



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Е. Молевич, Усиление вихревых и температурных волн в процессе вынужденного рассеяния звука в термодинамически неравновесных средах, *ТВТ*, 2001, том 39, выпуск 6, 949–953

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.87

19 марта 2025 г., 03:17:20



УДК 534.222

## УСИЛЕНИЕ ВИХРЕВЫХ И ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН В ПРОЦЕССЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ

© 2001 г. Н. Е. Молевич

Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева

Поступила в редакцию 05.01.2000 г.

Рассмотрено нестационарное вынужденное рассеяние звука на вихревых и температурных волнах в газовых средах. Показано, что в термодинамически неравновесных средах, являющихся акустически активными, параметрический инкремент может быть существенно больше, чем в равновесных средах. Это сопровождается резким нарастанием амплитуд вихревых и температурных волн.

### ВВЕДЕНИЕ

В линейном приближении уравнения газодинамики допускают существование трех независимых типов колебаний: обычные звуковые, температурные и вихревые волны [1, 2]. Если интенсивность какой-либо из этих волн перестает быть малой, то линейное приближение уже не выполняется и необходим дополнительный учет нелинейных членов. В результате эти типы колебаний перестают быть независимыми. Известно, что в термодинамически неравновесных средах возможно обращение коэффициента второй вязкости  $\xi < 0$  [3–7]. Подобные среды являются акустически активными. В настоящей работе показано, что при  $\xi < 0$  происходит нарастание также двух других типов колебаний за счет параметрической перекачки к ним энергии от неустойчивых акустических мод. В литературе подобный процесс, т.е. перенос большого инкремента неустойчивой волны на слабую сигнальную, иногда называют супергетеродинным усилением [8].

### ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим процессы вынужденного рассеяния звука на вихревых (ВРВ) и температурных волнах (ВТРЗ) в колебательно-возбужденном газе с простой экспоненциальной моделью колебательной реакции молекул

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_e - E}{\tau_k(T, \rho)} + Q, \quad (1)$$

где  $E$ ,  $E_e$  – колебательная энергия (в расчете на одну молекулу) и ее равновесное значение;  $\tau_k$  – время колебательной релаксации;  $Q$  – мощность источника накачки, поддерживающего стационарную степень неравновесности  $S = Q\tau_0/T_0$ ;  $\tau_0 = \tau_k(T_0, \rho_0)$ ;  $T$ ,  $T_0$ ,  $\rho$ ,  $\rho_0$  – температура, плотность и их стационарные значения. Для этого звуковое

поле представим суперпозицией волны накачки ( $\Pi_0$ ) и рассеянной волны ( $\Pi_1$ )

$$\Pi = \frac{\Pi_0}{2} \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t)] + \frac{\Pi_1}{2} \exp[i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t)] + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где  $\Pi = P'/\rho_0 u_\infty^2$ ,  $P'$  – возмущение давления в акустической волне,  $u_\infty$  – замороженная скорость звука. Для определенности звуковое поле полагается высокочастотным ( $\omega_0 \tau_0 > 1$ ), а его рассеянная компонента – стоксовой. Представление звукового поля в виде простых волн (2) возможно только на таких расстояниях  $L$ , когда  $L < L_B$ , где  $L_B$  – длина образования ударного разрыва.

Вихревую моду ( $\mathbf{W} = \text{rot } \mathbf{v}$ ,  $\mathbf{v}$  – возмущение скорости) и температурную моду  $\bar{T}$  также представим в виде бегущих волн с частотой  $\Omega = \omega_0 - \omega_1 \ll \omega_0$ ,  $\omega_1$  и волновым вектором  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$

$$\begin{aligned} \mathbf{W} &= \frac{1}{2} \mathbf{W}_1 \exp[i(\mathbf{q} \mathbf{r} - \Omega t)] + \text{к.с.}, \\ \bar{T} &= \frac{1}{2} T_1 \exp[i(\mathbf{q} \mathbf{r} - \Omega t)] + \text{к.с.} \end{aligned} \quad (3)$$

После подстановки возмущений (2), (3) в систему уравнений релаксационной газодинамики [3] (включаящую, кроме (1), уравнения непрерывности, Навье–Стокса, теплопереноса и состояния) и проведения стандартной процедуры “укорочения” [2, 9, 10], получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Pi_1}{\partial t} + u_\infty \cos \theta \frac{\partial \Pi_1}{\partial x} + \alpha_1 u_\infty \Pi_1 &= \\ = A_w \mathbf{W}_1^* \Pi_0 \cos \theta + A_T T_1^* \Pi_0 \cos \theta, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial T_1^*}{\partial t} + \alpha_T T_1^* = B_T \Pi_1 \Pi_0^*, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{W}_1^*}{\partial t} + \alpha_W \mathbf{W}_1^* = \mathbf{B}_W \Pi_1 \Pi_0^*, \quad (6)$$

$$\Pi_0 = \Pi_P \exp(-\alpha_0 x). \quad (7)$$

Эта система уравнений получена в приближении медленно меняющихся во времени и пространстве амплитуд взаимодействующих волн  $\Pi_1$ ,  $T_1$ ,  $\mathbf{W}$  и заданной диссипирующей волны накачки распространяющейся вдоль оси  $X$ . Здесь  $\alpha_1 = [\alpha_\infty + \delta(\omega_1)]$ ;  $\alpha_0 = [\alpha_\infty + \delta(\omega_0)]$ ;  $\alpha_T = i\Omega + \chi q^2$ ;  $\alpha_W = i\Omega + \nu q^2$ ;  $A_T = -i\omega_0/4T_0$ ;  $A_W = [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{k}_1]/2q^2$ ;  $B_T = i\Omega T_0/2C_{V\infty} + 2\alpha_1 u_\infty T_0/C_{V\infty}$ ;  $\mathbf{B}_W = -2i[\mathbf{k}_0 \times \mathbf{k}_1] \alpha_1 u_\infty^2/k_1$ ;  $\theta$  – угол рассеяния;  $\nu$ ,  $\chi$  – коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности;  $\delta(\omega) = \omega^2(2\nu/3 + \chi/2C_{V\infty})/u_\infty^3$  – вязкостно-теплопроводностный коэффициент поглощения звука;  $\alpha_\infty = C_{V0}^2 \xi_0/2\rho_0 C_{V\infty}^2 \tau_0^2 u_\infty^3$  – коэффициент поглощения звука, обусловленный наличием в среде релаксационного процесса (1), формирующего вторую вязкость;  $\xi_0 = \tau_0(u_\infty^2 - u_0^2)\rho_0 C_{V\infty}/C_{V0}$  – низкочастотный коэффициент второй вязкости;  $u_0 = (C_{P0} T_0/C_{V0} m)^{1/2}$  – равновесная скорость звука;  $C_{P0} = C_{P\infty} + C_K + S(\tau_T - \tau_p)$ ,  $C_{V0} = C_{V\infty} + C_K + S\tau_T$  – равновесные (низкочастотные) теплоемкости при постоянном давлении и объеме в колебательно-возбужденном газе с процессом релаксации в форме (1) [3];  $C_K = dE_d/dT$ ;  $\tau_T = \partial \ln \tau_0 / \partial \ln T_0$ ;  $\tau_p = \partial \ln \tau_0 / \partial \ln \rho_0$ ;  $m$  – молекулярная масса. Зависимостями  $\nu(T)$ ,  $\chi(T)$  пренебрегалось.

Коэффициент  $\delta$  всегда положителен. В отличие от него величина  $\alpha_\infty$  может быть как положительной (при  $\xi_0 > 0$ ), так и отрицательной (при  $\xi_0 < 0$ ). В рамках рассматриваемой релаксационной модели (1) условие инверсии коэффициента второй вязкости имеет простой вид [3]

$$S(C_{V\infty} \tau_p + \tau_T) + C_K < 0. \quad (8)$$

Все коэффициенты системы (4)–(7) получены без учета неоднородности стационарной неравновесной среды. В [11, 12] показано, что при распространении высокочастотного звука в продольно слабонеоднородной среде появляются аддитивные поправки к коэффициенту  $\alpha_\infty$ . Качественный вид системы (4)–(7) при этом не изменяется.

Дополним систему уравнений (4)–(7) краевыми условиями вида

$$\begin{aligned} \Pi_1(0, t) &= \Pi_{10}(t), \quad \Pi_1(x, 0) = 0, \\ T_1(0, t) &= W_1(0, t) = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Эта форма краевых условий удобна при рассмотрении рассеяния в прямом направлении ( $0 < \theta < \pi/2$ ).

Первое слагаемое в правой части (4) соответствует процессу нелинейного взаимодействия звука с волнами завихренности. Второе слагаемое в правой части (4) – нелинейному взаимодействию звука с температурными волнами. Ниже исследуются свойства этих процессов по отдельности, а затем проведено сравнение их эффективностей.

### НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕОРИЯ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА В АКУСТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Исходя из вида (4)–(7), оба вида рассеяния можно описать обобщенными уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Pi_1}{\partial t} + u_\infty \cos \theta \frac{\partial \Pi_1}{\partial x} + \alpha_1 u_\infty \Pi_1 &= \\ = \cos \theta A_F F^* \Pi_P \exp(-\alpha_0 x), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial F^*}{\partial t} + \alpha_F F^* = B_F \Pi_1 \Pi_P^* \exp(-\alpha_0 x),$$

где  $F^* = \mathbf{W}_1^*$  для процесса ВРВ или  $F^* = T_1^*$  для процесса ВТРЗ.

Введем новые функции

$$\bar{\Pi} = \Pi_1 \exp(\alpha_1 x / \cos \theta), \quad (11)$$

$$\bar{F} = F^* \exp(\alpha_0 x + \alpha_1 x / \cos \theta)$$

и новые переменные

$$y = t - \frac{x}{u_\infty \cos \theta}, \quad \zeta = \frac{1 - \exp(-2\alpha_0 x)}{2\alpha_0}. \quad (12)$$

С помощью (11), (12) система (10) с краевыми условиями (9) преобразуется к более простому виду

$$\begin{aligned} u_\infty \frac{\partial \bar{\Pi}}{\partial \zeta} &= A_F \bar{F} \Pi_P, \\ \frac{\partial \bar{F}}{\partial y} + \alpha_F \bar{F} &= B_F \bar{\Pi} \Pi_P^*, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\bar{\Pi}(0, y) = \Pi_{10}(y), \quad \bar{F}(\zeta, 0) = 0.$$

Затем с помощью двойного преобразования Лапласа новой системы (13) получаем

$$\bar{P}(\zeta, y) = \int_0^y \Pi_{10}(y-y') \left[ \frac{\partial G(\zeta, y')}{\partial y'} + \alpha_F G(\zeta, y') \right] dy',$$

$$G(\zeta, y) = \exp(-\alpha_F y) J_0[Z(\zeta, y)] \eta(y), \quad (14)$$

$$Z(\zeta, y) = 2 \left( -\frac{A_F B_F}{u_\infty} |\Pi_P|^2 y \zeta \right)^{1/2}.$$

Здесь  $J_0$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка,  $\eta$  – единичная функция Хевисайда.

Возвращаясь в (14) вновь к переменным  $x, t$ , получаем искомые выражения, описывающие нестационарные процессы ВРВ и ВТРЗ

$$\Pi_1(x, t) = \Pi_{10}(y) \exp(-\alpha_1 x / \cos \theta) \eta(y) - \frac{1}{2} \int_0^t \Pi_{10}(t-t') \frac{Z_F(x, t')}{y'} \times \quad (15)$$

$$\times \exp(-\alpha_F y' - \alpha_1 x / \cos \theta) J_1[Z_F(x, t')] \eta(y') dt',$$

$$F^*(x, t) = B_F \Pi_P^* \int_0^t \Pi_{10}(t-t') \times \quad (16)$$

$$\times \exp(-\alpha_F y' - \alpha_0 x - \alpha_1 x / \cos \theta) J_0[Z_F(x, t')] \eta(y') dt',$$

$$Z_F(x, t) =$$

$$= \{-2A_F B_F |\Pi_P|^2 y [1 - \exp(-2\alpha_0 x)] / \alpha_0 u_\infty\}^{1/2},$$

где  $J_1$  – функция Бесселя первого рода первого порядка.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ВИХРЕВЫХ ВОЛН

Ранее процесс рассеяния ВРВ на флуктуационных вихрях рассматривался в [2, 9], причем режим рассеяния предполагался стационарным. Кроме того, в исходных уравнениях не учитывалась вторая вязкость. Ниже показано, что в термодинамически неравновесном газе величина второй вязкости существенно влияет на процесс рассеяния.

Согласно полученным выражениям (15), (16) изменения интенсивностей рассеянной акустической и возбуждаемой вихревой волн определяются в нестационарном режиме в основном выражениями  $|\Pi_P|^2 \sim \exp g_1^W(x, t)$ ,  $|\mathbf{W}_W|^2 = \exp g_W(x, t)$  где при рассеянии вперед ( $0 < \theta < \pi/2$ ) и  $Z_W \gg 1$  нестационарные инкременты равны

$$g_1^W = -2\nu q^2 \tau - \frac{2\alpha_1 x}{\cos \theta} +$$

$$+ \left\{ \frac{4|\mathbf{A}_W \mathbf{B}_W| |\Pi_P|^2 \tau [1 - \exp(-2\alpha_0 x)]}{\alpha_0 u_\infty} \right\}^{1/2}, \quad (17)$$

$$g_W = g_1^W - 2\alpha_0 x.$$

Стационарный режим ВРВ устанавливается при  $t \geq |t_S^W|$  где

$$t_S^W = \frac{x}{u_\infty \cos \theta} + \frac{\mathbf{A}_W \mathbf{B}_W |\Pi_P|^2 [1 - \exp(-2\alpha_0 x)]}{2\alpha_W^2 \alpha_0 u_\infty} \quad (18)$$

– комплексное время, при котором подынтегральное выражение в (15) достигает максимума.

Подстановка (18) в выражение (17) и использование метода перевала позволяет записать стационарные инкременты при  $Z_W \gg 1$  в виде

$$g_{S1}^W = \frac{2\alpha_1 x}{\cos \theta} - \frac{|\mathbf{A}_W \mathbf{B}_W| |\Pi_P|^2 [1 - \exp(-2\alpha_0 x)] \Omega}{\alpha_0 (\Omega^2 + v^2 q^4) u_\infty} \text{sign } \alpha_1, \quad (19)$$

$$g_{SW} = g_{S1}^W - 2\alpha_0 x. \quad (20)$$

Рассмотрим теперь отдельно случаи диссипативной среды ( $\alpha_1, \alpha_0 > 0$ ) и акустически активной среды ( $\alpha_1, \alpha_2 < 0$ ).

**Диссипативная среда.** Согласно (19), (20) при  $\alpha_1 > 0$  усиление при рассеянии вперед возможно только в антистоксовой области ( $\Omega < 0$ ). Параметрические инкременты (19), (20) при  $\alpha_0 x \ll 1$  являются линейными. Наличие диссипации с декрементом  $\alpha_0$  ограничивает длину нелинейного взаимодействия величиной  $x \sim 1/\alpha_0$ .

Пороговое условие наблюдения вынужденного рассеяния в стационарном режиме имеет вид

$$|\Pi_P|^2 \geq \frac{2\alpha_0 q^2 k_1 (\Omega^2 + v^2 q^4) x}{[1 - \exp(-2\alpha_0 x)] |\Omega| [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{k}_1]^2 u_0 \cos \theta}.$$

Это условие при  $\alpha_0 x \ll 1$  совпадает с полученным в [9].

Процесс ВРВ является резонансным. Максимум усиления в стационарном режиме приходится на частоту  $\Omega_W = -\nu q^2$ . В нестационарном режиме коэффициенты (17) не зависят от частоты  $\Omega$ . Заключение о спектре рассеянного звука можно сделать из рассмотрения подынтегрального выражения в (15), как это было сделано при рассмотрении вынужденного температурного рассеяния света в [13]. Учитывая лишь слагаемое, нарастающее в пространстве и во времени, получим, что

уширение спектра рассеянного звука определяется выражением

$$\Omega' = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{|A_w \mathbf{B}_w| |\Pi_p|^2 [1 - \exp(-2\alpha_0 x)]}{\tau \alpha_0 u_\infty} \right\}^{1/2} \text{sign} \alpha_1,$$

т.е. и нестационарное усиление будет при  $\alpha_1 > 0$  антистоксовым.

**Акустически активная среда.** В акустически активной среде при слабой параметрической связи (малости второго слагаемого в (19) по сравнению с первым) нарастание вихревой компоненты будет беспороговым и возможно в результате как стоксового, так и антистоксового рассеяния звука. Для  $t > |t_S^W|$  и  $\Pi_{10} = \text{const}$  имеем

$$W_1^* = \frac{\mathbf{B}_w \Pi_p^* \Pi_{10} \exp(-\alpha_0 x - \alpha_1 x / \cos \theta)}{\alpha_w}.$$

При больших  $|\Pi_p|^2$  или больших  $x$  второе слагаемое в (19) доминирует. В этом случае, в отличие от диссипативной среды, усиление вихревой компоненты происходит только при стоксовом рассеянии. Легко показать, что для углов рассеяния  $\pi/2 < \theta < \pi$  усиление вихревой компоненты будет происходить, напротив, при антистоксовом рассеянии. Учет усиления волны накачки ( $\alpha_0 < 0$ ) приводит к экспоненциальному нарастанию инкремента с ростом  $x$ .

Оценим  $g_{SW}$  при интенсивности волны накачки  $I_p = 10 \text{ Вт/м}^2$ ,  $\theta = 10^\circ$ ,  $\omega_0 = 2 \times 10^5 \text{ Гц}$  для типичной лазерной смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 3$ . В этой смеси при удельном энергокладе в колебательные степени свободы  $\sim 10 \text{ кДж/м}^3$  и нормальных условиях газовой среды имеем  $\nu = 2 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $u_\infty = 440 \text{ м/с}$ ,  $\alpha_0 = \alpha_1 = -10 \text{ м}^{-1}$  [14]. В результате после подстановки указанных параметров в (20) получаем  $g_{SW} \approx 30$  при  $\alpha_0 x \approx -2.2$ . При таком параметрическом инкременте интенсивность вихревой компоненты, развиваемая из теплового шума, становится сравнимой с  $I_p$ . Причем это усиление при достаточно малых углах рассеяния происходит при  $x < L_B$ . Величина  $L_B$  может быть оценена по формуле  $L_B = -\ln(1 - \alpha_0 L_B^E) / \alpha_0$ , где  $L_B^E = 2C_{V\infty} / \Pi_p k_0 (C_{P\infty} - C_{V\infty})$  – длина образования разрыва в бездиссипативной среде [2]. Для указанных выше параметров  $L_B^E = 3.2 \text{ м}$ ,  $L_B \approx 0.35 \text{ м}$ ,  $x = -2.2 / \alpha_0 = 0.22 \text{ м}$ .

#### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН

Теория ВТРЗ рассматривалась в [15] при распространении звука в твердом теле, в [10, 16] –

в жидкости. Система уравнений (4), (5), (7) отличается от используемой в [10] наличием коэффициента  $\alpha_\infty$ , связанного с релаксационным процессом в неравновесном колебательно-возбужденном газе, а также видом второго слагаемого в правой части (4), описывающего нелинейное взаимодействие звука с температурными волнами. Согласно виду этого слагаемого ВТРЗ не происходит, как и ВРВ, под углом  $\theta = \pi/2$ , но в отличие от ВРВ может происходить в обратном направлении  $\theta = \pi$ . Это совпадает с выводами работы [17], где рассмотрено рассеяние звука на температурных флуктуациях турбулентной атмосферы.

Коэффициент  $B_T$  в правой части (5) определяет обратное воздействие рассеянного звука на температурную волну. Первое слагаемое в этом коэффициенте связано с адиабатическим нагревом, второе слагаемое – с изменением температуры среды в результате поглощения (усиления) звука. В средах с большими коэффициентами  $\alpha_1 \gg \Omega / u_\infty \sim \chi q^2 / u_\infty$  адиабатический нагрев не существен и ниже не учитывается.

Для описания процесса ВТРЗ воспользуемся формулами (17)–(20), в которых надо заменить индекс  $W$  на индекс  $T$ , величину  $\nu$  на  $\chi$  и использовать соответствующие коэффициенты  $A_T$ ,  $B_T$ ,  $\alpha_T$ . Поэтому и все выводы относительно свойств ВРВ справедливы и для ВТРЗ (как в диссипативных, так и усиливающих средах).

ВТРЗ, как и ВРВ, является резонансным процессом. Частота, соответствующая максимуму коэффициента  $g_{S1}^T$ , определяется как  $\Omega_T = \chi q^2$ .

Оценку относительной эффективности ВРВ и ВТРЗ можно провести, найдя отношение следующих величин (определяющих эффективность параметрической связи в двух процессах на резонансных частотах):

$$K = \frac{g_{S1}^W - \alpha_1 x / \cos \theta}{g_{S1}^T - \alpha_1 x / \cos \theta} = \frac{A_w \mathbf{B}_w \chi}{A_T B_T \nu} \approx \frac{2C_\infty \chi \cos^2 \theta / 2}{\nu}.$$

Поскольку в газовых средах обычно  $\chi \approx \nu$ , то при рассеянии под малыми углами процесс ВРВ более эффективен, чем ВТРЗ. С ростом угла рассеяния роль ВТРЗ возрастает и в обратном направлении более эффективен процесс ВТРЗ.

В тех случаях, когда  $K \sim 1$ , систему (4)–(7) следует решать полностью, без отдельного рассмотрения процессов ВРВ и ВТРЗ. В настоящей работе такой расчет не проводился. Как показано в [10], основной качественно новый результат связан с биениями двух мод, имеющих близкие по величине добротности и частоты. Коэффициент нестационарного усиления будет пропорционален  $g \sim \cos[q^2(\nu - \chi)t/2]$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены особенности нестационарного и стационарного вынужденного рассеяния звука на вихревых и температурных волнах в колебательно-возбужденном газе. Показано, что при степенях неравновесности среды, удовлетворяющих неравенству (8), и соответствующих инверсии второй вязкости, свойства этих процессов существенно меняются: изменяется спектральная область рассеяния, рассеяние становится беспороговым. Кроме того, параметрический инкремент вместо линейного становится экспоненциальным. Это может привести к интенсивному вихреобразованию в среде, а также к ее температурно-му расслоению.

Инверсия второй вязкости может происходить не только в средах с неравновесными внутренними состояниями молекул, но и в средах с необратимыми химическими реакциями, в слабоионизованном газе и в других, где возможно установление положительной обратной связи между неравновесным тепловыделением и акустическим возмущением [5, 6]. Во всех этих средах, по-видимому, возможно рассмотренное выше изменение свойств ВТРЗ и ВРВ. Причем в средах с несколькими релаксационными процессами знак коэффициента второй вязкости в общем случае зависит как от их степени неравновесности, так и от частоты звука. Например, в рассмотренном выше примере неравновесной  $\text{CO}_2$ -содержащей среды учет релаксации различных колебательных мод ограничивает сверху частотную область существования отрицательной вязкости  $\omega < 10^6$  Гц [14].

Следует заметить, что в акустически активной среде время установления стационарного процесса, согласно (18), также растет экспоненциально. Поэтому ВТРЗ и ВРВ могут происходить на фоне развивающихся конвективных течений, здесь не учитывающихся. Рассмотрение процессов вынужденного рассеяния звука в потоках неравновесного газа представляет несомненный интерес для последующих исследований. Некоторые аспекты этой проблемы исследовались в [18], где рассматривалось вынужденное рассеяние звука на вихревых возмущениях пузелейного потока при наличии слабой параметрической связи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 520 с.
2. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 288 с.
3. Коган Е.Я., Молевич Н.Е. Коллапс акустических волн в неравновесном молекулярном газе // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 5. С. 941.
4. Осипов А.И., Уваров А.В. Вторая вязкость в колебательно-неравновесном газе // Вестн. МГУ. Сер. 3. 1987. Т. 28. № 6. С. 52.
5. Молевич Н.Е., Ораевский А.Н. Вторая вязкость в термодинамически неравновесных средах // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 3. С. 128.
6. Завершинский И.П., Коган Е.Я., Молевич Н.Е. О механизме усиления звука в слабоионизованном газе // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 8. С. 422.
7. Malnev V.N., Nedospasov A.V. About some Peculiarities of Streamline of Bodies by Flows of Vibration Nonequilibrium Gases. In: Perspectives of MHD and Plasma Technologies in Aerospace Applications. M.: IVTAN, 1999. P. 128.
8. Рабинович М.И., Фабрикат А.Л. Нелинейные волны в неравновесных средах // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 5–6. С. 722.
9. Пушкина Н.И., Хохлов Р.В. О вынужденном звуковом рассеянии на вихревых волнах // Акуст. журн. 1971. Т. 17. № 1. С. 167.
10. Бункин Ф.В., Воляк К.И., Ляхов Г.А., Романовский М.Ю. Вынужденное рассеяние звука в вязких жидкостях // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 1. С. 140.
11. Molevich N.E. Sound Propagation in Nonequilibrium Media with Slowly Varying Parameters. In: The 2nd Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. M.: IVTAN, 2000. P. 286.
12. Молевич Н.Е. Усиление звука в неоднородных потоках неравновесного газа // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 1. С. 119.
13. Старунов В.С. Некоторые вопросы теории вынужденного молекулярного рассеяния света // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 3. С. 1012.
14. Молевич Н.Е., Ораевский А.Н. Волны в среде с отрицательной второй вязкостью // Тр. ФИАН. 1992. Т. 222. С. 45.
15. Пушкина Н.И., Хохлов Р.В. Температурное рассеяние звука в твердом теле // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 4. С. 1263.
16. Бункин Ф.В., Воляк К.И., Ляхов Г.А. О возможности наблюдения вынужденного температурного рассеяния звука // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 5. С. 607.
17. Монин А.С. Некоторые особенности рассеяния звука в турбулентной атмосфере // Акуст. журн. 1961. Т. 7. № 4. С. 457.
18. Завершинский И.П., Коган Е.Я., Молевич Н.Е. Параметрическое взаимодействие акустических волн с возмущениями плоскопараллельных течений неравновесных газов // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 1. С. 69.