношение $h_s - h_i = L$, где h_s – энтальпия единицы массы насыщенного пара, L – удельная теплота фазового перехода. Получим

$$[q_n - q_{in} + \rho_e v_{en} h_e - \sigma_{nl} v_{el} + \sigma_{i,nl} v_{il} - \rho_i h_s v_{in} + \rho_i v_{in} L]_{\Sigma} = -\partial J^{(e)} / \partial \tau \quad (1.9)$$

2. Производство энтропии на поверхности раздела фаз. Равенства (1.4)–(1.7) представляют собой четыре первых граничных условия для макрохарактеристик газовой смеси, удовлетворяющих вдали от поверхности раздела фаз уравнениям гидродинамики. Для получения недостающих граничных условий и замыкания уже полученных, т.е. установления связей между потоками в слое Кнудсена $J^{(m)}$, $J^{(j)}$, $\Pi_{\alpha l}$ и $J^{(e)}$ и макрохарактеристиками газа, обратимся к представлениям термодинамики необратимых процессов. С этой целью вычислим производство энтропии ΔS на границе раздела фаз. В соответствии с уравнением непрерывности для энтропии имеем для межфазного производства энтропии

$$\Delta S_{\Sigma} = \int (I_e^{(S)} - I_i^{(S)})_n d\Sigma \quad (2.1)$$

где $I_e^{(S)}$ и $I_i^{(S)}$ – соответственно потоки энтропии в газе и конденсированной фазе. Для последнего принимаем обычное классическое выражение

$$I_i^{(S)} = \mathbf{q}_i / T_i + \mathbf{v}_i S_i \quad (2.2)$$

S_i – энтропия единицы объема жидкой фазы, T_i – ее температура. Воспользуемся также известными термодинамическими равенствами [13] и запишем

$$\frac{S_i}{\rho_i} = \frac{h_i - \mu_i}{T_i} = \frac{h_s - \mu_s}{T_i} - \frac{L}{T_i} = \frac{S_s}{\rho_s} - \frac{L}{T_i} \quad (2.3)$$

где h_i и μ_i – энтальпия и химический потенциал единицы массы жидкости. В условиях термодинамического равновесия $\mu_i = \mu_s$ (μ_s – химический потенциал, S_s и ρ_s – энтропия и плотность насыщенного пара).

Можно показать, что поток энтропии в газе в рассматриваемом приближении следует вычислять с учетом некоторых барнеттовских слагаемых [6–12]. Расчет для бинарной смеси газов [10] приводит к выражению

$$I_{en}^{(S)} = \frac{q_{en}}{T_e} - k(v^{(1)} - v^{(2)})_n \frac{n_1 n_2}{\rho_e} (m_2 \ln C_1 - m_1 \ln C_2) - v_{en} \sum_{j=1}^2 \frac{p_j}{T_e} \left(\ln C_j - \frac{3}{2} \right) + \frac{f}{T_e} (v^{(1)} - v^{(2)})_{\alpha} \sigma_{\alpha n} + \frac{g}{p T_e} I_{\alpha} \sigma_{\alpha n} \quad (2.4)$$

$$n_e = \sum_j n_j, \quad p = \sum_j p_j, \quad C_j = n_j^4 e / (2\pi \rho_j p_j)^{3/2}$$

Здесь n_j – число частиц j -го сорта в единице объема газа, p_j – парциальные давления

компонентов, f и g – некоторые функции параметров смеси (см. [13, 14], m_j – масса молекул j -го сорта,

$$\mathbf{I} = \mathbf{q}_e - \frac{5}{2} p \frac{m_2 - m_1}{\rho_e} \frac{n_1 n_2}{n_e} (\mathbf{v}^{(1)} - \mathbf{v}^{(2)}) \quad (2.5)$$

Подставив (2.4) в формулу (2.1), используя уравнение баланса (1.3), а также равенства

$$h_e = \frac{5}{2} \frac{p}{\rho_e}, \quad h_s = \frac{5}{2} \frac{p_s}{\rho_s}$$

где p_s – давление насыщенного пара, получаем

$$\Delta S = \int d\Sigma \left(\sum_k \sum_m X_m^{(k)} I_m^{(k)} \right) \quad (2.6)$$

где введены следующие обозначения для термодинамических сил:

$$X_1^{(0)} = \frac{1}{2} (\mathbf{q}_i + \mathbf{I} - \rho_i \mathbf{v}_i L)_n, \quad X_2^{(0)} = \frac{\rho_i v_{in}}{\rho_i T_e}, \quad X_3^{(0)} = -\frac{\text{div}_\tau \mathbf{v}_{\tau i}}{T_i}$$

$$\mathbf{X}_1^{(1)} = \boldsymbol{\sigma}_{\tau n}, \quad \mathbf{X}_2^{(1)} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_e} + \frac{g}{p T_e} \sigma_{nn} \right) \quad (2.7)$$

$$\mathbf{X}_3^{(1)} = -\frac{1}{T_e} \frac{\partial}{\partial \tau} p_{nn}, \quad \mathbf{X}_4^{(1)} = -\frac{p}{T_e} \left(\mathbf{d}_\tau - \frac{f}{p} \frac{\partial}{\partial \tau} \sigma_{nn} \right)$$

$$\mathbf{X}_5^{(1)} = -\frac{1}{T_i} \frac{\partial}{\partial \tau} \overline{v_{i\tau}}, \quad \mathbf{X}_1^{(2)} = -\frac{1}{T_i} \frac{\partial}{\partial \tau} v_{in}$$

и для потоков

$$I_1^{(0)} = \frac{1}{T_e} - \frac{1}{T_i} + \frac{g}{p T_e} \sigma_{nn}$$

$$I_2^{(0)} = p_s - p_i + \sigma_{nn} \left(f + \frac{\rho_i}{\rho_e} \right) + \frac{\rho_i}{\rho_i} (p - p_i - \sigma_{nn})$$

$$I_3^{(0)} = -\frac{1}{2} \text{Sp } \Pi_{\tau\tau} \quad (2.8)$$

$$\mathbf{I}_1^{(1)} = \frac{1}{T_e} \left[\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i + \frac{g}{p} \mathbf{I} + f (\mathbf{v}^{(1)} - \mathbf{v}^{(2)}) \right]_\tau$$

$$\mathbf{I}_2^{(1)} = -\mathbf{J}, \quad \mathbf{I}_3^{(1)} = \frac{\mathbf{J}^{(m)}}{\rho}, \quad \mathbf{I}_4^{(1)} = \mathbf{J}^{(v)}, \quad \mathbf{I}_5^{(1)} = \Pi_{\tau n}$$

$$\mathbf{I}_1^{(2)} = \Pi_{\tau\tau} - p \delta_{\tau\tau}$$

Здесь

$$\mathbf{J}_\tau = \mathbf{J}_\tau^{(e)} - \frac{5}{2} p \left(\frac{m_2 - m_1}{\rho_e} \cdot \frac{n_1 n_2}{n} \mathbf{J}_\tau^{(v)} + \frac{\mathbf{J}_\tau^{(m)}}{\rho_e} \right)$$

$$\mathbf{J}_\tau^{(v)} = \frac{\mathbf{J}^{(1)}}{\rho_1} - \frac{\mathbf{J}^{(2)}}{\rho_2}$$

Скобка $\overline{\quad}$ означает бесследовый тензор.

Таким образом, можем записать, принимая во внимание тензорные размерности потоков и сил, три системы феноменологических уравнений

$$I_k^{(0)} = \sum_i \Lambda_{ki} X_i^{(0)}, \quad i, k = 1, 2, 3 \quad (2.10)$$

$$I_p^{(1)} = \sum_q L_{pq} X_q, \quad p, q = 1-5 \quad (2.11)$$

$$I_1^{(2)} = \lambda X_1^{(2)} \quad (2.12)$$

Коэффициенты Λ_{ki} и L_{pq} обладают свойством симметрии: $\Lambda_{ki} = \Lambda_{ik}$, $L_{pq} = L_{qp}$. Уравнения (2.10) для $k = 1, 2$ и (2.11) для $p = 1$ являются дополнительными к (1.4)–(1.8) граничными условиями, описывающими скачки температур и давления насыщенного пара на поверхности фазового перехода и скольжение смеси. Остальные уравнения (2.10) замыкают систему (1.4)–(1.8), т.е. выражают входящие в нее кнудсеновские потоки через производные макрохарактеристик газа и жидкости.

Отметим, что учет фазового перехода и подвижности жидкой фазы привел не только к количественному, но и качественному изменению граничных условий: в них появились тензорные характеристики, которых не было в случае твердых поверхностей [6–12, 15–17].

3. Обсуждение результатов. Учет фазового перехода приводит к появлению ряда новых эффектов в граничных условиях. Так наряду со скачком температуры появляется и скачок давления пара (частично этот эффект в рамках методов неравновесной термодинамики рассматривался ранее и подробно обсуждался [18]). В отличие от рассматриваемых ранее приближений формулы (1.10)–(1.12) показывают, что скачки давления и температуры определяются не только потоками массы и тепла, но и нормальной компонентой потока импульса, а также скоростью деформации поверхности конденсированной фазы ($X_5^{(1)}$ формулы (2.7)). Движение конденсированной фазы вызывает также появление напряжений в слое Кнудсена и неизвестный ранее вид скольжения газа у поверхности фазового перехода. Физическая природа новых граничных эффектов достаточно очевидна: при наличии сложного движения поверхности вылетающие с нее молекулы имеют распределение по скоростям, отличное от максвелловского. Релаксация этого распределения к объемному осуществляется в слое Кнудсена и вызывает дополнительные напряжения в кинетическом граничном слое, порождая эффекты скольжения и скачка, в отсутствие других неоднородностей в газе. Эти эффекты, насколько известно авторам, в литературе до сих пор не обсуждались. Правда даже отмечалось [15], что неоднородность скорости испарения порождает скачок импульса на поверхности раздела фаз.

Граничные условия (2.10)–(2.12) могут быть использованы при рассмотрении движения капель в неоднородной паро-газовой смеси или газовых пузырьков в неоднородных жидкостях, особенно при наличии на межфазных границах поверхностно-активных веществ. Это связано с тем, что слой молекул ПАВ подавляет перенос массы. Поэтому даже в условиях малости длины свободного пробега по сравнению с радиусом кривизны межфазной поверхности испарение происходит в кинетическом режиме (см., например, [19]). Такое изменение режима испарения сопровождается усилением роли рассмотренных выше эффектов. Слои ПАВ могут также вызывать неоднородное движение жидкости и перемещаться по жидкой поверхности со значительными скоростями даже при высокой вязкости несущей жидкости. Оба эти явления также могут заметно усилить проявление предсказанных выше эффектов на межфазной поверхности. Конкретные оценки, однако, могут быть получены после определения величин кинетических коэффициентов. Расчет последних выходит за рамки данной статьи.

4. Приложение. Рассмотрим вопрос о вкладах в производство энтропии (2.6). Это необходимо в связи с тем, что величину ΔS_{Σ} иногда отождествляют [15] с производством энтропии при столкновениях молекул с граничными поверхностями, а также ошибочно утверждают [16], что она не содержит слагаемых, описывающих производство энтропии в слое Кнудсена. Для случая простого газа и плоских твердых поверхностей обтекания этот вопрос достаточно подробно обсуждался [11, 17] на кинетическом уровне. В случае газовой смеси и при наличии фазового перехода на поверхности удобнее воспользоваться феноменологическим подходом.

Запишем уравнение баланса энтропии в стационарном случае в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{I}_t^{(S)} = \Delta S_t \quad (4.1)$$

где $\mathbf{I}_t^{(S)}$ и ΔS_t – точные значения потока и производства энтропии. Разобьем эти величины на две составляющие – гидродинамическую и кнудсеновскую, для каждой из которых справедливо свое уравнение баланса

$$\operatorname{div} \mathbf{I}_e^{(S)} = \Delta S_e, \quad \operatorname{div} \mathbf{I}_{\text{Kn}}^{(S)} = \Delta S_{\text{Kn}} \quad (4.2)$$

Проинтегрируем второе уравнение (4.2) по нормали к поверхности. Учитывая, что $\mathbf{I}_{\text{Kn}}^{(S)}$ стремится к нулю вдали от поверхности, имеем

$$I_{\text{Kn},n}^{(S)}|_{\Sigma} = - \int_0^{\infty} \Delta S_{\text{Kn}} dx + \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^{\infty} \mathbf{I}_{\text{Kn},\tau}^{(S)} dx \quad (4.3)$$

Разность между нормальными составляющими потока энтропии внутри твердого тела и точного потока энтропии в газе определяется производством энтропии ΔS_w , связанным со столкновениями молекул с граничной поверхностью: $I_{t,n}^{(S)} - I_{in}^{(S)} = \Delta S_w$. Величина же $I_{in}^{(S)}$ есть сумма гидродинамического $I_{en}^{(S)}$ и кнудсеновского $I_{\text{Kn},n}^{(S)}$ потоков энтропии.

Воспользовавшись равенством (4.3), можно получить для разности между гидродинамическими потоками энтропии в газе и внутри твердого тела выражение

$$I_{en}^{(S)} - I_{in}^{(S)} = \Delta S_w + \int_0^{\infty} \Delta S_{\text{Kn}} dx - \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^{\infty} \mathbf{I}_{\text{Kn},\tau}^{(S)} dx$$

Проинтегрированная по поверхности разность гидродинамических потоков энтропии вне и внутри твердого тела, по определению, есть производство энтропии на границе раздела фаз, т.е.

$$\Delta S = \int (I_{en}^{(S)} - I_{in}^{(S)}) d\Sigma = \int \left[\Delta S_w + \int_0^{\infty} \Delta S_{\text{Kn}} dx \right] d\Sigma \quad (4.4)$$

(опускаем слагаемое, обращающееся при интегрировании в нуль).

Таким образом, производство энтропии определяется двумя слагаемыми – производством энтропии при столкновениях молекул с обтекаемой поверхностью ΔS_w и производством энтропии в слое Кнудсена в газе вблизи поверхности раздела фаз.

Сравнение формул (4.4) и (2.6) показывает, что слагаемые с $I_1^{(0)}$, $X_1^{(0)}$, $I_2^{(0)}$, $X_2^{(0)}$ и $I_1^{(1)}$, $X_1^{(1)}$ в (2.6) обусловлены производством энтропии при столкновениях молекул с поверхностью, а остальные – производством энтропии при межмолекулярных столкновениях в слое Кнудсена.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (М 24000) и Российского фонда фундаментальных исследований (95-03-08092).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1978. 527 с.
2. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
3. Sone Y. Kinetic theory of evaporation and condensation. Linear and nonlinear problems // J. Phys. Soc. Japan. 1978. V. 45. N 1. P. 315–320.
4. Onishi Y., Sone Y. Kinetic theory of slightly strong evaporation-hydrodynamic equation and slip boundary conditions for finite Reynolds number // J. Phys. Soc. Japan. 1979. V. 47. N 5. P. 1676–1685.
5. Vestner H., Waldmann L. On the theory of boundary conditions // Physica. 1975. V. 80A. N 6. P. 523–549.
6. Vestner H., Kübel L., Waldmann L. Higher-order hydrodynamics and boundary conditions // Nuovo Cimento. Ser. B. 1975. V. 25B. P. 405–412.
7. Баканов С.П., Ролдугин В.И. О двух методах построения теории термофореза крупных аэрозольных частиц // Коллоид. журн. 1977. Т. 39. № 6. С. 1027–1038.
8. Баканов С.П., Ролдугин В.И. Диффузиофорез в газах // Коллоид. журн. 1980. Т. 42. № 6. С. 1043–1050.
9. Баканов С.П., Ролдугин В.И. К проблеме граничных условий в динамике разреженного газа // Динамика разреженного газа: тр. 6-й Всесоюз. конф. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1980. Т. 1. С. 37–41.
10. Bakanov S.P., Roldughin V.I. Diffusiophoresis in gases // J. Aerosol Sci. and Technol. 1987. V. 7. N 3. P. 249–255.
11. Kušcer I. Irreversible thermodynamics of rarefied gases // Physica. 1985. V. 133A. N 3. P. 397–412.
12. Roldughin V.I. Non-equilibrium thermodynamics of boundary conditions for slightly rarefied gases // J. Non-Equilib. Thermodyn. 1991. V. 16. N 1. P. 13–26.
13. Гроот С. де, Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 456 с.
14. Шавалиев М.Ш. Явления переноса в барнетовском приближении в многокомпонентных газовых смесях // Известия АН СССР. МЖГ. 1974. № 1. С. 126–137.
15. Waldmann L., Vestner H. On the theory of boundary conditions // Physica. 1975. V. 80A. N 3. P. 523–549.
16. Поддоскин А.Б., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. К вопросу о термофорезе умеренно крупных аэрозольных частиц // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 1. С. 158–161.
17. Zhdanov V.M., Roldughin V.I. The moment method and rarefied gas flow in channels. General relations // Physica. 1992. V. 184A. N 1/2. С. 169–186.
18. Bedeaux D., Hermans L.J.F., Ytrehus T. Slow evaporation and condensation // Physica. 1990. V. 169A. N 2. P. 263–280.
19. Дерягин Б.В., Баканов С.П., Кургин Ю.С. Кинетика испарения жидких капель, покрытых нерастворимой пленкой постороннего вещества // Коллоид. журн. 1961. Т. 23. N 3. С. 262–271.

Москва

Поступила в редакцию
28.IX.1995