

**ОБЛАСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ СВОБОДНЫХ БЕГУЩИХ ВОЛН
В ИЗЛУЧАЮЩЕМ ВЯЗКОМ ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ**

В. А. ПРОКОФЬЕВ

(Москва)

Распространение возмущений в излучающем газе было предметом нескольких исследований. Изучение возмущений с амплитудами, пропорциональными $\exp(-i\lambda x + \omega t)$, приводит к характеристическому уравнению [1], которое при заданных свойствах среды определяет ω при фиксированном волновом числе λ (свободные волны, временное затухание волны) или λ при выбранной частоте ω возмущения (вынужденные волны, пространственное затухание).

Проблемы распространения свободных и вынужденных волн являются основными в теории малых возмущений. В первом случае речь идет о развитии начального возмущения, возникшего вследствие притока энергии извне до начала отсчета времени (или в начальный момент), далее внешний приток энергии прекращается. Во втором — возмущения возникают и развиваются под влиянием непрерывного подвода энергии извне. Первая проблема — проблема об установлении колебаний — сводится к решению задачи Коши.

Общему анализу всех трех корней характеристического уравнения и связанных с ними свойств свободных волн и вязкой теплопроводной радирующей жидкости была посвящена работа [2]. Для конкретных случаев приложения к гео- и астрофизическим проблемам в невязкой и нетеплопроводной среде действительный корень ω (термические волны) вычислялся в [3-6], а два комплексных корня (акустические волны) — в [7-9]. Некоторые данные о свойствах всех трех корней в случае невязкой и нетеплопроводной среды содержатся в [10].

Важные сведения о свойствах свободных волн могут быть получены в безразмерных параметрах без спецификации механизма притока тепла к частицам газа, так как характеристическое уравнение имеет один и тот же вид вне зависимости от использования точного или приближенного уравнения переноса радиации и вне зависимости от учета лишь одной молекулярной теплопроводности или одного лишь радиационного теплообмена или обоих процессов теплопередачи вместе. Выбор определенного вида переноса тепла потребует лишь при установлении явных зависимостей параметров движения от волнового числа.

Интерес к исследованию поля ω -корней в широком диапазоне безразмерных параметров X_1, Y_1 , характеризующих действие вязкости и теплообмена, связан еще и с тем, что общее изучение развития в трехмерном пространстве начального возмущения достаточно произвольной формы [11] приводит к тому же самому характеристическому уравнению, что и в случае плоских синусоидальных решений, с параметрами X_1, Y_1 , меняющимися от 0 до ∞ .

В продолжение исследования [2] в настоящей статье из анализа ω -корней характеристического уравнения устанавливаются области существования бегущих и подавленных (аперiodических) пространственно периодических возмущений, что позволяет, в частности, изучать расщепление локализованного начального возмущения достаточно общего вида на бегущие и подавленную волны [14].

Рассматриваются свободные волны малой амплитуды в вязком теплопроводном излучающем газе, занимающем все пространство и до возмущения неподвижном и равновесном. Учитывается термическая эмиссия и абсорбция электромагнитных волн без упрощающих осреднений уравнения переноса радиации по спектру и по углам. Состояние радиационного поля описывается законом Кирхгофа. Газ считается гомогенным трехпараметрическим, уравнения состояния берутся в общей форме. Результаты интерпретируются на примере плоских возмущений, что дает возможность все время оставаться в рамках физически ясных представлений.

1. Характеристическое уравнение. Параметры. Распространение возмущений в однородной вязкой теплопроводной сжимаемой равновесной покоящейся жидкости с учетом радиационного теплообмена — термической

эмиссии и абсорбции радиационной энергии — будет описываться линеаризованными уравнениями сохранения массы, количества движения, энергии, переноса радиации, уравнениями состояния и законом Кирхгофа [14]. Система уравнений (I, 11)¹ обладает в безграничной области интегралом (со штрихами — размерные, без штрихов — безразмерные переменные)

$$(1.1) \quad g_j(\mathbf{x}', t') = g_j^*(\lambda) \exp(-i\lambda' \mathbf{x}' + \omega' t'), \quad \omega' = \omega_r' + i\omega_i'$$

где волновой вектор λ' — действительная, ω — комплексная величины, не зависящие от \mathbf{x}' , t' . С помощью (1.1) решается задача Коши для косинусоидальных начальных возмущений, причем между λ' и ω' должно выполняться соотношение

$$(1.2) \quad n^3 + (X_1 + Y_1)n^2 + (1 + X_1 Y_1)n + \gamma^{-1} Y_1 = 0, \quad n = \omega' (\lambda' c_0)^{-1}$$

К уравнению (1.2) приходим и в случае рассеивающей среды [15], если коэффициент эмиссии не зависит от плотности ($Y_{11} = 0$), а параметр $Y_1 \geq 0$ при $\lambda \geq 0$.

Будем считать движение одномерным вдоль оси \mathbf{x}' ($\lambda' \mathbf{x}' = \lambda' x' = \lambda x$), волновое число λ' — заданным.

Заданием λ' фиксируется длина волны $l = 2\pi/\lambda'$ и условные масштабы частоты $\nu_0 = \lambda' c_0 / 2\pi$ и периода $\theta = l/c_0$ для скорости волны, равной адиабатической скорости звука c_0 в невозмущенной среде. Действительная (α) и мнимая (β) части корня n уравнения (1.2) определяют коэффициенты затухания и скорость волны. Параметры X_1 , θ_1 выражаются через числа Рейнольдса, Пекле и Прандтля, в которых величины $1/\lambda'$ и c_0 приняты за характерную длину и скорость соответственно, а вместо вязкости μ подставлено $\mu_1 + 2\mu$

$$(1.3) \quad X_1 = X_\tau v = N_{Re}^{-1}, \quad \theta_1 = \theta_\tau v = \gamma N_{Pe}^{-1}, \quad \sigma_1 = \theta/X = \gamma N_{Pr}^{-1}, \quad v = \lambda'/k^*$$

В величины X_τ , θ_τ введена длина свободного пробега $1/k^*$ характерной радиации. За масштабы длины и времени можно принять: 1) акустикорадиационные из условий $\tau_0 = 1$, $\lambda = v$, тогда $\lambda = \lambda'/k^*$ и координаты выражаются в оптических длинах, время — в условных периодах колебаний, $L = (k^*)^{-1}$, $t_0 = (c_0 \lambda')^{-1}$; 2) акустические из условий $\lambda = 1$, $v = 1$; в этом случае $\tau_0 = k^*/\lambda'$, $L = 1/\lambda'$, $t_0 = (c_0 \lambda')^{-1}$; 3) радиационные из равенств $\tau_0 = 1$, $v = 1$, откуда $\lambda = \lambda'/k^*$, $L = 1/k^*$, $t_0 = (c_0 k^*)^{-1}$.

Радиационный приток тепла Q_r' , безразмерный приток тепла Q_r за время t_0 к единице объема, отнесенный к внутренней термической энергии $\rho_0 U_0$ в этом объеме, суммарный безразмерный приток тепла Q механизмами радиационного теплообмена и молекулярной теплопроводности, а также вариация интенсивности радиации I_ν при T , I_ν , взятых в форме (1.1), определяются уравнениями (I, 1.1)

$$(1.4) \quad \begin{aligned} I_\nu(x, t; \mu) &= b_\nu (1 + \lambda \mu' \tau_{\nu_0}^{-1}) T(x, t), \quad Q = -h_\lambda \lambda w Y; \quad w = v^{-1} = c_0 t_0 / L \\ Q_r &= Q_r' t_0 (\rho_0 U)^{-1} = -h_\lambda Z w R_1 T(x, t) = -h_\lambda \lambda Z w K T(x, t) \end{aligned}$$

Общий приток тепла характеризуется параметром $Y_1 = ZZ_1$, сравнительная роль вязкости в диссипации энергии возмущений — отношением $q = Y/X$, причем

$$(1.5) \quad \begin{aligned} Z_1 &= {}^1/3 \lambda_{m\tau} v + K, \quad q = \sigma_1 + ZK (X, v)^{-1} \\ \lambda_{m\tau} &= \lambda_\tau / \lambda_r = 3\theta / Z, \quad \lambda_r = 16\pi B_0 (3k^* T_0)^{-1} \end{aligned}$$

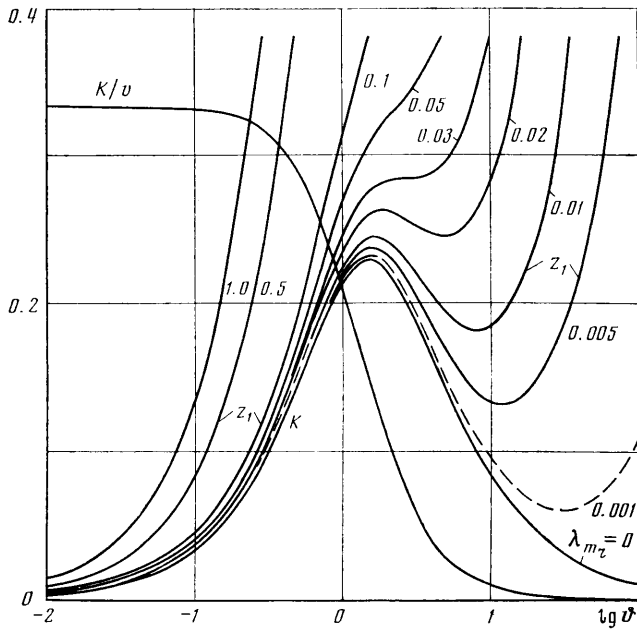
¹ Римской цифрой I указываются формулы статьи [14], обозначения даны там же.

где λ_r — коэффициент радиационной теплопроводности [12], Z , X_r , θ , γ не зависят от λ_r , число v пропорционально ему.

Для серой среды $\kappa_v=1$, Z_1 является функцией λ_{mr} , v (фиг. 1). При фиксированном значении $\lambda_{mr} > \lambda_{mr}^* = 0.0903$ $Z_1(v)$ — монотонно возрастающая функция волнового числа. При $\lambda_{mr} < \lambda_{mr}^*$ функция обладает максимумом и минимумом, которые определяются положительными корнями уравнения

$$(1.6) \quad \lambda_{mr} = 3w[2K - w(1+w^2)^{-1}] > 0$$

где λ_{mr}^* — максимальное значение правой части этого равенства и достигается при $v=2.74$.



Фиг. 1

При очень малых числах Бугера ($w \ll 1$) — короткие волны — преобладает правый член в выражении для Z_1 — приток тепла определяется молекулярной теплопроводностью. При очень больших значениях w — длинные волны — $Z_1 \cong 1/3v(1+\lambda_{mr})$ и относительная роль молекулярной теплопроводности и радиационного теплообмена определяются величиной λ_{mr} . При умеренных w относительная роль того или иного механизма теплообмена зависит как от отношения λ_{mr} , так и от v . С ростом v при любом фиксированном λ_{mr} вклад молекулярной теплопроводности в теплообмен монотонно возрастает, а вклад радиационного переноса в теплообмен с ростом v в интервале $0 < v \leq 1.514994$ возрастает, при больших v — падает. Зависимость q от волнового числа описывается членом K/v (фиг. 1), с ростом v от 0 до ∞ q монотонно убывает от $Z(1+\lambda_{mr})X_r^{-1}$ до $Z\lambda_{mr}X_r^{-1}$.

Для реальных газов зависимость K от волнового числа носит сложный характер, но при любом спектре $K \leq 0.229878$. Для воздуха различной влажности при условиях, близких к нормальным, эта функция, вычисленная по спектру К. Я. Кондратьева, приведена в работе [13].

В общем случае Y_1 и q можно представить в виде функций X_1 , заменив v на $\kappa X_1 X_r^{-1}$. На концах интервала

$$\begin{aligned}
 X_1 \ll 1, \quad Y_1 = X_1 \left[\sigma_1 + {}^{1/3} Z X_\tau^{-1} \int_{(v)} A_v \kappa_v^{-1} dv - \right. \\
 \left. - {}^{1/5} Z X_\tau^{-1} X_1^2 \int_{(v)} A_v \kappa_v^{-3} dv + \dots \right] \\
 (1.7) \quad X_1 \gg 1, \quad Y_1 = \sigma_1 X_1 + Z X_\tau X_1^{-1} \int_{(v)} A_v \kappa_v dv - {}^{1/2} \pi Z X_\tau^3 X_1^{-3} \int_{(v)} A_v \kappa_v^2 dv + \dots \\
 q(0) = \sigma_1 + {}^{1/3} Z X_\tau^{-1} \int_{(v)} A_v \kappa_v^{-1} dv, \quad q(\infty) = \sigma_1
 \end{aligned}$$

С ростом X_1 (волнового числа) функция $q(X_1)$ монотонно убывает от $q(0)$ до $q(\infty)$, причем имеется хотя бы одна (при $ZK \neq 0$) точка перегиба. Функция $Y_1(X_1)$ может иметь экстремумы.

2. **Классификация волновых движений в пространстве** γ, X_1, Y_1 . Характеристическое уравнение (1.2) в зависимости от знака дискриминанта его левой части

$$\begin{aligned}
 (2.1) \quad D = -27q_1^2 - 4p_1^3, \quad p_1 = {}^{1/3}(3 - X_1^2 - Y_1^2 + X_1 Y_1) \\
 q_1 = (X_1 + Y_1)(2X_1^2 + 2Y_1^2 - 5X_1 Y_1 - 9) + \gamma^{-1} Y_1, \quad X_1 \geq 0, Y_1 \geq 0
 \end{aligned}$$

имеет либо один действительный отрицательный корень, соответствующий экспоненциально-затухающей со временем «подавленной волне», и два комплексно-сопряженных с отрицательной действительной частью, соответствующих экспоненциально-затухающим бегущим в противоположные стороны одинаковым волнам ($D < 0$), либо три действительных отрицательных корня, соответствующих образованию трех затухающих подавленных волн ($D \geq 0$).

На оси ординат $X_1 = 0, D < 0$ при $\gamma < 9$: в невязком газе при наличии теплообмена радиацией и (или) теплопроводностью образуются бегущие волны. На оси абсцисс $Y_1 = 0, D = {}^{1/27}(X_1^2 - 4)$: при любом γ и $0 < X_1 < 2$ в вязкой жидкости без притока тепла извне существуют бегущие волны, при $X_1 \geq 2$ — только подавленные волны. Началу координат соответствуют незатухающие бегущие волны ($n_{1,2,3} = \pm i$).

Дискриминантная кривая Γ , определяемая уравнением $D = 0$, на плоскости $X_1 Y_1$ при заданном $1 \leq \gamma \leq 9$ — алгебраическая кривая шестого порядка и состоит из трех простых монотонных кривых (фиг. 2). Ветви Γ_1 и Γ_2 выходят из точки O^* ($p_1 = 0; q_1 = 0$) заострения первого рода кривой Γ с параметрами

$$\begin{aligned}
 (2.2) \quad X_1^* = (2 - \gamma') \gamma'', \quad Y_1^* = (\gamma' + 1) \gamma'', \quad dY_1/dX_1 = \\
 = 1 + (\gamma')^{-1}, \quad \gamma' = (\gamma - 1)^{1/2}, \quad \gamma'' = (\gamma'^2 - \gamma' + 1)^{-1/2}
 \end{aligned}$$

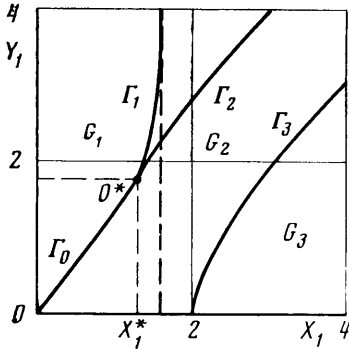
Γ_1 имеет асимптоту $X_1 = 2\gamma^{-1/2}$, существует в интервале $X_1^* \leq X_1 < 2\gamma^{-1/2}$. Кривая Γ_2 асимптотически приближается снизу к прямой $Y_1 = X_1 + 2(1 - \gamma^{-1})^{1/2}$. Кривая Γ_3 выходит из точки $(2; 0)$, снизу подходит к асимптоте $Y_1 = X_1 - 2(1 - \gamma^{-1})^{1/2}$.

Геометрическую картину дополняют простые монотонные кривые третьего порядка Γ_0 ($q_1 = 0, p_1 \geq 0$), не пересекающиеся при разных γ , кроме, может быть, начала координат. При $\gamma \leq 3$ они выходят из начала координат с угловым коэффициентом касательной $\gamma(3 - \gamma)^{-1}$; при $3 < \gamma < 9$ — из точки с параметрами

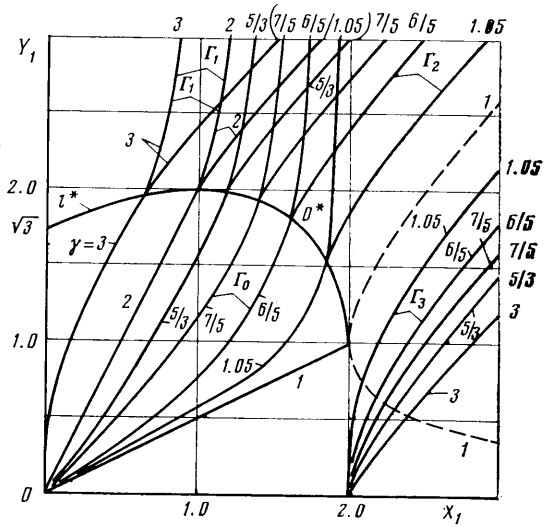
$$(2.3) \quad X_1 = 0, \quad Y_1 = 3[{}^{1/2}(\gamma - 3)\gamma^{-1}]^{1/2}, \quad dY_1/dX_1 = {}^{1/4}(5\gamma - 9)(\gamma - 3)^{-1}$$

Начало координат — изолированная особая точка Γ_0 . В точке O^* Γ_0 смыкается с Γ с общей касательной. При $\gamma=1$ или $\gamma=2$ кривая Γ_0 превращается в отрезок прямой $Y=1/2X$ или $Y=2X$. При $1 < \gamma < 2$ дуги Γ_0 лежат в эллиптическом секторе между этими радиусами.

Кривая Γ разбивает квадрант E на области G и G' . К G' относятся внутренние и граничные точки криволинейных секторов G_{12} со сторонами Γ_1, Γ_2 и сектора G_3 со сторонами Γ_3 и лучом $Y_1=0, X_1 \geq 2$. Дуга Γ_0 отсекает от G область $G_2 (G=G_1+G_2)$, состоящую из внутренних точек полуполосы между $\Gamma_0+\Gamma_2$ и Γ_3 и отрезками осей координат (при $\gamma < 3$ только оси абсцисс), примыкающих к началу, и из точек этих отрезков.



Фиг. 2



Фиг. 3

В области G существуют одна подавленная и две бегущие волны, в G_1 подавленные волны затухают быстрее бегущих ($n_0 > \alpha$), в G_2 имеем $\alpha < n_0$; на Γ_0 корни $n_0 = -1/3(X_1 + Y_1)$, $n_{2,3} = n_0 \pm ip_1^{1/2}$. В G' все волны подавленные, причем на Γ двукратные корни

$$(2.4) \quad n_1 = (3\gamma p_1)^{-1} \{ \gamma(X_1 + Y_1) [(X_1 - Y_1)^2 - 4] + 9Y_1 \}, \quad n_2 = n_3 = (6\gamma p_1)^{-1} [\gamma(X_1 + Y_1) (1 + X_1 Y_1) - 9Y_1]$$

В точке O^* — трехкратный корень ($n_1 = n_2 = n_3 = -\gamma''$). Максимум его модуля равен $2 \cdot 3^{-1/2}$ при $\gamma = 9/8$; $n_1 = -1$ при $\gamma = 1$ и 2.

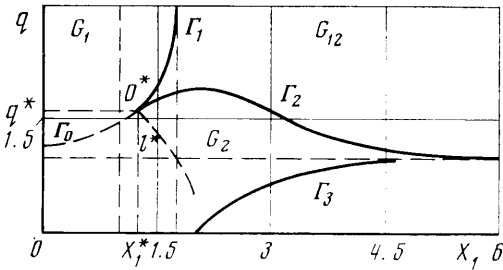
С уменьшением γ от 9 до 1 ветви Γ выходят из своих начальных точек все с большими угловыми коэффициентами касательных (фиг. 3); точка O^* описывает дугу эллипса $p_1=0$ от точки $(0; 3^{1/2})$ до $(2; 1)$, максимальная ордината достигается при $\gamma=2$, угловой коэффициент касательной к кривой Γ в точке O^* при этом растет от 1.5 до ∞ ; кривая Γ_1 стремится к полупрямой ($X_1=2, Y_1 \geq 1$), Γ_2 стремится к верхней ветви гиперболы $Y_1 = -1/2(X_1 \pm (X_1^2 - 4)^{1/2})$, а Γ_3 — к сумме ее верхней ветви и отрезка ($X_1=2, 0 \leq Y_1 \leq 1$). При $\gamma=1$ дискриминант распадается на два сомножителя

$$(2.5) \quad D = 1/27 (X_1^2 - 4) (Y_1^2 - X_1 Y_1 + 1)^2$$

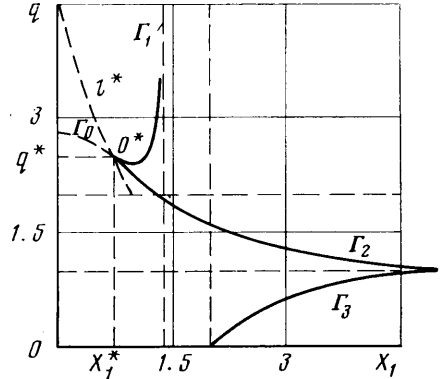
и обращается в нуль вдоль прямой $X_1=2$, при переходе через которую меняет знак, и вдоль сдвоенной линии типа гиперболы $(Y_1^2 - X_1 Y_1 + 1)^2 = 0$, при переходе через которую знака не меняет. Область G — полуполоса,

ограниченная линиями $X_1=0$ и 2 и отрезком ($0 \leq X_1 < 2, Y_1=0$), область $G'=(X_1 \geq 2, Y_1 \geq 0)$. Кривые Γ_2, Γ_3 превратятся в указанную гиперболическую линию: вдоль ее ветвей коэффициенты затухания подавленных термической и одной из вязкоупругих волн равны. Области G_1, G_3 образуются сечением G прямой $Y_1=1/2 X_1$.

3. Классификация волновых движений в пространстве (γ, X_1, q) . Некоторые свойства волн в вязкой среде яснее выступают на плоскости $X_1 q$. На оси ординат дискриминант $D=-4$, бегущие волны существуют при любом γ ; на оси абсцисс $D=X^2-4$, бегущие волны в точках $X_1 < 2$. Топологическая картина областей существования корней различного рода



Фиг. 4



Фиг. 5

остается прежней (фиг. 4, $1 < \gamma \leq 2$; фиг. 5, $2 < \gamma < 9$). Параметры точки O^* определены (2.2). При возрастании γ от 1 до 9 абсцисса X_1^* монотонно уменьшается от 2 до 0, а ордината Y^* растет от $1/2$ до ∞ . Точка O^* — точка возврата кривой Γ — описывает дугу l^* . Кривые $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_0$ в ней при $1 < \gamma < 2$ имеют общую касательную с положительным угловым коэффициентом. Кривая Γ_1 обладает асимптотой $X_1=2\gamma^{-1/2}$. Кривая Γ_2 при $\gamma < 2$ имеет слабо выраженный максимум (при этом $\gamma < q_{\max} > \text{Sup}(q^*, 1)$, $X_{\max} > X^*$), точка (X_{\max}, q_{\max}) с ростом γ от 1 до 2 передвигается монотонно от $(\infty, 1)$ до $(1, 2)$. Эта ветвь при любом γ идет ниже Γ_1 , обладает асимптотой $q=1$, к которой приближается сверху. При $\gamma=2$ кривые Γ_1, Γ_2 выходят из O^* $(1, 2)$ с параллельной оси абсцисс касательной, после чего Γ_1 монотонно возрастает, Γ_2 монотонно убывает. При $\gamma > 2$ угловые коэффициенты в O^* отрицательные, кривая Γ_1 имеет минимум. Ветвь Γ_3 идет ниже Γ_1, Γ_2 , монотонно приближается снизу к асимптоте $q=1$.

При $\gamma \rightarrow 1$ ветвь $\Gamma_1 \rightarrow (X_1=2, q \geq 1/2)$, $\Gamma_2 \rightarrow$ верхняя ветвь $\Gamma_{01} \equiv (q^2 - Xq + X^{-2})^2$, $\Gamma_3 \rightarrow (X_1=2, 0 \leq q \leq 1/2)$ и нижняя ветвь Γ_{01} . Дискриминант $D=0$ вдоль Γ_{01} , но при переходе через нее знака не меняет. При $\gamma=1$ область $G=(X_1 < 2), G_1=(X_1 < 2, q > 1/2)$.

На плоскости $X_1 q$ характер волн вдоль $X_1 = \text{const}$ тот же, что и на $X_1 Y_1$; при $X_1 \geq 1$ ширина интервала ($q_3 < q < q_2$) существования бегущих волн $\approx 2(\gamma X_1)^{-1} \ll 1$.

Прямая $q = \text{const}$ может пересечь линию Γ при $1 < \gamma < 2$ либо в одной, либо в трех точках, при $q \leq 1/2$ (и любом γ) — одна точка пересечения (X_3) с ветвью Γ_3 . Если $1 < \gamma < 9/3$, то $1/2 < q^* < 1$ и в этом случае имеются следующие точки пересечения: точка X_3 при $1/2 < q < q^*$, точки X_1', X_2 с Γ_1, Γ_2 , при $q^* < q < 1$, при $1 < q < q_{\max}$ точки X_1', X_2, X_2' — последние две с Γ_2 , одна точка X_1' при $q > q_{\max}$. Бегущие волны образуются лишь в интервалах, если они существуют (их один или два), $X_1 < X_3$,

$X_1 < X_1'$, $X_1' < X_1 < X_2'$. Исключительной является прямая $q=1$: при $\gamma > 9/8$ она не пересекается с Γ , бегущие волны существуют при любом X_1 , при $1 < \gamma < 9/8$ — две точки пересечения

$$(3.1) \quad X_{1,2} = [8\gamma(\gamma-1)]^{-1} [-8\gamma^2 + 36\gamma - 27 \mp (9-8\gamma)^{3/2}]^{1/2}$$

— бегущие волны при $X_1 < X_1'$ и $X_1 > X_2$; при $\gamma = 9/8$ точка $X_1' = X_2 = 3^{1/2} = X_1^*$, $q = 1 = q^*$, с уменьшением γ от $9/8$ до 1 X_1 растет от $3^{1/2}$ до 2, X_2 — от $3^{1/2}$ до ∞ .

В общем случае $q = q(X_1)$ может пересечь в зависимости от X_1 , θ_1 , Z , γ и оптических свойств среды кривую Γ в k точках ($k=1, 2, \dots, 5$) с возрастающими абсциссами, полуось X_1 разобьется на $k+1$ чередующихся интервалов существования и отсутствия бегущих волн. В перадирирующей жидкости $q = \sigma_1 = \text{const}$.

Коэффициенты затухания и скорости бегущих волн в области G — непрерывные функции X_1 , Y_1 или X_1 , q с непрерывными производными. Производные от β по X_1 , Y_1 , q стремятся к $-\infty$ при подходе к Γ_1 , Γ_3 и к $+\infty$ при подходе к Γ_2 . Производные от α по X_1 , Y_1 , q ограничены всюду, кроме окрестности точки O^* . На оси $X_1 = 0$, $Y_1 > 0$ в точке $Y_1 = \gamma^{1/4}$

$$\partial\beta/\partial X_1 = 0, \quad \beta_{\text{extr}} = 1/4(1+3\gamma^{-1/2}) + \gamma^{-1/4}, \quad \alpha = 1/2(1-\gamma^{-1/2})$$

Коэффициенты затухания двух подавленных волн с приближением к Γ из области G' становятся равными, их производные стремятся к бесконечностям противоположных знаков, кривые «продолжаются» в область G в виде коэффициента затухания бегущих волн. Коэффициент затухания третьей подавленной волны продолжается в область G непрерывно с непрерывными первыми производными.

В точке O^* производные от коэффициентов поглощения и скорости по переменным X_1 , Y_1 , q при подходе из области G обращаются в бесконечность.

Поступила 6 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Прокофьев В. А. Слабые волны в сжимаемой жидкости с учетом излучения. ПММ, 1957, т. 21, вып. 6. Поправка. ПММ, 1958, т. 22, вып. 3.
2. Прокофьев В. А. Распространение свободных слабых плоских волн в излучающем вязком газе. В сб. «Вопросы механики». М., Изд-во МГУ, 1961.
3. Spiegel E. A. The smoothing of temperature fluctuations by radiative transfer. Astrophys. Journal, 1957, vol. 126, No. 1.
4. Goody R. M. Atmospheric radiation. 1. Theoretical basis. Oxford Clarendon Press, 1964. (Рус. перев. Атмосферная радиация. I. Основы теории, М., «Мир», 1966).
5. Sasamori T., London J. The decay of small temperature perturbations by thermal radiation in the atmosphere. J. Atmospheric Sci. 1966, 23, No. 5.
6. Coody R., Belton M. J. S. Radiative relaxation times for Mars. A discussion of martian atmospheric dynamics. Planet. and Space Sci., 1967, vol. 15, No. 2.
7. Голицын Г. С. Влияние радиационного теплообмена на распространение звука в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз. 1963, № 5.
8. Stein R. F., Spiegel E. A. Radiative damping of sound waves. J. Acoust. Soc. Amer., 1967, vol. 42, No. 4.
9. Gille J. C. Acoustic wave propagation in a nongray radiating atmosphere. J. Atmospheric Sci., 1968, vol. 25, No. 5.
10. Olfe D. B., De Plomb E. P. The decay of perturbations in a radiating gas. J. Fluid Mech., 1970, vol. 40, No. 1.
11. Прокофьев В. А. Основное уравнение радиационной акустики и решение задачи Коши. Докл. АН СССР, 1970, т. 194, № 6.
12. Прокофьев В. А. Влияние излучения на распространение малых возмущений в вязкой и теплопроводной жидкости (гидродинамическая теория). Изв. АН СССР, ОТН, 1957, № 7.
13. Прокофьев В. А. Влияние спектрального переноса радиации на близкое к адиабатическому волновое движение газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 2.
14. Прокофьев В. А. Отклик радирующего вязкого теплопроводного газа на начальные возмущения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 2.
15. Прокофьев В. А. Развитие начальных возмущений в рассеивающем, излучающем, поглощающем вязком теплопроводном газе. Докл. АН СССР, 1974, т. 214, № 6.