

УДК 533.72

ГАЗОДИНАМИКА СЕЛЕКТИВНО ВОЗБУЖДЕННОГО ГАЗА

КОГАН М. Н.

Эффективное сечение столкновения возбужденной молекулы может отличаться от сечения столкновения невозбужденной молекулы. В [1, 2] обращено внимание на то, что при селективном по скоростям возбуждении это изменение сечений приводит к искажению функции распределения молекул по скоростям. Вследствие этого возникает целый ряд новых явлений, рассмотренных теоретически [1–5] и подтвержденных экспериментально [6–11]. Селективность возбуждения достигается благодаря эффекту Доплера при воздействии на газ электромагнитной волны. Можно подобрать частоту излучения и ширину линии таким образом, что будут возбуждаться лишь молекулы, имеющие составляющие скорости в направлении распространения излучения, которые лежат в заданном интервале.

В ряде работ выписаны кинетические уравнения и различные приближенные формы уравнений газодинамики, приспособленные для объяснения того или иного явления. Однако, как правило, форма интеграла столкновений либо не конкретизируется, либо представляется в столь общей форме, что используемые далее уравнения газодинамики строго не выводятся из предлагаемых кинетических уравнений, а получаются из дополнительных эвристических соображений.

В настоящей работе для описания движения селективно возбужденного газа предложены модельные кинетические уравнения и с их помощью построены уравнения газодинамики. Рассмотрена одномерная задача о передаче тепла между пластинами через селективно возбужденный газ. Найдены скачки температуры на границе фаз. Показано, что с помощью селективно возбужденного газа можно передать тепло от холодного тела к горячему.

1. Для выяснения основных закономерностей рассмотрим следующую модель. Возбуждаются молекулы, скорости которых вдоль оси x лежат в узком интервале $|\xi_x - \xi_{x0}| \leq \delta$. Возбужденные молекулы сталкиваются между собой и с невозбужденными молекулами с эффективным сечением $\omega\sigma$, где σ — сечение столкновения невозбужденных молекул. При столкновении с молекулами или стенкой возбуждение излучается или передается стенке.

Последнее предположение введено для того, чтобы в чистом виде выделить эффекты, вызванные деформацией функции распределения в результате изменения сечения столкновения селективно возбужденных молекул. Для этого необходимо, чтобы возбужденные молекулы не потеряли возбуждение до столкновения, например, из-за спонтанного излучения. Это условие, как правило, выполняется для не слишком разреженного газа. После столкновения энергия возбуждения может пойти по различным каналам в результате безызлучательных переходов с последующим спонтанным излучением или передачей энергии поступательным степеням свободы. Эти процессы хорошо изучены и приводят к появлению обычных добавок к потокам тепла и компонентам тензора напряжений, пропорциональных числу Кнудсена. Эти добавки, как будет показано ниже, меньше соответствующих величин, обусловленных деформацией функции распределения селективным возбуждением и в принятой модели исключены из рассмотрения.

Обозначим через f и f^* функции распределения невозбужденных и возбужденных молекул соответственно. Тогда можно записать следую-

щие модельные кинетические уравнения:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \xi_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = F - fn\sigma(1+\varepsilon) - \gamma n\sigma \left(f - \frac{g_1}{g_2} f^* \right), \quad \varepsilon = (\omega - 1)n^*n^{-1} \quad (1.1)$$

$$\frac{df^*}{dt} = \frac{\partial f^*}{\partial t} + \xi_i \frac{\partial f^*}{\partial x_i} = \gamma n\sigma \left(f - \frac{g_1}{g_2} f^* \right) - n\sigma\omega f^* \quad (1.2)$$

где n^* — числовая плотность возбужденных молекул; n — полное число молекул в единице объема; $\gamma n\sigma$ — величина, определяющая мощность источника возбуждаемых в единицу времени частиц (а следовательно, и стока невозбужденных частиц), пропорциональную интенсивности излучения и коэффициенту поглощения Эйнштейна; g_1 и g_2 — соответственно статистические веса нижнего и верхнего уровня ($g_2 \geq g_1$). Члены, содержащие статистические веса, учитывают дезактивацию молекул в результате вынужденных переходов. Вторые члены правых частей уравнений определяют убыль соответствующих частиц в результате столкновений. Величины γ и ω считаем порядка единицы. Вообще γ может быть функцией скоростей молекул ξ и координат, но для простоты положим, что $\gamma = \text{const}$ при $\xi_x \in \delta$ и $\gamma = 0$ во всем остальном скоростном пространстве вне δ , которое будем обозначать δ^* .

Уравнения (1.1) и (1.2) строятся по тому же принципу, что и для простого газа (см. [12, с. 74]), так что функция F есть наиболее вероятное распределение столкнувшихся молекул при заданных их числе, импульсе и поступательной энергии. Так как молекулы при столкновении теряют возбуждение, то после столкновения все молекулы не возбуждены и функция F входит лишь в уравнение (1.1). Поскольку возбуждение молекул происходит от внешнего источника и при столкновении излучается или отдается окружающим газ границам, то энергия возбуждения молекул не входит в баланс энергии поступательного движения молекул.

Функция F , удовлетворяющая указанным условиям, есть максвелловская функция

$$F = N(\pi^{-1}H)^{3/2} \exp \left\{ -H \sum_{i=1}^3 (\xi_i - P_i m^{-1} N^{-1})^2 \right\}$$

$$H = \frac{3}{4} Nm [E - P^2 (2mN)^{-1}]^{-1} \quad (1.3)$$

где m — масса молекулы, ξ — ее скорость, N — число столкнувшихся в единицу времени в единице объема молекул, P и E — их импульс и кинетическая энергия. При узком диапазоне δ скоростей возбуждения имеем $n^* \ll n$ и $\varepsilon \ll 1$. Пренебрегая членами порядка $O(\varepsilon^2)$, получаем

$$F = n^2 \sigma \hbar^3 e^{-hc^2} \left\{ 1 + \varepsilon \left[\frac{7}{2} - hc^2 + \left(hc^2 - \frac{3}{2} \right) \times \right. \right.$$

$$\left. \times \frac{T^*}{T} - \sum_{i=1}^3 2hc_i (u_i - u_i^*) \right] \} + O(\varepsilon^2) \quad (1.4)$$

$$h = m(2kT)^{-1}, \quad \hbar = \pi^{-1}h, \quad c = \xi - u.$$

Здесь k — постоянная Больцмана, u и T — макроскопическая скорость и температура газа (смеси возбужденных и невозбужденных молекул), u^* и T^* — те же величины для возбужденных молекул.

2. Для селективно возбужденного газа справедливы уравнения сохра-

нения для смеси возбужденных молекул [12]

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nu_j}{\partial x_j} &= 0, & \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= \frac{1}{nm} \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j} \\ \frac{3}{2} kn \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) &= -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} - P_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \\ P_{ij} &= m \int c_i c_j (f+f^*) d\xi, & q_i &= \frac{1}{2} m \int c_i c^2 (f+f^*) d\xi \end{aligned} \quad (2.1)$$

Эти уравнения отличаются от уравнений, обычно применяемых для газа с возбуждением внутренних степеней свободы молекул, тем, что здесь в уравнение энергии и определение q_i не входит энергия возбуждения молекул, так как, согласно принятой выше модели, последняя не дает вклада в баланс поступательной энергии (нет обмена между поступательной и внутренней энергией молекул).

Для замыкания уравнений (2.1) необходимо найти связь «лишних» переменных P_{ij} и q_i с газодинамическими переменными n, u, T .

Если в уравнениях (1.1), (1.2) перейти к безразмерной форме, отнеся все величины к их характерным значениям, то уравнения примут вид

$$\text{Kn} \frac{df}{dt} = F - n\sigma(1+\varepsilon)f - \gamma n\sigma \left(f - \frac{g_1}{g_2} f^* \right) \quad (2.2)$$

$$\text{Kn} \frac{df^*}{dt} = \gamma n\sigma \left(f - \frac{g_1}{g_2} f^* \right) - n\sigma\omega f^*, \quad \text{Kn} = \frac{\xi^\circ}{n^\circ \sigma^\circ L} \quad (2.3)$$

где Kn — число Кнудсена, n° и L — характерные плотность и размер течения, ξ° — характерная скорость молекул.

При $\text{Kn} \rightarrow 0$ и фиксированном ε можно строить, как обычно, решение в виде асимптотического ряда

$$f = f^{(0)} + \text{Kn} f^{(1)} + \dots, \quad f^* = f^{*(0)} + \text{Kn} f^{*(1)} + \dots \quad (2.4)$$

Тогда в нулевом (эйлеровском) приближении имеем

$$f^{(0)} = (\omega + g\gamma) [(n\sigma\Omega + \varepsilon)(\gamma g + \omega)]^{-1} F, \quad \Omega = \omega + \gamma(\omega + g), \quad g = g_1 g_2^{-1} \quad (2.5)$$

При $\xi_x \equiv \delta$

$$f^{(0)} = (\omega + g\gamma) \Omega^{-1} f_M + o(\varepsilon), \quad f_M = n \hbar^{-1/2} \exp(-hc^2) \quad f^{*(0)} = \gamma \Omega^{-1} f_M + o(\varepsilon) \quad (2.6)$$

где f_M — распределение Максвелла. В области δ функции f и f^* могут измениться на свою величину при сколь угодно малом δ и ε . Тогда из определения этих величин следует

$$\begin{aligned} n^* &= \gamma \Omega^{-1} n \hbar^{-1/2} \delta \exp(-hc_{x0}^2), & u_x^* &= \xi_{x0}, & u_y^* &= u_y, & c_{x0} &= \xi_{x0} - u_x \\ u_z^* &= u_z, & T^* &= \frac{2}{3} T + \frac{mc_{x0}^2}{3k}, & \varepsilon_0 &= (\omega - 1) \frac{n^*}{n} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Подставляя эти значения в (1.4), имеем

$$F = n\sigma f_M \left\{ 1 + \varepsilon_0 \left[\frac{5}{2} - hc_{x0}^2 - \frac{1}{3} hc^2 (1 - 2hc_{x0}^2) + 2hc_x c_{x0} \right] \right\} + o(\varepsilon^2) \quad (2.8)$$

и для $f^{(0)}$ вне δ , где $\gamma = 0$, получаем

$$f^{(0)} = f_M \left\{ 1 + \varepsilon_0 \left[\frac{3}{2} - hc_{x0}^2 - \frac{1}{3} hc^2 (1 - hc_{x0}^2) + 2hc_x c_{x0} \right] \right\} + o(\varepsilon_0^2) \quad (2.9)$$

Подставляя (2.6) и (2.9) в определения P_{ij} и q_i , получим

$$P_{xx}^{(0)} = p \left[1 + \frac{2}{3} \varepsilon_0 (1 - 2hc_{x_0}^2) \right], \quad P_{yy}^{(0)} = P_{zz}^{(0)} = p \left[1 - \frac{1}{3} \varepsilon_0 (1 - 2hc_{x_0}^2) \right] \quad (2.10)$$

$$P_{xy}^{(0)} = P_{xz}^{(0)} = P_{yz}^{(0)} = 0; \quad p = knT$$

$$q_x^{(0)} = \varepsilon_0 \frac{3}{2} pc_{x_0} \left[1 - \frac{2}{3} hc_{x_0}^2 \right], \quad q_y^{(0)} = q_z^{(0)} = 0$$

Таким образом, уже в эйлеровском приближении, т. е. в газе без вязкости и теплопроводности, имеют место поток тепла и анизотропный тензор напряжений. Так как, по предположению, $\varepsilon_0 \gg Kn$, то указанные поток тепла и напряжения могут быть много больше соответственно потока тепла, обусловленного теплопроводностью, и вязких напряжений. Для возбуждения покоящегося газа ($\mathbf{u}=0$) из другой модели выражения, аналогичные (2.10), получены в [2].

В следующем приближении по числу Кнудсена, пренебрегая членами порядка $\varepsilon_0 Kn$, получим обычные вязкие напряжения и потоки тепла, пропорциональные Kn и градиентам от газодинамических величин. Вообще говоря, эти напряжения и потоки могут оказаться меньшими, чем не выписанные в (2.10) члены порядка ε_0^2 . Однако они являются главными из зависящих от градиентов и поэтому важны.

3. Рассмотрим теперь в качестве примера задачу о теплопередаче между параллельными бесконечными пластинами, расстояние между которыми равно L . Пусть ось x перпендикулярна пластинам, одна из которых ($x=-L/2$) имеет температуру T_0 , а другая ($x=L/2$) — температуру $T_0(1+\tau_w)$. Для упрощения задачи и сведения ее к линейной будем считать $\tau_w = o(\varepsilon_0)$, а также, что молекулы отлетают от пластин невозбужденными с максвелловскими распределениями, соответствующими температурам стенок. Пусть при $x=-L/2$ функция распределения отраженных молекул имеет вид

$$f_{00} = n_0 \hbar^* \exp(-h_0 \xi^2), \quad h_0 = \frac{m}{2kT_0} \quad (3.1)$$

где величина n_0 определяет уровень давления между пластинами.

Положим $g \ll 1$ и исключим из рассмотрения вынужденное излучение, которое, не изменяя качественной картины исследуемых явлений, усложняет и без того весьма громоздкие формулы. Уравнения (1.1) и (1.2) для рассматриваемой задачи при $\xi_x \ll \delta$ имеют вид

$$\frac{v_x}{\alpha} \frac{df}{dx_1} = f_{00} - (1+\gamma)f + O(\varepsilon_0), \quad \frac{v_x}{\alpha} \frac{df^*}{dx_1} = \gamma f - \omega f^* + O(\varepsilon_0) \quad (3.2)$$

$$x_1 = \frac{x}{L}, \quad \mathbf{v} = \xi \sqrt{\hbar_0}, \quad \alpha = n_0 \sigma L \sqrt{\hbar_0} \quad (\alpha \sim Kn^{-1})$$

Пусть $v_{x_0} = \xi_{x_0} \sqrt{\hbar_0} > 0$. Интегрируя уравнения (3.2) от $x_1 = -1/2$ до x_1 , имеем в области δ

$$f(x_1) = (\gamma+1)^{-1} f_{00} [1 + \gamma e_1(x_1, v_x)]$$

$$f^*(x_1) = \gamma \omega^{-1} (1+\gamma)^{-1} f_{00} [1 + \gamma \omega (\omega - \gamma - 1)^{-1} e_1(x_1, v_x) - (1+\gamma) (\omega - 1) (\omega - \gamma - 1)^{-1} e_2(x_1, v_x)] = \gamma \omega^{-1} (1+\gamma)^{-1} f_{00} A(x_1, v_x) \quad (3.3)$$

$$e_1(x_1, v_x) = \exp \left[-\alpha (1+\gamma) v_x^{-1} \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right],$$

$$e_2(x_1, v_x) = \exp \left[-\alpha \omega v_x^{-1} \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right]$$

В области δ функции f и f^* могут отличаться от f_{00} на свою величину. Для этого случая

$$n^* = \gamma \omega^{-1} (1 + \gamma)^{-1} n_0 \hbar^{1/2} \delta A(x_1, v_{x0}) \exp(-v_{x0}^2)$$

$$T^* = \frac{2}{3} T_0 (1 + v_{x0}^2), \quad u_x^* = \xi_{x0}, \quad \varepsilon = \varepsilon_0 A(x_1, v_{x0}) \quad (3.4)$$

Положим

$$T(x_1) = T_0 [1 + \tau(x_1)], \quad n(x_1) = n_0 [1 + \nu(x_1)] \quad (3.5)$$

и вне области δ

$$f = f_{00} (1 + \varphi), \quad \varphi = O(\varepsilon_0) \quad (3.6)$$

По определению

$$n = \int (f + f^*) d\xi = \int_{\delta^*} f_{00} (1 + \varphi) d\xi + \int_{\delta} (f + f^*)_{\delta} d\xi =$$

$$= \int f_{00} d\xi + \int f_{00} \varphi d\xi + \int_{\delta} (f + f^* - f_{00})_{\delta} d\xi = n_0 + \nu_1 + \nu_2 \quad (3.7)$$

Здесь δ у интеграла означает интегрирование по области пространства скоростей, в которой $\xi_x \in \delta$, δ^* — остальное пространство скоростей; интеграл без индексов означает интегрирование по всему пространству скоростей молекулы.

Подставляя в (3.7) значения f и f^* , которые они имеют согласно (3.3) в области δ , получим

$$\nu_2 = \varepsilon_0 [-1 + (\omega - 1 - \gamma)^{-1} (\omega e_1(x_1, v_{x0}) - (1 + \gamma) e_2(x_1, v_{x0}))] \equiv$$

$$\equiv \varepsilon_0 [-1 + B(x_1, v_{x0})]$$

Аналогично для τ имеем

$$\tau = \frac{2}{3} (kT_0 n_0)^{-1} \int \frac{1}{2} m \xi_x^2 f_{00} \varphi d\xi - \nu_1 - \frac{1}{3} (1 - 2v_{x0}^2) \nu_2 =$$

$$= \tau_1 - \nu_1 - \frac{1}{3} (1 - 2v_{x0}^2) \nu_2 \quad (3.8)$$

Отбрасывая в (1.1) и (1.4) члены порядка $O(\varepsilon_0^2)$, получим уравнение для φ

$$\frac{v_x}{\alpha} \frac{d\varphi}{dx_1} = \nu_1 + \nu_2 + \left(v^2 - \frac{3}{2} \right) \left[\tau_1 - \frac{1}{3} (1 - 2v_{x0}^2) \nu_2 - \nu_1 \right] +$$

$$+ \varepsilon_0 A(x_1, v_{x0}) \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{3} v^2 - \frac{2}{3} \left(v^2 - \frac{3}{2} \right) v_{x0}^2 + 2v_{x0} v_x \right] - \varphi \quad (3.9)$$

Будем отмечать значения функций, соответствующих $\xi_x > 0$, верхним индексом плюс и для $\xi_x < 0$ — индексом минус. Тогда, согласно сказанному выше, заданные на границах функции имеют вид

$$f\left(x_1 = \frac{1}{2}, \xi_x < 0\right) \equiv f^{(-)}\left(\frac{1}{2}\right) = f_{00} \left[1 + \nu_w + \left(v^2 - \frac{3}{2} \right) \tau_w \right] \quad (3.10)$$

$$f\left(x_1 = -\frac{1}{2}, \xi_x > 0\right) \equiv f^{(+)}\left(-\frac{1}{2}\right) = f_{00} \quad (3.11)$$

Величина ν_w определяется из условия непротекания на стенке

$$\int_{\xi_x > 0} f_{00} (1 + \varphi) \xi_x d\xi + \int_{\delta} (f + f^* - f_{00}) \xi_x d\xi + \int_{\xi_x < 0} f^{(-)} \left(\frac{1}{2} \right) \xi_x d\xi = 0$$

откуда получаем

$$v_w = 2n_0^{-1} \sqrt{\pi h_0} \int_{\xi_x > 0} f_{00} \Phi \xi_x d\xi - \frac{\tau_w}{2} + 2\sqrt{\pi} v_{x0} v_2 \left(\frac{1}{2} \right) \quad (3.12)$$

Приближенное решение уравнения (3.9) отыскивалось методом моментов с использованием аппроксимации

$$\varphi(x_1, v) = v^\pm(x_1) + \left(v^2 - \frac{3}{2} \right) \tau^\pm(x_1) \quad (3.13)$$

при следующих из (3.10) и (3.11) граничных условиях

$$v^+ \left(-\frac{1}{2} \right) = \tau^+ \left(-\frac{1}{2} \right) = 0, \quad \tau^- \left(\frac{1}{2} \right) = \tau_w, \quad v^- \left(\frac{1}{2} \right) = v_w \quad (3.14)$$

Использовались моменты

$$M_k = \pi^{-\frac{1}{2}} \int \varphi v_x^a v^{2b} e^{-v^2} d\xi$$

$$a=1 \quad (k=1, 3); \quad a=2 \quad (k=2, 4)$$

$$b=0 \quad (k=1, 2); \quad b=1 \quad (k=3, 4) \quad (3.15)$$

Умножая уравнение (3.9) последовательно на $(1, v_x, v^2, v_x v^2) \pi^{-\frac{1}{2}} \times \exp(-v^2)$ и интегрируя по пространству скоростей, получим уравнения для M_k , решение которых имеет вид

$$M_k = -\varepsilon_0 v_{x0}^a (1 + v_{x0}^2)^d B(x_1, v_{x0}) + C_k, \quad d=0 \quad (k=1, 2), \quad d=1 \quad (k=3)$$

$$M_4 = \alpha \left(\frac{5}{2} \varepsilon_0 v_{x0} - C_3 \right) x_1 - \varepsilon_0 \omega^{-1} (1 + \gamma)^{-1} (\omega - \gamma - 1)^{-1} v_{x0}^2 \left\{ \frac{5}{2} [\gamma \omega^2 e_1(x_1, v_{x0}) - \right.$$

$$\left. - (\omega - 1)(\gamma + 1)^2 e_2(x_1, v_{x0})] + (1 + v_{x0}^2) [\omega^2 e_1(x_1, v_{x0}) - (\gamma + 1)^2 e_2(x_1, v_{x0})] \right\} + C_4 \quad (3.16)$$

Подставив в (3.15) аппроксимацию (3.13), находим связь v^\pm и τ^\pm с моментами. Постоянная интегрирования C_1 находится из условия $u_x = 0$, а постоянные C_2, C_3 и C_4 — из первых трех граничных условий (3.14).

Громоздкие выражения несколько упрощаются при $\alpha \rightarrow \infty$, т. е. $Kn \rightarrow 0$. В этом случае из (3.16) видно, что моменты экспоненциально быстро меняются в кнудсеновском слое толщиной $o(L/\alpha)$ около границы $x_1 = -1/2$. В основной же области между пластинами лишь момент M_4 линейно зависит от x_1 . В соответствии с этим также ведут себя функция φ и, согласно (3.8), температура τ . Значения температур около границ вне кнудсеновских слоев (т. е. в газодинамической области) отличны от соответствующих температур пластин

$$\tau \left(\frac{1}{2} \right) = \tau_w + \varepsilon_0 \left(\frac{1}{3} + \frac{\sqrt{\pi}}{4} v_{x0} - \frac{2}{3} v_{x0}^2 \right) + o \left(\frac{\varepsilon_0}{\alpha} \right) \quad (3.17)$$

$$\tau \left(-\frac{1}{2} \right) = \tau \left(\frac{1}{2} \right) - \frac{d\tau}{dx_1} = \tau \left(\frac{1}{2} \right) - \tau_w - \varepsilon_0 \left[\sqrt{\pi} v_{x0} \times \right.$$

$$\left. \times \left(1 - \frac{1}{2} v_{x0}^2 \right) + \frac{4}{5} \frac{\gamma + \omega + 1}{\omega(\gamma + 1)} v_{x0}^2 \left(\frac{3}{2} - v_{x0}^2 \right) \right] \quad (3.18)$$

Таким образом, около пластин имеют место скачки температуры порядка ε_0 . Заметим, что скачки температуры на пластинах различны и не зависят от температур пластин. Важно отметить, что температура газа между пластинами $T = T_0(1 + \tau)$ в главном приближении отлична от температур пластин и переменна по x_1 даже при $\tau_w = 0$. Приведенные значе-

ния для температуры, конечно, зависят от выбора аппроксимирующей функции (3.13) и моментов (3.15). Однако можно думать, что качественные закономерности выявлены правильно.

Обычный скачок температуры, определяемый градиентами температуры, входит в член $O(\varepsilon_0/\alpha)$, т. е. скачок температуры, обусловленный селективным возбуждением, по порядку величины в Kn^{-1} раз больше обычного скачка, как и соответствующие потоки тепла.

Температуры, вычисляемые по формулам (3.17) и (3.18), не являются истинными температурами газа у стенки. Это фиктивные температуры, определяющие граничные условия для T на стенках при решении уравнений газовой динамики или, в рассматриваемом случае, с точностью ε_0/α это температуры на внешней границе кнудсеновского слоя.

На поверхности $x=-L/2$ имеются как бы два кнудсеновских слоя. Ближе к стенке находится кнудсеновский слой со скачком температуры

$$\Delta\tau = -\frac{\sqrt{\pi h_0}}{2p_0} q_x^{(0)} + O\left(\frac{\varepsilon_0}{\alpha}\right) \quad (3.19)$$

где $q_x^{(0)} = O(\varepsilon_0)$ — поток тепла, обусловленный селективным возбуждением и определяемый формулой (2.10). Скачок (3.19) в точности совпадает с аналогичным выражением для простого газа (см. [12, с. 332]), в котором q_x означает поток тепла за счет теплопроводности. Над первым кнудсеновским слоем находится второй с экспоненциальным изменением параметров и нарастанием числа возбужденных частиц и скачком температуры (3.18).

Очевидно, что при $\text{Kn} = \infty$ ($\alpha = 0$) столкновения молекул между собой отсутствуют и поток тепла будет тем же, что и в невозбужденном газе, т. е. при $\tau_w > 0$ тепло будет идти от горячей пластины $x_1 = 1/2$ к холодной $x_1 = -1/2$. При $\text{Kn} \rightarrow 0$ ($\alpha \rightarrow \infty$), так как $q_x^{(0)}$ много больше потока тепла, обусловленного теплопроводностью, тепло при $(1 - 2/3 v_{x_0}^2) > 0$ будет течь от холодной пластины к горячей. Это не противоречит второму закону термодинамики, так как на возбуждение молекул затрачивается энергия. Хотя эта энергия не передается поступательным степеням свободы молекул, селективное возбуждение, как «демон» Максвелла, перестраивает функцию распределения. Эффективность этого процесса определяется зависимостью изменения сечения ω от затраченной на это энергии.

Если стенки не теплопроводные, то компенсация потока тепла селективного возбуждения может быть обеспечена лишь обычной теплопроводностью. Для этого необходимо температуру горячей пластины поднять до значения

$$\tau_w = \frac{6}{5} \alpha \varepsilon_0 v_{x_0} \left(1 - \frac{2}{3} v_{x_0}^2\right) = \frac{4}{5} \frac{\alpha \sqrt{\pi h_0}}{p_0} q_x^{(0)}$$

Так как и в этом случае скачки температуры на стенках имеют порядок ε_0 , то градиент температуры может достигать величины порядка $\varepsilon_0 \alpha$ или $\varepsilon_0 \text{Kn}^{-1}$.

Если газ возбуждается в неограниченном пространстве, то, очевидно, его температура (кинетическая энергия молекул) не меняется. Пусть теперь невозбужденный газ находится в равновесии с рассмотренными выше пластинами при температуре T_0 и после включения возбуждения пластины поддерживаются при той же температуре. Новое равновесное состояние описывается приведенным выше решением при $\tau_w = 0$. При сохранении числа молекул между пластинами кинетическая энергия газа определяется интегралом от $\tau(x_1)$, который с учетом линейной зависимости τ от x_1 равен $0,5 [\tau(-1/2) + \tau(+1/2)]$. Из выражений (3.17) и (3.18) видно, что эта сумма не равна нулю, следовательно, кинетическая энергия возбужденного и невозбужденного газов различна.

В равновесии через возбужденный газ идет поток тепла $q_x^{(0)}$, не меняющийся, однако, его поступательной энергии. Но в процессе установления нового «возбужденного» равновесия происходит обмен энергией между газом и пластинами, чем и обусловлено отличие энергии нового равновесного состояния от энергии исходного равновесия.

В заключение пользуясь случаем выразить искреннюю благодарность проф. Биннаккеру (J. J. M. Beenakker) и докт. Хермансу (L. J. F. Hermans) из Лейденского университета (Нидерланды), обратившим мое внимание на явление селективного возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Светоиндуцированная диффузия газов // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. Вып. 12. С. 773–776.
2. Folin A. K., Folin K. G., Chiner A. V., Komarov K. B. Light-induced changes of thermodynamic state of gas // Opt. Commun. 1981. V. 36. № 6. P. 462–466.
3. Левин Г. А., Фолин К. Г. Светоиндуцированные кинетические эффекты в газе // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. Вып. 2. С. 160–165.
4. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Теория явления светоиндуцированной диффузии // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 5. С. 1674–1686.
5. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Светоиндуцированный ток в слабоионизированной плазме // Квант. электрон. 1981. Т. 8. № 3. С. 590–594.
6. Анцыгин В. Д., Атутов С. Н., Гельмуханов Ф. Х. и др. Светоиндуцированная диффузия паров натрия // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 5. С. 262–265.
7. 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.
8. Фолин А. К., Чаповский П. Л. Наблюдение эффекта светоиндуцированного дрейфа молекул аммиака // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. Вып. 9. С. 452–454.
9. Атутов С. Н., Ермолаев И. М., Шалагин А. М. Светоиндуцированный ток в разреженном газе // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. Вып. 9. С. 374–377.
10. Werij H. G. G., Woerdman J. P., Beenakker J. J. M., Kuscer I. Demonstration of a semipermeable optical piston // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. № 25. P. 2237–2240.
11. Hoogeveen R. W. M., Van den Oord R. J., Hermans L. J. F. Light induced kinetic effects in molecular gases // Proc. of the 15 Intern. Symp. of Rar. Gasdynamic. Stuttgart: B. G. Teuber, 1986. V. 1. S. 321–329.
12. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.

Москва

Поступила в редакцию
11.XI.1986