АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXX 1984 Вып. 3

УДК 534.222.2

ТЕРМООПТИЧЕСКИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ ЗВУКА В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ

Егерев С. В., Наугольных К. А., Пашин А. Е., Участнов В. Н.

Экспериментально и теоретически исследуется тепловой механизм генерации звука в жидкости в присутствии искусственно создаваемых пузырьков с контролируемым объемным газосодержанием. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными теории, учитывающей частотную зависимость сжимаемости двухфазной среды.

За последние годы получили значительное развитие исследования эффекта генерации звука при быстром неоднородном нагреве конденсированной среды импульсными пучками элементарных частиц и оптическим излучением (термооптическая генерация звука) [1]. При переходе к двухфазным средам характер термооптической генерации звука приобретает специфические черты [2], вследствие чего открывается возможность применения указанного эффекта для дистанционного акустического зондирования фазовых неоднородностей среды и, в частности, для диагностики свободного газосодержания в жидкостях. Исследование закономерностей термооптического излучения звука в такой двухфазной среде, как жидкость с пузырьками газа, представляет особый интерес. Так, недостаточная изученность этого явления дала повод авторам работы [3] приписать некоторые температурные особенности акустического сигнала, возбуждаемого лазерным импульсом в воде, проявлению некоего нелинейного микропузырькового эффекта, связанного с выделением оптической энергии непосредственно в пузырьках.

В работах [2, 4] была предпринята попытка учесть влияние присутствующих в жидкости пузырьков на процесс термооптической генерации звука. Так, в работе [2] даны оценки параметров сигнала в двух крайних случаях малых и крупных пузырьков для одномерной геометрии задачи и импульсного режима генерации звука. В работе [4] оценено влияние слоя пузырьков на акустический сигнал, возбуждаемый в гармоническом режиме, в предположении, что слой отличается от остальной среды лишь наличием небольшого поглощения звука.

В настоящей работе приводятся результаты подробного исследования этого вопроса. Для определенности в качестве исследуемой среды взята жидкость с равномерно распределенными по объему пузырьками газа, однако полученные результаты нетрудно распространить и на другие случаи двухфазных сред. Полученные в ходе теоретического анализа решения сопоставляются с данными модельного эксперимента.

Примем характерную для задач оптоакустического преобразования геометрию: будем рассматривать полупространство $z>0$, заполненное жидкостью. На свободную поверхность жидкости падает вдоль оси z излучение переменной интенсивности. Поглощенное в жидкости излучение обусловливает ее местный нагрев, т. е. создает в ней тепловые источники, формирующие так называемую «термоакустическую антенну», имеющую форму цилиндра. Сделаем следующие замечания относительно используемых в расчетах параметров свободного газосодержания в жидкости. Изменение сжимаемости жидкости, содержащей пузырьки газа, оказывает существенное влияние на процесс оптической генерации звука даже при небольших концентрациях пузырьков и малых по сравнению с теплотой парообразования плотностях выделившейся энергии, когда вызванное пузырьками рассеяние света из области выделения энергии мало и неве-

лико повышение давления газа и пара в пузырьке в результате его нагревания. Подобный учет лишь изменения сжимаемости среды справедлив при значениях объемной концентрации пузырьков $u<10^{-4}$. Придерживаясь приближения гомогенной среды, потребуем, чтобы выполнялось условие $u>10^{-8}$, в этом случае можно ожидать проявления интересующих нас эффектов. (Напомним, что, например, в отстоявшейся водопроводной воде концентрация свободного газа оценивается величиной $u\approx10^{-11}$ [5].) Указанный диапазон концентраций пузырьков представляет наибольший практический интерес и легко реализуется в эксперименте.

Ограничений на закон распределения пузырьков по размерам не накладывается.

Приведем вывод уравнения термооптической генерации звука в двухфазной среде. Выражение для значения эффективной плотности газосодержащей среды имеет вид

$$\rho=\rho_ж(1-u)+\rho_г u, \tag{1}$$

где $\rho_ж$ — плотность жидкости без пузырьков, а $\rho_г$ — плотность газа. Объемная концентрация свободного газа u связана с законом распределения пузырьков, содержащихся в единице объема, по радиусам следующим интегральным соотношением:

$$u=\frac{4}{3}\pi\int\limits_{R_{min}}^{R_{max}} R^3 n(R)\,dR. \tag{2}$$

Ограничиваясь малыми устойчивыми радиальными пульсациями пузырька, свяжем приращение его объема $V'=V-V_0$, $V_0={}^4/_3\pi R^3$ с избыточным давлением p в линейном приближении выражением [6]

$$\ddot{V}'+f\dot{V}'+\omega_0^2V'=-\frac{4\pi}{\rho_ж}pR, \tag{3}$$

где f — коэффициент затухания, ω_0 — частота собственных пульсаций пузырька, $\omega_0=(3\gamma P_0/\rho_ж R_0^2)^{1/2}$; P_0 — равновесное давление газа, γ — показатель адиабаты газа.

Интересуясь приращением плотности в пренебрежении массой газа в пузырьке, из выражения (1) получим

$$d\rho=d\rho_ж-\rho_ж du, \tag{4}$$

где $d\rho_ж$ принято определять как $d\rho_ж=dp/c_ж^2$. Вместе с линеаризованными уравнениями гидродинамики уравнения (2)—(4) образуют полную систему, описывающую распространение звука в жидкости с пузырьками.

Однако особенности рассматриваемого процесса, связанные с быстрым выделением в среде тепловой энергии, требуют использования для $d\rho_ж$ другого соотношения, а именно

$$d\rho_ж=[dp-(\beta c_ж^2/c_p)\,dQ]/c_ж^2, \tag{5}$$

где $c_ж$ — скорость звука в жидкости без пузырьков, β и c_p — ее коэффициенты объемного теплового расширения и удельной теплоемкости при постоянном давлении соответственно, Q — плотность энергии, выделившейся в жидкость. При выводе выражения (5) пренебрегаем тепловыделением в малом объеме пузырьков. Подставив выражение (5) в соотношение (4), можно свести упомянутую выше систему к неоднородному уравнению Гельмгольца для спектра p_ω акустического сигнала, возбуждаемого при неоднородном нагреве двухфазной среды оптическим излучением

$$(\Delta+k^2)p_\omega=-\frac{\beta}{c_p}i\omega q_\omega, \tag{6}$$

где $q_\omega=\int\limits_{-\infty}^{\infty}(dQ/dt)\exp(-i\omega t)\,dt$ — спектр плотности оптической мощности,

выделяющейся в среде, а волновое число $\tilde{k}$ может быть представлено в виде

$$\tilde{k}=\omega/(c_ж-\Delta c)+i\varkappa, \tag{7}$$

где добавка к скорости звука Δc и поглощение $\varkappa$ определяются по формулам [5]:

$$\Delta c=2\pi c_ж^3\int\frac{n(R)(\xi^2-1)R\,dR}{\omega^2[(\xi^2-1)^2+\delta^2]} \tag{8}$$

$$\varkappa=2\pi c_ж\int\frac{\delta n(R)\,dR}{\omega[(\xi^2-1)^2+\delta^2]}. \tag{9}$$

Здесь $\xi=\omega_0/\omega$, $\delta=f/\omega$ — постоянная затухания пульсаций.

Анализ уравнения (6) с учетом соотношений (7)—(9) показывает, что степень проявления влияния пузырьков на термооптическую генерацию звука связана со взаимным расположением на шкале частот спектра сигнала и спектра резонансных частот поля пузырьков. В общем случае особенности процесса по сравнению с оптоакустическим преобразованием в однофазных жидкостях сводятся (а) к изменению исходного амплитудного спектра акустического возмущения, (б) к искажению фазового спектра сигнала за счет дисперсии при распространении (для импульсного режима) и (в) к дополнительному поглощению, зависящему от частоты. Первая группа особенностей связана с наличием в области термоакустической антенны пузырьков, обусловливающих частотную зависимость сжимаемости жидкости, что изменяет условия излучения звука неравномерно нагретой областью. Например, наличие в области термоакустической антенны пузырьков радиусом 0,01 см и меньше для большинства экспериментальных ситуаций эквивалентно (с точки зрения характеристик излучаемого сигнала) увеличению ее длины и радиуса поперечного сечения. Особенности термооптического излучателя звука в двухфазной среде можно наглядно продемонстрировать для модуляции оптической интенсивности по гармоническому закону (индекс модуляции полагаем равным 1), когда плотность мощности тепловых источников звука в среде q_ω на частоте модуляции ω определяется выражением $q_\omega=\alpha I(x, y)\exp(-\alpha z)$, где α — коэффициент оптического поглощения, $I(x, y)$ — распределение интенсивности по сечению пучка. В этом случае, приняв граничные условия, соответствующие свободной поверхности жидкости, и полагая, что распределение интенсивности следует Гауссовому закону $I(x, y)=I_0\exp\times\times[-(x^2+y^2)/a^2]$, где I_0 — пиковая интенсивность, a — радиус луча, легко свести решение уравнения (6) для дальнего поля звукового давления p_ω к уже известному решению, описывающему гармонический излучатель звука в жидкости без пузырьков [7], с той лишь разницей, что значения $\tilde{k}$ удовлетворяют соотношениям (7)—(9):

$$p_\omega=-\frac{\omega\beta a^2 I_0}{2c_p r}\frac{\alpha\tilde{k}\cos\varphi}{\alpha^2+\tilde{k}^2\cos^2\varphi}\exp\left[-\frac{\tilde{k}^2a^2\sin^2\varphi}{4}\right]\times\exp[-i(\omega t-\tilde{k}r)]. \tag{10}$$

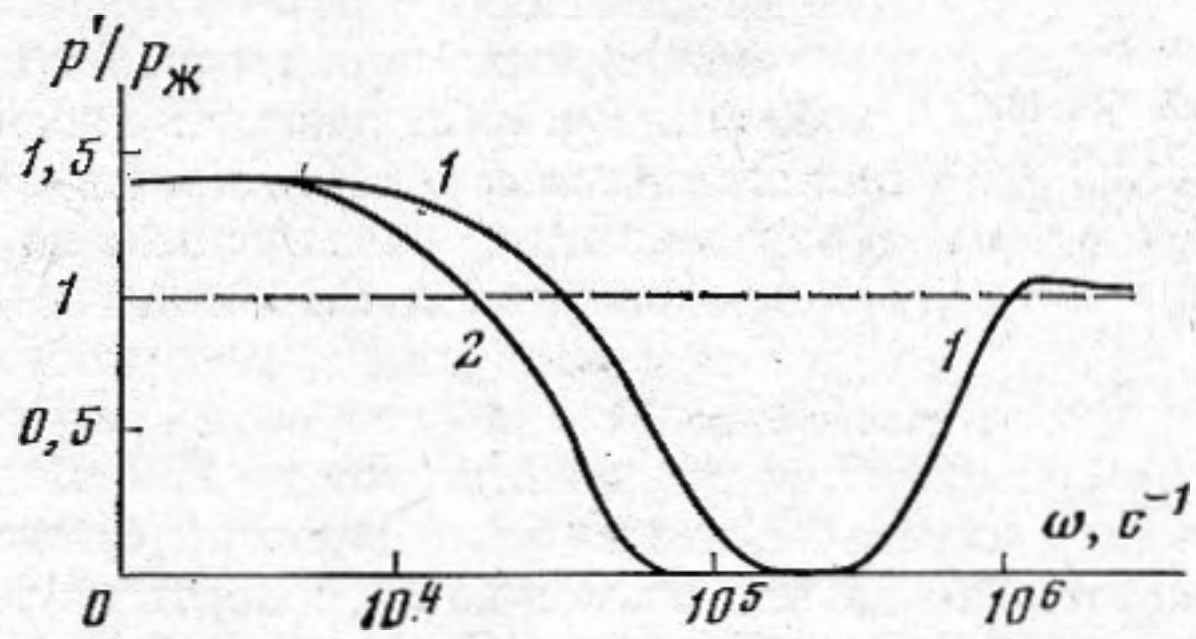
Здесь r — расстояние до точки наблюдения, φ — угол с осью z, задающий направление на точку наблюдения, ω — частота модуляции лазерного излучения.

Сравнение эффективности термооптической генерации звука в одно- и двухфазной жидкостях на разных частотах модуляции проведено на графике зависимости $p'/p_ж(\omega)$ (фиг. 1). Здесь $p_ж$ — амплитуда звукового давления в жидкости без пузырьков, рассчитанная по формулам работы [7], p' — амплитуда возмущения p, описываемого формулой (10), с учетом результатов численного интегрирования выражений (8), (9). В качестве среды принята вода при комнатной температуре и нормальном атмосферном давлении с пузырьками, имеющими достаточно «острое» распределение по размерам: $n(R)\sim\exp[-(R-R_0)^2/1/2\sigma^2]$, причем $R_0=0{,}01$ см, $\sigma=0{,}005$ см. Характерная резонансная частота поля пузырьков $\omega_0\approx2\cdot10^5$ с$^{-1}$, объемная концентрация $u\approx5\cdot10^{-5}$.

Как видно из графика, уровень звукового сигнала на низких частотах $\omega \ll \alpha c_ж$ возрастает при появлении в жидкости пузырьков, достаточно малых, так что $\omega_0 \gg \omega$. Эта особенность объясняется увеличением сжимаемости среды, частично компенсирующим ограничивающее влияние свободной поверхности на термооптическую генерацию низких звуковых частот. При этом $(p'/p_ж)_{\omega \ll \alpha c_ж} \approx 1 + \Delta c/c_ж \approx 1 + 7{,}9 \cdot 10^3\, u$.

Кривая *1*, отвечающая осевому направлению излучения звука, пересекает прямую $p'/p_ж = 1$ при значении аргумента $\omega_1 = \alpha c_ж$. Таким образом, при модуляции лазерного излучения частотой ω_1 наличие в жидкости малых пузырьков не сказывается на осевом излучении. «Провал» кривой *1* отвечает сильному поглощению звука на частотах модуляции, близких к ω_0, когда $\varkappa$ становится сравнимым и даже превышает $k = \mathrm{Re}\,[\tilde{k}]$.

Данное рассмотрение для области резонанса справедливо, если эффективные сечения погашения резонансных пузырьков не перекрываются,



Фиг. 1. Зависимость относительного уровня звукового давления в двухфазной жидкости от частоты модуляции оптической интенсивности при $\alpha = 0{,}2$ см$^{-1}$, $a = 1{,}5$ см, $\varphi = 0°$ (*1*), $70°$ (*2*)

что накладывает ограничение на максимум распределения относительного газосодержания по радиусам $u(R_0)$. Пользуясь результатами работы [5], можно получить условие для $u(R_0)$ в виде $u(R_0) < \eta^{3/2}/16\delta^{1/2}R_0$, где η — отношение окружности пузырька к длине резонансной звуковой волны. Подставляя типичные значения δ и η, получаем $u(R_0) < 5 \cdot 10^{-2}$ см$^{-1}$. При бóльших концентрациях расчет по формулам (8)—(10) дает заниженные по сравнению с экспериментом результаты. В нашем примере $u(R_0) = \partial u/\partial R|_{R=R_0} \cong 0{,}01$ см$^{-1}$.

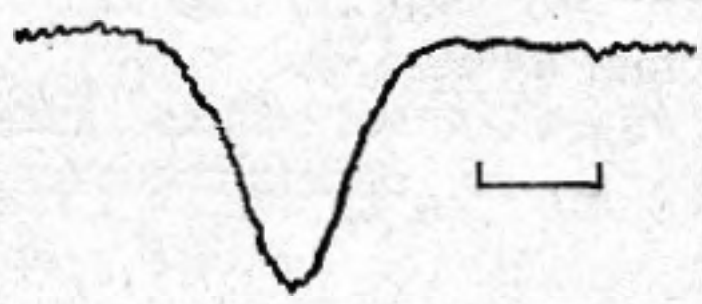
Отметим также, что интересующие нас малые устойчивые чисто радиальные пульсации возможны при относительно небольших растягивающих напряжениях в области термоакустической антенны на частоте резонанса. Соответствующее ограничение оптической интенсивности для случая гармонического режима приближенно задается неравенством $I_0 < 2\chi\delta^2\omega_0 c_p/R_0\alpha\beta c^2$, где χ — коэффициент поверхностного натяжения воды. При типичных значениях параметров получаем $I_0 < 180$ Вт/см^2.

Относительная эффективность процесса на высоких частотах при характерных концентрациях пузырьков мало отличается от единицы. Анализ уровня сигнала, излучаемого во внеосевых направлениях (кривая *2*), указывает на некоторое сужение диаграммы направленности на дорезонансных частотах. Обсуждение хода кривой *2* на послерезонансных частотах нецелесообразно из-за того, что абсолютный уровень акустического излучения во внеосевом направлении на высоких частотах при данном радиусе пятна весьма мал.

Представляет интерес также импульсный режим оптического теплового возбуждения звука. Профиль звукового сигнала в дальнем поле можно получить обратным фурье-преобразованием спектра p_{ω_0}

$$p(t') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p_{\omega_0} \exp(i\omega t)\, d\omega,$$

причем p_{ω_0} получается из p_ω заменой в выражении (10) I_0 на спектр оптического импульса $I_\omega = \int\limits_{-\infty}^{\infty} I(t)\exp(-i\omega t)\,dt$. Импульсный процесс оптического теплового возбуждения звука в воде с пузырьками газа исследовался экспериментально в лабораторных условиях. В качестве импульсного источника света использовался лазер, работавший в режиме модулированной добротности. На поверхность воды направлялся импульс оптического излучения длительностью 50 нс с энергией 0,1 Дж. Коэффициент поглощения света данной длины волны в воде равен 0,14 см$^{-1}$. Для получения гауссового распределения интенсивности света на поверхности воды над поверхностью устанавливалась светорассеивающая пластинка. Область тепловыделения представляла собой цилиндр, диаметр которого можно было варьировать в пределах от 25 до 40 мм. Время пробега по проекции диаметра цилиндрической области на направление наблюдения во много раз превышало длительность оптического импульса. Сигнал регистрировался в дальнем поле при углах наблюдения около 30° относительно оси оптического луча пьезокерамическим преобразователем в полосе частот до 250 кГц. При указанных условиях спектр акустического сигнала занимал существенно более узкую полосу частот. Это давало возможность с хорошей точностью разрешить временные профили акустических сигналов.



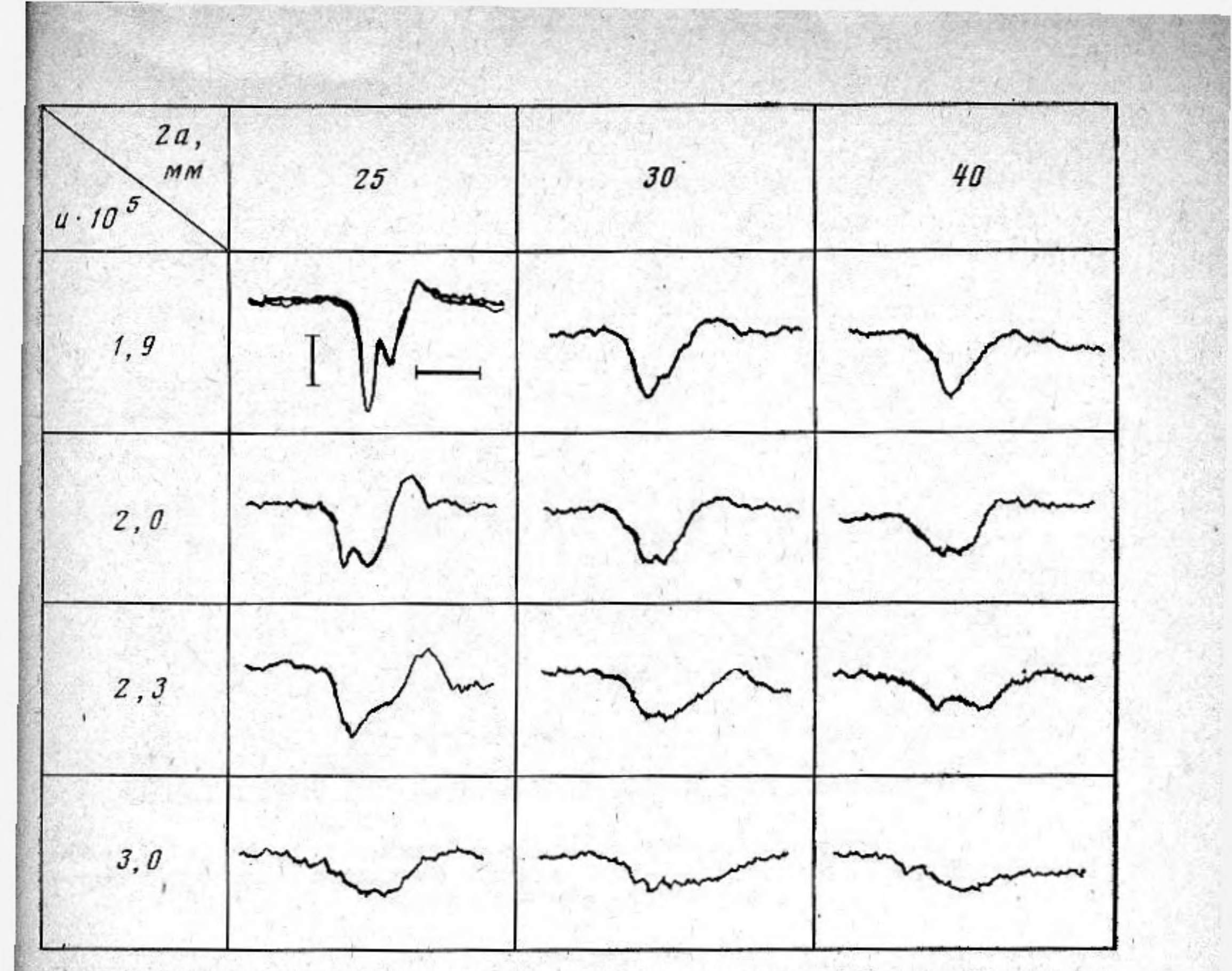
Фиг. 2. Осциллограмма акустического импульса в дальнем поле в среде без пузырьков. Масштаб по горизонтали: 20 мкс на деление

На дно ванны помещался проволочный генератор пузырьков, осуществлявший электролиз воды большим числом торцевых поверхностей медной проволоки диаметром 0,1 мм. Генератор создавал стационарное поле пузырьков, что обеспечивало хорошую повторяемость формы сигналов. Концентрация пузырьков задавалась величиной тока электролиза.

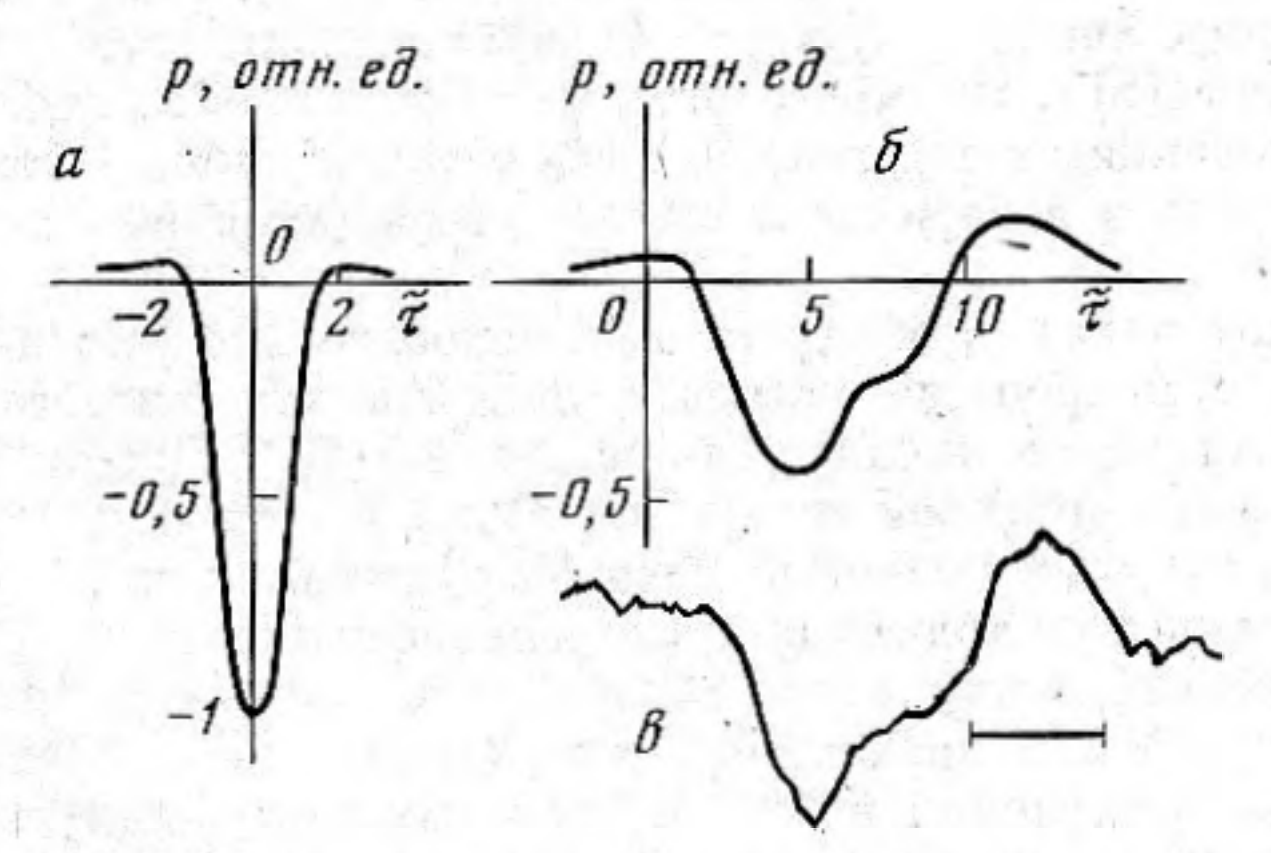
Значение концентрации и закон распределения пузырьков по размерам контролировались акустическим методом по затуханию вспомогательной звуковой волны, возбуждаемой в акустическом резонаторе. Так, величина объемной концентрации принимала значения от 10^{-5} до $3\cdot10^{-5}$.

Эксперимент показал, что присутствие пузырьков в жидкости существенно изменяет параметры звуковых сигналов, возбуждаемых при термооптическом взаимодействии. Звуковой сигнал, имеющий симметричную форму в чистой жидкости (фиг. 2) становится несимметричным при наличии газовых пузырьков. Характерные осциллограммы акустических импульсов при различном газосодержании и диаметрах светового пятна приведены на фиг. 3. В зависимости от величины концентрации u (при неизменной плотности распределения объемов пузырьков по радиусу) и ширины спектра акустического импульса форма акустического импульса будет определяться эффектами дисперсии и диссипации звука, относительная роль которых может меняться.

При малом диаметре светового пятна на поверхности жидкости основная часть энергии акустического импульса содержится в спектре частот до 80 кГц (для данной точки наблюдения). Основной вклад в газосодержание вносят пузырьки с резонансными частотами от 40 до 300 кГц. Таким образом, спектр резонансных частот пузырьков лишь частично перекрывается со спектром частот акустического импульса. В этих условиях изменение скорости звука будет зависеть от полного газосодержания u, а поглощение каждой спектральной компоненты будет определяться концентрацией пузырьков соответствующей резонансной частоты. При малой величине u концентрация относительно больших пузырьков (резонансные частоты которых совпадают со спектром акустического импульса) мала, поглощение мало, а влияние дисперсии существенно, и акустический импульс имеет несимметричную форму. Этот случай соответствует левой верхней осциллограмме на фиг. 3.



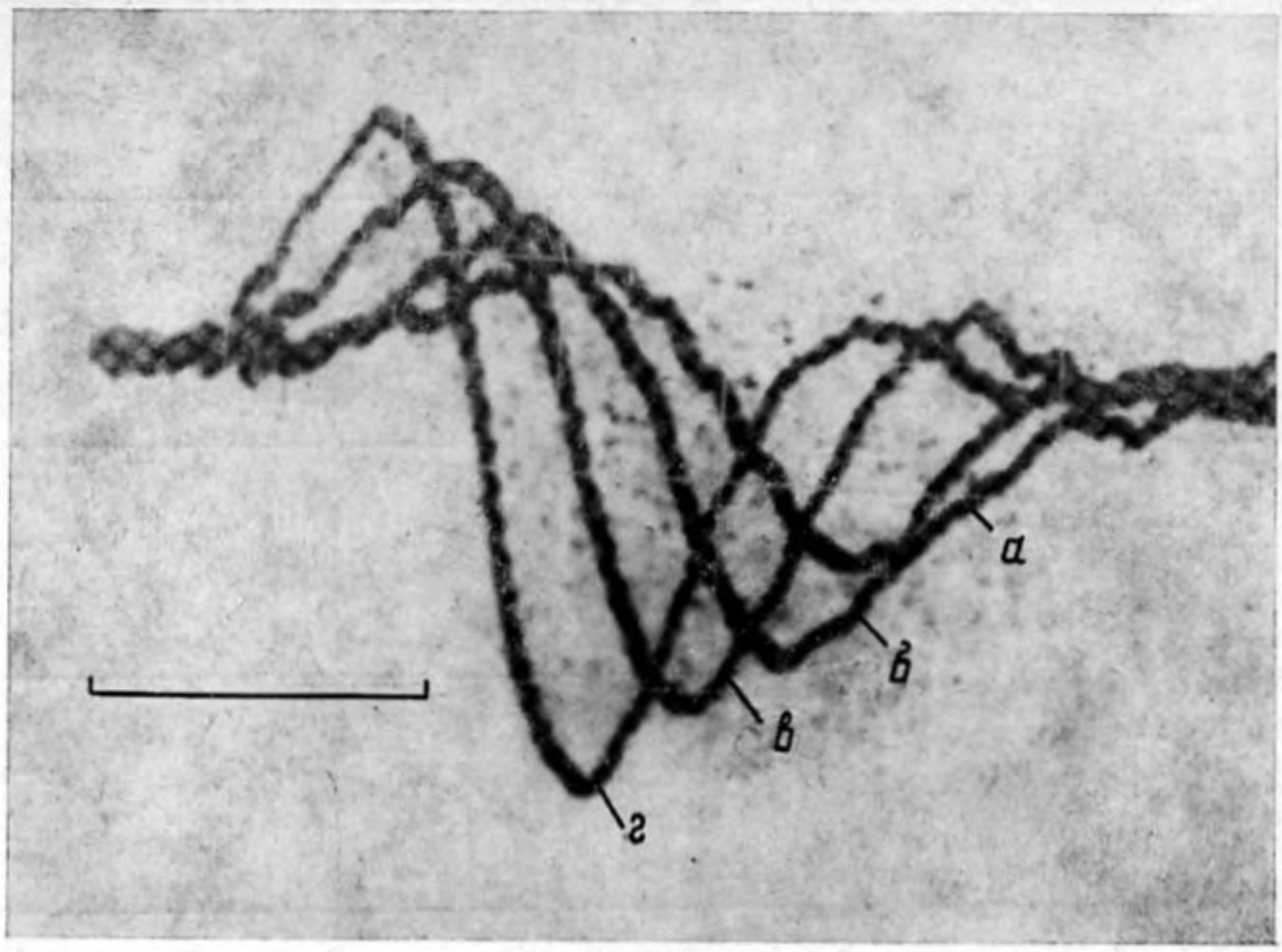
Фиг. 3. Осциллограммы акустических импульсов в дальнем поле в жидкости с пузырьками газа. u – концентрация свободного газа, a – радиус светового пятна. Угол наблюдения относительно оси светового пятна 27°, расстояние до точки наблюдения – 250 мм. Масштаб по вертикали: 5 Па на деление, по горизонтали: 30 мкс на деление



Фиг. 4. Профили акустического сигнала в дальнем поле: расчетные (a, $б$) и экспериментально зарегистрированный ($в$, масштаб по горизонтали: 20 мкс на деление). Здесь $\tau = a \sin \varphi / c_ж$, $\tilde{\tau} = (t - r/c_ж)/\tau$

С ростом величины u быстро растет поглощение и, начиная с некоторого момента, влияние дисперсии становится мало заметным (фиг. 3, нижний ряд осциллограмм). При увеличении диаметра оптического пучка спектр акустического импульса сужается, разница в фазовой скорости звука между компонентами в спектре акустического импульса становится несущественной, профиль импульса вновь становится симметричным.

Трансформация профиля звукового импульса хорошо описывается решением уравнения (6). На фиг. 4 приведены рассчитанные профили звуковых импульсов (в однофазной жидкости – a, двухфазной – $б$ и осциллограмма акустического сигнала, зарегистрированного в двухфазной жидко-



Фиг. 5. Осциллограммы акустических импульсов в ближнем поле. Масштаб по горизонтали: 20 мкс на деление. *а* – через 10 с после выключения генератора пузырьков, *б* – 20, *в* – 40, *г* – через 60 с

сти *в*). При величинах $u \gg 10^{-5}$ наблюдалось уменьшение эффективной длины термоакустической антенны из-за рассеяния света на пузырьках. Иллюстрацией этому могут служить последовательно зарегистрированные осциллограммы акустического импульса в ближнем поле (фиг. 5). По мере всплытия пузырьков их концентрация падает и звуковой импульс восстанавливает форму, характерную для однофазной жидкости (см., например, фиг. 5, *б* работы [8]). Помимо этого изменяется время прихода импульса в точку наблюдения, иначе говоря, эффективная длина области тепловыделения меняется в зависимости от концентрации газовых пузырьков в жидкости.

Эксперимент показал, что даже при относительно больших величинах $u = 3 \cdot 10^5$ характер процесса остается линейным в интервале значений плотностей энергии по крайней мере до $1{,}5 \cdot 10^{-2}$ Дж·см$^{-3}$. Детальное изучение процесса тепловой генерации звука в жидкости с пузырьками газа показало, что присутствие пузырьков приводит к изменению профиля звукового импульса не только при его распространении, но и при его возбуждении. Наличие пузырьков в области тепловыделения приводит к изменению диаграммы направленности термоакустической антенны.

Результаты вычисления профиля звуковых импульсов показали хорошее соответствие с экспериментом. Используя предложенную теоретическую модель, можно определять параметры находящихся в жидкости пузырьков по данным измерений профиля акустического сигнала. При проведении экспериментального исследования не удалось обнаружить возбуждение пузырьков, находящихся в области тепловой антенны, за счет поглощения в них энергии оптического импульса. Напротив, оказалось, что имеет место рассеяние света на газовых пузырьках. С учетом изложенного выше кажется маловероятным существование микропузырькового эффекта, присутствием которого авторы работы [3] объясняют наблюдаемые ими профили звуковых импульсов.

В заключение авторы благодарят С. А. Рыбака за полезные дискуссии и консультации и А. М. Сутина за обсуждение методики эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лямшев Л. М.* Оптико-акустические источники звука.— УФН, 1982. т. 135, вып. 4, с. 637—669.
2. *Егерев С. В., Наугольных К. А.* Об акусто-оптических явлениях в жидкости с пузырьками газа.— Акуст. журн., 1977, т. 23, 5, с. 738—742.
3. *Hunter S. D., Jones W. U., Malbrough D. I.* Nonthermal Acoustic Signals from Absorption of a cylindrical Laser beam in Water.— J. Acoust. Soc. Amer., 1981, v. 69, № 6, p. 1563—1567.
4. *Лямшев Л. М., Седов Л. В.* Об оптической генерации звука в жидком полупространстве при наличии слоя другой жидкости на его границе.— Акуст. журн., 1977, т. 23, 5, с. 788—796.
5. *Гаврилов Л. Р.* Содержание свободного газа в жидкостях и методы его измерения.— В кн.: Физические основы ультразвуковой технологии. М.: Наука, 1970, с. 395—426.
6. *Devin C.* Survey of Thermal Radiation and Viscous Damping of Pulsating Air Bubbles in Water.— J. Acoust. Soc. Amer., 1959, v. 31, № 12, p. 1654—1657.
7. *Божков А. И., Бункин Ф. В.* Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью.— Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 8, с. 1763—1776.
8. *Городецкий В. С., Егерев С. В., Есипов И. Б., Наугольных К. А.* О генерации звука лазерными импульсами.— Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 11, с. 2396—2401.

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

Поступила в редакцию
14.XII.1982