4. *Мартынов А. К.* Экспериментальная аэродинамика. М., Оборонгиз, 1958.
5. *Бэтчелор Дж. К.* Теория однородной турбулентности. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
6. *Blake W. K.* Turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations on smooth and rough walls. J. Fluid Mech., 1970, *44*, 4, 637–660.
7. *Bull M. K.* Wall-pressure fluctuations associated with subsonic turbulent boundary layer flow. J. Fluid Mech., 1967, *28*, 4, 719–754.
8. *Corcos G. M.* Resolution of pressure in turbulence. J. Acoust. Soc. America, 1963, *35*, 2, 192–199.
9. *Лямшев Л. М., Салосина С. А.* О влиянии размеров приемника на результаты измерений спектра пристеночных пульсаций давления в пограничном слое. Акуст. ж., 1966, *12*, 2, 261–263.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
22 ноября 1976 г.
После доработки
29 ноября 1977 г.

УДК 534.222

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ В ДИССИПАТИВНОЙ СРЕДЕ

Ю. Н. Карамзин, А. П. Сухоруков, А. К. Сухорукова

На параметрическое возбуждение ультразвука в нелинейной среде оказывает влияние затухание волн, в первую очередь, основных пучков на высоких частотах. Волновая теория строится обычно для недиссипативной среды, а при большом затухании длиной нелинейной среды считают толщину «слоя прозрачности». Однако такой подход не позволяет определить точные значения характеристик параметрической антенны.

В настоящем сообщении приведены результаты расчетов мощности, интенсивности и ширины ультразвукового пучка в диссипативной среде. Расчеты произведены на основе точного решения квазиоптических уравнений численными методами с использованием критериев подобия. Полученные данные о характеристиках параметрической антенны обсуждаются совместно с соответствующими аналитическими выражениями, выведенными в [1, 2].

Интенсивность и мощность параметрического излучателя частоты $\omega_3=\omega_1-\omega_2$, возбуждаемого звуковыми пучками с частотами ω_1 и ω_2, могут быть представлены через критерии подобия в виде [1, 2]

$$I_3 = 4\varkappa_3^2 k_3^2 P_1 P_2 e^{-2\alpha_3 z} \mathcal{I}_3 \left(\xi,\ \zeta,\ \eta;\ \frac{k_1}{k_3},\ 2k_3 a^2\alpha\right), \tag{1}$$

$$P_3 = 2\varkappa_3^2 k_3 z P_1 P_2 e^{-2\alpha_3 z} \tilde{P}_3 \left(\eta;\ \frac{k_1}{k_3};\ 2k_3 a^2\alpha\right) \Big/ \eta, \tag{2}$$

здесь $\mathcal{I}_3=|\tilde{A}_3|^2$ — безразмерная интенсивность, $\tilde{P}_3 = \iint \mathcal{I}_3\, d\xi\, d\zeta$ – мощность, A_3 — амплитуда колебательной скорости, $\xi=x/a$, $\zeta=y/a$ — безразмерные поперечные координаты, a – ширина пучков накачки, $\eta=z/2k_3a^2$ — продольная координата, нормированная на дифракционную длину $R_{д,\,3}=k_3a^2$, $k_j=\omega_j/c$ — волновые числа, c — скорость звука, $\varkappa_3=(\gamma+1)\,\omega_3/2c^2$ – коэффициент квадратичной нелинейности среды, $\alpha=\alpha_1+\alpha_2-\alpha_3$, $\alpha_j=\alpha_0 f_j^2$ — коэффициенты поглощения, $f_j=\omega_j/2\pi$ (для воды $\alpha_0=2\cdot10^{-16}$ *см*$^{-1}$*сек*^{2}).

Для ультразвукового пучка, формируемого на разностной частоте в слое толщиной $z=L$, интенсивность на оси $x=y=0$, полная мощность и радиус поперечного сечения ρ_3, $I_3(\rho_3)=I_3(0)/2$ могут быть записаны в виде

$$I_3=4\varkappa_3^2k_3^2P_1P_2e^{-2\alpha_3L}\mathcal{I}_3(\mathcal{D};\ k_1/k_3;\ \alpha L/\mathcal{D}), \tag{3}$$

$$P_3=2\varkappa_3^2k_3LP_1P_2e^{-2\alpha_3L}\tilde{P}_3(\mathcal{D};\ k_1/k_3;\ \alpha L/\mathcal{D}), \tag{4}$$

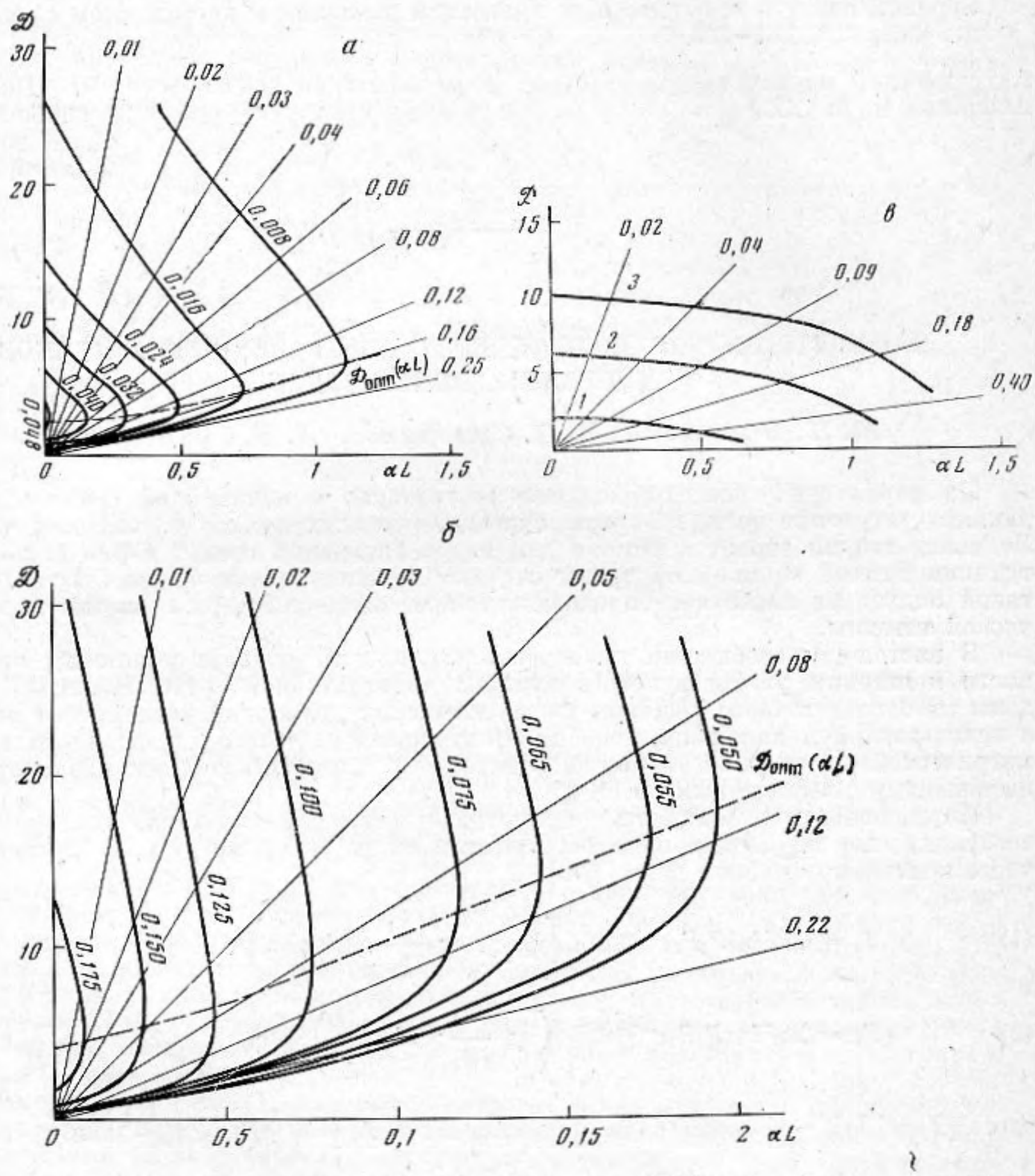
$$\rho_3=a\rho_3(\mathcal{D};\ k_1/k_3;\ \alpha L/\mathcal{D}), \tag{5}$$

где параметр $\mathcal{D}=\eta|_{z=L}=L/2k_3a^2$.

Универсальные функции $\mathcal{I}_3$, $\tilde{P}_3$, $\tilde{\rho}_3$ при фиксированном отношении частот $\omega_1/\omega_3=k_1/k_3=\mathrm{const}$ зависят от двух аргументов $\mathcal{D}$ и $\alpha L/\mathcal{D}$. Функцию двух аргументов

можно представить графически на плоскости в виде линий уровней, на каждой из которых функция сохраняет свою величину. Для построения уровней в качестве декартовых координат удобно выбрать $\mathscr{D}$ и αL; при этом аргументу функции $\alpha L/\mathscr{D}$ будет соответствовать угловой коэффициент центрального луча $\beta=\alpha L/\mathscr{D}$ (ср. со случаем диспергирующей среды, где $\beta=\Delta L/\mathscr{D}$ [2]). Величина β равна отношению дифракционной длины на разностной частоте $R_{д,3}=k_3a^2$ к длине затухания по мощности $L_\alpha=(2\alpha)^{-1}$.

В численных экспериментах обычно находятся зависимости характеристик параметрического излучателя от длины среды L, т. е. функции $\tilde{I}_3$, $\tilde{P}_3$, $\tilde{\rho}_3$ от $\mathscr{D}$ при



Уровни постоянных интенсивности $\tilde{I}_3$ (*а*), мощности $\tilde{P}_3/\mathscr{D}$ (*б*), радиуса ρ_3 ультразвукового пучка (*в*), возбуждаемого гауссовыми пучками при отношении частот $\omega_1/\omega_3=10$. Построение уровней проведено с помощью лучей $\beta=\alpha L/\mathscr{D}$: 0; 0,01; 0,02; 0,03; 0,04; 0,05; 0,06; 0,07; 0,08; 0,09; 0,10; 0,12; 0,14; 0,16; 0,18; 0,20; 0,22; 0,24; 026; 0,30; 0,40. Часть из них показана на фигурах. На фигурах *а* и *б* пунктиром нанесены линии оптимальной ширины накачек $\mathscr{D}_{опт}(\alpha L)=L/2k_3a^2_{опт}(\alpha L)$, соответствующие максимальным величинам интенсивности и мощности

фиксированном втором аргументе ($\alpha L/\mathscr{D}$). Полученные данные надо нанести на лучи плоскости ($\mathscr{D}$, αL) в виде точек, отмечающих пересечение определенных уровней с лучами. Соединяя затем соответствующие точки, можно получить графики двупараметрических функций.

С помощью описанной методики нами были рассчитаны характеристики параметрической антенны, формируемой в диссипативной среде гауссовыми пучками $\tilde{A}_{1,2}(r)=\exp(-r^2/a^2)$ при отношении частот $\omega_1/\omega_3=10$. Функции $\tilde{I}_3$, $\tilde{P}_3$, $\tilde{\rho}_3$, вычисленные для данного преобразователя, представлены на фигуре.

Графики на фигуре позволяют найти мощность, интенсивность и радиус ультразвукового пучка, возбуждаемого в слое нелинейной среды (с произвольными коэф-

фициентом поглощения α и толщиной L) высокочастотными излучателями с гауссовым профилем (с произвольным размером круглого сечения a). Как и следовало ожидать, из графиков видно, что с увеличением α интенсивность и мощность излучения антенны падают, а радиус пучка увеличивается из-за сокращения области параметрической генерации. При этом на плоскости ($\mathscr{D}$, αL) можно выделить несколько областей (секторов): 1) $k_1^2a^2/k_3 \ll \alpha^{-1}$ ($\beta \ll k_3^2/k_1^2$) — затухание волн мало во всей зоне параметрической генерации; характеристики излучателя практически такие же, как в среде без поглощения; 2) $k_1a^2 \ll \alpha^{-1} \ll k_1^2a^2/k_3$ ($k_3^2/k_1^2 \ll \beta \ll k_3/k_1$) — область параметрической генерации сокращается, однако поглощение мало в дифракционной зоне основных пучков. Здесь ультразвуковой пучок расширяется, его мощность падает с увеличением α; 3) $k_3a^2 \ll \alpha^{-1} \ll k_1a^2$ ($k_3/k_1 \ll \beta \ll 1$) — область параметрической генерации меньше дифракционной зоны основных пучков. Здесь интенсивность, мощность и радиус пучка меняются более резко с ростом поглощения; 4) $\alpha^{-1} \ll k_3a^2$ ($1 \ll \beta$) — область параметрической генерации меньше дифракционной зоны возбуждаемого излучения — параметрический излучатель работает как плоский излучатель толщиной α^{-1} с гауссовым профилем. В этой области $\tilde{I}_3 = (\mathscr{D}/\alpha L) \times [1+(4\mathscr{D})^2]^{-1}$; $\tilde{P}_3 = \mathscr{D}/\alpha L$; $\tilde{\rho}_3 = \sqrt{1+(4\mathscr{D})^2}$.

Эффективность работы параметрической антенны с различной апертурой излучателей можно сравнить, проводя вертикальные прямые (αL — фиксировано, $\mathscr{D}$ — меняется). На фигуре, *а*, *б* видно, что $I_3(\mathscr{D})$, $P_3(\mathscr{D})$ имеют максимумы, которые отвечают касанию данной вертикальной прямой (αL=const) с определенным уровнем. Иными словами, находя точки, соответствующие вертикальным касательным уровней, можно легко найти оптимальный размер апертуры излучателя, $a^2_{\text{опт}} = L/2k_3\mathscr{D}_{\text{опт}}$ для каждого значения αL, и соответствующую максимальную величину интенсивности или мощности.

В [1] была аналитически найдена несколько завышенная оценка оптимального размера излучателя по максимуму мощности на разностной частоте: $a^2_{\text{опт}} = 0{,}09(\alpha k_3)$, ($\beta_{\text{опт}} = 0{,}18$); при этом $(\tilde{P}_3(\mathscr{D})/\mathscr{D})_{\max} \approx 1/(8\alpha L)$. Сравнение последних выражений с данными, представленными на фигуре, *б*, показывает их удовлетворительное согласие.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Сухорукова А. К.* К теории параметрической акустической антенны. Акуст. ж., 1977, *23*, 4, 596–602.
2. *Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Сухорукова А. К.* Общие вопросы теории параметрических излучателей ультразвука. Препринт № 138, Москва, ИПМ АН СССР, 1976.

Московский институт народного хозяйства
им. Г. В. Плеханова

Поступила
13 июня 1977 г.
После исправления
5 декабря 1977 г.

УДК 534.232

О ВЛИЯНИИ ГАРМОНИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТЫ МОДУЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА НА ГЕНЕРИРУЕМОЕ ИМ В ЖИДКОСТИ ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ

С. Г. Касоев

В работе [1] решена задача о генерации звука лазерным лучом, модулированным по интенсивности звуковым сигналом с линейно нарастающей частотой, при поглощении энергии лазерного излучения в полупространстве с крупномасштабными неровностями границы, заполненном жидкостью. Нами исследована задача излучения звука лазерным лучом, модулированным по интенсивности звуковым сигналом, в случае гармонической угловой модуляции (см. [2]) звукового сигнала.

Пусть на неровную границу жидкости $z > \zeta$, определяемую уравнением $z = \zeta(x, y)$, падает из воздуха вдоль оси z лазерный луч, модулированный по интенсивности сигналом с круговой частотой $\omega(t) = \omega_0 + \omega_д \cos \Omega t$, где ω_0 — несущая частота, $\omega_д$ — девиация частоты, Ω — модулирующая частота.

При поглощении в жидкости энергии лазерного излучения возникают тепловые источники звука с плотностью энергии

$$Q = \mu H(x, y) e^{-\mu z} \{1 + n \exp[i(\omega_0 t + m \sin \Omega t)]\},$$