

- [5] Волков В. А., Галченко Д. В., Галченко А. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. Вып. 5. С. 255—257.
- [6] Говорков С. А., Резников М. И., Сеничкин А. П., Тальянский В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 8. С. 380—382.
- [7] Волков В. А., Галченко Д. В., Галченко Л. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 11. С. 510—513.
- [8] Говорков С. А., Резников М. И., Медведев Б. К. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 5. С. 252—255.
- [9] Луцкий В. Н., Каганов М. И., Шук А. Я. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 2. С. 721—729.
- [10] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [11] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 526 с.
- [12] Мурзин С. С. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 1. С. 45—47.

Донецкий  
физико-технический институт  
АН УССР

Поступило в Редакцию  
26 ноября 1987 г.  
В окончательной редакции  
6 мая 1988 г.

01; 08

Журнал технической физики, т. 59, в. 2, 1989 г.

## К ВОПРОСУ О САМОФОКУСИРОВКЕ ЗВУКА В СРЕДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ВТОРОЙ ВЯЗКОСТЬЮ

Н. Е. Молевич, А. Н. Оравский

В [1] показано, что в стационарном колебательно-неравновесном газе вторая вязкость может стать отрицательной. Это приводит к отрицательному коэффициенту поглощения и самофокусировке звука. В [1] самофокусировка рассматривалась для звука низкой частоты  $\omega < 1/\tau_0$  ( $\tau_0$  — время колебательной релаксации). Как будет видно ниже, самофокусировка звука в неравновесной среде возможна не только при  $\omega\tau_0 < 1$ , но и в любом частотном диапазоне, для которого еще существует отрицательное поглощение звука.

Прежде всего дадим более общее, чем в [1], определение коэффициента второй вязкости в неравновесной среде. Согласно [2], коэффициент второй вязкости  $\xi$  задает связь возмущения давления в звуковой волне  $P$  с дивергенцией скорости  $v$

$$P = c_0^2 \rho - \xi (\omega \operatorname{div} v), \quad (1)$$

где  $c_0$  — низкочастотная равновесная скорость звука,  $\rho$  — возмущение плотности газа. В неравновесном колебательно-возбужденном газе для произвольной частоты звука коэффициент  $\xi$  можно определить из дисперсионного соотношения, полученного в [3]

$$\xi(\omega) = \frac{\xi_0}{1 - i\omega\tau_0 \frac{C_{p00}}{C_p^0}}, \quad (2)$$

где

$$\xi_0 = \frac{\tau_0 \rho_0 (c_\infty^2 - c_0^2) C_{v\infty}}{C_p^0} \quad (3)$$

— низкочастотный коэффициент второй вязкости ( $\omega\tau_0 \ll 1$ ) [1];  $\tau_0$  — время колебательной релаксации;  $\rho_0$ ,  $T_0$  — стационарные значения плотности и температуры газа;  $m$  — молекулярная масса;  $c_0 = (C_p^0 T_0 / C_v^0 m)^{1/2}$ ;  $c_\infty = (C_{p\infty} T_0 / C_{v\infty} m)^{1/2}$  — скорость высокочастотного звука ( $\omega\tau_0 \gg 1$ );  $C_{v\infty}$ ,  $C_{p\infty}$  — высокочастотные теплоемкости при постоянном объеме и давлении;  $C_v^0 = C_{v\infty} + C_k - (\mathcal{E}_p^0 - \mathcal{E}_k^0 / T_0) \hat{\epsilon}_0$ ,  $C_p^0 = C_p^0 + 1 - (\mathcal{E}_p^0 - \mathcal{E}_k^0 / T_0)$  — низкочастотные теплоемкости при постоянном объеме и давлении;  $C_k$  — равновесная колебательная теплоемкость;  $\mathcal{E}_p^0$ ,  $\mathcal{E}_k^0$  — значения равновесной и стационарной колебательной энергии в расчете на одну частицу;  $\hat{\epsilon}_0 = \partial \ln \tau_0 / \partial \ln T_0$ .

Мнимая часть (2) приводит к дисперсии звука

$$c_s^2(\omega) = c_0^2 + \omega \operatorname{Im} \xi = \frac{T_0 (C_p^0 C_v^0 + \omega^2 \tau_0^2 C_{p\infty} C_{v\infty})}{m (C_0^2 + C_{v\infty}^2 \omega^2 \tau_0^2)}, \quad (4)$$

а реальная часть (2)

$$\operatorname{Re} \xi(\omega) = \frac{\xi_0}{1 + \frac{C_{v\infty}^2}{C_0^2} \omega^2 \tau_0^2}$$

определяет его поглощение  $\sim \omega^2 \operatorname{Re} \xi(\omega) / c_s^3(\omega)$ .

Формально выражения (2), (3) с точностью до обозначений совпадают с приводимым в [2, 4] коэффициентом второй вязкости для равновесной в стационарных условиях среды. Однако между коэффициентами второй вязкости, полученными в равновесной и стационарной неравновесной средах, имеется существенное различие. В равновесной среде всегда  $c_{\infty} > c_0$  [2], поэтому  $\operatorname{Re} \xi > 0$ . В неравновесной среде скорость низкочастотного звука зависит от степени неравновесности среды и при  $\delta_k^0 - \delta_p^0 / T_0 > C_k / C_{v\infty} - \tau_0$  реальная часть коэффициента второй вязкости независимо от частоты звука становится отрицательной.

Полученные выражения (2), (4) позволяют найти условия самофокусировки звука произвольной частоты. Для этого подставим (2) в уравнения [1], описывающие распространение акустического пучка в неравновесном колебательно-возбужденном газе. В результате получим, что звук частоты  $\omega$  будет самофокусироваться в случае

$$\alpha = \frac{\left[ \frac{4}{3} \eta + \operatorname{Re} \xi(\omega) \right] \omega^2}{\rho_0 c_s^3(\omega)} < 0, \quad (5)$$

$$\varepsilon L_{\Phi} < L_d = \frac{\omega a^2}{c_s(\omega)}. \quad (6)$$

В (5), (6)  $\alpha$  — вязкостный коэффициент поглощения,  $\eta$  — коэффициент динамической вязкости,  $a$  — радиус пучка,  $L_d$  — масштаб дифракционного расплывания звукового пучка,

$$L_{\Phi} = \left[ \frac{2\chi T_0}{(2 - \gamma_0) |\alpha| I_0} \right]^{1/2} \left[ 1 + \frac{2\chi T_0}{(2 - \gamma_0) c_s^2(\omega) \eta} \right]^{-1/2}$$

— длина самофокусировки в отсутствие дифракции,  $\chi$  — коэффициент теплопроводности,  $I_0$  — интенсивность звукового пучка,  $\gamma_0 = C_p^0 / C_v^0$ .

Из условия (5) следует, что предельная частота звука, при которой еще возможна самофокусировка

$$\omega_1 = \frac{C_v^0}{C_{v\infty} \tau_0} \sqrt{\frac{\xi_0}{\frac{4}{3} \eta} - 1}.$$

Звук частоты  $\omega > \omega_1$  будет поглощаться и, согласно [5], дефокусироваться, поскольку  $\alpha > 0$  и  $dc_s/dT > 0$ .

Заметим, что в (1) отсутствуют нелинейные члены, связанные с насыщением отрицательной второй вязкости [6]. Это обосновано тем, что они вносят вклад в самодействие акустического пучка только в четвертом порядке малости по параметру  $\theta \sim v/c_0$ , в то время как условия самофокусировки (5), (6) получаются уже в третьем порядке.

До сих пор рассматривалась самофокусировка звука в колебательно-возбужденном газе. Однако вторая вязкость может стать отрицательной не только в средах с неравновесно возбужденными внутренними степенями свободы, но и при других типах термодинамической неравновесности [7]. Для этого в среде должен идти процесс, увеличивающий разность давления между сжатиями и разрежениями в звуковой волне, т. е. в максимумах волны неравновесное тепловыделение должно быть больше, чем в минимумах. В результате такой положительной обратной связи возможно усиление звука. Например, если в среде имеется стационарный источник энергии с мощностью  $Q_0$  (необратимая экзотермическая реакция; джоулево тепло, выделяющееся в плазме, и т. д.), то без учета внутренних степеней свободы при

$$|(C_{v\infty} \dot{Q}_0 + \hat{Q}_0) \omega \tau_Q| \ll |C_{v\infty} C_{p\infty} \omega^2 \tau_Q^2 + \hat{Q}_0 (\hat{Q}_0 - \dot{Q}_0)| \quad (7)$$

выражение для коэффициента второй вязкости будет аналогично (2), (3), но с заменой  $\tau_0 = \tau_Q$ ,  $C_v^0 = \dot{Q}_0 - \hat{Q}_0$ ,  $C_p^0 = -\hat{Q}_0$ , где  $\hat{Q}_0 = \partial \ln Q_0 / \partial \ln T_0$ ,  $\dot{Q}_0 = \partial \ln Q_0 / \partial \ln \rho_0$ ,  $\tau_Q = T_0 / \rho_0$ . Условие (7) означает, что усиление мало на длине волны звука. Вязкость становится отрицательной

при  $Q_0 (C_{\infty} Q_0 + \dot{Q}_0) > 0$ , что при выполнении (5), (6) также может приводить к самофокусировке звука.

Таким образом, вывод о возможной самофокусировке звука, сделанный ранее и доказанный в [1] для частного случая звука низкой частоты, распространяющегося в колебательно-неравновесном газе, правомерен и для звука частоты  $\omega < \omega_T$ , распространяющегося в термодинамически неравновесной среде с отрицательной вязкостью.

Отметим в заключение, что неравновесная среда, если ее стационарность поддерживается за счет прокачки газа или процессов теплопроводности, будет неоднородной хотя бы в одном из направлений. Это при определенных условиях может препятствовать трехмерной самофокусировке звука. В этой связи представляет интерес рассмотрение самофокусировки в квазистационарных неравновесных средах, в которых по-прежнему возможно существование отрицательной вязкости и связанного с ней отрицательного поглощения, но легче, чем в стационарных средах, создать требуемую степень однородности.

### Литература

- [1] Коган Е. Я., Молевич Н. Е. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 2. С. 96—99.
- [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 439 с.
- [3] Коган Е. Я., Молевич Н. Е. // Изв. вузов. Физика. 1986. Т. 29. № 7. С. 53—58.
- [4] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М.: Физматгиз, 1966. 454 с.
- [5] Аскарьян Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. Вып. 4. С. 144—147.
- [6] Коган Е. Я., Молевич Н. Е., Ораевский А. Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 14. С. 836—839.
- [7] Молевич Н. Е., Ораевский А. Н. // Квант. электр. 1987. Т. 14. № 8. С. 1678—1684.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
15 декабря 1987 г.

07

Журнал технической физики, т. 59, в. 2, 1989 г.

## УПРАВЛЕНИЕ ФОРМОЙ СПЕКТРА ЗАТУХАНИЯ НАПРАВЛЯЕМОЙ ТМ-МОДЫ В МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В. Г. Федосеев, П. В. Адамсон

Явление связывания направляемых мод в волноведущих слоистых структурах находит целый ряд весьма ценных приложений в интегральной и волоконной оптике, таких как создание направленных ответвителей [1], расщепителей мод [2] или фильтров [3] на основе связанных диэлектрических волноводов и волноводных поляризаторов [4] на базе металлодиэлектрических структур. Это разнообразие устройств можно еще расширить, если использовать дополнительные физические факторы, которые дают возможность управлять взаимодействием связанных мод, например электрооптические [5] или нелинейные свойства [6] материалов.

В [6, 7] предложен новый способ такого управления, основанный на взаимодействии связанных мод с узкополосными электронными возбуждениями (УЭВ). В этих работах исследован металлодиэлектрический плоский волновод (МДПВ) с УЭВ в буферном слое, и показано, что в спектре затухания направляемой ТМ-моды такого волновода при определенных условиях возможно появление провалов (антирезонансов). Одно из возможных применений этого эффекта — создание интегрально-оптических спектральных фильтров. В данном сообщении мы покажем, что, используя указанный эффект, можно перестраивать спектр затухания направляемой ТМ-моды МДПВ путем изменения толщины буферного слоя волновода.

Рассмотрим четырехслойный МДПВ, состоящий из трех диэлектрических слоев (s), (a) и (b) и слоя металла (M) (рис. 1). Считаем, что в исследуемой области частот  $\omega$  подложка (s) и волноведущий слой (a) являются непоглощающими (диэлектрические проницаемости этих слоев  $\epsilon_s(\omega)$  и  $\epsilon_a(\omega)$  — действительные величины); между мнимой  $\epsilon''_M$  и действительной  $\epsilon_M(\omega)$