

УДК 534.232:535.211

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ
ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ДВИЖУЩИМИСЯ
ЛАЗЕРНЫМИ ТЕРМООПТИЧЕСКИМИ ИСТОЧНИКАМИ***Бункин Ф. В., Маляровский А. И., Михалевич В. Г.*

Изложены результаты экспериментального исследования динамики формирования импульсных звуковых полей, возбуждаемых в жидкости с помощью лазерного термооптического излучателя при равномерном и при ускоренном его движении по конечной прямолинейной траектории. Измерены характеристики звуковых полей в волне Маха. Определено влияние скорости движения и геометрии излучателя на характеристики возбуждаемых звуковых импульсов. Экспериментально подтверждена возможность описания полей движущихся излучателей с помощью результатов, полученных для неподвижных источников.

Движущиеся лазерные термооптические источники звука могут быть реализованы различными способами: при сканировании лазерным пучком вдоль поверхности поглощающей среды [1], при движении волны просветления в такой среде [2], при движении лазерных фокусов при самофокусировке [3]. Источники, создаваемые сканированием, представляют широкую возможность сравнительно простым способом управлять характеристиками возбуждаемых звуковых полей; они наиболее просты в реализации и имеют наибольшее практическое значение. Экспериментальное исследование таких источников было начато в работе [4], в которой были продемонстрированы их основные свойства.

Переменное нагревание среды движущимся источником приводит к излучению звука из этой области. Результат интерференции возмущений, излученных с различных участков траектории движения, существенно зависит от v_R — значения проекции скорости движения излучателя v на направление наблюдения R . Поэтому движение вызывает перераспределение энергии звукового поля, излучаемого в различных направлениях, по сравнению с полем такого же неподвижного излучателя.

Работа содержит результаты экспериментального исследования динамики формирования импульсных звуковых полей, возбуждаемых в жидкости с помощью лазерного термооптического излучателя как при равномерном, так и при ускоренном его движении по конечной прямолинейной траектории.

Движущийся лазерный термооптический источник звука создавался в воде импульсным излучением ИАГ— Nd^{3+} лазера с длиной волны излучения $\lambda=1,06$ мкм. Световые импульсы имели энергию $E=1,5$ Дж и длительность на полувысоте $\tau=0,5$ мс. Временная огибающая импульсов $f(t)$ имела колоколообразную форму с более крутым передним фронтом. Отметим, что интервал времени между точками на фронтах импульса с максимальным значением производной $|f'(t)|$ практически равен τ . Распределение интенсивности света по поперечному сечению пучка близко к гауссовому, диаметр пучка у поверхности воды $2a=0,5$ см, коэффициент поглощения света водой на длине волны излучения лазера $\mu=0,17$ см $^{-1}$.

Сканирование пучка вдоль свободной поверхности воды осуществлялось с помощью вращающегося и отклоняющего зеркал. Скорость перемещения светового пятна определялась угловой скоростью вращения зеркала Ω и расстоянием от зеркала до поверхности воды и перестраивалась в широких пределах от дозвуковой до сверхзвуковой. Длина светового трека определялась скоростью сканирования и длительностью лазерного импульса и при $v=c$ достигала значения 75 см. Для осуществления равномерного движения излучателя база выбиралась достаточно большой по сравнению с длиной трека, угол падения света на поверхность воды был равен 90° на середине траектории. Минимальная длительность и максимальная амплитуда звуковых импульсов реализуются в волне Маха при движении источника с постоянной скоростью. При этом минимальная длительность импульсов определяется временем пробега звука по диаметру светового пятна: $\tau_{\min} \sim a/c \sim 2$ мкс. Чтобы избежать уширения импульсов из-за непостоянства v , скорость стабилизировалась с точностью $\Delta v \lesssim c\tau_{\min}/\tau$.

Для реализации ускоренного движения излучателя расстояние от вращающегося зеркала до поверхности воды уменьшалось до 130 см, угол падения света был равен 90° в начальной точке траектории. Начальная скорость сканирования v_0 перестраивалась в некотором интервале дозвуковых значений, к концу траектории скорость возрастала до величины $\sim 1,6v_0$.

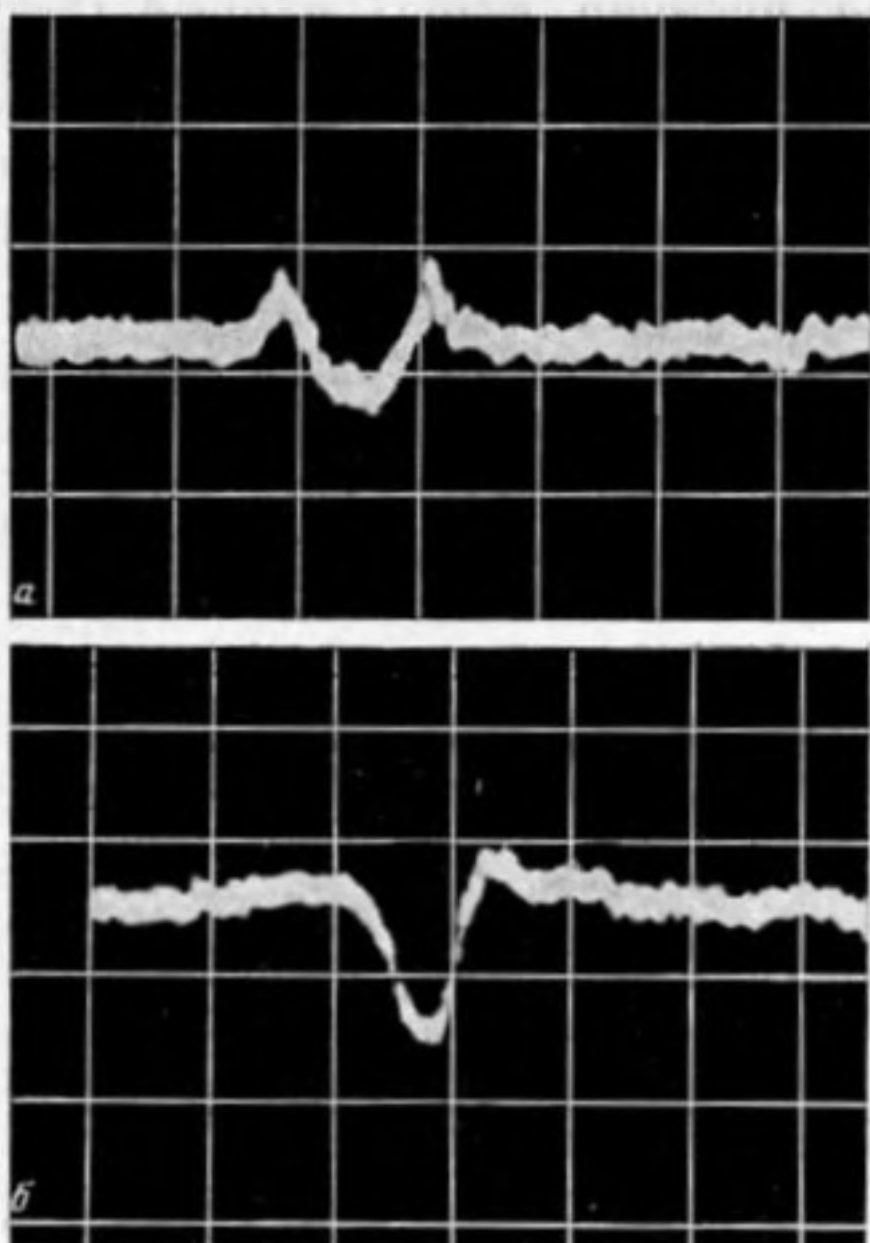
Звуковые импульсы регистрировались на различных расстояниях от светового трека вплоть до нескольких метров с временным разрешением ~ 2 мкс.

В работах [5, 6] показано, что существует связь между звуковыми полями неподвижного импульсного излучателя и полями, создаваемыми при движении излучателя с постоянной скоростью по конечной траектории. Для каждого выбранного направления наблюдения \mathbf{R} в дальней волновой зоне поле движущегося излучателя с временной огибающей интенсивности светового импульса $f(t)$ совпадает с полем неподвижного излучателя той же конфигурации, но с другим значением временной огибающей $f_{\text{эфф}}(t, \mathbf{v}, \mathbf{R})$:

$$(1) \quad f_{\text{эфф}}(t, \mathbf{v}, \mathbf{R}) = |1 - v_R/c|^{-1} f[(t - R/c)/(1 - v_R/c)].$$

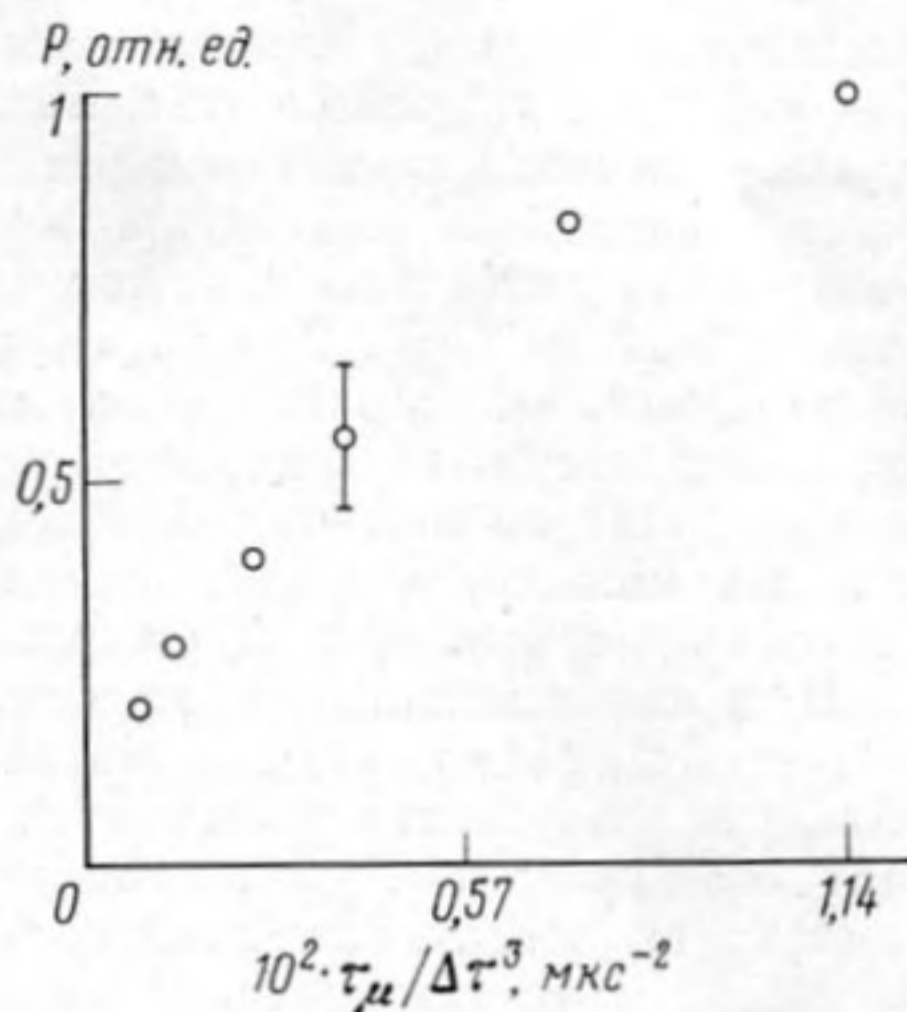
Это дает основание использовать для описания звукового поля движущегося источника результаты работ, в которых подробно исследованы звуковые поля неподвижных импульсных термооптических излучателей [7–9]. Форма звуковых импульсов, излучаемых неподвижным источником, определяется соотношением трех характерных времен: τ — длительности лазерного импульса и времен пробега звука по проекции продольного и поперечного размера излучателя относительно направления наблюдения, $\tau_\mu = \sin \theta / \mu c$, $\tau_a = a \cos \theta / c$, где θ — угол, образованный вектором \mathbf{R} с поверхностью жидкости. В случае $\tau \ll \tau_a$, τ_μ форма звукового импульса не зависит от формы лазерного импульса и определяется геометрией области тепловыделения, а амплитуда пропорциональна энергии лазерного импульса. В противоположном случае $\tau \gg \tau_a$, τ_μ форма звукового импульса определяется временной огибающей лазерного импульса.

Обсуждение экспериментальных результатов начнем со случая движения источника с постоянной дозвуковой скоростью. Для каждого заданного направления наблюдения \mathbf{R} эффективная длительность лазерного импульса определяется значением проекции скорости движения на это направление и в соответствии с (1) равна $\tau_{\text{эфф}} = \tau |1 - v_R/c|$. В условиях нашего эксперимента длительность лазерного импульса значительно превосходила характерные времена запаздывания звуковых возмущений от элементарных источников в области возбуждения $\tau \gg a/c$, $1/\mu c$. Однако эффективная длительность менялась в широких пределах и в зависимости от v_R могла быть как много больше, так и много меньше величин τ_a , τ_μ .



Фиг. 1

Фиг. 1. Осциллограммы звуковых импульсов в различных режимах возбуждения звука, $a - \tau_{эфф} \gg \tau_a, \tau_\mu, 20$ мкс/дел; $b - \tau_\mu > \tau_{эфф} > \tau_a, 10$ мкс/дел



Фиг. 2

Фиг. 2. Зависимость амплитуды звуковых импульсов от параметра $\tau_\mu / \Delta\tau^3$ в области $\tau_{эфф} > \tau_a, \tau_\mu$

Рассмотрим сначала случай $\tau_{эфф} \gg \tau_a, \tau_\mu$, который при малых скоростях движения реализовался во всем полупространстве, занятом жидкостью, а при скоростях, близких к скорости звука, — вне области направлений наблюдения вблизи направления движения, т. е. при $vR/R \ll c(1 - \tau_a/\tau), c(1 - \tau_\mu/\tau)$. На фиг. 1, a приведена характерная осциллограмма звукового импульса, зарегистрированного в воде в плоскости движения на расстоянии 400 см от светового трека и на глубине точки наблюдения 60 см при скорости движения источника $v = 0,984$ с. Для выбранного направления наблюдения $\tau_{эфф} = 14$ мкс, $\tau_\mu = 6$ мкс, $\tau_a = 1,6$ мкс, так что условие $\tau_{эфф} \gg \tau_a, \tau_\mu$ можно считать приближенно выполненным. Форма звукового импульса хорошо описывается второй производной эффективной огибающей лазерного импульса (1). Звуковой сигнал состоит из импульса разрежения с предшествующим и последующим ему положительными всплесками. Длительность по основанию импульса разрежения, представленного на фиг. 1, a , равна $\Delta\tau = 16$ мкс ± 2 мкс. В рассматриваемом диапазоне значений $\tau_{эфф}$ длительность импульсов разрежения $\Delta\tau$ совпадала в пределах точности измерений с $\tau_{эфф}$. Полученные результаты могут быть интерпретированы на основе представлений о связи звуковых полей движущегося и эффективного неподвижного источников. В случае $\tau_{эфф} \gg \tau_a, \tau_\mu$ звуковые импульсы, возбуждаемые неподвижным термооптическим источником с аналогичными характеристиками ($\tau_{эфф}, \tau_a, \tau_\mu$), определяются второй производной от временной огибающей лазерного импульса и описываются выражением [8]

$$(2) \quad P \approx - \frac{I_0 \alpha a^2}{4\pi c_p R} \tau_\mu f''_{эфф}(t - R/c).$$

где P — звуковое давление, α — коэффициент объемного теплового расширения воды, c_p — ее удельная теплоемкость, I_0 — интенсивность на оси пучка, $\max f(t) = 1$. В этом случае понятно совпадение измеренной вели-

чины $\Delta\tau$ и $\tau_{эфф}$, поскольку интервал времени между нулями $f''_{эфф}(t)$ равен длительности эффективной огибающей на полувысоте. При изменении направления наблюдения $f_{эфф}$ и $\tau_{эфф}$ меняются в соответствии с изменением доплеровского фактора (см. (1)), в частности, при увеличении угла наблюдения $\varphi = \arccos(v_R/v)$, $f_{эфф}$ уменьшается, а $\tau_{эфф}$ растет. Амплитуда звука, определяемая $f''_{эфф}$, изменяется пропорционально $(1-v_R/c)^{-3} \sim \Delta\tau^{-3}$, кроме того, амплитуда звукового давления пропорциональна величине τ_μ , которая растет с увеличением θ . На фиг. 2 изображена зависимость амплитуды импульсов от параметра $\tau_\mu/\Delta\tau^3$, где $\Delta\tau$ — измеренная длительность этих импульсов, при изменении угла наблюдения от $26,2^\circ$ до $19,3^\circ$. При этом $\Delta\tau$ изменялась от 26 до 8,4 мкс, а τ_μ — от 14 до 6 мкс. Отмеченные выше закономерности в изменении амплитуды звуковых импульсов с хорошей точностью выполняются в широком диапазоне углов наблюдения. Некоторое отклонение зависимости от линейной для малых углов наблюдения связано с тем, что в этом случае $\tau_{эфф}$ становится сравнимо с τ_μ и нарушается условие применимости (2).

При направлениях наблюдения, удовлетворяющих условию $vR/R \sim c(1-\tau_a/\tau)$, $c(1-\tau_\mu/\tau)$, $\tau_{эфф}$ становится сравнимым с τ_μ , τ_a (следует отметить, что это условие реализуется для любого выбранного R , если v_R достаточно близко к c , что может потребовать сверхзвукового движения источника по поверхности жидкости). В общем случае для таких условий наблюдения выражение для формы звукового импульса эффективного неподвижного излучателя получено только в интегральном виде [8]. Однако для случая $\tau_\mu \gg \tau_{эфф} \gg \tau_a$ в [8] получено аналитическое выражение

$$(3) \quad P \simeq \frac{I_0 \alpha a^2}{4\pi c_p R \tau_\mu} [f_{эфф}(t-R/c) - \pi \tau_\mu^{-1} \int_0^\tau f_{эфф}(t) dt e^{-|t-R/c|}].$$

В случае движущегося стержневидного излучателя формула (3) описывает форму звуковых импульсов, излучаемых в направлениях наблюдения, удовлетворяющих условию $c(1-\tau_a/\tau) \gg vR/R \gg c(1-\tau_\mu/\tau)$. При этом форма звуковых сигналов определяется эффективной огибающей лазерного импульса. Конфигурация источника, использованного в эксперименте, позволяла реализовать условия наблюдения такие, что $\tau_\mu \simeq 2\tau_{эфф} \simeq 4\tau_a$ при скорости движения источника $v=1,003$ с вблизи $\varphi=\theta=13,3^\circ$. Зарегистрированный в этих условиях звуковой импульс приведен на фиг. 1, б; его длительность $\Delta\tau \simeq 5,3$ мкс близка к $\tau_{эфф}=4,7$ мкс, а временная огибающая близка к $f_{эфф}$.

Другой предельный случай — $\tau_{эфф} \ll \tau_a$, τ_μ — может быть реализован как для коротких лазерных импульсов при любых скоростях движения излучателя, так и для длинных лазерных импульсов при $v \geq c$ в направлении распространения волны Маха или близких к нему. Рассмотрим особенности звуковых полей при равномерном движении источника со звуковой или сверхзвуковой скоростью. В этих условиях возбуждается волна Маха, распространяющаяся в направлениях с $v_R=c$. Теоретическое рассмотрение звукового поля в волне Маха выполнено в работах [5, 6]. В этом случае в среде возбуждаются интенсивные звуковые импульсы с минимальной длительностью, определяемой временем пробега звука по проекции размеров источника на направления наблюдения [5] $\tau_{min} \sim \tau_a \tau_\mu / (\tau_a + \tau_\mu)$. Как показано в работе [6], форма звуковых импульсов при этом не зависит от эффективной огибающей лазерного импульса, а определяется конфигурацией источника (τ_a , τ_μ); амплитуда импульсов определяется энергией лазерного импульса. Для прямоугольной формы лазерного импульса было получено [5] аналитическое выражение, описывающее звуковое давление в волне Маха:

$$(4) \quad P = \sum_{m=1,2} (P_m + \bar{P}_m),$$

где

$$P_m = (-1)^{m+1} \frac{\alpha a^2 I_0}{8c_p \tau_{\mu m} R_m} \exp(\tau_{am}/2\tau_{\mu m})^2 \cdot \{ \exp[(t-t_m-R_m/c)/\tau_{\mu m}] \operatorname{erfc}[\tau_{am}/2\tau_{\mu m} + (t-t_m-R_m/c)/\tau_{am}] - \exp[-(t-t_m-R_m/c)/\tau_{\mu m}] \operatorname{erfc}[\tau_{am}/2\tau_{\mu m} - (t-t_m-R_m/c)/\tau_{am}] \},$$

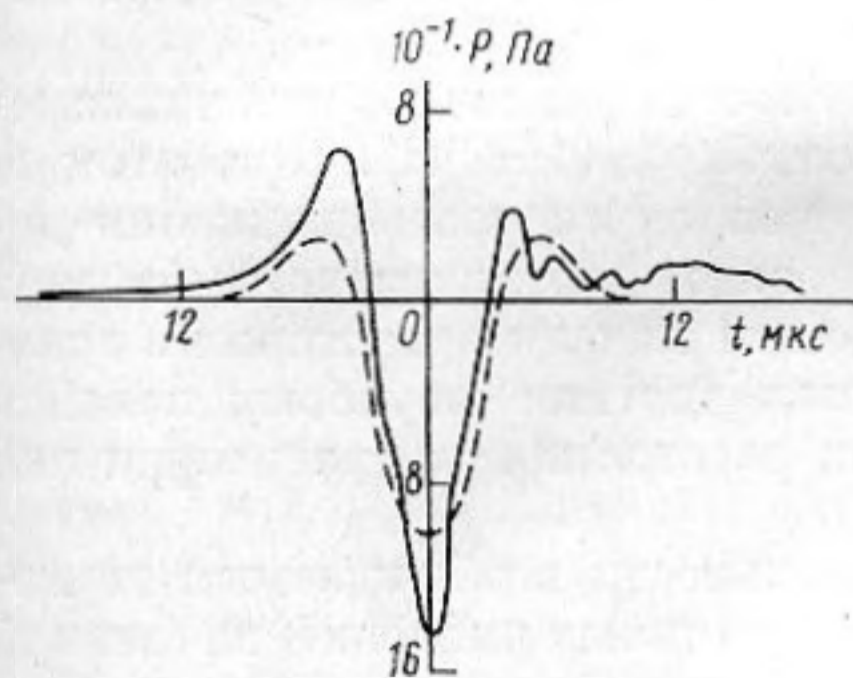
$\bar{P}_m = \beta \cos \varphi_m P_m / (1 - \beta \cos \varphi_m)$, t_m ($m=1, 2$) — моменты времени, соответствующие началу и концу лазерного импульса, $\beta = v/c$.

На фиг. 3 изображен экспериментально зарегистрированный и рассчитанный по формуле (4) звуковой импульс в волне Маха, имеющий характерную форму выброса отрицательной полярности. Изменение формы и длительности лазерных импульсов не влияло на форму и длительность регистрируемых звуковых сигналов, а амплитуда их менялась пропорционально энергии в лазерном импульсе.

На фиг. 4 изображены зависимость амплитуды звуковых импульсов (кривая 1) и их длительности (кривая 2) от величины проекции скорости движения на направление наблюдения при фиксированной точке наблюдения. Минимальная зарегистрированная длительность звукового импульса $\Delta\tau \approx 2$ мкс наблюдалась при $v_R = c$. Следует отметить, что импульсы максимальной амплитуды наблюдались при значении v_R несколько меньшем. Причина этого заключается в том, что направление R_0 , в котором излучаются импульсы максимальной амплитуды для неподвижного источника, в общем случае не совпадает с направлением распространения волны Маха при движении этого источника со сверхзвуковой скоростью. Следовательно, для получения в заданном направлении R импульса максимальной амплитуды необходимо выбрать скорость движения источника и его конфигурацию такими, чтобы R , R_0 и направление волны Маха совпадали.

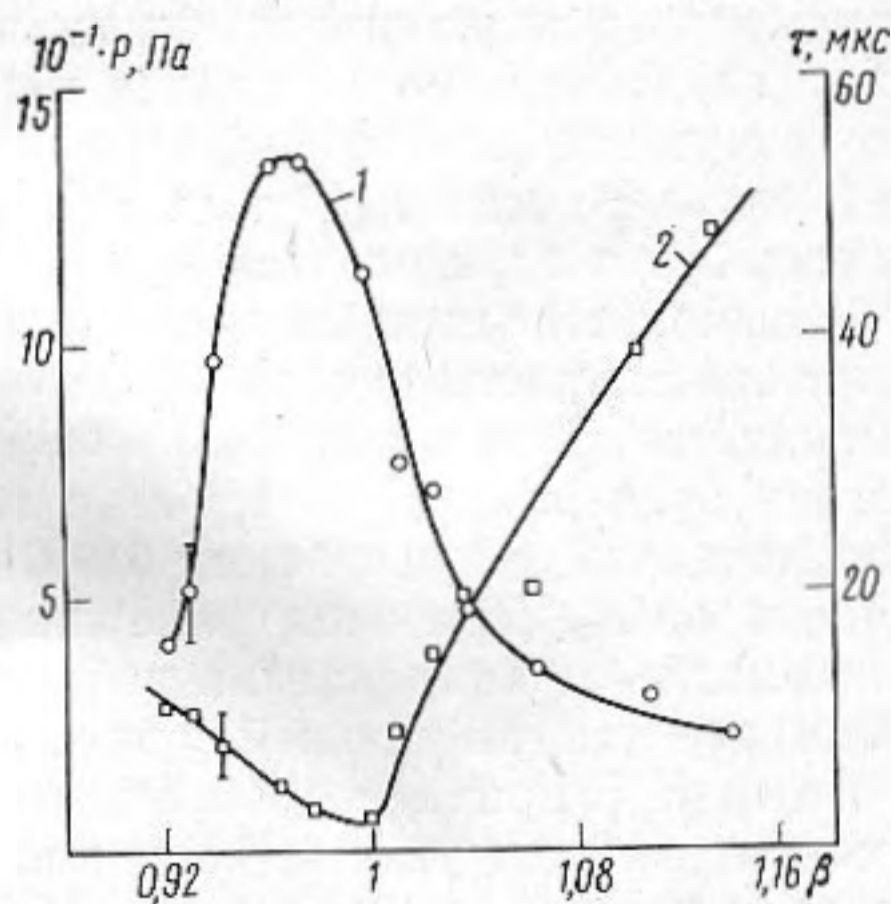
При сверхзвуковой скорости движения в направлениях с $v_R < c$ наблюдаемая картина излучения звука аналогична рассмотренному выше случаю дозвуковых скоростей.

При сверхзвуковом движении появляется возможность инвертировать во времени возмущения, создаваемые лазерным импульсом, поскольку при $v_R > c$ порядок прихода их в точку наблюдения обратен порядку их созда-



Фиг. 3

Фиг. 3. Форма звукового импульса в волне Маха. Сплошная кривая — импульс, зарегистрированный в эксперименте, штриховая — рассчитанная форма импульса. $R=400$ см, $\varphi=\theta=6^\circ$, $E=1,5$ Дж



Фиг. 4

Фиг. 4. Зависимость амплитуды (1) и длительности (2) звуковых импульсов от проекции скорости движения источника на направление наблюдения. $R=400$ см, $\varphi=\theta=6^\circ$, $E=1,5$ Дж

ния. В формуле (1) этот факт описывается изменением знака $(1-v_R/c)$ при переходе через $v_R=c$.

Перейдем к рассмотрению ускоренного движения излучателя по прямой конечной траектории. Выполненные эксперименты показывают, что возбуждение звука в этом случае обладает рядом характерных закономерностей, отличающих его от случая равномерного движения. При ускоренном движении наиболее интересным является случай, при котором источник преодолевает на траектории звуковой барьер.

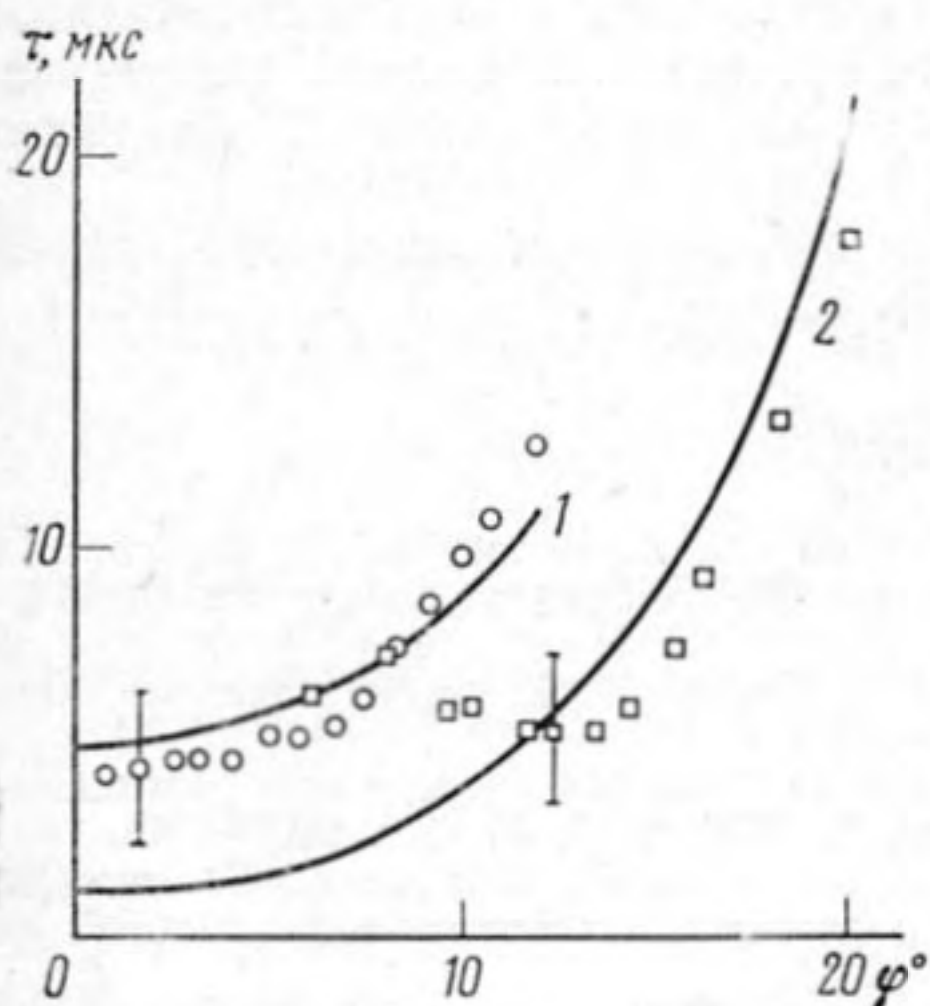
Рассмотрим качественную картину динамики формирования звуковых полей при ускоренном движении источника с преодолением на траектории звукового барьера. Обозначим через A , C и B соответственно координаты начала и конца траектории и точки, в которой проекция скорости движения на направление наблюдения \mathbf{R} равна скорости звука: $v_R=c$. Тогда при движении излучателя по участку AB возмущения от отдельных элементов траектории приходят в точку наблюдения в той же временной последовательности, в которой они были испущены. При движении по участку BC скорость $v_R>c$, поэтому порядок прихода возмущений будет обратным, причем возмущения, испущенные с этого участка, накладываются на возмущения, испущенные с участка AB . Возмущение, испущенное из точки B , приходит в точку наблюдения последним и соответствует концу звукового импульса. Начало звукового импульса будет определяться возмущениями из начала траектории или ее конца, или их интерференцией в зависимости от длительности импульса τ и характера изменения проекции скорости $v_R=v_R(t)$ на траектории. Выполненные эксперименты показывают, что в этом случае, так же как и при равномерном движении, можно говорить об эффективной огибающей лазерного импульса, форма и длительность которой определяются видом огибающей $f(t)$ и зависимостью $v_R=v_R(t)$.

В отличие от равномерного движения в рассматриваемом случае не существует направления в дальней волновой зоне, в котором происходило бы накопление возмущений со всей траектории. Однако всегда существует ограниченный участок траектории, включающий точку B , для которого времена запаздывания возмущений от концов не превышает τ_{\min} . Интерференция возмущений, испущенных с этого участка, формирует наиболее интенсивные звуковые импульсы, аналогичные волне Маха. В отличие от равномерного движения эти импульсы наблюдаются в широком диапазоне углов: от области, прилегающей к поверхности жидкости, до направлений, при которых точка B совпадает с концом траектории.

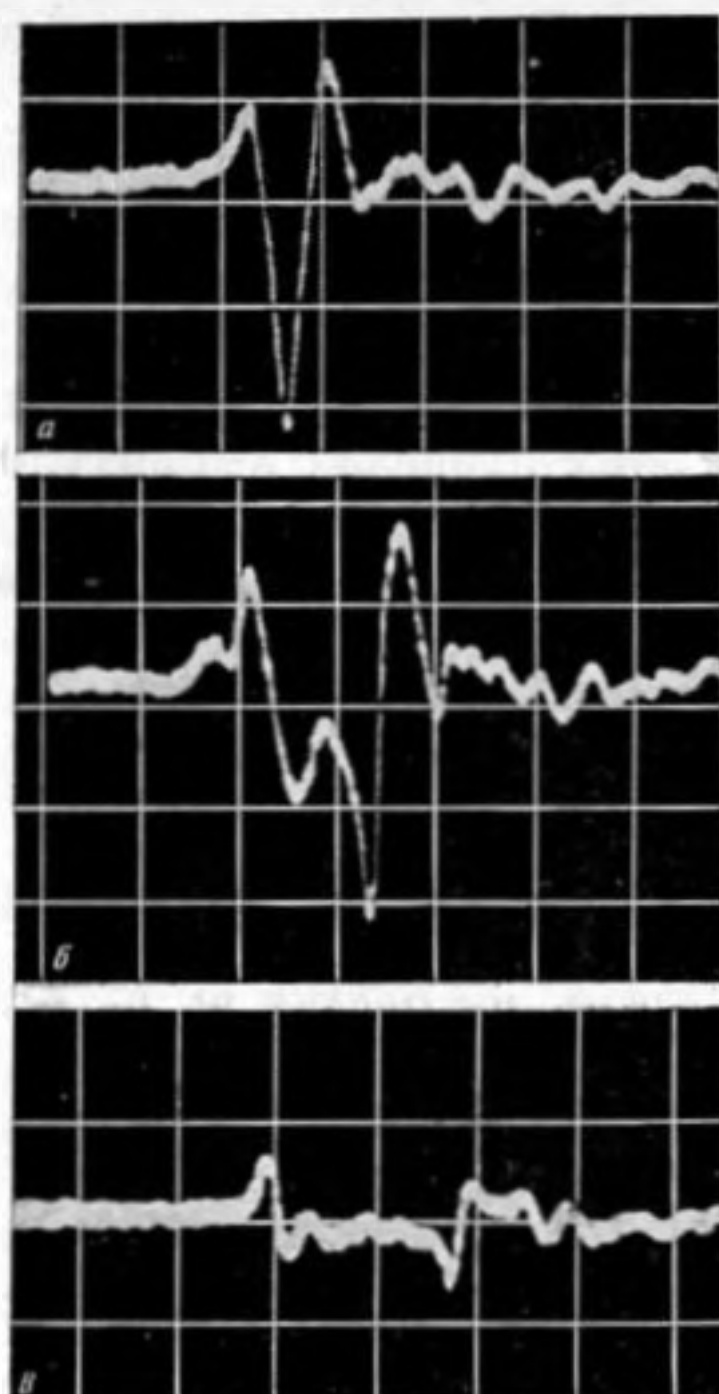
В случае, когда $\tau_{\text{эфф}} \gg \tau_a, \tau_{\mu}$, следует ожидать, что форма звуковых импульсов будет определяться $f_{\text{эфф}}$.

В выполненных нами экспериментах скорость движения источника на траектории изменялась по закону $v=v_0/\cos^2\Omega t \approx v_0(1+\Omega^2 t^2)$. При этом v_0 изменялась в интервале $0,91 c \div 0,99 c$, конечная скорость движения достигала значений $1,5 c - 1,9 c$, а точка преодоления звукового барьера располагалась на расстоянии от 40 до 13 см от начала траектории в зависимости от v_0 . При этом измерялись характеристики звуковых полей в зависимости от направления наблюдения и расстояния от траектории как вблизи нее, так и в дальней волновой зоне.

На фиг. 5 приведена зависимость длительности возбуждаемых звуковых импульсов от угла наблюдения φ для различных значений начальной скорости v_0 . При малых углах наблюдения длительность импульсов определяется величиной τ_{\min} (т. е. геометрией источника) и практически не зависит от φ . При увеличении угла наблюдения происходит удлинение импульсов. Зависимости длительности от φ для разных v_0 подобны друг другу, при этом длительности импульсов и их форма совпадают при совпадении значения проекции скорости на направление наблюдения. Сплошными кривыми на фиг. 5 изображены расчетные зависимости разницы времен прихода возмущений от начала траектории и точки преодоления



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Угловая зависимость длительности звуковых импульсов при ускоренном движении источника. 1 — $R=130$ см, $v_0=0,99$ с, 2 — $R=130$ см, $v_0=0,96$ с

Фиг. 6. Осциллограммы звуковых импульсов в различных направлениях наблюдения при ускоренном прохождении звукового барьера. $R=130$ см, $v_0=0,91$ с; а — $\varphi=\theta=2,2^\circ$; 10 мкс/дел; б — $\varphi=\theta=5,3^\circ$; 10 мкс/дел; в — $\varphi=\theta=15,1^\circ$, 20 мкс/дел

звукового барьера. Хорошее совпадение кривых с экспериментальными результатами показывает, что именно эти участки траектории определяют начало и конец звукового импульса. Отметим, что в нашем случае возмущения от конца траектории приходят раньше, чем от начала, однако их амплитуда мала, поскольку скорость движения на конце траектории значительно превосходит скорость звука, что приводит к сильной расфазировке испущенных возмущений в исследованных областях пространства. Построенная расчетная зависимость является фактически зависимостью длительности эффективной огибающей лазерного импульса $\tau_{эфф}$. На фиг. 5 видно, что при $\tau_{эфф} < \tau_{min}$ длительность звуковых импульсов перестает зависеть от формы огибающей лазерного импульса и определяется геометрией источника.

На фиг. 6, а приведена осциллограмма звукового импульса, отвечающего случаю $\tau_{эфф} < \tau_{min}$; его форма практически совпадает с формой звукового импульса в волне Маха (фиг. 3), однако амплитуда меньше в соответствии с уменьшением длины формирования. При дальнейшем увеличении угла наблюдения (так же как и при уменьшении v_0) $\tau_{эфф}$ становится больше τ_{min} , начало траектории выходит из зоны формирования, и происходит уширение звуковых импульсов. Характерная форма звуковых импульсов, зарегистрированных при больших углах наблюдения ($\tau_{эфф} > \tau_{min}$), приведена на фиг. 6, б, в. Она имеет вид импульсов «включения» и «выключения» от начала траектории и точки преодоления звукового барьера и постоянной составляющей звукового давления между ними. Наблюдаемая форма звуковых импульсов показывает, что, так же как и при равномерном движении, звуковое поле источника, движущегося с ускорением, хорошо описывается эффективной огибающей лазерного

импульса. В частности, как отмечалось выше, при $\tau_{эфф} \gg \tau_a, \tau_u$ форма звукового импульса определяется $f''_{эфф}$. При этом начало и конец импульса являются откликами на «включение» и «выключение», а постоянная составляющая между ними отвечает нарастающему сжатию эффективной огибающей и росту ее амплитуды при приближении проекции скорости источника к звуковому барьеру.

Выполненные эксперименты демонстрируют возможность управления в широких пределах амплитудой и длительностью звуковых импульсов с помощью движения термооптических излучателей, а также подтверждают отмеченную выше связь звуковых полей движущихся и неподвижных источников.

Авторы благодарны А. И. Божкову и Ал. А. Коломенскому за полезные обсуждения работы в ходе ее выполнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А. Исследование звукового поля сверхзвуковой оптико-акустической антенны. — Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 4, с. 942–943.
2. Bushnam G. S., Barnes F. Laser-generated thermoelastic shock waves in liquids. — J. Appl. Phys., 1975, v. 46, № 5, p. 2074–2082.
3. Луговой В. Н., Стрельцов В. Н. Звуковые возмущения в среде при движении светового фокуса. — Ж. эксп. и теор. физики, 1973, т. 65, № 4, с. 1407–1415.
4. Бункин Ф. В., Маляровский А. И., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П. Экспериментальное исследование звукового поля движущейся оптико-акустической антенны. — Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 2, с. 457–459.
5. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А. Излучение звука в случае конечных треков при оптико-акустическом эффекте. — Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 21, с. 1283–1286.
6. Лямшев Л. М., Седов Л. В. К вопросу о генерации звука импульсным движущимся оптико-акустическим источником. — Акуст. ж., 1979, т. 25, № 6, с. 906–915.
7. Касоев С. Г., Лямшев Л. М. К теории генерации звука в жидкости лазерными импульсами. — Акуст. ж., 1977, т. 23, № 6, с. 890–898.
8. Касоев С. Г., Лямшев Л. М. О генерации звука в жидкости лазерными импульсами произвольной формы. — Акуст. ж., 1978, т. 24, № 4, с. 534–539.
9. Дунина Т. А., Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А. Исследование термооптической генерации звука наносекундными лазерными импульсами. — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 16, с. 986–989.

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

Поступила
20.V.1980