УДК 534.231:535.211

ДОПЛЕРОВСКИЙ ТЕРМООПТИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК УЛЬТРАЗВУКА

А. И. Божков, Ф. В. Бункин, Ал. А. Коломенский

Термооптический способ возбуждения звука сканирующим лазерным пучком позволяет реализовать на практике движущийся с до- или сверхзвуковой скоростью протяженный источник звука [1–3]. Следует ожидать, и это показывает эксперимент [2], что наибольшие значения звукового давления достигаются при скорости сканирования световым пучком по поверхности среды, близкой или равной скорости звука.

В работе показано, что ограниченность длины пробега протяженного оптико-акустического излучателя (конечная длительность светового импульса τ) позволяет уже в рамках линейной акустики описать с учетом или без учета диссипативных процессов поведение звукового импульса с квазимонохроматическим заполнением при любых скоростях сканирования v, включая скорость сканирования, равную скорости звука c.

Плотность мощности тепловых источников в среде определяется выражением $Q=\mu A(z)T(t)I(x-vt,\ y)$, где скорость перемещения пятна облучения по поверхности среды направлена по оси x, $A(z)$ – функция, учитывающая распределение интенсивности света в среде по глубине, μ – коэффициент поглощения света в среде, функции $T(t)$ и $I(x,\ y)$ описывают распределение интенсивности в лазерном пучке во времени и по поперечному сечению. Как показано ниже, для эффективной генерации звука линейный размер a сечения лазерного пучка в направлении перемещения должен быть порядка длины волны λ генерируемого звука. Пусть размер d сечения пучка по оси y, длина поглощения света в среде μ^{-1} и масштаб изменения интенсивности вследствие расходимости светового пучка z_m удовлетворяют условиям $d,\ \mu^{-1},\ z_m \gg \lambda$. Тогда при не слишком больших длине трека и расстоянии x точки наблюдения от середины трека: $\tau c,\ x \lesssim \min(d^2,\ \mu^{-2},\ z_m^2)/\lambda$, можно пренебречь расходимостью звуковых волн и для выяснения основных особенностей данного источника и проведения оценок рассмотреть одномерный случай, положив $A(z)=A=\mathrm{const}$ и $I(x,\ y)=I(x)$. Отметим, что одномерную геометрию можно также реализовать в звуковых волноводах.

Итак, рассмотрим звук, возбуждаемый движущимся пульсирующим слоем тепловых источников, предполагая, что их мощность имеет во времени гуассову огибающую с характерной длительностью τ и модулирована с частотой заполнения $\Omega \gg \tau^{-1}$ и глубиной модуляции m. Распределение источников внутри слоя тоже предполагается гауссовым, т. е

$$Q(x,\ t)=Q_0 \exp\left[-t^2/\tau^2-(x-vt)^2/a^2\right](1+m\cos\Omega t), \tag{1}$$

где $Q_0=\mu A I_0$, I_0 характеризует максимальный уровень средней интенсивности света. Заметим, что в силу одномерности задачи наше рассмотрение, проведенное для жидкости, в равной мере относится и к твердым средам.

Уравнение для давления имеет вид [4]

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}-\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}-\frac{b}{\rho c^2}\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}=\frac{\alpha_p}{c_p}\frac{\partial Q}{\partial t}, \tag{2}$$

где α_p – коэффициент объемного расширения, ρ – плотность, b – диссипативный коэффициент, c_p – теплоемкость среды.

При малом затухании звука $b/\rho c a \ll 1$ для $t \gg \tau$, т. е. после того, как звук был возбужден, давление в звуковой волне, бегущей в направлении перемещения тепловых источников, описывается формулами

$$p=p_d+p_c, \qquad p_c=p_d(m=1,\ \Omega=0), \tag{3}$$

$$p_d=m\frac{\alpha_p}{c_p}\frac{acQ_0}{2|1-\beta|}\sqrt{\frac{\pi}{\eta}}\,\mathrm{Re}\left[\exp\left\{-\frac{q_d^2a^2(1+\chi)}{4\eta}-\frac{(x-ct)^2}{\eta l^2}-\frac{i(q_dx-\Omega_dt)}{\eta}\right\}\Phi(x,t)\right],$$

где $\beta=v/c$, $\Omega_d=\Omega/(1-\beta)$ – доплеровская частота, $q_d=\Omega_d/c$, $\eta=1+(a/l)^2(1+\chi)$, $l=c\tau|1-\beta|$ – длина звукового цуга; безразмерная величина $\chi=2bt/\rho a^2$ характеризует влияние диссипации. При $t \gtrsim \tau(\tau\Omega)$ амплитудный множитель $\Phi(x,\ t)$ можно положить равным единице. Вклад в давление p_d обусловлен модуляцией света, т. е. компонентой тепловых источников в формуле (1), пропорциональной $m\cos\Omega t$, а вклад p_c определяется усредненной по периоду $2\pi/\Omega$ мощностью тепловых источников. При $\eta-1 \ll 1$ формула (3) определяет закон затухания плоской волны с амплитудным декрементом $\alpha=b\Omega_d^2/2\rho c^3$.

Проанализируем подробнее вклад p_d. Амплитуда звуковой волны пропорциональна множителю $\sqrt{\pi}a \exp[-q_d^2a^2(1+\chi)/4\eta]$, который учитывает интерференцию возмущений, создаваемых в разных сечениях слоя, перпендикулярных оси x. При $\eta-1\ll1$, $\chi\ll1$ и произвольной функции распределения тепловых источников $Q(x)$ вместо этого множителя в формуле (3) будет стоять фурье-образ $\tilde{Q}(q)=\int Q(x)e^{-iqx}dx$, который берется при $q=q_d$. Отсюда можно заключить, что максимальная частота звука, эффективно возбуждаемого рассматриваемым способом, не зависит от близости скорости v к скорости звука, а определяется частотой, соответствующей наиболее высокой из основных пространственных гармоник функции $Q(x)$, в частности, в нашем случае, определяется характерной толщиной слоя $\Omega_{max}\sim c/a$. Следовательно, для эффективного возбуждения квазимонохроматического звука с частотой более высокой, чем частота модуляции Ω, необходимо выполнение условия $a\Omega/c\ll1$. При этом относительная ширина звукового спектра определяется числом периодов модуляции в лазерной посылке $\Delta\Omega/\Omega_{max}\sim1/\tau\Omega$. Как следует из формулы (3), максимум достигается при $|1-\beta|=\Omega a\sqrt{1+\chi}/\sqrt{2}c$, соответствующие амплитуда давления и частота

$$p_{d,\,max}=m\frac{\alpha_p}{c_p}\sqrt{\frac{\pi}{2e(1+\chi)}}\frac{c^2Q_0}{\Omega},\qquad \Omega_{d,\,max}=\sqrt{\frac{2}{1+\chi}}\frac{c}{a}. \tag{4}$$

Максимум давления в импульсе превышает уровень $p_{d,\,max}/2$, если относительная отстройка скорости источника от скорости звука лежит в пределах $|1-\beta|\approx(0{,}4-1{,}4)\,\Omega a/c$. При этом вклад p_c имеет амплитуду того же порядка, но характерная максимальная частота спектра этого импульса $\Omega_c\sim\Omega_{d,\,max}/\tau\Omega$ много меньше $\Omega_{d,\,max}$.

Рассмотрим теперь вклад p_c, который может быть получен, если в выражении для p_d в формуле (3) положить $\Omega=0$, $m=1$. Если пренебречь величинами порядка $(a/l)^2$, что означает переход к бесконечной траектории, то при $\beta\to1$ амплитуда звукового импульса растет как $|1-\beta|^{-1}$. Для траектории конечной длины при $\beta=1$ амплитуда этого импульса остается конечной и достигает максимума

$$p_{c,\,max}=\frac{\alpha_p}{2c_p}\sqrt{\frac{\pi}{1+\chi}}\,c^2\tau Q_0, \tag{5}$$

величина которого пропорциональна длине траектории. Ширина максимума по отстройке скорости сканирования от скорости звука дается выражением $|1-\beta|=\sqrt{3}\theta/\tau$, где $\theta=a\sqrt{1+\chi}/c$. Характерное время θ определяет минимальную длительность звукового импульса p_c, достигаемую также при $\beta=1$. Как следует из формулы (3), вклад p_d при $\beta=1$ в силу условия $\tau\Omega\gg1$ пренебрежимо мал.

Выражение (3) справедливо и для сверхзвуковой скорости перемещения тепловых источников. Если $\chi\ll1$, то при произвольной зависимости $T(t)$ интенсивности света от времени, но такой, что функция $T(t)$ существенно отлична от нуля только внутри интервала $[-\tau,\tau]$ и слабо меняется за времена порядка $a/c|1-\beta|$, получаем при $t>\tau$: $p=\dfrac{\sqrt{\pi}\,\alpha_p caQ_0}{2c_p|1-\beta|}T\left(\dfrac{t-x/c}{1-\beta}\right)$. Видно, что сжатие звукового сигнала во времени пропорционально доплеровскому фактору. В частности, при $\beta>1$ сигнал инвертируется, т. е. возмущения, созданные раньше, приходят в точку наблюдения позже.

Анализ возможности реализации при фокусировании лазерного излучения теплового слоя наименьшей толщины, который эффективно возбуждает квазимонохроматический звуковой пакет, слабо расходящийся на расстояниях порядка длины траектории $2\tau c$, приводит к следующему условию на доплеровскую частоту $\Omega_d^3\ll2\pi c^2\Omega/\lambda_{св}^2$ при $\Omega_d\gg\Omega$ и $\alpha x\ll1$, где $\lambda_{св}$ – длина волны света. Полагаем $\lambda_{св}=1{,}06$ мкм, $\tau=10^{-4}$ с, $\Omega/2\pi=10^5$ Гц и находим, что для воды ($c=1{,}5\cdot10^5$ см/с) $\Omega_{d,\,max}/2\pi\sim10^7$ Гц, при этом длина траектории $2\tau c\approx30$ см. Найденному значению $\Omega_{d,\,max}$ соответствуют значения $a\approx5\cdot10^{-3}$ см, $z_m\approx0{,}7$ см, достижимые при фокусировке лазерного пучка диаметром ≈5 см цилиндрической линзой с фокусным расстоянием ≈2 м. Необходимая отстройка по скорости $|1-\beta|=10^{-2}$, причем неравномерность сканирования меньше этой величины. При энергии лазерного импульса 1 Дж, коэффициенте поглощения $\mu=1$ см$^{-1}$ (такого поглощения можно добиться, подкрасив воду) и ширине пучка $d=1$ см, используя значения $A=m=1$, $\alpha_p=3\cdot10^{-4}$ град$^{-1}$, $c_p=4\cdot10^7$ эрг/г·град, $b=4\cdot10^{-2}$ г/см·с, получаем $p_{d,\,max}\sim10^6$ дин/см^2. Максимальные значения p_c достигаются, если $|1-\beta|\lesssim10^{-3}$, тогда, согласно (5), $p_{c,\,max}\sim10^8$ дин/см^2.

Таким образом, данный способ генерации звука дает реальную возможность получения мощных коротких импульсов с высокочастотным заполнением. Длительность и форма звукового цуга, а также частота заполнения, легко перестраиваются в широком диапазоне путем изменения скорости сканирования и частоты модуляции интенсивности света.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А.* Исследование звукового поля сверхзвуковой оптико-акустической антенны. Квантовая электроника, 1977, *4*, 4, 942–943.
2. *Бункин Ф. В., Маляровский А. И., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.* Экспериментальное исследование движущейся оптико-акустической антенны. Квантовая электроника, 1978, *5*, 2, 457–459.
3. *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.
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.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
15 марта 1979 г.

УДК 551.463.2

О НЕНАДЕЖНОСТИ ОЦЕНКИ КОГЕРЕНТНОСТИ ПО АМПЛИТУДАМ СИГНАЛОВ, ПЕРЕИЗЛУЧЕННЫХ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В. В. Бородин, Е. А. Копыл

Когерентность акустического поля, переизлученного взволнованной морской поверхностью, является важной характеристикой процесса расселения и в ряде приложений представляет практический интерес. При экспериментальных исследованиях обычно регистрируются амплитуды переизлученных сигналов, а о когерентности судят по характеру их флуктуаций. Чаще всего для этого используют коэффициент вариации амплитуды, однако точность такого метода оценки когерентности, в особенности, когда последняя мала, чрезвычайно низка [1]. Наиболее надежным является непосредственное измерение когерентности, но оно значительно сложнее, чем регистрация амплитуд переизлученных сигналов. В связи с этим возникает вопрос, нет ли других простых, но более надежных методов оценки когерентности по амплитудным характеристикам. Настоящая работа дает отрицательный ответ на этот вопрос: даже оценка максимума правдоподобия, являющаяся в определенном смысле «наилучшей», недостаточно надежна.

Экспериментальные данные [2, 3] показывают, что распределение $w(p)$ амплитуд p сигналов, отраженных морской поверхностью, удовлетворительно описывается законом Райса

$$w(p)=\frac{p}{s_0^2}\exp\left\{-\frac{p^2+r_0^2}{2s_0^2}\right\}J_0\left(\frac{pr_0}{s_0^2}\right), \tag{1}$$

где s_0^2 – дисперсии (равные) квадратурных составляющих, r_0 – амплитуда когерентной компоненты, $J_0(z)$ – функция Бесселя от мнимого аргумента нулевого порядка. Считая, что известны N независимых отсчетов p_i амплитуды p, найдем оценки s и r параметров s_0 и r_0 распределения (1) исходя из принципа максимального правдоподобия [4]. Продифференцировав для этого функцию правдоподобия $L=\sum_{i=1}^{N}\ln w(p_i)$ по параметрам, получим систему уравнений

$$\begin{gathered}\overline{p^2}-2s^2+r^2-r\frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N}p_i\frac{J_1(p_ir/s^2)}{J_0(p_ir/s^2)}=0,\\ -r+\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}p_i\frac{J_1(p_ir/s^2)}{J_0(p_ir/s^2)}=0,\end{gathered} \tag{2}$$