

область

$$(3.4) \quad -1 < m^+ < 1 + 2M$$

является областью устойчивости. При $m^+ < -1$ и $m^+ > 1 + 2M$ ударная волна экспоненциально неустойчива.

Поступила 14 IV 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Синкевич О. А. Устойчивость плоской ионизирующей ударной волны в магнитном поле. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 1.
2. Синкевич О. А., Зубцов В. М. Границы устойчивости ионизирующей ударной волны в поперечном магнитном поле. Теплофизика высоких температур, 1975, т. 13, № 6.
3. Дьяков С. П. Об устойчивости ударных волн. ЖЭТФ, 1954, т. 27, вып. 3.
4. Зайдель Р. М. Развитие возмущений в плоских ударных волнах. ПМТФ, 1967, № 4.
5. Иорданский С. В. Об устойчивости плоской стационарной ударной волны. ПММ, 1957, т. 21, вып. 4.

УДК 533.6.011.8

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ КОЭФФИЦИЕНТА АККОМОДАЦИИ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА

В. Д. БОРМАН, Л. А. МАКСИМОВ, Б. И. НИКОЛАЕВ, В. И. ТРОЯН

(Москва)

В работе на основе теоретического рассмотрения задачи о переносе тепла в свободномолекулярном газе в параллельных постоянном и переменном магнитных полях предлагается новый метод исследования коэффициента аккомодации молекул, взаимодействующих с поверхностью твердого тела, и обсуждается постановка соответствующего эксперимента.

Поляризация молекул, взаимодействующих с поверхностью твердого тела, возникает, если указанное взаимодействие зависит от ориентации молекул. Впервые на необходимость учета ориентационного взаимодействия молекул с поверхностью при объяснении явлений, происходящих в газодинамическом лазере, было указано в [1].

Для получения информации о коэффициенте аккомодации молекул и о распределении по направлениям их вылета со стенки предлагается исследовать поведение теплового потока в свободномолекулярном газе, помещенном в зазор между двумя поверхностями L , в присутствии параллельных друг другу постоянного H_0 и переменного $H_1 \cos \omega t$ магнитных полей. Как показано ниже, в условиях, когда поля параллельны или перпендикулярны поверхности, соответствующие зависимости тепловых потоков от напряженности постоянного поля должны иметь максимумы, число и положение которых связаны с рангами тензора поляризации по направлениям момента вращения молекул, характеризующего их ориентацию, и сферического тензора, описывающего распределение молекул по направлениям скорости.

Влияние постоянного магнитного поля на тепловой поток в свободномолекулярном газе было предсказано и обнаружено соответственно в [2, 3]. Это явление связано с тем, что функция распределения свободномолекулярного газа, находящегося в зазоре между двумя плоскопараллельными поверхностями с различными температурами, зависит от направлений вектора скорости V и вектора момента вращения M молекул. Прецессия молекул в магнитном поле приводит к изменению распределения молекул по направлениям вектора M и, следовательно, к изменению величины теплового потока в поле.

Кинетическое уравнение для функции распределения $f(V, M, z, t)$ в рассматриваемом случае можно записать в безразмерном виде (z — ось совпадает с направлением нормали k)

$$(1) \quad \left[\frac{\partial}{\partial t} + V_z \frac{\partial}{\partial z} + (\xi_0 + \xi_1 \cos \omega t) [Mh] \frac{\partial}{\partial M} \right] f(V, M, z, t) = 0$$

$$t = t' \Omega, \quad z = z' L^{-1}, \quad v_z = v_z' \left(\frac{kT}{m} \right)^{-1/2}, \quad \xi_\alpha = \gamma_\alpha \Omega^{-1} \quad (\alpha=0, 1)$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^{-1}$$

Величины $\gamma_\alpha = (\mu_0 g / \hbar) H_\alpha$ и $\Omega = L^{-1} \sqrt{kT/m}$ являются частотами прецессии и столкновений молекул со стенкой соответственно (g — величина вращательного магнитного момента, измеренная в единицах μ_0 ядерного магнетона). В системе координат в пространстве \mathbf{M} , когда ось z совпадает с \mathbf{h} , решение уравнения (1) будем искать в виде

$$(2) \quad f = \sum_{lmkn'} \chi_{lm}^k D_{mn}^l Y_{ln'}(\vartheta_M, \varphi_M) e^{ik\omega t}, \quad \chi_{lm}^k = \chi_{lm}^k(V, M^2, z)$$

где $Y_{ln'}$ — сферический тензор, $D_{mn}^l = D_{mn}^l(\psi, \vartheta_H, \varphi_H)$ — матрица конечных вращений, ϑ_H, φ_H — углы ориентации поля.

Подставляя (2) в уравнение (1), получим систему дифференциальных уравнений для неизвестных функций χ_{lm}^k . Эта система решалась в приближении двух первых гармоник ($k=0, \pm 1$).

Граничное условие, связывающее функцию распределения f^+ молекул, отраженных от стенки, с функцией распределения f^- молекул, падающих на стенку, запишем как [4]

$$(3) \quad f^+ = (1-\alpha)f^- + \alpha f_0(E) \quad \left(E = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{M^2}{2I} \right)$$

где $(1-\alpha)$ — вероятность упругого отражения молекул от стенки, E — полная энергия молекулы, $f_0(E)$ — распределение Максвелла с температурой стенки T_0 . Аналогичное граничное условие имеет место и для другой стенки, находящейся при температуре T_1 .

Здесь, как и в [4], зависимость коэффициента α от взаимной ориентации векторов \mathbf{V} и \mathbf{M} означает, что неупруго отраженные от стенки молекулы являются поляризованными. Величину α можно разложить в ряд по сферическим компонентам

$$(4) \quad \alpha = \sum_{l_1 l_2 l_3} \alpha_{l_1 l_2 l_3} \sum_{m_1 m_2 m_3} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} Y_{l_1 m_1}(\mathbf{V}) Y_{l_2 m_2}(\mathbf{M}) Y_{l_3 m_3}(\mathbf{k})$$

где (...) — коэффициент векторного сложения, а параметры разложения $\alpha_{l_1 l_2 l_3}(V^2, M^2)$ должны определяться либо непосредственно из экспериментов по рассеянию молекул от стенки, либо из измерения эффектов рассматриваемого типа. Чтобы свести граничное условие к выражению, содержащему минимальное число параметров, оставим в (4) члены с $l_1=0, 1$; $l_2=2$, $l_3=2$. Тогда полагая $|T_0 - T_1| \ll T_1$ и $(1-\alpha) \ll 1$, получим выражения для изменения потока тепла в случаях, когда $\mathbf{h} \perp \mathbf{k}$ (ΔQ_\perp) и $\mathbf{h} \parallel \mathbf{k}$ (ΔQ_\parallel) соответственно

$$\Delta Q_\perp^i = \frac{135}{542\pi^4} \frac{\alpha^2}{(2-\alpha)^2} \psi_i^2 n_0 v_0 k J_i (T_0 - T_1),$$

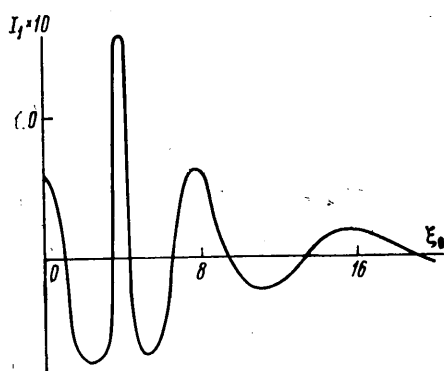
$$(5) \quad J_i = \begin{cases} (I_1 + I_2 - 13), & i=1 \\ (I_2 - 11/2), & i=2 \end{cases}$$

$$\Delta Q_\parallel^i = \frac{135}{256\pi^4} \frac{\alpha^2}{(2-\alpha)^2} \psi_i^2 n_0 V_0 k J_i' (T_0 - T_1),$$

$$(6) \quad J_i' = \begin{cases} (I_i - 13/2), & i=1 \\ 0, & i=2 \end{cases}$$

Величины ΔQ_\perp и ΔQ_\parallel совпадают с полученными в [4] в отсутствие переменного поля. В выражениях (5), (6) индекс $i=1$ соответствует модели $(l_1 l_2 l_3)$: (122) и $i=2$ — модели (022)

$$\psi_i = \begin{cases} \mu \alpha_{122} I / m k T_0, & i=1 \\ \mu \alpha_{022} I k T_0, & i=2 \end{cases} \quad p_i = \begin{cases} 11/2, & i=1 \\ 9/2, & i=2 \end{cases}$$



$$(7) \quad I_m^i = \int_0^{\infty} (V_z + p_i V_z^3) \varphi_m \exp(-V_z^2) dV_z$$

$$\varphi_m = \frac{\beta_m}{1 + \beta_m} \left[\cos \frac{1}{V_z} \left(\frac{\xi_1^2 m^2}{4\eta\beta_m} + m\xi_0 \right) + \cos \frac{1}{V_z} \left(\frac{\xi_1^2 m^2}{4\eta\beta_m} - m\xi_0 \right) \right]$$

$$\beta_m = \frac{1}{4\eta} \frac{m^2 \xi_1^2}{\sqrt{\eta^2 + 1/2} \xi_1^2 m_2}, \quad \eta = \frac{\omega}{\Omega}, \quad -l_2 \leq m \leq l_2$$

где n_0 — число молекул в единице объема, μ — параметр, характеризующий отклонение закона испарения молекул со стенки от изотропного. Из (5)–(7) видно, что $\Delta q_{\perp} = 0$ и $\Delta q_{\parallel} = 0$ при $\xi_1 \rightarrow 0$.

Зависимость величины J_1 от параметра $\xi_0 \sim H_0 L$ для азота представлена на фигуре. В условиях, типичных для измерений теплопередачи, $p = 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст и $L = 0.2$ см (число $K_n = 11$ [5], при $H_1 = 15$ э и $f = 60$ кГц значения ξ_1 и η для азота равны 0.86 и 1.69, соответственно ($\gamma_1 = 1.86 \cdot 10^5$ сек $^{-1}$, $\Omega = 2.16 \cdot 10^5$ сек $^{-1}$, $\omega = 2\pi f = 3.66 \cdot 10^5$ сек $^{-1}$). Из фигуры видно, что в зависимости $J_1(\xi_0)$, построенной для модели взаимодействия молекулы со стенкой, которая описывается тензором поляризации $Y_{2m_2}(\mathbf{M})$ и тензором первого ранга по направлению вектора $\mathbf{V}(Y_{1m_1}(\mathbf{V}))$ (модель (122)), имеют место два максимума при $\xi_{01} = 4$ и $\xi_{02} = 8$, т. е. число максимумов в этой зависимости определяется рангом тензора $Y_{2m_2}(\mathbf{M})$.

Вычисления показали, что для модели $(l_1 l_2 l_3)$ при $l_1 < l_2$ число максимумов в зависимости $\Delta q_{\parallel}(\xi_0)$ определяется рангом тензора $Y_{12m_2}(\mathbf{M})$ и при $l_1 \geq l_2$ — рангом тензора $Y_{1l_1 m_1}(\mathbf{V})$. В случае модели $(0ll)$ при $h \perp k$ четным (нечетным) значениям l соответствует четное (нечетное) число максимумов в зависимости $\Delta q_{\perp}(\xi_0)$, а при $h \parallel k$ для таких моделей $\Delta q_{\parallel}(\xi_0) = 0$ (см. (6), (7)). Из вышесказанного следует, что для изучения коэффициента аккомодации молекул, взаимодействующих с поверхностью твердого тела, необходимо исследовать зависимости $\Delta q_{\perp}(H_0)$ и $\Delta q_{\parallel}(H_0)$ — число максимумов в зависимости $\Delta q_{\perp}(H_0)$ позволяет определить ранг тензора $Y_{12m_2}(\mathbf{M})$, а кратность гармоник в зависимости $\Delta q_{\parallel}(H_0)$ — ранг тензора $Y_{1l_1 m_1}(\mathbf{V})$.

Поступила 3 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Конюхов В. К., Прохоров А. М. О возможности создания адсорбционно-газодинамического квантового генератора. Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, № 4.
2. Борман В. Д., Максимов Л. А., Николаев Б. И., Троян В. И. О влиянии внешнего поля на явления переноса в кнудсеновском молекулярном газе. Докл. АН СССР, 1972, т. 207, № 5.
3. Борман В. Д., Лазько В. С., Николаев Б. И. Эффект периодического изменения теплопередачи в кнудсеновском молекулярном газе в магнитном поле. ЖЭТФ, 1972, т. 63, № 3.
4. Борман В. Д., Максимов Л. А., Николаев Б. И., Троян В. И. О кинетических явлениях в кнудсеновском газе с вращательными степенями свободы. ЖЭТФ, 1973, т. 64, № 2.
5. Борман В. Д., Лазько В. С., Николаев Б. И. Исследование влияния магнитного поля на тепловой поток в разреженных молекулярных газах. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 4.

УДК 534.26

ДИФРАКЦИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА КОНУСЕ

В. Б. ПОРУЧИКОВ

(Москва)

Точное аналитическое решение задачи о дифракции плоской акустической волны на конусе произвольного угла раствора получено и исследовано в [1]. В случае дифракции сферической волны на конусе была известна формула из [2], связывающая решения задач дифракции сферической и плоской волн.