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

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

где μ — коэффициент поглощения света в жидкости, $H(x, y)$ — функция распределения интенсивности света по сечению пучка света, n — коэффициент модуляции интенсивности света, $m=\omega_д/\Omega$ — индекс модуляции. При этом в рассматриваемом случае быстрой модуляции $\Omega \gg \omega_д$ (см. [2]) выполняется условие

$$(1)\qquad \rho_0 \frac{\omega_0-\Omega}{c} \gg 1,$$

т. е. наибольшая длина волны звука много меньше размеров неровностей границы. Здесь ρ_0 — характерный размер неровностей, c — скорость звука в жидкости.

Звуковое поле в жидкости описывается неоднородным волновым уравнением

$$(2)\qquad \Delta p - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\beta}{c_p}\frac{\partial Q}{\partial t},$$

где p — звуковое давление, β — коэффициент объемного теплового расширения жидкости, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении. Выполнив преобразование Фурье по времени уравнения (2), получим уравнение Гельмгольца для спектра звукового давления

$$(3)\qquad \Delta\tilde{p} + k^2\tilde{p} = -\frac{i\omega\beta}{c_p}\tilde{Q}.$$

Как известно [2], при малых индексах модуляции $m \ll 1$ спектр плотности интенсивности источников можно представить в следующем виде:

$$\tilde{Q} = \mu H(x, y) e^{-\mu z}\left\{\delta(\omega) + n\left[\delta(\omega-\omega_0) + \frac{m}{2}\delta(\omega-\omega_0-\Omega) - \frac{m}{2}\delta(\omega-\omega_0+\Omega)\right]\right\},$$

где $\delta(\omega)$ — дельта-функция. Решение уравнения Гельмгольца (3) можно написать на основании принципа взаимности [3]

$$(4)\qquad \tilde{p} = \frac{1}{4\pi}\int\limits_V p_0(x_1, y, z_1; x, y, z)\left(-\frac{i\omega\beta}{c_p}\tilde{Q}\right) dx_1\, dy_1\, dz_1,$$

где $p_0(x_1, y_1, z_1; x, y, z)$ — решение регулярной стационарной задачи о рассеянии поля точечного источника на данной границе, когда источник регулярного звукового поля находится в точке (x, y, z), т. е. в той точке, где необходимо определить искомое поле, V — объем, занятый тепловыми источниками звука, обусловленными действием оптического излучения.

В рассматриваемом случае границы с крупномасштабными неровностями (см. условие (1)) ограничимся решением дифракционной задачи в приближении Кирхгофа. Следуя работе [4] в предположении оптимального режима генерации и пренебрегая членами порядка ψ^2 (где $\psi \ll 1$ — среднеквадратичный угол наклона неровной поверхности границы), решение регулярной задачи приближенно можно представить в следующем виде:

$$(5)\qquad p_0 = -2i\frac{e^{ikR}}{R}e^{i(\alpha x_1+\beta y_1-\gamma\zeta(x_1 y_1))}\sin\gamma[z_1-\zeta(x_1, y_1)],$$

где $R=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$, $\alpha=k\cos\varphi\sin\theta$, $\beta=k\sin\varphi\sin\theta$, $\gamma=k\cos\theta$, точка (x, y, z) находится в дальней зоне, θ — угол между радиус-вектором **R** и осью z, φ — угол между проекцией вектора **R** на плоскость (x, y) и осью x.

Из выражений (4) и (5) получим формулу для спектра звукового давления

$$(6)\qquad \tilde{p} = -\frac{H_0\beta\mu n\omega}{2\pi c_v}\frac{e^{ikR}}{R}\left[\delta(\omega-\omega_0) + \frac{m}{2}\delta(\omega-\omega_0-\Omega) - \frac{m}{2}\delta(\omega-\omega_0+\Omega)\right]\times$$
$$\times\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_0^{\infty}\exp[-\rho_1{}^2/a^2 - i\gamma\zeta_1 - \mu z + i(\alpha x_1+\beta y_1)]\sin\gamma z\, dx_1\, dy_1\, dz,$$

где $\zeta_1=\zeta(x_1, y_1)$, $z=z_1-\zeta_1$, $H(x, y)=H_0 \exp(-\rho^2/a^2)$, $\rho=\sqrt{x^2+y^2}$. Обратное преобразование Фурье формулы (6) дает представление для звукового давления

$$p(x, y, z, t)=\frac{H_0\beta\mu n}{2\pi c_p R}\sum_{j=0}^{2} A_j e^{i\omega_j(R/c-t)}\omega_j \frac{\cos^2\theta}{\mu^2c^2/\omega_j{}^2+\cos^2\theta}\times$$
$$\times\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\exp\left[-\frac{\rho_1{}^2}{a^2}-i\frac{\omega_j\zeta_1}{c}\cos\theta+i\frac{\omega_j}{c}(x_1\cos\varphi\sin\theta+y_1\sin\varphi\sin\theta)\right]dx_1\,dy_1, \tag{7}$$

где $\omega_1=\omega_0+\Omega$, $\omega_2=\omega_0-\Omega$, $A_0=1$, $A_1=m/2$, $A_2=-m/2$.

На основании полученного решения (7) найдем среднюю интенсивность звука с точностью до членов первого порядка малости

$$\langle|p|^2\rangle=\langle|p_0|^2\rangle+\langle p_0p_1{}^*\rangle+\langle p_0{}^*p_1\rangle+\langle p_0{}^*p_2\rangle+\langle p_0p_2{}^*\rangle, \tag{8}$$

где p_0, p_1 и p_2 — первое, второе и третье слагаемые суммы (7).

Используем результаты работ [1, 4] для вычисления слагаемых в выражении (8). По формулам названных работ получим следующее выражение для средней интенсивности звукового поля, возбуждаемого лазерным излучением:

$$\langle|p|^2\rangle=\langle|p_0|^2\rangle\left\{1+4m\frac{\Omega}{ck}\cos\frac{\Omega R}{k}\exp\left[-\left(\frac{\Omega}{c}\right)^2\frac{a^2\sin^2\theta+\sigma^2\cos^2\theta}{2}\right]\right\}, \tag{9}$$

где, согласно работе [4],

$$\langle|p_0|^2\rangle=\left(\frac{H_0\beta mc}{2c_pR}\right)^2\frac{\mu^2a^4\cos^2\theta}{[(\mu/k)^2+\cos^2\theta]^2}\times$$
$$\times\frac{\exp[-(\rho_0/\sigma)^2\Delta^2\sin^2\theta/4(1+\Delta^2\cos^2\theta)]}{1+\Delta^2\cos^2\theta}$$

— средняя интенсивность монохроматического звукового поля частоты ω_0, генерируемого лазерным излучением в жидком полупространстве с крупномасштабными неровностями границы.

Из выражения (9) видно, что относительная положительная добавка к средней интенсивности монохроматического поля является произведением трех функций модулирующей частоты: линейной, быстроосциллирующей и показательной. Интересно заметить, что выражение (9) справедливо для обоих видов угловой модуляции [2]: частотной, когда постоянной величиной является девиация частоты, и фазовой, когда постоянное значение сохраняет индекс модуляции. В то же время добавка к средней интенсивности для разных видов модуляции будет изменяться по-разному в зависимости от модулирующей частоты. Так, при частотной модуляции огибающая добавки монотонно спадает при увеличении Ω, а при фазовой модуляции огибающая имеет максимум, определяемый условием $\Omega=c/\sigma$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Касоев С. Г., Лямшев Л. М.* Генерация звука в жидкости лазерным лучом, модулированным по интенсивности ЧМ-сигналом. Акуст. ж., 1977, *23*, 4, 608–614.
2. *Гоноровский И. С.* Радиотехнические цепи и сигналы. Ч. I, М., «Советское радио», 1966.
3. *Лямшев Л. М.* К вопросу о принципе взаимности в акустике. Докл. АН СССР, 1959, *125*, 6, 1231–1234.
4. *Касоев С. Г., Лямшев Л. М.* Генерация звука при поглощении модулированного лазерного излучения в жидком полупространстве с крупномасштабными неровностями границы. Акуст. ж., 1977, *23*, 2, 265–272.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
7 июля 1977 г.
После исправления
30 ноября 1977 г.