

УДК 534.232

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ МОДУЛИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖИДКОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ С КРУПНОМАСШТАБНЫМИ НЕРОВНОСТЯМИ ГРАНИЦЫ*

С. Г. Касоев, Л. М. Лямиев

Теоретически изучена генерация звука в жидком полупространстве с крупномасштабными неровностями границы при поглощении энергии модулированного лазерного излучения. Получены и проанализированы выражения для среднего давления, средней интенсивности и дисперсии флуктуаций звукового поля. Показано, что среднее давление в поле существенно зависит от параметра Рэлея, а средняя интенсивность — от отношения поперечных размеров светового пучка и радиуса корреляции неровностей границы.

Известно, что при поглощении энергии светового излучения в жидкости возникают тепловые источники звука. В последнее время опубликован ряд работ, посвященных исследованию генерации звука в жидком полупространстве с идеально гладкой границей при нормальном падении на его поверхность модулированного по интенсивности лазерного пучка [2—4]. В реальных экспериментальных условиях в силу различных причин поверхность жидкости нередко оказывается неровной. Поэтому полезно оценить влияние неровностей границы на генерируемое звуковое поле. Цель настоящей работы — получить такую оценку для больших по сравнению с длиной звуковой волны в жидкости неровностей границы.

Пусть на неровную поверхность жидкого полупространства $z > \zeta$, определяемую уравнением $z = \zeta(x, y)$, из воздуха вдоль оси z падает лазерный луч, модулированный по интенсивности звуковой частотой ω . При поглощении энергии лазерного излучения в жидкости возникают тепловые источники звука с плотностью энергии Q , равной [2—4]

$$(1) \quad Q(x, y, z, t) = A\mu H(x, y) e^{-\mu[z - \zeta(x, y)]} (1 + m \cos \omega t),$$

где μ — коэффициент поглощения света в жидкости, A — коэффициент прохождения света через границу раздела сред, $H(x, y)$ — интенсивность света в пучке, m — коэффициент модуляции интенсивности света.

В рассматриваемом случае звуковое поле в жидкости описывается неоднородным уравнением Гельмгольца:

$$(2) \quad (\Delta + k^2)p = -\frac{i\beta A}{c_p} m\omega\mu H(x, y) e^{-\mu[z - \zeta(x, y)]},$$

где p — звуковое давление, $k = \frac{\omega}{c}$ — волновое число в жидкости, c — скорость звука, β — коэффициент объемного теплового расширения жидкости, c_p — удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении.

* По материалам работы [1].

Решение уравнения (2) может быть написано на основании принципа взаимности [5] в следующем виде:

$$(3) \quad p(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_1} p_0(x, y, z; x_1, y_1, z_1) \times \\ \times \left[-\frac{i\beta A}{c_p} m\omega\mu H(x_1, y_1) e^{-\mu(z_1 - \zeta(x_1, y_1))} \right] dV_1,$$

где $p_0(x, y, z; x_1, y_1, z_1)$ — решение регулярной задачи рассеяния звука на границе, когда источник регулярного поля находится в точке (x, y, z) , т. е. в той точке, где необходимо определить искомое поле, V_1 — объем, занятый тепловыми источниками звука, обусловленными действием оптического излучения.

Считая, что точка (x, y, z) находится в дальней зоне, падающую регулярную волну можно представить выражением

$$(4) \quad p_i = \frac{e^{ikR}}{R} e^{i(\alpha x_1 + \beta y_1 - \gamma z_1)},$$

где $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, α, β, γ — компоненты волнового вектора, направленного из точки (x, y, z) в начало координат.

В рассматриваемом случае границы с крупномасштабными неровностями мы ограничимся решением дифракционной задачи в приближении Кирхгофа, т. е. в предположении, что в каждой точке неровной поверхности отражение происходит так же, как от бесконечной плоскости касательной к граничной поверхности в этой точке [6, 7]. При этом на границе суммарное поле состоит из падающей p_i и рассеянной $p_r = W p_i$ волн, где W — коэффициент отражения; на границе жидкости с воздухом можно считать $W = -1$.

Рассеянное поле в жидком полупространстве в общем случае представляется в виде интеграла Кирхгофа [6, 7]. Однако в рассматриваемом частном случае, когда расстояние точки (x_1, y_1, z_1) от границы не больше длины волны звука (именно такая протяженность области тепловых источников вдоль оси z обеспечивает оптимальный режим генерации звука [3]), а масштаб неровностей поверхности велик по сравнению с этим расстоянием, рассеянное поле в слое глубиной $1/k$ можно приближенно представить, как и на границе, в виде:

$$(5) \quad p_r = -\frac{e^{ikR}}{R} e^{i(\alpha' x_1 + \beta' y_1 + \gamma' z_1) - i(\gamma + \gamma') \zeta(x_1, y_1)},$$

где

$$\alpha' = k \sin \theta' \cos \varphi', \quad \beta' = k \sin \theta' \sin \varphi', \\ \gamma' = k \cos \theta',$$

а углы φ' и θ' выражаются через координатные углы волнового вектора падающей волны φ и θ следующим образом:

$$\varphi' = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\operatorname{tg} \theta \sin \varphi + 2 \frac{\partial \zeta}{\partial y}}{1 - \operatorname{tg} \theta \sin \varphi - 2 \frac{\partial \zeta}{\partial y}} \frac{1 - \operatorname{tg} \theta \cos \varphi + 2 \frac{\partial \zeta}{\partial x}}{\operatorname{tg} \theta \cos \varphi + 2 \frac{\partial \zeta}{\partial x}} \right\}, \\ \theta' = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\operatorname{tg} \theta \cos \varphi + 2 \frac{\partial \zeta}{\partial x}}{1 - \operatorname{tg} \theta \cos \varphi - 2 \frac{\partial \zeta}{\partial x}} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi'} \right\}.$$

Справедливость выражения (5) ограничена условиями применимости приближения Кирхгофа и, в частности, условием отсутствия многократного отражения падающей волны на границе. Как легко показать, это соответствует наложению определенного ограничения на угол скольжения падающей волны, а именно должно выполняться условие $\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) > 3\delta$,

где δ — средний квадратичный угол наклона неровностей границы.

Поскольку здесь рассматриваются только пологие неровности, что равносильно выполнению условия $\frac{\partial \zeta}{\partial x} \ll 1, \frac{\partial \zeta}{\partial y} \ll 1$, то в слое глубиной $1/k$

влиянием наклона касательной плоскости в точке отражения звукового луча от границы можно пренебречь с точностью до членов порядка $\delta^2 \ll 1$, что легко показать при усреднении. Таким образом, можно считать, что отражение от границы происходит так же, как от плоскости, параллельной координатной плоскости (x, y) и проходящей через данную точку граничной поверхности. Следовательно, в области расположения тепловых источников решение регулярной задачи рассеяния звуковой волны, генерируемой удаленным источником, можно приближенно представить выражением

$$(6) \quad p_0 = -2i \frac{e^{ikR}}{R} e^{i(\alpha x_1 + \beta y_1 - \gamma \zeta(x_1, y_1))} \sin \gamma [z_1 - \zeta(x_1, y_1)].$$

Это выражение вместе с формулой (3) является исходным для дальнейших рассуждений.

Коэффициент прохождения света A в формуле (3), вообще говоря, зависит от угла наклона поверхности жидкости. Однако, оценки показывают, что угловая зависимость A в рассматриваемом случае пологих неровностей весьма слабая и значение A можно положить равным единице. Отметим, что, например, для воды коэффициент прохождения при угле наклона поверхности до 10° отличается от своего максимального значения 0,98 при нормальном падении лишь на 0,75%.

Подстановке решения (6) в формулу (3) дает следующее выражение для звукового давления:

$$(7) \quad p = -\frac{H_0 \beta \mu t \omega}{2\pi c_p} \frac{e^{ikR}}{R} \iiint_{-\infty}^{\infty} \int_{\zeta_1}^{\infty} e^{-\frac{\rho^2}{a^2}} e^{-i\gamma \zeta_1} e^{-\mu(z_1 - \zeta_1)} \times \\ \times \sin \gamma (z_1 - \zeta_1) e^{i(\alpha x_1 + \beta y_1)} dx_1 dy_1 dz_1,$$

где a — эффективный радиус светового пучка, интенсивность которого распределена по закону $H(x, y) = H_0 e^{-\frac{\rho^2}{a^2}}$, $\zeta_1 = \zeta(x_1, y_1)$, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Представляет интерес определить величину среднего звукового давления. После замены переменной $z = z_1 - \zeta_1$, среднее поле в дальней зоне можно найти, усредняя (7) по всем возможным реализациям неровной поверхности:

$$(8) \quad \langle p \rangle = -\frac{H_0 \beta \mu t \omega}{2\pi c_p} \frac{e^{ikR}}{R} \iiint_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\rho^2}{a^2}} e^{-\mu z} \times \\ \times \sin \gamma z \langle e^{-i\gamma \zeta_1} \rangle e^{i(\alpha x_1 + \beta y_1)} dx_1 dy_1 dz;$$

здесь $\langle e^{-i\gamma \zeta_1} \rangle = f(-\gamma)$ — характеристическая функция случайной величины ζ , представляющей смещение граничной поверхности.

Выполнив интегрирование, получим для $\langle p \rangle$ выражение:

$$(9) \quad \langle p \rangle = - \frac{H_0 \beta \mu t \omega}{2c_p} \frac{e^{ikR}}{R} \frac{a^2 k \cos \theta}{\mu^2 + k^2 \cos^2 \theta} e^{-\frac{a^2 k^2 \sin^2 \theta}{4}} f(-\gamma),$$

(здесь θ — угол между осью z и направлением на точку наблюдения (x, y, z)). На основании формулы (9) можно рассчитать поле давления, если известна в явном виде функция $f(-\gamma)$.

Предположим, что смещения поверхности подчиняются нормальному закону распределения. Подставим для этого случая в формулу (9) функцию $f(-\gamma)$ в явном виде. Для плотности распределения вероятности имеем:

$$w(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}},$$

где σ — средняя квадратичная высота неровностей. Характеристическая функция теперь выражается формулой

$$(10) \quad f(-\gamma) = e^{-\frac{\gamma^2 \sigma^2}{2}} = e^{-\frac{k^2 \sigma^2 \cos^2 \theta}{2}} = e^{-\frac{P}{8}},$$

где $P = 2k\sigma \cos \theta$ — параметр Рэля. Из выражения (10) можно видеть, что при стремлении параметра Рэля к нулю характеристическая функция обращается в единицу и формула (9) переходит в выражение, которое описывает поле давления при оптическом возбуждении звука в жидком полупространстве с плоской границей (см., например, [3, 4]). Из формул (9), (10) видно, что среднее поле излучения характеризуется определенной направленностью. Для углов наблюдения $\theta < \arctg \sqrt{2} \frac{\sigma}{a}$ основ-

ное влияние на характеристику направленности оказывает параметр Рэля, а для углов $\theta > \arctg \sqrt{2} \frac{\sigma}{a}$ направленность определяется отноше-

ем радиуса светового пучка к длине звуковой волны, т. е. с увеличением угла наблюдения влияние параметра Рэля на среднее звуковое поле убывает. Среднее поле в направлении оси z быстро уменьшается с увеличением параметра Рэля. Полярные диаграммы, полученные по формулам (9), (10) при различных параметрах Рэля и при условии $(ka)^2 = 10$, представлены на фиг. 1 (ka — волновой размер светового пятна).

Следует заметить, что, как и в теории рассеяния звука неровными поверхностями, среднее поле в данном случае зависит только от распределения высот неровностей и не зависит от формы неровной граничной поверхности.

Другой важной характеристикой случайного звукового поля является средняя интенсивность, выражение для которой можно написать на основании формулы (7) следующим образом:

$$(11) \quad \langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{H_0 \beta \mu t \omega}{2\pi c_p R} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{a^2}} e^{-\mu z} \sin \gamma z_1 e^{-\mu z_2} \times \\ \times \sin \gamma z_2 \langle e^{-i\gamma(\xi_1 - \xi_2)} \rangle e^{i[\alpha(x_1 - x_2) + \beta(y_1 - y_2)]} dx_1 dy_1 dz_1 dx_2 dy_2 dz_2.$$

Здесь $\langle e^{-i\gamma(\xi_1 - \xi_2)} \rangle = f(-\gamma, \gamma)$ — двумерная характеристическая функция. Если рассматривать статистически однородные неровности, для которых

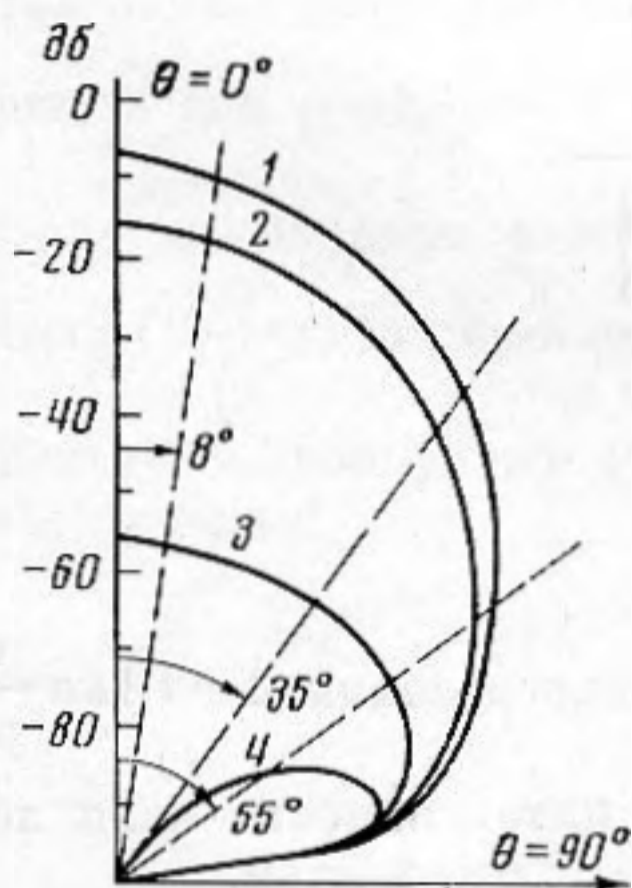
двумерная характеристическая функция зависит от разности координат $\xi = x_1 - x_2$, $\eta = y_1 - y_2$, и считать, что неровности изотропны, т. е., что функция $f(-\gamma, \gamma)$ зависит только от расстояния между точками $\rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$, то для средней интенсивности поля получается выражение

$$(12) \quad \langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{H_0 \beta \mu t \omega}{2\pi c_p R} \right)^2 \frac{\gamma^2}{(\gamma^2 + \mu^2)^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} f(-\gamma, \gamma; \rho) \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{2\rho_2^2}{a^2} - \frac{\rho^2}{a^2} - \frac{2\rho\rho_2}{a^2} (\cos \varphi \cos \psi + \sin \varphi \sin \psi) \right\} \times \\ \times e^{i\rho(\alpha \cos \varphi + \beta \sin \varphi)} \rho \rho_2 d\rho d\rho_2 d\psi d\varphi,$$

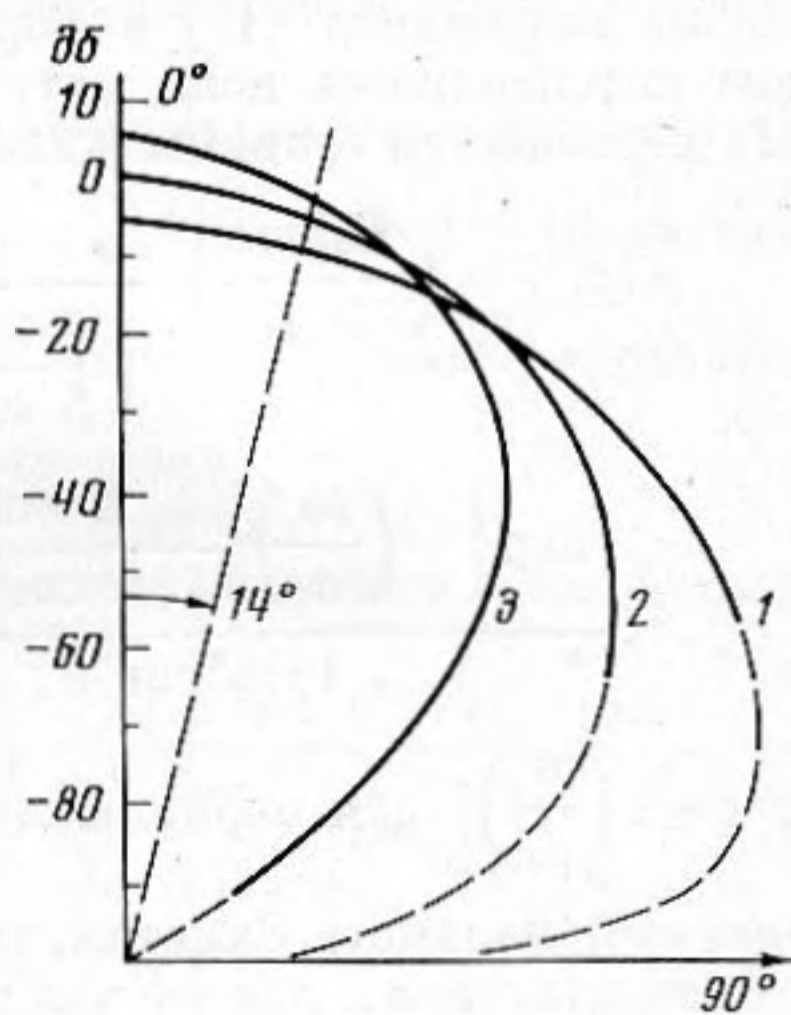
где $x_1 - x_2 = \rho \cos \varphi$, $y_1 - y_2 = \rho \sin \varphi$, $x_2 = \rho_2 \cos \psi$, $y_2 = \rho_2 \sin \psi$. Выражение (12) после интегрирования приводится к виду:

$$(13) \quad \langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{H_0 \beta \mu t \omega}{2c_p R} \right)^2 \frac{\gamma^2 a^2}{(\mu^2 + \gamma^2)^2} \int_0^\infty f(-\gamma, \gamma; \rho) \times \\ \times e^{-\frac{\rho^2}{2a^2}} J_0(\rho \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) \rho d\rho,$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Как и в предшествующем случае, предположим, теперь, что для смещения границы справедлив



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Полярная диаграмма распределения среднего давления для $(ka)^2 = 10$. Масштаб для уровня давления отложен на вертикальной оси. Кривые 1–4 соответствуют значениям параметра $\frac{\sigma}{a}$ 0,01; 0,1; 0,5; 1. Штриховыми линиями показаны углы, определяемые условием $\theta = \arctg \sqrt{2} \frac{\sigma}{a}$.

Фиг. 2. Полярная диаграмма распределения средней интенсивности звукового поля. Масштаб для уровня интенсивности отложен на вертикальной оси. Кривые 1–3 соответствуют значениям параметра Δ^2 0,1; 1; 10. Штриховой линией показана предельная угловая ширина лепестка характеристики направленности

двумерный нормальный закон распределения

$$(14) \quad w(\xi_1, \xi_2; \rho) = \frac{\exp \left\{ -\frac{\xi_1^2 - 2\xi_1\xi_2 N(\rho) + \xi_2^2}{2\sigma^2(1-N^2(\rho))} \right\}}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-N^2(\rho)}}$$

где $N(\rho)$ — коэффициент корреляции неровностей границы. Тогда двумерная характеристическая функция приобретает вид:

$$(15) \quad f(-\gamma, \gamma; \rho) = e^{-\gamma^2\sigma^2(1-N(\rho))}.$$

Для крупных неровностей, отвечающих условию $\gamma\sigma \gg 1$, подынтегральное выражение в формуле (13) будет существенно только для значений ρ , близких к нулю. При этом коэффициент корреляции можно разложить в ряд и ограничиться первыми двумя членами разложения:

$$N(\rho) \approx 1 - \frac{|N''(0)|}{2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2$$

где ρ_0 — радиус корреляции неровностей границы. Определим средний квадратичный угол наклона неровностей соотношением

$$(16) \quad \text{tg}^2 \delta = \left\langle \left(\frac{\partial \xi}{\partial \rho} \right)^2 \right\rangle = \frac{\sigma^2}{\rho_0^2} |N''(0)|$$

и получим следующее выражение для характеристической функции:

$$(17) \quad f(-\gamma, \gamma; \rho) \approx \exp \left\{ -\frac{\gamma^2 \text{tg}^2 \delta}{2} \rho^2 \right\}.$$

Подставляя выражение (17) в формулу (13), представим окончательно среднюю интенсивность поля излучения для крупных однородных изотропных неровностей границы жидкости в виде

$$(18) \quad \langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{H_0 \beta m c}{2c_p R} \right)^2 \frac{\mu^2 a^4 \cos^2 \theta}{\left[\left(\frac{\mu}{k} \right)^2 + \cos^2 \theta \right]^2} \times \\ \times \frac{\exp \left\{ -\left(\frac{\rho_0}{\sigma} \right)^2 \frac{\Delta^2 \sin^2 \theta}{4(\Delta^2 \cos^2 \theta + 1)} \right\}}{1 + \Delta^2 \cos^2 \theta},$$

где $\text{tg}^2 \delta = 2 \left(\frac{\sigma}{\rho_0} \right)^2$ для нормального закона распределения, $\Delta = \sqrt{2} k a \frac{\sigma}{\rho_0}$ —

безразмерный параметр. Заметим, что средняя интенсивность поля легко может быть получена и для случая анизотропных неровностей.

Следует отметить, что величина $\text{tg}^2 \delta$ в показателе характеристической функции определяет связь между смещениями двух точек неровной поверхности. При вычислении средней интенсивности, как видно, из выражения (18), учет величины $\text{tg}^2 \delta$ существен в показателе экспоненты, хотя при нахождении рассеянного поля (см. (6)) флуктуациями наклона поверхности можно пренебречь.

Перейдем теперь к анализу выражения (18) и рассмотрим два предельных значения параметра $\Delta \ll 1$ и $\Delta \gg 1$. Пусть $\Delta \ll 1$. Тогда принятое условие $k\sigma \gg 1$ соответствует малости светового пятна по сравнению с радиусом корреляции неровностей поверхности, т. е. соотношению $\frac{a}{\rho_0} \ll 1$.

И при стремлении Δ к нулю средняя интенсивность стремится в пределе к интенсивности звукового поля, возникающего при поглощении лазерного излучения в жидкости с плоской границей:

$$(19) \quad \lim_{\Delta \rightarrow 0} \langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{H_0 \beta m c}{2c_p R} \right)^2 \frac{\mu^2 a^4 \cos^2 \theta}{\left[\left(\frac{\mu}{k} \right)^2 + \cos^2 \theta \right]^2} e^{-\frac{k^2 a^2 \sin^2 \theta}{2}}.$$

Отсюда следует, что для $\Delta \ll 1$ влиянием неровностей границы на интенсивность звука можно пренебречь и все расчеты интенсивности проводить в приближении плоской границы.

Пусть теперь $\Delta \gg 1$, что при $k\sigma \gg 1$ соответствует радиусам светового пятна, сравнимым или большим радиуса корреляции неровностей границы, т. е. условию $\frac{a}{\rho_0} \geq 1$. Тогда средняя интенсивность поля описывается выражением:

$$(20) \quad \langle |p|^2 \rangle \approx \left(\frac{H_0 \beta m c}{2c_p R} \right)^2 \frac{a^2}{\left[\left(\frac{\mu}{k} \right)^2 + \cos^2 \theta \right]^2} \left(\frac{\mu \rho_0}{k \sigma} \right)^2 e^{-\frac{1}{4} \left(\frac{\rho_0}{\sigma} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \theta}.$$

В этом случае, как видно из формулы (20), угловая характеристика определяется масштабами неровностей поверхности. Интенсивность уменьшается в e раз для угла наблюдения, отвечающего соотношению $\operatorname{tg} \theta = 2 \frac{\sigma}{\rho_0}$,

т. е. угловая ширина лепестка характеристики направленности оказывается приблизительно равной среднему квадратичному углу наклона неровной поверхности $\theta_k \approx \sqrt{2} \delta$.

Диаграммы направленности для средней интенсивности представлены на фиг. 2 для $\mu = k, \frac{\sigma}{\rho_0} = 0,17$ и $\Delta^2 = 0,1; 1; 10$. При $\Delta^2 = 10$ на графике отмечена предельная угловая ширина характеристики направленности $\theta_0 = \operatorname{arctg} \sqrt{2} \frac{\sigma}{\rho_0} = 14^\circ$ для выбранного отношения $\frac{\sigma}{\rho_0}$.

Пользуясь формулами (9) и (18), легко найти дисперсию флуктуаций поля излучения:

$$(21) \quad D = \langle |p|^2 \rangle - |\langle p \rangle|^2 = \left(\frac{H_0 \beta m c}{2c_p R} \right)^2 \frac{\mu^2 a^4 \cos^2 \theta}{\left[\left(\frac{\mu}{k} \right)^2 + \cos^2 \theta \right]^2} \times \\ \times \left\{ \frac{\exp \left[- \left(\frac{\rho_0}{\sigma} \right)^2 \frac{\Delta^2 \sin^2 \theta}{4(\Delta^2 \cos^2 \theta + 1)} \right]}{\Delta^2 \cos^2 \theta + 1} - e^{-\frac{a^2 k^2 \sin^2 \theta}{2} - k^2 \sigma^2 \cos^2 \theta} \right\}.$$

При размере светового пятна, малом по сравнению с радиусом корреляции неровностей границы, дисперсия пропорциональна множителю $[1 - \exp(-p/4)]$, т. е. дисперсия максимальна в направлении оси z и увеличивается с ростом параметра Рэлея. При размере светового пятна, большем по сравнению с радиусом корреляции неровностей, угловая зависимость дисперсии близка к угловой зависимости для квадрата среднего давления. В этом случае дисперсия минимальна в направлении оси z и стремится к нулю в этом направлении с ростом параметра Рэлея.

На основании проведенного рассмотрения можно отметить следующие характерные особенности звукового поля, возникающего при поглощении модулированного лазерного излучения в жидком полупространстве с крупномасштабными статистическими неровностями границы. Среднее давление представляет собой произведение звукового давления в пространстве с ровной границей на характеристическую функцию распределения высоты неровностей границы. Как и в задачах о рассеянии звука, среднее давление существенно зависит от величины параметра Рэлея. Влияние неровностей границы на среднюю интенсивность звукового поля выражается экспоненциальной зависимостью от параметра Δ , т. е. в случае крупных неровностей $k\sigma \gg 1$ интенсивность экспоненциально зависит от отношения радиуса светового пятна на границе к радиусу корреляции неровностей границы. При радиусе светового пятна, малом по сравнению с радиусом корреляции неровностей, влиянием неровностей границы на среднюю интенсивность поля можно пренебречь. В этом случае дисперсия имеет максимум диаграммы направленности вдоль оси z тем больший, чем больше величина параметра Рэлея. При радиусе светового пятна, большем радиуса корреляции неровностей, угловая ширина лепестка характеристики направленности приблизительно равна среднему квадратичному углу наклона неровной поверхности. Дисперсия в этом случае имеет диаграмму направленности с минимумом вдоль оси z .

В заключение следует отметить удобство применения для решения подобных задач принципа взаимности, который позволяет использовать известные решения регулярных задач теории дифракции и рассеяния волн, на что уже было обращено внимание в работе [5]. В частности, полученное решение нетрудно обобщить на случай, когда неровности границы представляют собой суперпозицию крупномасштабных и мелкомасштабных неровностей.

Когда настоящая работа находилась в печати, появилась статья [8], в которой рассматриваются некоторые вопросы, связанные с влиянием неровностей границы на звуковое поле, генерируемое лазерным излучением. Результаты, полученные авторами статьи [8], вытекают из результатов настоящей работы. Кроме того, как нам представляется, метод, развиваемый в настоящей работе, является более последовательным, поскольку позволяет делать дальнейшие обобщения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Лямшев. О влиянии неровной границы на оптическое возбуждение звука в жидкости. Тезисы докл. VIII Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Тбилиси, 1976, т. II, 196.
2. P. J. Westervelt, R. S. Larsen. Laser - excited brodside array. J. Acoust. Soc. America, 1973, 54, 1, 121-122.
3. А. И. Божков, Ф. В. Бункин. Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью. Квантовая электроника, 1975, 2, 8, 1763-1776.
4. Е. Ф. Козяев, К. А. Наугольных. О тепловом акустическом эффекте. Акуст. ж., 1976, 22, 3, 366-369.
5. Л. М. Лямшев. К вопросу о принципе взаимности в акустике. Докл. АН СССР, 1959, 125, 6, 1231-1234.
6. Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., «Наука», 1972.
7. Ю. П. Лысанов. Рассеяние звука неровными поверхностями. В кн. Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., «Наука», 1974, 231-330.
8. А. И. Божков, Ф. В. Бункин, Л. Л. Гдырев. Влияние волнения поверхности жидкости на звуковое поле, возбуждаемое в ней лазерным излучением с модулированной интенсивностью. Квантовая электроника, 1976, 3, 7, 1494-1500.