АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1999, том 45, № 4, с. 565–567

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.2

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В УПРУГОЙ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С ДИССИПАЦИЕЙ ЭНЕРГИИ

© 1999 г. В. В. Ефимов, Д. И. Семенцов*

Ульяновский государственный технический университет
432027 Ульяновск, ул. Северный Венец, 32
** Ульяновский государственный университет*
432700 Ульяновск, ул. Л. Толстого, 42

Поступила в редакцию 22.09.98 г.

Известно, что в средах с комплексным показателем преломления имеет место интерференция встречных электромагнитных волн, отсутствующая в прозрачных средах [1–2]. Характерной особенностью интерференции встречных волн, получившей в литературе название "туннельной", является наличие внутри поглощающего или усиливающего [3, 4] слоя интерференционного потока (ИП) энергии, величина которого пропорциональна мнимой части волнового числа. В отличие от потоков энергии однонаправленных волн, экспоненциально спадающих вдоль направления их распространения в поглощающей среде, туннельный ИП встречных волн является незатухающим. Введение туннельного ИП позволяет устранить кажущиеся противоречия с законом сохранения энергии, которые возникают при рассмотрении отражения и прохождения волны, падающей из поглощающей среды на границу раздела с прозрачной средой. Естественно предположить, что туннельная интерференция должна наблюдаться для встречных волн произвольной физической природы в средах с диссипацией энергии так же, как и вышеуказанные сложности с выполнением закона сохранения, на которые для упругих волн указывается в [5, 6]. Интерференционное взаимодействие упругих волн представляет интерес для широкого круга явлений, наблюдаемых при отражении и прохождении волн через плоскослоистые структуры [7, 8]. В настоящей работе обосновывается принципиальная возможность реализации туннельной интерференции встречных звуковых волн в изотропной поглощающей среде и акустического "просветления" среды. Без учета эффектов отражения на границах сред вводится ИП встречных волн в упругой среде, проведен сравнительный анализ интерференции встречных и однонаправленных звуковых волн в средах с диссипацией энергии.

Выделим в упругой изотропной диссипирующей среде две параллельные плоскости $y = \pm d$. Поместим в этих плоскостях источники, возбуждающие плоские продольные упругие волны частоты ω, распространяющиеся вдоль (a-волна) и против (b-волна) оси y. Рассмотрение интерференции встречных волн в подобной идеализированной постановке задачи позволяет отвлечься от эффектов переотражения волн на границах слоя и выявить особенности туннельной интерференции в чистом виде. Звуковое давление p и y-составляющую скорости частиц среды v_y, связанные с волнами a и b, представим в виде:

$$p^{(a,b)} = p_0^{(a,b)} \exp[i(\omega t \mp ky + \varphi_0^{(a,b)})],$$
$$v_y^{(a,b)} = v_{y0}^{(a,b)} \exp[i(\omega t \mp ky + \varphi_0^{(a,b)})], \quad (1)$$

где $k = k_1 - ik_2$ – комплексное волновое число. Амплитуды $p_0^{(a,b)}$, $v_{y0}^{(a,b)}$ и фазы $\varphi_0^{(a,b)}$ отнесены к середине выделенного слоя $y = 0$.

С учетом одномерности задачи и диссипации энергии, обусловленной вязкостью и теплопроводностью среды, линеаризованное уравнение Эйлера [5] записывается в виде:

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y}, \quad (2)$$

где ρ – плотность среды, а соответствующая компонента тензора напряжений

$$\sigma_{yy} = -p + \left(\xi + \frac{4\eta}{3}\right)\frac{\partial v_y}{\partial y}. \quad (3)$$

Здесь величины ξ и η являются коэффициентами объемной и сдвиговой вязкости. Так как в продольной волне, бегущей вдоль оси y, σ_{yy} – единственная компонента тензора напряжений, определяющая работу, то величина усредненной по периоду плотности потока энергии акустической волны в рассматриваемой области $-d \le y \le d$ выражается соотношением

$$S^{\uparrow\downarrow} = -\frac{1}{2}\mathrm{Re}\left[(\sigma_{yy}^{(a)} + \sigma_{yy}^{(b)})^*(v_y^{(a)} + v_y^{(b)})\right], \quad (4)$$

где "*" означает комплексное сопряжение, а $\mathrm{Re}(\ldots)$ – действительная часть стоящего в скобках

выражения. Как следует из (2), создаваемые в среде встречными волнами напряжения связаны со скоростями частиц в соответствующей волне:

$$\sigma_{yy}^{(a)} = -\frac{\rho\omega}{k}v_y^{(a)},\ \sigma_{yy}^{(b)} = \frac{\rho\omega}{k}v_y^{(b)}. \qquad (5)$$

С учетом (5) суммарный поток энергии в выделенном слое может быть представлен в виде суммы трех потоков:

$$S^{\uparrow\downarrow} = \frac{\rho\omega}{2}\mathrm{Re}\left[\alpha(v_y^{(a)} - v_y^{(b)})^*(v_y^{(a)} + v_y^{(b)})\right] = \qquad (6)$$
$$= S^{(a)} + S^{(b)} + S_{\mathrm{int}}^{\uparrow\downarrow},$$

где $\alpha = k^{-1}$. Энергетические потоки отдельных волн и ИП в рассматриваемом случае встречных волн определяются выражениями

$$S^{(a,b)} = \pm\frac{\rho\omega}{2}\mathrm{Re}(\alpha v_y^{(a,b)*}v_y^{(a,b)}) = \qquad (7)$$
$$= \pm\frac{\rho\omega}{2}v_{y0}^{(a,b)^2}\alpha_1\exp(\mp 2k_2 y),$$

$$S_{\mathrm{int}}^{\uparrow\downarrow} = \frac{\rho\omega}{2}\mathrm{Re}[\alpha(v_y^{(a)*}v_y^{(b)} - v_y^{(b)*}v_y^{(a)})] =$$
$$= \rho\omega v_{y0}^{(a)}v_{y0}^{(b)}\alpha_2\sin(\varphi_0^{(a)} - \varphi_0^{(b)} - 2k_1 y),$$

где $\alpha_1 = k_1/(k_1^2 + k_2^2)$, $\alpha_2 = k_2/(k_1^2 + k_2^2)$. Из (7) следует, что энергетические потоки каждой из отдельных волн $S^{(a)}$ и $S^{(b)}$, как и следовало ожидать, экспоненциально убывают в направлении распространения волн в поглощающей среде. При этом их амплитуда пропорциональна действительной части числа α, а убывание определяется значением k_2. Между тем, ИП энергии $S_{\mathrm{int}}^{\uparrow\downarrow}$ обладает нетривиальными свойствами. Его величина определяется мнимой частью волнового числа k_2, и, следовательно, в среде без диссипации энергии ИП встречных волн отсутствует. В различных сечениях выбранного слоя (при разных значениях y) ИП может быть сонаправлен с потоком как a-, так и b-волны. Туннельный характер введенного ИП проявляется в том, что при своем распространении он осциллирует, а не затухает, и при этом его величина и направление для данного сечения зависят от разности фаз волн и толщины слоя. Для определенных толщин и сечений слоя, а также фазовых условий величина ИП может значительно превышать величину потока одиночной волны, что может быть охарактеризовано как акустическое "просветление" слоя.

Проведем сравнительный анализ особенностей ИП однонаправленных и встречных акустических волн, поместив источники b-волны на плоскость $y = -d$. Тогда в области $-d < y < d$ наряду с потоками каждой из волн $S^{(a)}$ и $S^{(b)}$, определяемыми выражениями (7), формируется ИП однонаправленных волн:

$$S_{\mathrm{int}}^{\uparrow\uparrow} = \rho\omega v_{y0}^{(a)}v_{y0}^{(b)}\alpha_1\exp(-2k_2 y)\cos(\varphi_0^{(a)} - \varphi_0^{(b)}). \qquad (8)$$

Из (8) следует, что в отличие от случая встречных волн ИП однонаправленных волн затухает по тому же закону, что и энергетические потоки отдельных волн, и поэтому не может быть использован для эффективного энергетического усиления потока одной из волн. Проиллюстрируем это утверждение на примере интерференции волн, распространяющихся в вязкой однородной жидкости с пренебрежимо малой теплопроводностью. Как показано в [5], волновое число k в этом случае принимает вид

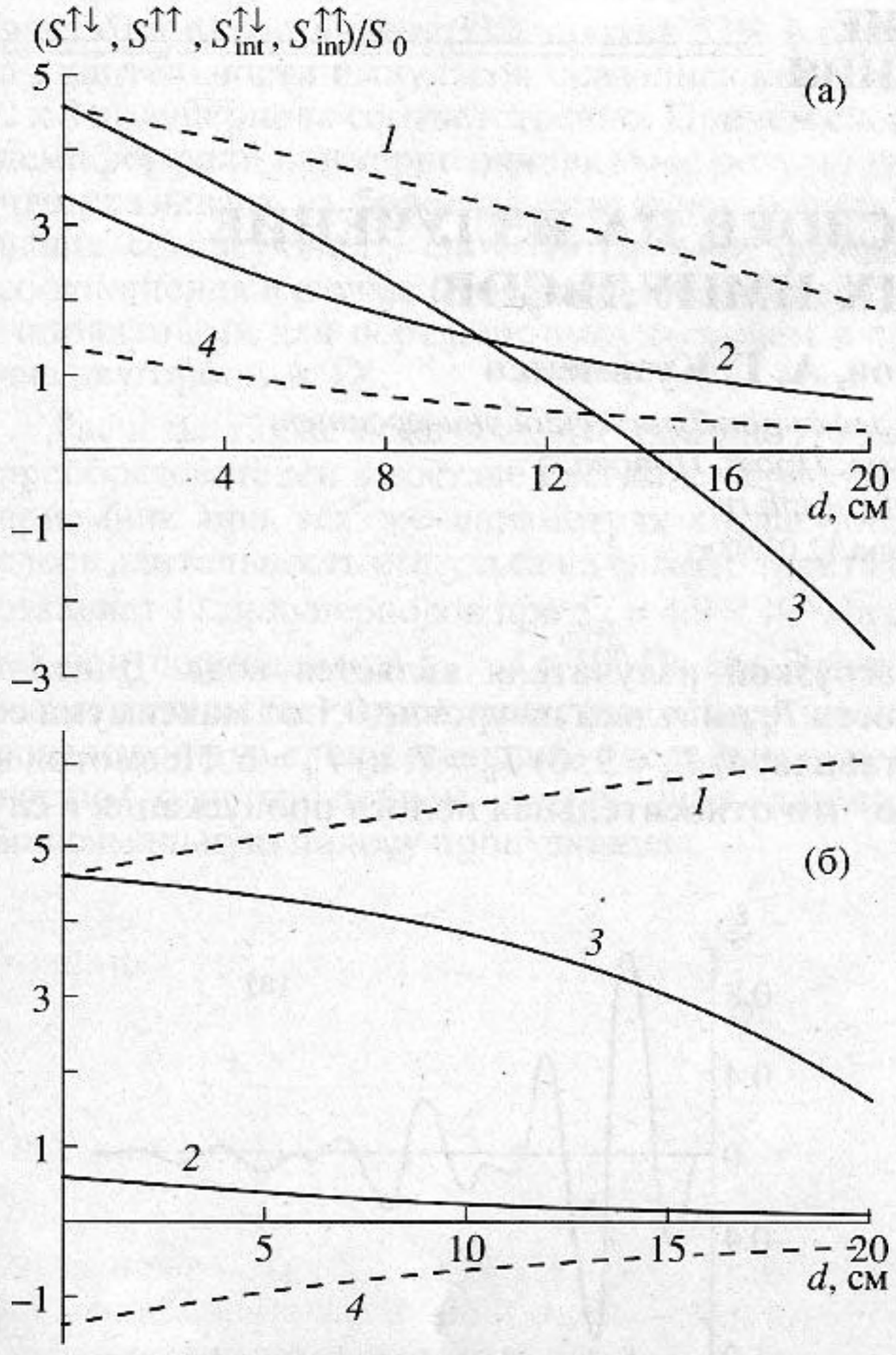
$$k = \frac{\omega}{c}\left[1 - \frac{i\omega}{\rho c^2}\left(\xi + \frac{4}{3}\eta\right)\right]^{-\frac{1}{2}}, \qquad (9)$$

где c – скорость звука в среде. Действительная и мнимая части параметра α при этом запишутся следующим образом:

$$\alpha_{1,2} = \frac{c}{\omega\sqrt{2}}\left[\sqrt{1 + \frac{\omega^2}{\rho^2 c^4}\left(\xi + \frac{4}{3}\eta\right)^2} \pm 1\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (10)$$

Подставляя (10) в (7) и (8), получаем зависимость потоков отдельных волн и интерференционных потоков от материальных параметров среды.

На рисунке представлены зависимости нормированных полных (сплошная кривая) и интерференционных (пунктир) потоков энергии, сформированных встречными и однонаправленными волнами, от толщины слоя для двух значений разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_0^{(a)} - \varphi_0^{(b)} = \pi/4$ (а) и $3\pi/4$ (б). Нормировка проводилась на величину $S_0 = \frac{\rho\omega}{2}v_{y0}^{(a)^2}\alpha_1$, а также принято равенство амплитуд вводимых в слой волн, т.е. $p_0^{(a)} = p_0^{(b)}$ и $v_{y0}^{(a)} = v_{y0}^{(b)}$. Приведенные значения потоков соответствуют "выходному" сечению слоя $y = d$. В качестве расчетных были выбраны низкотемпературные константы глицерина для звуковых волн [9]: $k_1 = 1.2$ м$^{-1}$, $k_2 = 3.9$ м$^{-1}$. Из представленных кривых следует, что поток $S^{\uparrow\downarrow}$ может значительно превышать полный поток однонаправленных волн $S^{\uparrow\uparrow}$ в широком диапазоне толщин слоев. Таким образом, в результате туннельной интерференции встречных "сигнальной" и "опорной" волн на выходе из слоя можно получить суммарный энергетический поток, существенно больший, чем полный поток, сформированный при интерференции "сигнальной" волны с "подсвечивающей" опорной волной, однонаправленной с "сигнальной". Подобный эффект, энергетический выигрыш которого очеви-



Зависимости нормированных полных (сплошная кривая) и интерференционных (пунктир) потоков энергии от величины d для значений разности фаз $\Delta\varphi = \pi/4$ (а) и $3\pi/4$ (б). Четные номера кривых соответствуют потокам однонаправленных волн, нечетные – потокам встречных волн.

ден, в оптике получил название "туннельного просветления" поглощающего слоя [1, 4]. Сравнительный анализ рисунка, а и рисунка, б показывает, что эффективность такого "просветления" и диапазон толщин слоев, где оно реализуется, определяются фазовыми соотношениями интерферирующих волн.

В заключение отметим, что рассмотрение особенностей туннельной интерференции акустических встречных волн, падающих на поглощающий слой извне, следует проводить с учетом многократных отражений внутри слоя от его границ. Возникающие при этом эффекты и их связь с законом сохранения энергии будут исследованы в отдельной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* Эффект туннельной электромагнитной интерференции в металлических пленках // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 21. С. 34–37.
2. *Колоколов А.А., Скроцкий Г.В.* Интерференция реактивных компонент электромагнитного поля // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165–174.
3. *Sementsov D.I., Efimov V.V.* Interference characteristic features of the transmission of opposing waves through layers with a complex refractive index // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 1225–1231.
4. *Ефимов В.В., Семенцов Д.И.* Эффект туннельной интерференции встречных волн в плоских слоях с аномальной дисперсией // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 83. № 2. С. 330–333.
5. *Бреховских Л.М., Годин О.А.* Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
6. *Bobrovnitskii Yu.I.* On the energy flow in evanescent waves // J. Sound Vibr. 1992. V. 152. № 1. P. 175–176.
7. *Zhou D., Peirlinckx L., Van Biesen L.* Identification of parametric models for ultrasonic double transmission experiments on viscoelastic plates // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 99. № 3. P. 1446–1458.
8. *Ramos R.R., Otero J.A., Pérez-Alvarez R.* Wave propagation in a piezoelectric layer// J. Appl. Phys. 1997. V. 81. № 11. P. 7242–7247.
9. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.