МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 5 • 1982

УДК 533.6.011

О ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ДЛЯ УРАВНЕНИЙ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ БИНАРНОЙ СМЕСИ С СУЩЕСТВЕННО РАЗНЫМИ МАССАМИ КОМПОНЕНТ

НОСИК В. И.

Рассмотрена задача о «граничных условиях» для уравнений двухтемпературной газодинамики для бинарной смеси с существенно разными массами при $(m/M)^{1/2}\sim$ $\sim\mathrm{Kn}\ll 1$ (Kn – число Кнудсена, m – масса легких молекул, M – масса тяжелых молекул). Установлена структура течения при скоростях легкой и тяжелой компонент порядка скорости звука тяжелой компоненты. Исследован вопрос о постановке граничных условий для уравнений газодинамики. Показано, что единственной замкнутой теорией погранслоя является теория Прандтля, учитывающая члены порядка $\mathrm{Kn}^{1/2}$.

1. В работах [1, 2] получены в приближении Навье — Стокса следующие уравнения двухтемпературной газодинамики для бинарной смеси газов с различными массами молекул при сравнимых сечениях взаимодействия:

$$\frac{DN}{Dt}+N\frac{\partial V_i}{\partial x_i}=0,\qquad \frac{D}{Dt}\equiv\frac{\partial}{\partial t}+V_i\frac{\partial}{\partial x_i}\tag{1.1}$$

$$R\frac{DV_i}{Dt}+\frac{\partial P}{\partial x_i}+\frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j}+\frac{\partial p}{\partial x_i}=0,\qquad R=MN$$

$$\frac{3}{2}kN\frac{DT_M}{Dt}+(P\delta_{ij}+P_{ij})\frac{\partial V_i}{\partial x_j}+\frac{\partial Q_i}{\partial x_i}=E$$

$$\frac{Dn}{Dt}+n\frac{\partial V_i}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_i}(nv_i)=0$$

$$\frac{3}{2}kn\frac{DT_m}{Dt}+p\frac{\partial V_i}{\partial x_i}+\frac{\partial q_i}{\partial x_i}-\frac{3}{2}kT_m\frac{\partial(nv_i)}{\partial x_i}=-E$$

$$v_i=-D_{12}\left(\frac{\partial\ln p}{\partial x_i}+k_T\frac{\partial\ln T_m}{\partial x_i}\right)+O(\varepsilon^2)V,\qquad \varepsilon=\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2}$$

$$q_i=nkT_mv_i\left(\frac{5}{2}-k_T\right)-\lambda\frac{\partial T_m}{\partial x_i}+O(\varepsilon^2)pV$$

$$\lambda=-\frac{5k^2T_m}{2m}(a_1-k_Td_1),\qquad E=16nNk(T_m-T_M)\varepsilon^2\Omega_{12}^{(1)}\tag{1}$$

Здесь n, T_m, v_m — числовая плотность, температура и скорость легкой компоненты; N, T_M, V — числовая плотность, температура и скорость тяжелой компоненты (V с точностью до $O(\varepsilon^2)$ равна среднемассовой скорости смеси); P и p — давление тяжелого и легкого газа; P_{ij} и p_{ij} — бездивергентные тензоры напряжений тяжелого и легкого газа; Q_i и q_i — тепловые потоки; v_i — скорость диффузии легкого газа. Для P_{ij} и Q_i справедливы те же выражения, что и для простого газа; $p_{ij}\sim\varepsilon^2 p$ и в уравнениях Навье – Стокса не учитываются; коэффициенты D_{12}, k_T, a_1, d_1 вычислены в [1], функция $\Omega_{12}^{(1)}(1)$ определена в [1, 3].

При выводе уравнений (1.1) делались следующие предположения относительно порядков характерных величин, описывающих бинарную систему:

$$\varepsilon\sim\mathrm{Kn}\ll 1, \quad n\sim N, \quad T_m\sim T_M, \quad V\sim v_m\sim(2kT_M/M)^{1/2}.$$

При этом оказывается, что $v\sim V$, $q\sim pV$, т. е. скорость диффузии и поток тепла легкого газа необходимо учитывать уже в уравнениях главного приближения для легкого газа.

Задача о «начальных условиях» для пространственно-однородного случая была рассмотрена в работе [4]. «Максвеллизация» легкого газа происходит за время $t_m\sim L(m/2kT)^{1/2}$ тяжелого – за время $t_M\sim t_m/\varepsilon$, время существования двухтемпературного режима порядка t_M/ε.

2. Следуя методике работ [5, 6], рассмотрим структуру течения в стационарном случае для тел умеренной кривизны и вдали от критических точек. С учетом того, что имеет место представление [2]

$$J(F,f)=\varepsilon J_1(F,f)+\varepsilon^2 J_2(F,f)+\ldots, \qquad J(f,F)=NJ_0(f)+\varepsilon^2 J_2(f,F)+\ldots$$

$$J_0(f)=\int(f(\boldsymbol{\tau})-f(\mathbf{c}))cb\,db\,d\varepsilon, \qquad \boldsymbol{\tau}=\mathbf{c}-2\mathbf{k}(\mathbf{ck})$$

где F и f – функции распределения тяжелой и легкой компонент, J_0 – лоренцев интеграл, запишем уравнение Больцмана в рассматриваемом случае в безразмерном виде, опуская коэффициенты порядка единицы

$$\begin{aligned}\mathrm{Kn}\frac{dF}{dt}&=J(F,F)+J_1(F,f)+\varepsilon J_2(F,f)+\ldots,\\ \mathrm{Kn}\frac{df}{dt}&=J(f,f)+NJ_0(f)+\varepsilon^2 J_2(f,F)+\ldots\end{aligned} \tag{2.1}$$

Здесь $d/dt=\xi_i\partial/\partial x_i$, ξ_i – скорость молекулы.

Примем, что на бесконечности функции распределения F и f находятся в условиях глобального термодинамического равновесия

$$F|_{x=\infty}=N_\infty(2\pi kT_\infty/M)^{-3/2}\exp[-M(\boldsymbol{\xi}-\mathbf{V}_\infty)^2/(2kT_\infty)]$$

$$f|_{x=\infty}=n_\infty(2\pi kT_\infty/m)^{-3/2}\exp[-m(\boldsymbol{\xi}-\mathbf{V}_\infty)^2/(2kT_\infty)]$$

Граничные условия на поверхности тела запишем в виде

$$F(\mathbf{x}_w,\boldsymbol{\xi})|_{\xi_n>0}=\int\limits_{\xi_n'<0}F_i(\boldsymbol{\xi}')K_F(\mathbf{x}_w,\boldsymbol{\xi},\boldsymbol{\xi}')d\boldsymbol{\xi}'$$

$$f(\mathbf{x}_w,\boldsymbol{\xi})|_{\xi_n>0}=\int\limits_{\xi_n'<0}f_i(\boldsymbol{\xi}')K_f(\mathbf{x}_w,\boldsymbol{\xi},\boldsymbol{\xi}')d\boldsymbol{\xi}'$$

Будем искать решение уравнения Больцмана в виде

$$F=\sum_{l=0}^{\infty}\nu_l^F F^{(l)}, \qquad f=\sum_{l=0}^{\infty}\nu_l^f f^{(l)}, \qquad \nu_0^F=\nu_0^f=1$$

где $\nu_l^{F,f}=\nu_l^{F,f}(\mathrm{Kn})$ – некоторая асимптотическая последовательность.

Решениями уравнений (2.1) в главном приближении являются функции

$$F^{(0)}=F^{\circ}=N(2\pi kT_M/M)^{-3/2}\exp[-M(\xi-\mathrm{V})^2/(2kT_M)]$$

$$f^{(0)}=f^{\circ}=n(2\pi kT_m/m)^{-3/2}\exp[-m(\xi-\mathrm{V})^2/(2kT_m)]$$

с разными температурами, но одинаковыми скоростями. Однако скорости компонент в общем случае не равны друг другу, поэтому необходимо учесть следующий член в разложении для легкого газа. Аналогичный проведенному в [5] анализ показывает, что $\nu_1{}^f=\mathrm{Kn}$, при этом безразмерные v и q оказываются порядка единицы. Функция $f^{(1)}$ находится из уравнения

$$df^{\circ}/dt=2J(f^{\circ},\ f^{(1)})+NJ_0(f^{(1)}) \tag{2.2}$$

Очевидно, что с помощью F° и $(f^{\circ}+\mathrm{Kn}f^{(1)})$ удовлетворить граничным условиям для функций распределения нельзя, так как для системы (1.1) в главном приближении на теле должно быть задано три условия. Пусть на теле имеет место непротекание для каждой компоненты и задано условие для T_m. Тогда выбором параметров n_i и N_i, входящих в f_i и F_i, можно удовлетворить интегральному соотношению непротекания на стенке, но полученное решение для функций распределения тяжелой компоненты при таком распределении макропараметров не будет пригодно вплоть до стенки.

Введем пристеночный слой толщиной γ, в котором градиенты макропараметров тяжелого газа порядка γ^{-1}. Введем координаты: нормальную к поверхности $y_*=y/\gamma$ и тангенциальную τ, и будем искать решение уравнения Больцмана в виде

$$F_*=F^0+\mu_1{}^F F_*^{(1)}+\mu_2{}^F F_*^{(2)}+\ldots,\quad f_*=f^0+\mu_1{}^f f_*^{(1)}+\mu_2{}^f f_*^{(2)}+\ldots$$

где μ_i — некоторая асимптотическая последовательность. Тогда уравнение Больцмана примет вид

$$\begin{aligned}
&\mathrm{Kn}\left(\frac{1}{\gamma}\xi_y\frac{\partial F^0}{\partial y_*}+\frac{\mu_1{}^F}{\gamma}\xi_y\frac{\partial F_*^{(1)}}{\partial y_*}+\xi_\tau\frac{\partial F^0}{\partial\tau}+\ldots\right)=\ldots\\
&\mathrm{Kn}\left(\frac{1}{\gamma}\xi_y\frac{\partial f^0}{\partial y_*}+\frac{\mu_1{}^f}{\gamma}\xi_y\frac{\partial f_*^{(1)}}{\partial y_*}+\xi_\tau\frac{\partial f^0}{\partial\tau}+\ldots\right)=\ldots
\end{aligned} \tag{2.3}$$

Здесь ξ_y и ξ_τ — нормальная и тангенциальная составляющие скорости молекулы.

Согласно предположению, $\partial F/\partial y_*=O(1)$, $\partial f/\partial y_*=O(\gamma)$, поэтому отличный от прежнего результат получится при $\mu_1{}^F=\mathrm{Kn}/\gamma$, $\mu_2{}^F=(\mu_1{}^F)^2=\mathrm{Kn}$ (аналогично [5]), откуда $\mu_1{}^F=\gamma=\mathrm{Kn}^{1/2}$, т. е. толщина слоя равна $\mathrm{Kn}^{1/2}$. При этом $\mu_1{}^f=\mathrm{Kn}$. Для определения $f_*^{(1)}$ и $F_*^{(1)}$ имеем следующие уравнения:

$$\xi_y\frac{\partial F^{\circ}}{\partial y_*}=2J(F^{\circ},F_*^{(1)}),\quad \gamma^{-1}\xi_y\frac{\partial f^{\circ}}{\partial y_*}+\xi_\tau\frac{\partial f^{\circ}}{\partial\tau}=2J(f^{\circ},f_*^{(1)})+NJ_0(f_*^{(1)})$$

Отсюда видно, что для тяжелого газа получаются те же уравнения погранслоя, что и для однокомпонентного случая; уравнение для легкого газа — это уравнение (2.2), записанное в новых переменных.

Введение погранслоя для тяжелого газа позволяет поставить для уравнений сохранения тяжелого газа условия прилипания и таким образом удовлетворить граничным условиям для F_0. Граничным условиям удовлетворяет также и f_0 (с погрешностью Kn), так как $mV^2/2kT_m=O(\varepsilon^2)$.

Однако остаются нескорректированными $F_*^{(1)}$ и $f_*^{(1)}$. Для того чтобы эти функции удовлетворяли граничным условиям, введем новый слой толщины δ. Вводя $y^*=y/\delta$, будем искать решение уравнения Больцмана в виде

$$F^*=F^{*(0)}+\eta_1{}^F F^{*(1)}+\ldots,\qquad f^*=f^{*(0)}+\eta_1{}^f f^{*(1)}+\ldots$$

В этом случае уравнение Больцмана записывается в виде (2.3) с соответствующей заменой параметров γ, y_*, F°, $F_*^{(1)}$, $\mu_1{}^F$, $\mu_1{}^f$, f°, $f_*^{(1)}$ на δ, y^*, $F^{*(0)}$, $F^{*(1)}$, $\eta_1{}^F$, $\eta_1{}^f$, $f^{*(0)}$, $f^{*(1)}$ соответственно. Эти уравнения дают результат, отличный от полученного для погранслоя, в случае $\delta=\mathrm{Kn}$ и можно принять

$$F^{*(0)}=F^{\circ\circ}=N(x,\ 0,\ z)(2\pi kT_w/M)^{-3/2}\exp[-M\xi^2/(2kT_w)]$$

$$f^{*(0)}=f^{\circ\circ}=n(x,\ 0,\ z)(2\pi kT_w/m)^{-3/2}\exp[-m\xi^2/(2kT_w)]$$

где T_w — температура стенки. Из условий сращивания с внешним разложением имеем $\eta_1{}^F=\mathrm{Kn}^{1/2}$, $\eta_1{}^f=\mathrm{Kn}$. При этом для $F^{*(1)}$ и $f^{*(1)}$ получаем уравнения

$$\xi_y\partial F^{*(1)}/\partial y^*=2J(F^{\circ\circ},\ F^{*(1)}) \tag{2.4}$$

$$\xi_y\partial f^{*(1)}/\partial y^*+\xi_\tau\partial f^{\circ\circ}/\partial\tau=2J(f^{\circ\circ},\ f^{*(1)})+N(x,\ 0,\ z)J_0(f^{*(1)}) \tag{2.5}$$

Уравнение (2.4) имеет такой же вид, как для однокомпонентного газа при $\mathrm{Re}\gg1$, поэтому выражения для скачка температур и скорости скольжения тяжелого газа будут такими же, как и для однокомпонентного случая.

Будем искать решение уравнения (2.5) для плоской одномерной задачи модифицированным методом Максвелла [7]. Достаточно рассмотреть лишь задачу о скачке температур, так как для системы (1.1) не возникает необходимости ставить граничные условия прилипания для легкой компоненты и поэтому тангенциальная составляющая скорости получается из решения с граничными условиями непротекания и некоторым соотношением для T_m.

Уравнение (2.5) запишем в форме

$$\xi_y\partial\Phi_T/\partial y^*=L\Phi_T+L_1\Phi_T,\qquad f^{*(1)}=f^{\circ\circ}\Phi_T(y^*,\ \xi)$$

$$L\Phi_T=(f^{\circ\circ})^{-1}2J(f^{\circ\circ},\ f^{\circ\circ}\Phi_T),\qquad L_1\Phi_T=(f^{\circ\circ})^{-1}NJ_0(f^{\circ\circ}\Phi_T) \tag{2.6}$$

Примем, что граничные условия на стенке имеют вид

$$\Phi_T(0,\xi)|_{\xi_y>0}=A\Phi_T(0,\xi)=\int f^{00}(\xi')|\xi_y'|B(\xi,\xi')\Phi_T(0,\xi')\theta(-\xi_y')d\xi'$$

Здесь θ — функция Хэвисайда, $B(\xi,\ \xi')$ определяется свойствами граничащей с газом поверхности.

На внешней границе слоя Кнудсена имеем

$$\lim_{y^*\to\infty}\Phi_T=\Omega[T_a(0)T_w{}^{-1}-1]+[\Omega y^*+\xi_y\Phi_t(\xi)]T_w{}^{-1}\,\partial T_a/\partial y^*$$

$$\Omega=m\xi^2(2kT_w)^{-1}-{}^5/_2$$

где T_a — асимптотическое значение температуры, $\Phi_t(\xi)$ — внешнее решение, удовлетворяющее уравнению

$$\xi_y\Omega=L(\xi_y\Phi_t(\xi))+L_1(\xi_y\Phi_t(\xi))$$

Определим скалярное произведение

$$(\rho_1(y^*, \xi), \rho_2(y^*, \xi)) \equiv \int \rho_1(y^*, \xi) f^{00} \rho_2(y^*, \xi)\, d\xi$$

Аналогично [7], в данной задаче справедливы равенства

$$(\xi_y \Omega,\ \xi_y \Phi_t(\xi)) = -\lambda k^{-1}, \qquad (m\xi_y,\ \xi_y \Phi_t(\xi)) = 0$$

так как вследствие условий непротекания внутри слоя Кнудсена $v_y = O(\mathrm{Kn}) V_0$, где V_0 – характерное значение скорости вне слоя Кнудсена, λ определено в (1.1).

Умножая (2.6) на $f^{00}\Omega$ или на $f^{00}\xi_y\Phi_t$ и интегрируя по скоростям, вследствие самосопряженности L и L_1 получим

$$(\xi_y \Omega,\ \Phi_T(y^*, \xi)) = -\lambda k^{-1} T_w^{-1} \partial T_a(y^*)/\partial y^* \tag{2.7}$$

$$(\xi_y^2 \Phi_t(\xi),\ \Phi_T(y^*, \xi)) = -\lambda k^{-1} [T_a(0) T_w^{-1} - 1 + y^* T_w^{-1} \partial T_a(y^*)/\partial y^*]$$

Будем считать, что функция распределения отраженных молекул определяется как

$$\Phi_T(0, \xi)\,|_{\xi_y<0} = \Omega a_T + \xi_y \Phi_t(\xi) T_w^{-1} \partial T_a(y^*)/\partial y^*, \qquad a_T \neq T_a(0) T_w^{-1} - 1$$

Используя (2.7) при $y^* = 0$, получаем два уравнения для определения a_T и $T_a(0)$. Аналогично [7] находим

$$\frac{T_a(0) - T_w}{T_w} = \Bigg[(\xi_y^2 \Phi_t(\xi), \theta(\xi_y)[1-A]\xi_y \Phi_t(\xi)) + {} + \frac{\{\xi_y \Omega, \theta(\xi_y)[1-A]\xi_y \Phi_t(\xi)\}^2}{\{\xi_y \Omega, \theta(\xi_y)[1-A]\Omega\}} \Bigg] \frac{k}{\lambda T_w} \frac{\partial T_a}{\partial y^*}$$

Для максвелловских молекул и зеркально-диффузного отражения, т. е. при

$$A\Phi_T(0, \xi)\,|_{\xi_y>0} = (1-\alpha)\Phi_T(0, \xi_x, -\xi_y, \xi_z) + {} + \left(\frac{2\pi m}{T_w}\right)^{1/2} \frac{\alpha}{n} \int \theta(-\xi_y') f^{00}(\xi') |\xi_y'| \Phi_T(0, \xi)\, d\xi$$

имеем

$$\frac{T_a(0) - T_w}{T_w} = \frac{5}{8} \pi^{1/2} \frac{2-\alpha}{\alpha} (1 + 0{,}1621\alpha) l_t T_w^{-1} \frac{\partial T_a}{\partial y^*}, \qquad l_t = \frac{4}{5} \left(\frac{\lambda}{p}\right) \left(\frac{m T_w}{2k}\right)^{1/2}$$

Здесь λ определено в (1.1) и зависит от отношения концентраций тяжелой и легкой компонент. Таким образом, выражение для скачка температуры для легкой компоненты отличается от однокомпонентного случая только значением λ.

Никаких других слоев в рассматриваемом случае выделить нельзя.

3. Следуя методике [8], можно установить, к каким изменениям приводит учет скольжения и температурного скачка. Оценим ошибки, возникающие при решении уравнений Навье – Стокса со скольжением, ограничившись плоским случаем.

Рассмотрим уравнения сохранения в слое Кнудсена. Сделаем некоторые оценки. Внутри слоя Кнудсена $V_x \sim \mathrm{Kn}^{1/2}$, $\partial V_x/\partial x \sim \mathrm{Kn}^{1/2}$, откуда из уравнения неразрывности следует: $\partial V_y/\partial y \sim \partial V_x/\partial x \sim \mathrm{Kn}^{1/2}$, $V_y \sim \mathrm{Kn}^{3/2}$. Кроме того, $\partial V_x/\partial y \sim \mathrm{Kn}^{-1/2}$; $\partial T_m/\partial y \sim \mathrm{Kn}^{-1/2}$; $\partial T_m/\partial x \sim 1$; $P \sim 1$; P_{xx}, P_{yy}, $P_{xy} \sim \mathrm{Kn}^{1/2}$; $Q_y \sim \mathrm{Kn}^{1/2}$; $Q_x \sim \mathrm{Kn}$. Для легкого газа имеем: $v_x \sim 1$, $\partial v_x/\partial x \sim 1$, $\partial v_y/\partial y \sim \partial v_x/\partial x \sim 1$, откуда $v_y \sim \mathrm{Kn}$; $\partial v_x/\partial y \sim \mathrm{Kn}^{-1}$, $\partial T_m/\partial y \sim 1$, $\partial T_m/\partial x \sim 1$, $p \sim 1$, $p_{ij} \sim \mathrm{Kn}^2$, $q_i \sim 1$. Учитывая эти оценки, из уравнений сохранения (1.1) получаем

$$\partial p/\partial x + \partial P/\partial x + \partial P_{xy}/\partial y = O(\mathrm{Kn}^{1/2})$$

$$\partial P/\partial y=O(\mathrm{Kn}^{1/2}),\quad \partial p/\partial y=O(\mathrm{Kn})$$

$$P_{xy}\partial V_x/\partial y+\partial Q_y/\partial y-E=O(\mathrm{Kn}^{1/2})$$

$$\partial(nv_x)/\partial x+\partial(nv_y)/\partial y=O(\mathrm{Kn}^{1/2}),\quad \partial q_y/\partial y=O(\mathrm{Kn})$$

Видно, что P, p, $Q_y+V_xP_{xy}$, q_y изменяются поперек слоя Кнудсена на величины, по порядку величины не больше $\mathrm{Kn}^{3/2}$. Таким образом, при определении этих величин из уравнений Навье – Стокса со скольжением ошибки будут не больше, чем при отбрасывании барнеттовских членов [8]. Скорость скольжения и температурный скачок для тяжелого газа имеют порядок $\mathrm{Kn}^{1/2}$, поэтому получаем поправки порядка $\mathrm{Kn}^{1/2}$ к V_x и T_M и, следовательно, поправки порядка Kn в P_{xy} и Q_y. В то же время для легкого газа температурный скачок дает поправки к v_x, T_m и q_y порядка Kn.

Отсюда можно сделать вывод, что тепловые потоки с точностью $\mathrm{Kn}^{1/2}$ можно рассматривать в рамках «уравнений Эйлера», теория погранслоя Прандтля уточняет найденные тепловые потоки и дает тензор напряжений; учитывать скольжение и температурный скачок для легкого газа имеет смысл только для уточнения локальных значений, так как [8] эти поправки имеют тот же порядок, что и не учитываемые в рамках теории сплошной среды (вклад передней кромки и т. п.).

В заключение автор благодарит М. Н. Когана, Н. К. Макашева и Е. С. Асмолова за помощь в работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Галкин В. С.* Применение метода Чепмена – Энскога к случаю двухтемпературной бинарной смеси газов.– Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 6. с. 58–63.
2. *Галкин В. С.* К выводу уравнений двухтемпературной газодинамики модифицированным методом Чепмена – Энскога.– Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 1, с. 145–153.
3. *Чепмен С., Каулинг Т.* Математическая теория неоднородных газов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 510 с.
4. *Макашев Н. К., Бузыкин О. Г.* Многотемпературные процессы в химически реагирующих газовых смесях.– Уч. зап. ЦАГИ, 1981, т. 12, № 4, с. 75–84.
5. *Darrozés J.* Quelques aspects sur la résolution approchée des équations de Boltzmann pour un mélange binaire de gaz.– Recherche Aérospatiale, 1969, № 128, p. 49–57.
6. *Макашев Н. К.* О решении уравнения Больцмана в задачах обтекания тел в режиме сплошной среды.– Тр. ЦАГИ, 1976, вып. 1742, с. 70–90.
7. *Loyalka S. K.* Approximate method in the kinetic theory.– Phys. Fluids, 1971, v. 14, № 11, p. 2291–2294.
8. *Коган М. Н.* Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.

Москва

Поступила в редакцию
3.III.1981