

УДК 534.232

К ВОПРОСУ О ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ИМПУЛЬСНЫМ ДВИЖУЩИМСЯ ОПТИКОАКУСТИЧЕСКИМ ИСТОЧНИКОМ

Л. М. Лямшев, Л. В. Седов

Теоретически рассмотрены особенности генерации звука в жидкости лазерными импульсами произвольной формы при движении лазерного луча по поверхности жидкости. Практически никаких ограничений на скорость перемещения луча и вид его траектории не накладывается. Предполагается лишь, что траектория движения луча расположена в конечной области поверхности жидкости, а звуковое поле рассматривается в дальней волновой зоне по отношению к размерам этой области. Приведены общие выражения, характеризующие спектр звукового поля движущейся оптико-акустической антенны. Детально исследованы случаи: а) прямолинейного и равномерного движения луча по конечной траектории, б) колебательного движения луча, в) равномерного движения луча по окружности. При равномерном прямолинейном движении луча генерация звука происходит так же, как и в случае неподвижного луча, но при некоторой эффективной форме лазерного импульса. При этом в черенковском направлении огибающая звукового сигнала не зависит от формы лазерного импульса и определяется геометрическими параметрами области эффективного тепловыделения и углом наблюдения, а амплитуда его прямо пропорциональна энергии лазерного импульса. Проанализированы особенности спектра генерируемого звукового сигнала для случаев колеблющегося и движущегося по окружности луча лазера, подробно исследован квазимонохроматический режим генерации звука такими источниками и проведено сравнение характеристик указанных источников с характеристиками неподвижного квазимонохроматического оптико-акустического излучателя.

Задачи генерации звука движущимися оптико-акустическими источниками представляют определенный интерес, поскольку движением такого источника нетрудно управлять, достигая больших скоростей движения, при этом полностью исключается обтекание средой тела излучателя. Метод решения задач оптикоакустики, предложенный в работе [1], позволяет рассмотреть в сравнительно общем виде задачу о генерации звука движущейся произвольным образом оптико-акустической антенной при произвольной форме лазерного импульса. Отметим, что задача о генерации звука прямоугольным лазерным импульсом при прямолинейном равномерном движении лазерного луча кратко рассмотрена в работе [2].

Пусть на границу полупространства, заполненного жидкостью ($z > 0$), в положительном направлении оси z падает лазерный луч. Функция $f(t)$ описывает форму лазерного импульса (полагаем, что эта функция ограничена и непрерывна), а поперечное распределение интенсивности в лазерном луче имеет вид $I(x, y) = I_0 \exp[-(x^2 + y^2)/a^2]$, где a — эффективный радиус сечения лазерного луча на поверхности жидкости. Предположим, что лазерное пятно движется по поверхности жидкости по траектории с координатами $x_0(t)$, $y_0(t)$. Тогда плотность мощности тепловых источников звука в жидкости определяется выражением

$$H(x, y, z, t) = A\mu I_0 f(t) \exp[-(x - x_0(t))^2/a^2 - (y - y_0(t))^2/a^2 - \mu z],$$

где μ — коэффициент поглощения лазерного излучения в жидкости,

а A — коэффициент прохождения света через поверхность жидкости, которые, не ограничивая общности дальнейших рассуждений, можно считать постоянными.

Уравнение Гельмгольца для спектра звукового давления в жидкости, генерируемого лазерным лучом, имеет вид

$$(1) \quad \Delta p_{\omega} + k_0^2 p_{\omega} = - \frac{A \mu I_0 \kappa}{C_p} \exp(-\mu z) \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\omega t - (x - x_0(t))^2/a^2 - (y - y_0(t))^2/a^2] \{f'(t) + 2f(t)[x x_0'(t) - x_0(t) x_0'(t) + y y_0'(t) - y_0(t) y_0'(t)]/a^2\} dt,$$

где κ и C_p — коэффициент теплового объемного расширения и удельная теплоемкость жидкости, k_0 — комплексное волновое число звука, $f'(t)$, $x_0'(t)$, $y_0'(t)$ — соответственно производные функций $f(t)$, $x_0(t)$, $y_0(t)$.

Пусть траектория движения лазерного луча расположена в ограниченной области поверхности жидкости, мы будем интересоваться звуковым полем в дальней зоне*. Выражение для спектра звукового давления в дальней зоне получаем точно так же, как это подробно описано в работе [3]:

$$(2) \quad p_{\omega} = - \frac{\kappa}{C_p} A I_0 a^2 \frac{\exp(ikr_0)}{2r_0} \frac{\omega^2 \tau_{\mu}}{1 + \omega^2 \tau_{\mu}^2} \times \times \exp[-\omega^2 \tau_a^2/4 - q(\omega) r_0] \tilde{F}(\omega),$$

где

$$(3) \quad \tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp\{i\omega t + ik \sin \theta [x_0(t) \cos \varphi + y_0(t) \sin \varphi]\} dt$$

$\tau_{\mu} = \cos \theta / \mu c$, $\tau_a = a \sin \theta / c$, c — скорость звука, θ — угол между осью z и радиус-вектором точки наблюдения r_0 , φ — угол между осью x и проекцией r_0 на плоскость (x, y) , $q(\omega) = \text{Im } k_0$ — коэффициент затухания звука в жидкости, $k = \text{Re } k_0$.

Если теперь сравнить формулу (2) с аналогичным выражением для спектра звукового давления неподвижного импульсного оптико-акустического источника (см. работу [3]), то можно увидеть, что эти формулы практически одинаковы и отличаются лишь тем, что в приведенной выше формуле (2) спектральная плотность лазерного импульса $F(\omega)$ заменена функцией $\tilde{F}(\omega)$. Последняя зависит не только от формы и длительности лазерного импульса, но и от характеристик движения лазерного пятна по поверхности жидкости.

Выражение (2) получено на основе указанных выше довольно широких предположений. Из него следует, что в этом общем случае спектр звукового давления в жидкости определяется, с одной стороны, геометрическими параметрами области поглощения оптического излучения в жидкости, как и при неподвижном луче лазера, с другой — функцией $\tilde{F}(\omega)$, зависящей от спектра лазерного импульса и параметров движения лазерного луча. Полученное аналитическое представление спектра звукового поля в жидкости (2) оказывается весьма удобным для рассмотрения различных частных случаев движения лазерного луча. Ниже мы рассмотрим некоторые из них.

Пусть лазерное пятно движется равномерно и прямолинейно со скоростью V вдоль оси x , т. е. $x_0(t) = Vt$, $y_0(t) = 0$. Функция $\tilde{F}(\omega)$ при этом

* Имеется в виду зона Фраунгофера по отношению к размерам области движения лазерного пятна по поверхности жидкости и верхней граничной частоте спектра звукового сигнала с учетом затухания звука в жидкости.

просто выражается через спектр лазерного импульса

$$(4) \quad \tilde{F}(\omega) = F[(1 - \tilde{M})\omega],$$

где $\tilde{M} = (V/c) \sin \theta \cos \varphi$.

Из формул (2) и (4) следует, что генерация звука движущимся равномерно и прямолинейно импульсным оптико-акустическим источником происходит так же, как и неподвижным, но «сжатым» в $|1 - \tilde{M}|$ раз лазерным импульсом, описываемым функцией $f[t/(1 - \tilde{M})]/|1 - \tilde{M}|$, с эффективной длительностью $|1 - \tilde{M}| \tau$, где τ — длительность лазерного импульса. Отметим, что если $1 - \tilde{M} < 0$, то «эффективный» импульс $f[t/(1 - \tilde{M})]/|1 - \tilde{M}|$ будет не только сжат, но и обращен во времени по отношению к лазерному импульсу. Это связано с тем, что при сверхзвуковом движении источника в определенных направлениях звуковые возмущения, созданные лазерным источником позже, приходят в точку наблюдения раньше.

Таким образом, практически все рассуждения и результаты работы [3] непосредственно переносятся на случай движущегося лазерного пятна, если рассматривать эффективный лазерный импульс $f[t/(1 - \tilde{M})]/|1 - \tilde{M}|$ с длительностью $|1 - \tilde{M}| \tau$. Поэтому, не останавливаясь далее на деталях, которые подробно изложены в работе [3], рассмотрим здесь лишь особенности излучения звука в черенковском направлении, понимая под этим направление, в котором звуковые возмущения от различных точек траектории складываются синфазно. Черенковское направление определяется уравнением

$$(V/c) \sin \theta \cos \varphi = 1.$$

При выполнении этого условия, как следует из выражения (4), функция $\tilde{F}(\omega)$ приобретает особенно простой вид:

$$\tilde{F}(\omega) = F(0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt = \sigma,$$

т. е. $\tilde{F}(\omega)$ не зависит от частоты и равна «площади» лазерного импульса σ . Подставляя $\tilde{F}(\omega) = \sigma$ в соотношение (2) и выполняя обратное преобразование Фурье, получаем выражение, описывающее звуковое поле в черенковском направлении:

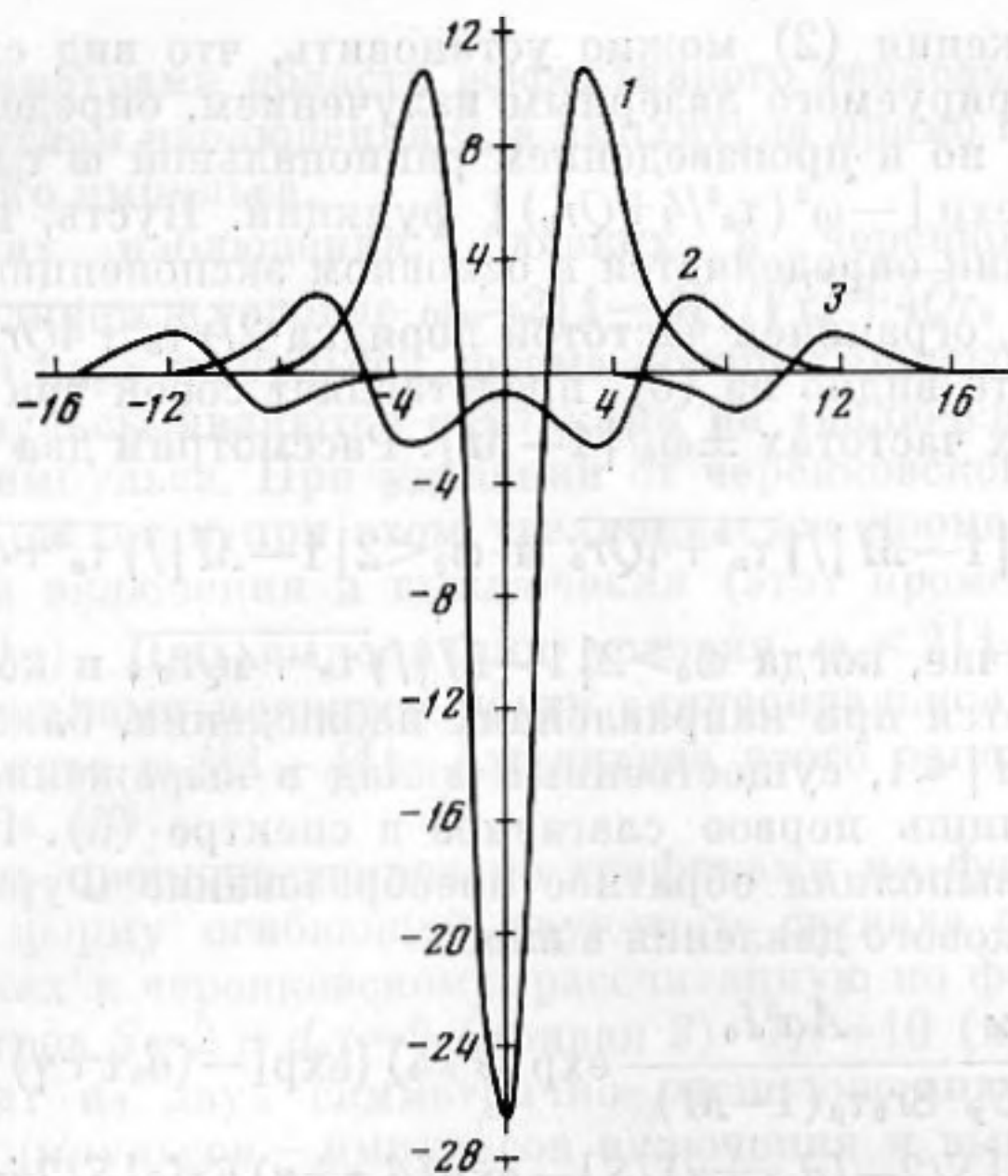
$$(5) \quad p = -\frac{AI_0 a^2 \kappa \sigma}{8C_p r_0 \tau_\mu^2} \left\{ \frac{4}{\sqrt{\pi} S} \exp(-\gamma^2/S^2) - \exp(S^2/4) \times \right. \\ \left. \times [\exp(-\gamma) \operatorname{Erfc}(S/2 - \gamma/S) + \exp(\gamma) \operatorname{Erfc}(S/2 + \gamma/S)] \right\},$$

где $\gamma = (r_0/c - t)/\tau_\mu$, $S = \sqrt{\tau_a^2 + 4Qr_0}/\tau_\mu$, $\operatorname{Erfc}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} \exp(-t^2) dt$ — допол-

нительная функция ошибок, для упрощения выкладок здесь принято, что $q(\omega) = Q\omega^2$, где Q — некоторая постоянная. Отметим, что выражение (5) было получено в работе [3] для очень короткого лазерного импульса.

Как следует из анализа выражения (5), форма огибающей звукового сигнала в черенковском направлении не зависит ни от формы, ни от длительности лазерного импульса. Огибающая звукового импульса определяется геометрическими параметрами области эффективного тепловыделения a , $1/\mu$, параметром Qr_0 и углом наблюдения θ , а амплитуда импульса прямо пропорциональна энергии лазерного импульса $\mu a^2 I_0 \sigma$.

Форма огибающей звукового сигнала в черенковском направлении, рассчитанная по формуле (5), представлена кривой I на фиг. 1. Здесь по вертикальной оси отложена амплитуда звукового импульса, нормирован-



Фиг. 1. Огибающая звукового сигнала в черенковском направлении (кривая 1) и форма импульсов «включения» и «выключения» (кривые 2 и 3)

ная на величину $\frac{\kappa}{C_p} \frac{Aa^2 I_0 \tau}{4r_0 \tau_\mu^2}$, а по горизонтальной — величина $\gamma = (r_0/c - t)/\tau_\mu$, другими словами, по горизонтальной оси откладывается безразмерное время. При расчете принималось $S=2$. Отметим, что в указанных координатах форма звукового импульса определяется одним единственным параметром $S = \sqrt{\tau_a^2 + 4Qr_0}/\tau_\mu$. При уменьшении величины параметра S ширина импульса (по координате γ) будет уменьшаться, а амплитуда — увеличиваться.

Выше были рассмотрены некоторые особенности генерации звука лазерными импульсами произвольной формы при равномерном и прямолинейном движении луча лазера по поверхности жидкости. Представляет интерес теперь более подробно остановиться на случае внутриимпульсной квазимонохроматической модуляции лазерного излучения по интенсивности. Пусть, например,

$$f(t) = \begin{cases} 1 - \cos \omega_0 t, & |t| \leq \tau, \\ 0, & |t| > \tau. \end{cases}$$

Чтобы функция $f(t)$ была непрерывна, примем $\omega_0 \tau = 2\pi n$, где n — некоторое натуральное число. Спектр функции $f(t)$ представляет собой три узкие (с шириной порядка $1/\tau$) полосы в нуле и на частотах $\pm \omega_0$:

$$F(\omega) = 2 \frac{\sin \omega \tau}{\omega} - \frac{\sin(\omega + \omega_0) \tau}{\omega + \omega_0} - \frac{\sin(\omega - \omega_0) \tau}{\omega - \omega_0}.$$

Для функции $\tilde{F}(\omega)$ теперь имеем выражение

$$(6) \quad \tilde{F}(\omega) = 2 \frac{\sin(1-\tilde{M})\omega\tau}{(1-\tilde{M})\omega} - \frac{\sin[(1-\tilde{M})\omega + \omega_0]\tau}{(1-\tilde{M})\omega + \omega_0} - \frac{\sin[(1-\tilde{M})\omega - \omega_0]\tau}{(1-\tilde{M})\omega - \omega_0}$$

Далее, из выражения (2) можно установить, что вид спектра звукового сигнала p_ω , генерируемого лазерным излучением, определяется не только функцией $\tilde{F}(\omega)$, но и произведением рациональной $\omega^2\tau_\mu/(1+\omega^2\tau_\mu^2)$ и экспоненциальной $\exp[-\omega^2(\tau_a^2/4+Qr_0)]$ функций. Пусть, например, спектр этого произведения определяется в основном экспоненциальной функцией и, следовательно, ограничен частотой порядка $2/\sqrt{\tau_a^2+4Qr_0}$, а спектр функции $\tilde{F}(\omega)$, как это видно из (6), представляет собой три полосы в нуле и на доплеровских частотах $\pm\omega_0/|1-\tilde{M}|$. Рассмотрим два случая:

$$\omega_0 > 2|1-\tilde{M}|/\sqrt{\tau_a^2+4Qr_0} \text{ и } \omega_0 < 2|1-\tilde{M}|/\sqrt{\tau_a^2+4Qr_0}.$$

В первом случае, когда $\omega_0 > 2|1-\tilde{M}|/\sqrt{\tau_a^2+4Qr_0}$, и который, в частности, осуществляется при направлениях наблюдения, близких к черенковскому, где $|1-\tilde{M}| \ll 1$, существенный вклад в выражение для звукового давления дает лишь первое слагаемое в спектре (6). Подставляя его в формулу (2) и выполняя обратное преобразование Фурье, получаем выражение для звукового давления в виде

$$(7) \quad p = -\frac{\kappa Aa^2I_0}{C_p 8r_0\tau_\mu(1-\tilde{M})} \exp(S^2/4) \{ \exp[-(d_0\tau+\gamma)] \times \\ \times \operatorname{Erfc}[S/2-(d_0\tau+\gamma)/S] - \exp(d_0\tau+\gamma) \operatorname{Erfc}[S/2+(d_0\tau+\gamma)/S] + \\ + \exp[-(d_0\tau-\gamma)] \operatorname{Erfc}[S/2-(d_0\tau-\gamma)/S] - \\ - \exp(d_0\tau-\gamma) \operatorname{Erfc}[S/2+(d_0\tau-\gamma)/S] \},$$

где $d_0 = (1-\tilde{M})/\tau_\mu$. Заметим, что, как и следовало ожидать, в пределе при $(1-\tilde{M}) \rightarrow 0$ выражение (7) переходит в выражение (5), если учесть, что в рассматриваемом случае $\sigma = 2\tau$. Отметим, что выражение (7) было получено в работе [2] для описания звукового поля равномерно и прямолинейно движущегося оптико-акустического источника при прямоугольной форме лазерного импульса.

Во втором случае, если $\omega_0 < 2|1-\tilde{M}|/\sqrt{\tau_a^2+4Qr_0}$, необходимо учитывать все три члена в спектре (6). При подстановке $\tilde{F}(\omega)$ в виде (6) в выражение (2) обратное преобразование Фурье от первого слагаемого дает выражение (7). Обратные преобразования от второго и третьего слагаемых не выражаются в элементарных функциях, однако их можно вычислить приближенно, полагая спектр лазерного импульса на частотах $\pm\omega_0$ бесконечно узким, и при этом написать в виде

$$(8) \quad p_d = \frac{\kappa Aa^2I_0\omega_d}{C_p 2r_0(1-\tilde{M})} \frac{\mu k_d \cos \theta}{\mu^2 + k_d^2 \cos^2 \theta} \exp\left(-\frac{k_d^2 a^2 \sin^2 \theta}{4} - Qr_0\omega_d^2\right) \times \\ \times \cos(\omega_d t - k_d r_0),$$

где $\omega_d = \omega_0/|1-\tilde{M}|$, $k_d = \omega_d/c$. Выражение (8) описывает монохроматическую звуковую волну на доплеровской частоте $\omega_0/|1-\tilde{M}|$. Отметим, что аналогичным выражением описывается звуковое поле, генерируемое непрерывным, монохроматически модулированным по интенсивности, лазерным излучением при неподвижном луче (см., например, работу [4]) с той лишь разницей, что неподвижный луч генерирует, естественно, звук на частоте модуляции ω_0 .

Анализ выражений (7) и (8) с учетом приведенного выше выражения (5) позволяет отметить следующие особенности звукового поля, генерируемого движущимся равномерно и прямолинейно оптико-акустическим источником при внутриимпульсной квазимонохроматической модуляции лазерного излучения по интенсивности. В черенковском направлении форма огибающей генерируемого звукового сигнала не зависит от формы лазерного импульса и, следовательно, в этом случае описывается общим выражением (5). Огибающая звукового сигнала определяется гео-

метрическими параметрами области эффективного тепловыделения a , $1/\mu$ параметром Qr_0 и углом наблюдения θ , а амплитуда прямо пропорциональна энергии лазерного импульса.

В направлениях наблюдения, близких к черенковскому, когда $|1-\tilde{M}| \ll 1$ и выполняется условие $\omega_0 > 2|1-\tilde{M}|/\sqrt{\tau_a^2 + 4Qr_0}$, звуковое поле представляет собой пару импульсов, форма которых описывается выражением (7). Эти импульсы являются откликами на «включение» и «выключение» лазерного импульса. При удалении от черенковского направления величина $|1-\tilde{M}|$ растет и при этом увеличивается промежуток времени между импульсами включения и выключения (этот промежуток порядка величины $2|1-\tilde{M}|\tau$). При выполнении условия $\omega_0 < 2|1-\tilde{M}|/\sqrt{\tau_a^2 + 4Qr_0}$ между этими импульсами появится почти синусоидальное заполнение на доплеровской частоте $\omega_0/|1-\tilde{M}|$. Амплитуда этого заполнения определяется выражением (8).

Сказанное выше проиллюстрировано графиками на фиг. 1. Кривые 2 и 3 представляют форму огибающей звукового сигнала в направлениях наблюдения, близких к черенковскому, рассчитанную по формуле (7) при значениях параметров $S=2$ и $d_0\tau=5$ (кривая 2), $d_0\tau=10$ (кривая 3). Каждая кривая состоит из двух симметрично расположенных относительно вертикальной оси импульсов — импульсов включения и выключения, причем каждый из этих импульсов состоит из одинаковых по форме импульсов сжатия и разрежения. С увеличением величины параметра $d_0\tau$, т. е. при удалении от черенковского направления, промежуток времени между импульсами растет, стремясь к длительности лазерного импульса, которая в данном случае равна 2τ , а амплитуда их уменьшается.

Рассмотрим еще один частный случай движения лазерного пятна по поверхности жидкости. Пусть луч совершает колебательное движение вдоль оси x по закону $x_0(t) = b \sin \Omega t$, $y_0(t) = 0$. Для $\tilde{F}(\omega)$ получаем

$$(9) \quad \tilde{F}(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kb \sin \theta \cos \varphi) F(\omega + n\Omega),$$

где J_n — функция Бесселя.

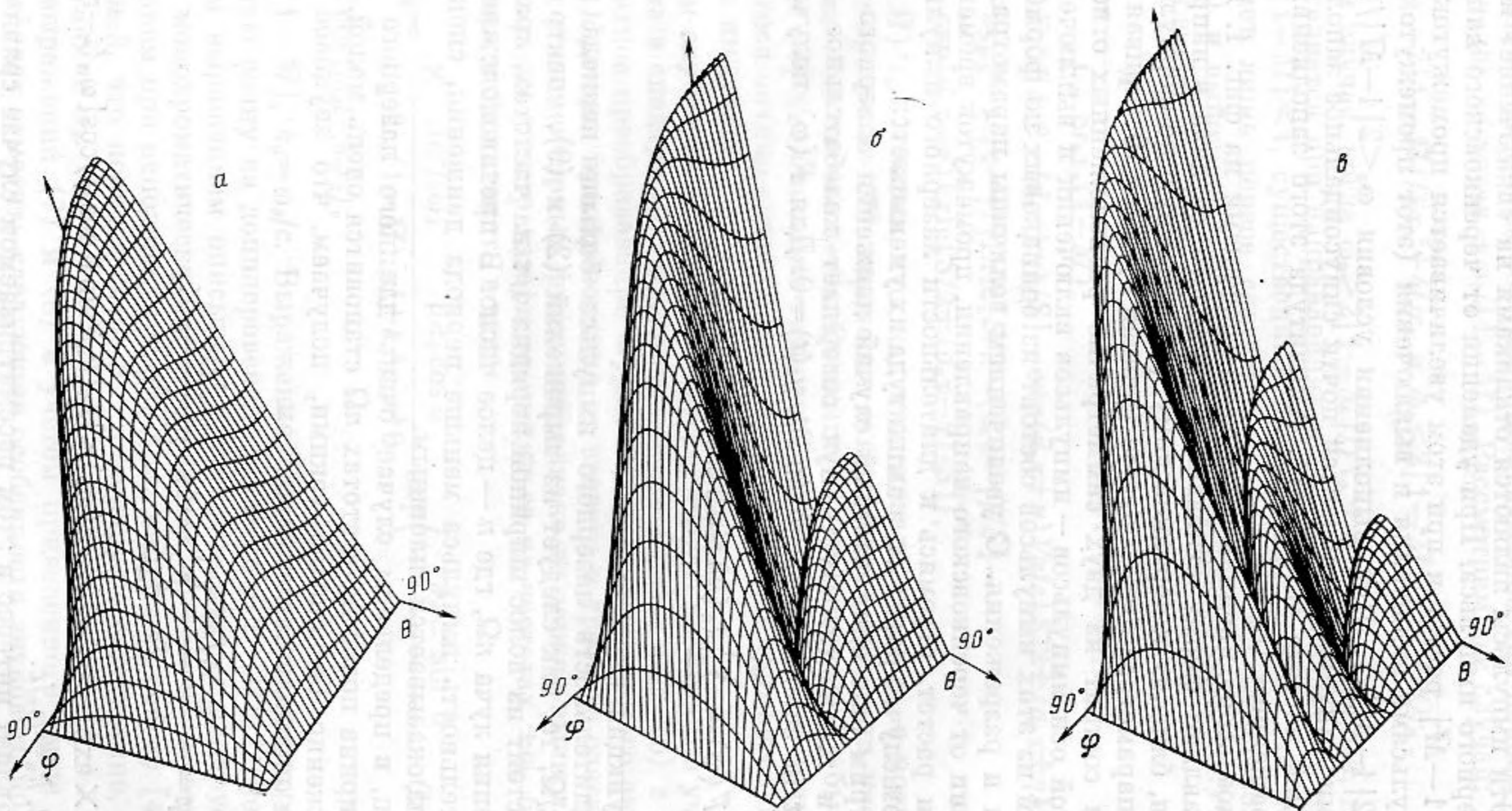
Если длительность лазерного импульса больше периода движения луча $\tau > 2\pi/\Omega$, то, как следует из выражений (2) и (9), спектр звукового сигнала состоит из полос шириной порядка $1/\tau$ на частотах, кратных частоте движения луча $n\Omega$, где n — целое число. В противоположном случае, когда длительность импульса меньше периода движения, спектр звукового сигнала оказывается сплошным.

Наконец, в предельном случае очень длинного лазерного импульса $\tau \gg 2\pi/\Omega$ ширина полос на частотах $n\Omega$ становится очень малой, и, считая их приближенно бесконечно узкими, получаем, что звуковое давление в жидкости определяется выражением

$$p = -\frac{\kappa AI_0 a^2}{C_p r_0} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\omega_n^2 \tau_\mu}{1 + \omega_n^2 \tau_\mu^2} \times \\ \times \exp[-\omega_n^2 \tau_a^2 / 4 - q(\omega_n) r_0] J_n(k_n b \sin \theta \cos \varphi) \cos[\omega_n(t - r_0/c)],$$

где $\omega_n = n\Omega$, $k_n = \omega_n/c$.

Представляет интерес в этом рассматриваемом случае сравнить характеристики излучения звука колеблющегося оптико-акустического источника, например на нижней частоте $\omega_1 = \Omega$, и неподвижного монохроматического оптико-акустического источника [4]. Можно видеть, что диаграмма направленности источника, совершающего колебательные движения на частоте Ω , отличается от диаграммы направленности неподвижного источника множителем $2J_1(k_1 b \sin \theta \cos \varphi)$, и в выбранном направлении при



Фиг. 2. Угловые зависимости звукового давления

соответствующем подборе длины трека луча по поверхности (так, чтобы $k_1 b \sin \theta \approx 1,8$) амплитуда звукового давления в плоскости движения будет превосходить амплитуду звука неподвижного монохроматического оптико-акустического источника на величину около 20%. Отметим также, что $k_1 b = \Omega b / c = V_m / c$, где V_m — максимальная скорость движения колеблющегося источника, и поскольку $k_1 b > 1$, то колеблющийся источник эффективно излучает звук в том случае, когда максимальная скорость движения больше скорости звука в жидкости. Кроме того, в отличие от случая неподвижного монохроматического оптико-акустического источника звуковое поле источника, совершающего колебательное движение, сосредоточено вблизи плоскости движения, а в плоскости, перпендикулярной направлению движения, звуковое поле отсутствует.

На фиг. 2, а—в представлены поверхности функции

$$p_1(\theta, \varphi) = \frac{\kappa A I_0 a^2}{C_p r_0} \frac{\Omega^2 \tau_\mu}{1 + \Omega^2 \tau_\mu^2} \exp[-\Omega^2 \tau_a^2 / 4 - q(\Omega) r_0] \times \\ \times J_1[(\Omega/c) b \sin \theta \cos \varphi],$$

которая описывает угловую зависимость амплитуды звукового давления, создаваемого лазерным лучом, совершающим колебательное движение, на частоте движения Ω . Величина амплитуды звукового давления в относительных единицах отсчитывается по вертикальной оси, по горизонтальным осям — значения углов наблюдения θ и φ в пределах от 0 до 90°. Расчет проводился для следующих значений параметров задачи: $k_1 a = 2$, $k_1 / \mu = \sqrt{2}$ и при $q(\Omega) = 0$, т. е. без учета затухания звука в жидкости, что в данном случае несущественно, $k_1 b = 3$ (фиг. 2, а), $k_1 b = 6$ (фиг. 2, б), $k_1 b = 9$ (фиг. 2, в). Рельеф поверхности функции $p_1(\theta, \varphi)$ изображен кривыми, представляющими собой разрезы поверхности $p_1(\theta, \varphi)$ плоскостями $\theta = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$. Разрезы проведены через каждые три градуса.

На фигурах видны основные особенности излучения звука колеблющимся оптико-акустическим источником. Максимум диаграммы направленности лежит в плоскости движения луча $\varphi = 0$. В плоскости, перпендикулярной направлению движения $\varphi = 90^\circ$, звуковое поле отсутствует. Изменяя амплитуду движения луча b , можно изменять направление, в котором происходит максимальное излучение, или создавать в определенных направлениях «провалы» в диаграмме направленности.

В заключение рассмотрим особенности генерации звука оптико-акустическим источником при движении лазерного пятна по окружности $x_0(t) = B \sin \Omega t$, $y_0(t) = B \cos \Omega t$. В этом случае

$$(10) \quad \tilde{F}(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kb \sin \theta) \exp(in\varphi) F(\omega + n\Omega).$$

Для очень длинного лазерного импульса $\tau \gg 2\pi/\Omega$ его спектр можно приближенно написать в виде

$$(11) \quad F(\omega + n\Omega) = 2\pi \delta(\omega + n\Omega).$$

Подставляя это выражение в формулу (10), а затем в выражение (2) и выполняя обратное преобразование Фурье, получаем для звукового давления

$$(12) \quad p = -\frac{\kappa A I_0 a^2}{C_p r_0} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\omega_n^2 \tau_\mu}{1 + \omega_n^2 \tau_\mu^2} \exp[-\omega_n^2 \tau_a^2 / 4 - q(\omega_n) r_0] \times \\ \times J_n(k_n B \sin \theta) \cos[\omega_n(t - r_0/c) + n\varphi].$$

Как и следовало ожидать из общих физических соображений, диаграмма направленности оптико-акустического источника, совершающего движение

по окружности, на некоторой частоте представляет собой произведение выражений, описывающих диаграмму направленности неподвижного монохроматического оптико-акустического источника и диаграмму направленности излучения звука телом, движущимся по окружности [5]. В этом случае, как и в предыдущем, амплитуда звукового давления на частоте Ω при определенном подборе радиуса окружности B может оказаться больше амплитуды звукового давления для неподвижного монохроматического оптико-акустического источника. При этом, как показывают численные оценки, которые мы здесь не приводим, эффективность генерации звука движущимся по окружности лазерным лучом, определяемая величиной отношения мощности генерируемых звуковых колебаний к мощности лазерного излучения, практически такая же, как и у неподвижного монохроматического оптико-акустического источника.

Полученные выше результаты могут быть легко распространены на случай, когда лазерный луч совершает движение по окружности и интенсивность лазерного излучения монохроматически модулирована со звуковой частотой ω_0 . Если предположить, что длительность лазерного импульса велика по сравнению как с периодом модуляции $\tau \gg 2\pi/\omega_0$, так и с периодом вращения луча $\tau \gg 2\pi/\Omega$, т. е. рассматривать квазимонохроматический режим генерации звука, то можно показать, что кроме частот, кратных частоте вращения $n\Omega$, характеристики излучения на которых описываются выражением (12), будут излучаться частоты вида $\omega_{n\pm} = \omega_0 \pm n\Omega$, где $n=0, 1, 2, \dots$. Диаграмма направленности на каждой из этих частот описывается выражением

$$P_{n\pm} = \frac{\kappa A I_0 a^2}{C_p 2r_0} m \frac{\omega_{n\pm}^2 \tau_\mu}{1 + \omega_{n\pm}^2 \tau_\mu^2} \times$$

$$\times \exp[-\omega_{n\pm} \tau_a^2/4 - q(\omega_{n\pm}) r_0] J_n(k_{n\pm} B \sin \theta),$$

где m — индекс модуляции.

Резюмируя, можно отметить следующие особенности генерации звука в жидкости лазерным лучом, движущимся по ее поверхности.

При равномерном прямолинейном движении луча лазера, работающего в импульсном режиме, характеристики генерируемого звукового сигнала такие же, как и в случае неподвижного луча, но для некоторой эффективной формы лазерного импульса. В черенковском направлении генерируется звуковой сигнал, форма огибающей которого не зависит от формы лазерного импульса и определяется параметрами области эффективного тепловыделения и углом наблюдения, а амплитуда прямо пропорциональна энергии лазерного импульса. В частном случае внутриимпульсной квазимонохроматической модуляции лазерного излучения наличие модуляции не сказывается на характеристиках звукового поля в черенковском и близких к нему направлениях наблюдения. Квазимонохроматическая составляющая на доплеровской частоте появляется в звуковом поле лишь на определенном угловом расстоянии от черенковского направления.

При колебательном движении или вращении лазерного луча и в случае достаточно длинного лазерного импульса генерируются звуковые возмущения на частотах, кратных частоте колебательных перемещений или соответственно частоте вращения. При определенном подборе параметров движения луча эффективность генерации звука колеблющимся или вращающимся лазерным лучом не ниже эффективности генерации звука неподвижным квазимонохроматическим оптико-акустическим источником, однако излучение звука имеет более остро направленный характер.

Отметим также, что полученное выше аналитическое представление спектра звукового поля в жидкости (2) может оказаться удобным для рассмотрения особенностей лазерной генерации звука в жидкости и при иных видах траектории движения лазерного пятна по поверхности жидкости.

Авторы выражают благодарность М. Г. Лисовской, которая выполнила все численные расчеты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лямшев Л. М. К теории оптической генерации звука в жидкостях и твердых телах. Акуст. ж., 1977, 23, 1, 169-170.
2. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А. Излучение звука в случае конечных треков при оптико-акустическом эффекте. Письма в ЖТФ, 1978, 4, 21, 1283-1286.
3. Касоев С. Г., Лямшев Л. М. О генерации звука в жидкости лазерными импульсами произвольной формы. Акуст. ж., 1978, 23, 4, 534-539.
4. Божков А. И., Бункин Ф. В. Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью. Квантовая электроника, 1975, 2, 8, 1763-1776.
5. Докучаев В. П. Излучение звуковых волн телом, движущимся по окружности, и вращающимся флюгером простой формы. Акуст. ж., 1965, 11, 3, 324-333.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила
2 апреля 1979 г.

Примечание при корректуре. За время прохождения статьи появилась работа «Излучение звука оптико-акустическим источником, движущимся по конечной траектории» Ал. А. Коломенский (Акуст. ж., 1979, 25, 4, 547-555), посвященная исследованию близких вопросов.