АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 1

УДК 534.7: 535.34

© 1992 г.

А.П. Гурьев, П.Н. Роговцев

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ЖИДКОСТИ НЕКОГЕРЕНТНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Экспериментально исследован испарительный режим генерации звуковых волн при взаимодействии излучения некогерентных источников света – импульсных трубчатых ламп – с жидкостями. Существенным отличием от лазерного возбуждения звука здесь являются наличие широкого спектрального диапазона оптического излучения и контактный способ воздействия. Рассмотрена роль локальных оптических неоднородностей границы раздела кварцевая поверхность лампы – жидкость и примесных включений в процессе парообразования. Отмечено, что эффективность оптикоакустического преобразования повышается при увеличении зоны взаимодействия света с жидкостью путем введения дополнительных поглотителей. Разработан и испытан при зондировании приповерхностных вод Черного моря оптоакустический излучатель. Приведены результаты измерения амплитуды давления генерируемых звуковых волн и оценки коэффициента преобразования оптической энергии в акустическую.

При изучении оптикоакустического эффекта – генерации звука под действием оптического излучения – наибольший интерес вызывают испарение и оптический пробой жидкости, сопровождающиеся сильным тепловым и гидродинамическим возмущением состояния среды. Ранее было показано [1], что в случае, когда источником воздействующего на жидкость светового излучения является импульсная лампа, испарительный механизм возбуждения звука может наблюдаться при значительно меньших по сравнению с лазерными удельных плотностях мощности излучения. Развивающиеся при этом нелинейные эффекты во многом аналогичны нелинейным эффектам при лазерном возбуждении звука. Существенными отличиями здесь являются широкий спектр воздействующего на жидкость оптического излучения, что приводит к необходимости учета зависимости поглощательной способности среды от частоты, и контактный способ воздействия.

В настоящей работе рассматриваются результаты экспериментальных исследований генерации звуковых волн при взаимодействии излучения некогерентных источников – импульсных ксеноновых ламп с жидкостями, имеющими поглощение в области длин световых волн $\lambda_{св} \geqslant 200$ нм. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Под действием светового импульса лампы *1*, помещенной в цилиндрическую кювету *2* с жидкостью, в среде возбуждалась звуковая волна, регистрируемая пьезокерамическим гидрофоном *3*. Электропитание лампы осуществлялось от источника *9*, содержащего зарядное устройство *10*, емкостной накопитель *11*, блок внешней синхронизации *12* и блок поджига лампы *13*. Источник формировал импульсы тока с регулируемыми параметрами: формой, амплитудой и длительностью. По окончании заряда емкостного накопителя синхроимпульсы с блока *12* поступали в блок поджига лампы *13* для инициирования высоковольтного пробоя разрядного промежутка лампы и одновременного запуска запоминающих осциллографов *8*. Параметры разрядного контура можно было изменять, обеспечивая режим апериодического разряда с разной крутизной и длительностью импульса тока. Разрядный ток регистрировался датчиком *15* типа пояса Роговского. Временные характеристики светового импульса контролировались фотоэлементом *5* с использованием нейтрального светофильтра *4*. Энергия излу-

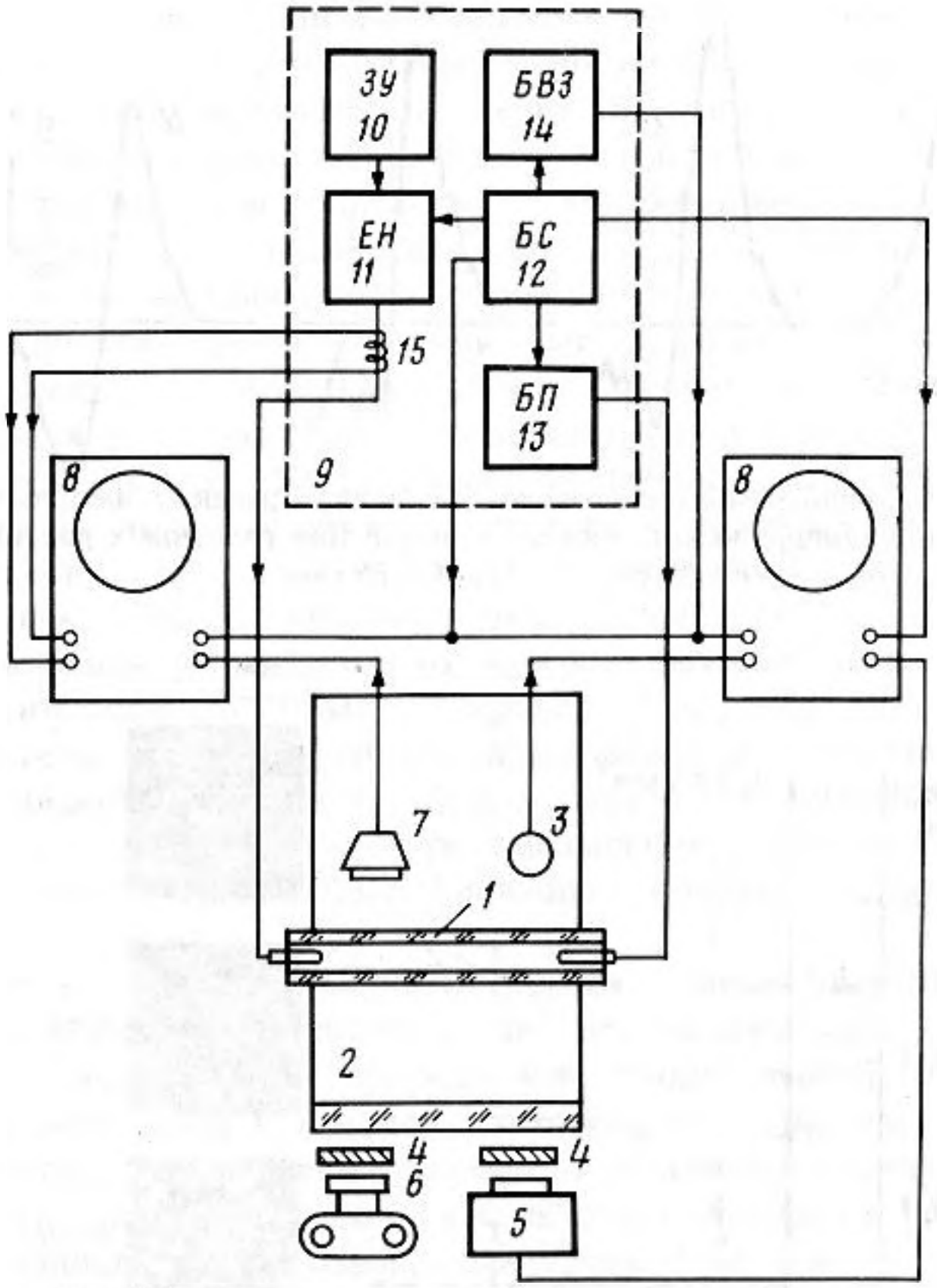

Рис. 1 Блок-схема экспериментальной установки

чения лампы измерялась калориметром 7 на оптической оси лампы перпендикулярно ее поверхности в отсутствие жидкости. Регистрация акустических возмущений в жидкости проводилась сферическим гидрофоном диаметром 20 мм с чувствительностью 16 ± 4 мкВ/Па. Сигналы с фотоэлемента, калориметра и пьезодатчика наблюдались на экранах двухлучевых осциллографов С8-17, синхронизованных в работе с началом развертки светового импульса лампы. Для регистрации формы акустического сигнала при размещении лампы и гидрофона в акустическом измерительном бассейне с водой размером 6 × 6 × 11 м на больших удалениях от источника звука применялся блок внешней задержки *14*. Электроды лампы изолировались таким образом, что погруженная в жидкость лампа представляла собой цилиндрический источник света длиной 130 мм и диаметром 15 мм.

Из всего многообразия типоразмеров импульсных ламп были выбраны трубчатые ксеноновые лампы с прямой колбой, работающие обычно при высоких пиковых электрических мощностях. Наличие режимов работы как одиночного, так и частотного следования импульсов, возможность коммутации нескольких ламп при электропитании от одного накопителя, надежность и простота в эксплуатации выгодно отличают их от других типов ксеноновых ламп. Пропускание кварцевых колб таких ламп простирается от 200 до 4000 нм, а спектральные параметры излучения исследованы достаточно подробно [2].

Типичные осциллограммы импульсов давления и излучения лампы представлены на рис. 2 для различных расстояний от гидрофона до колбы лампы в цилиндрической трубе диаметром 200 мм и длиной 1 м. Длительность светового импульса составляла τ = 350 мкс при удельном энерговкладе в лампу W = 120 Дж/см^3 и поверхностной плотности энергии светового излучения 5 Дж/см^2. Из осциллограмм следует, что в жидкости генерируется двуполярный акустический импульс, первая фаза сжатия которого по

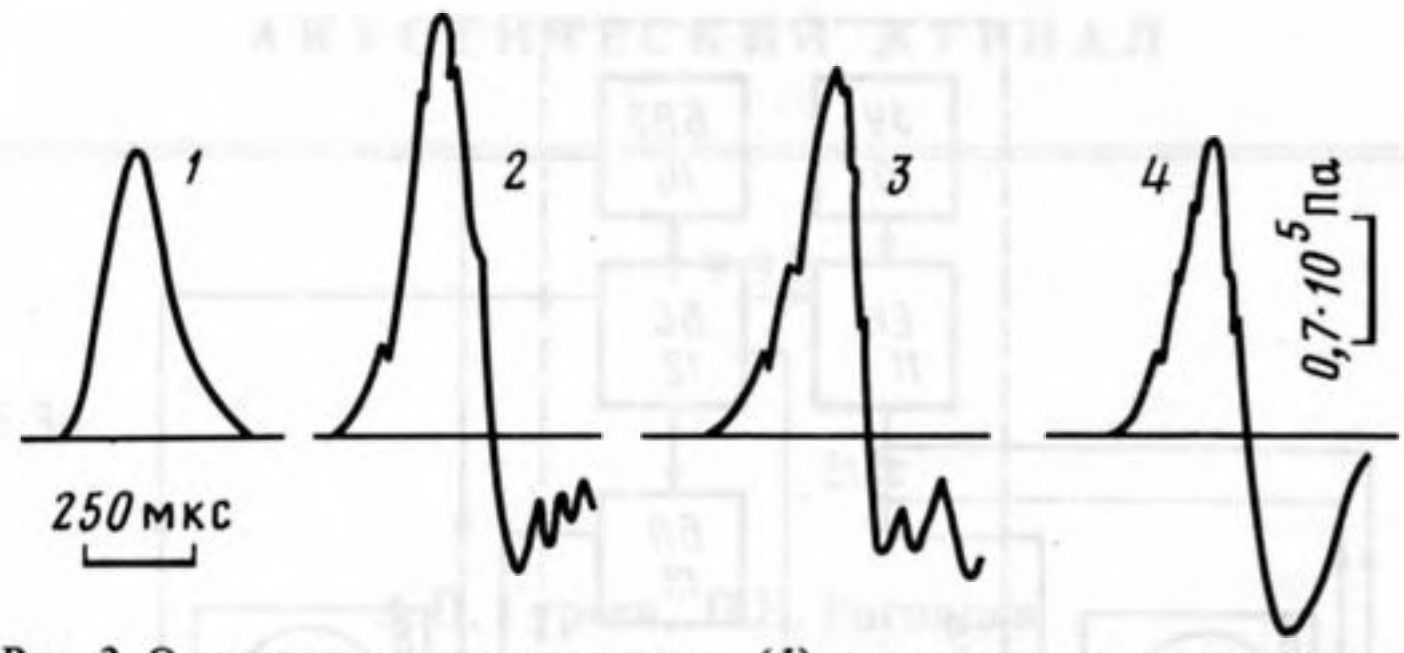

Рис. 2. Осциллограммы светового (*1*) и акустических импульсов (*2*–*4*) в цилиндрической кювете с водой для различных расстояний от лампы: *2* – r = 28 см, *3* – 56, *4* – 85 см

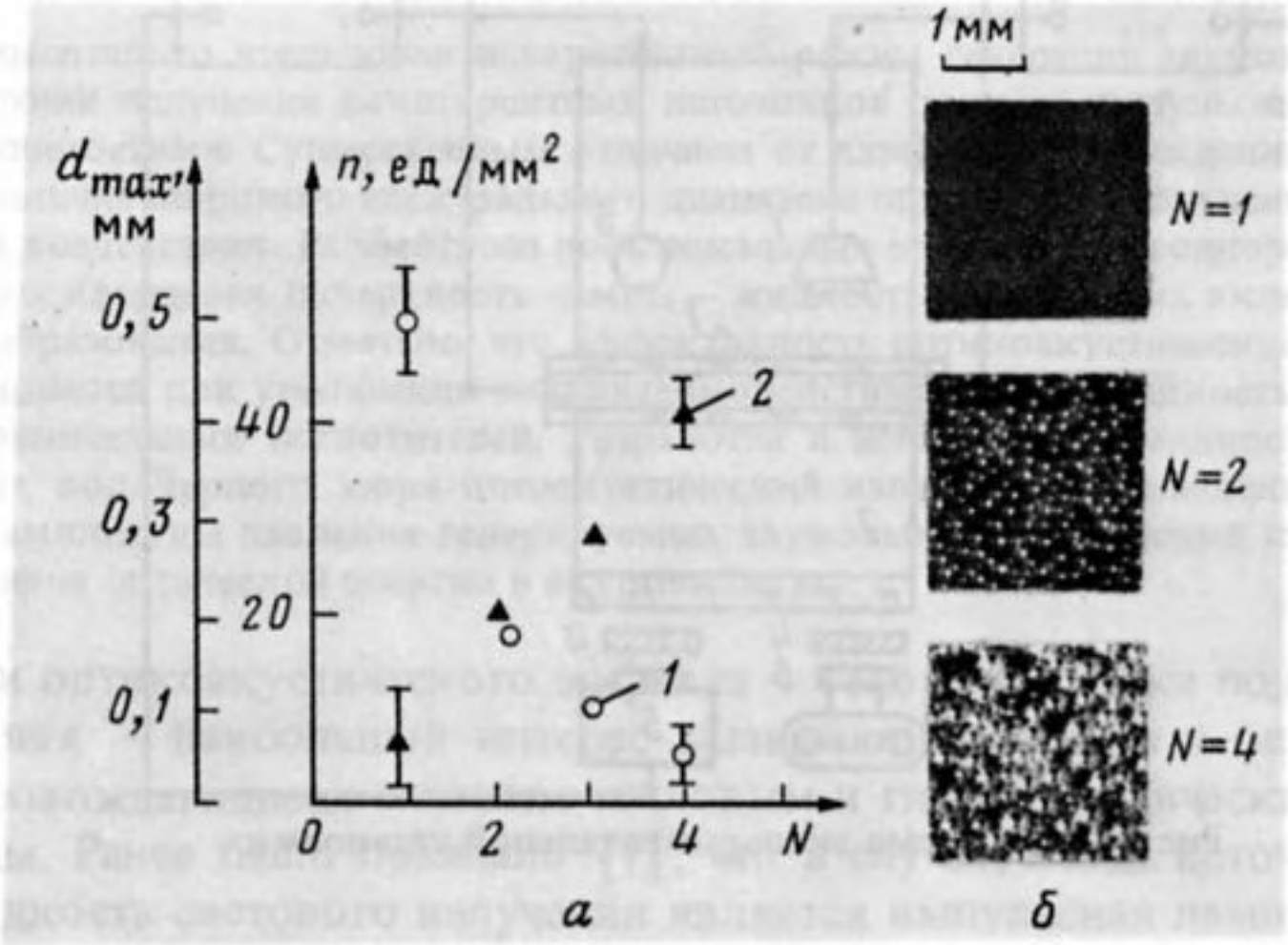

Рис. 3. Зависимости изменения максимальных диаметров d_{max} и количества пузырьков n, образующихся на кварцевой стенке при последовательных вспышках импульсной лампы: *а* – 1 (○) – n; 2 (▲) – d_{max}; *б* – микрофотографии слоя пузырьков после одно, двух и четырехразовой вспышки лампы

форме близка к световой. Давления, развиваемые вблизи излучателя, настолько велики, что в фазе разрежения наблюдались кавитационные процессы. Кавитация ограничивала рост амплитуды отрицательной полуволны и приводила к увеличению длительности полупериода в фазе разрежения.

Теоретические методы, позволяющие найти аналитическое решение соответствующей оптотермодинамической задачи, описывающей реакцию жидкости на импульсное воздействие некогерентного излучения, включая изменения агрегатного состояния среды, в литературе практически отсутствуют. Экспериментальные работы по взаимодействию мощного излучения импульсных ламп с поглощающей жидкостью также немногочисленны [3–5] и, как правило, посвящены изучению эффектов вблизи поверхности источника света, когда размер зоны взаимодействия определяется максимальной глубиной проникновения излучения в жидкость $\delta \sim 1/\mu$, где μ – средний в области длин волн светового излучения показатель поглощения среды.

Для наблюдения эффектов в зоне взаимодействия были проведены исследования генерации звука в воде, глицерине, в воде с масляной пленкой, а также ряд экспериментов по оптической регистрации парогазового керна, образующегося под действием света в пристеночном слое лампы.

Исследование парогазового керна производилось методом микрофотографирования пузырьков, возникающих на границе раздела после вспышки лампы в глицери-

не с помощью фотоаппарата с микронасадкой *6* (рис. 1). Большая вязкость модельной среды позволяла зарегистрировать рост диаметров пузырьков и динамику их развития даже после многократного облучения (в воде генерация звуковых импульсов приводила к "стряхиванию" пузырьков). После однократного действия светового импульса на реальную (неочищенную от микровключений) среду образовался слой отдельных мелких пузырьков размерами $d_{max} = 20–80$ мкм. Каждый последующий световой импульс приводил к образованию новых пузырьков на имеющихся микронеоднородностях среды, служащих зародышами для локального нагрева и испарения жидкости. Эти пузырьки коагулировали с уже имеющимися, в результате чего наблюдался рост максимальных диаметров пузырьков в слое и уменьшение их общего числа (рис. 3). Когда размер пузырька становился настолько большим, что архимедова сила, действующая на него, превалировала над силами адгезии к поверхности, происходил отрыв пузырька от кварцевой стенки и его всплытие. После 5–10 вспышек лампы почти все пузырьки всплывали, и пристеночный слой жидкости обезгаживался и очищался от микровключений. Последующее облучение не приводило к образованию новых пузырьков. Измерения гидрофоном акустических волн в жидкости показали, что амплитуда звукового давления была максимальна во время первого воздействия светового импульса и уменьшалась последовательно от импульса к импульсу по мере уменьшения числа поглощающих свет микровключений до уровня, отвечающего давлению, возбуждаемому в чистой жидкости.

Таким образом, в случае контактного способа взаимодействия оптического излучения широкого спектра с жидкостью наиболее важную роль играют микронеоднородности среды (независимо от природы их возникновения). Известно, что вскипание прозрачных жидкостей в мощном световом поле облегчается не только при наличии растворенного газа и метастабильности состояния жидкости. Особенно интересна роль мелких неоднородностей, всегда встречающихся в реальных жидкостях, а тем более на границе раздела лампа – жидкость. Как правило, они имеют значительно большие по сравнению с жидкостью коэффициенты поглощения света, вследствие этого сильно разогреваются и служат центрами локального нагрева среды и образования микропузырей, облегчающих вскипание. Так, по данным работы [6], даже при небольших плотностях потока энергии (~ 1 Дж/см^2) частицы сажи размером 0,1–0,3 мкм, поглощая лазерное излучение, разогреваются до температур 10^4 К и являются зародышами при оптическом пробое жидкости. Оценивая ориентировочно толщину пристеночного слоя жидкости, охваченного термодинамическим возмущением как $\delta \sim d_{max}$, можно определить поверхностную плотность энергии светового потока, необходимую для разогрева жидкости до температуры кипения T_k при полном поглощении:

$$(E/S)_k = C_p \rho \delta (T_k - T_0),$$

где C_p, ρ – теплоемкость и плотность жидкости. Для глицерина $(E/S)_k = 6{,}6$ Дж/см^2.

Расчеты показали, что выделяемой на поверхности лампы плотности световой энергии 5 Дж/см^2 достаточно для нагрева до точки кипения слоя глицерина толщиной не менее 60 мкм. Однако этот вывод справедлив лишь для абсолютно поглощающей жидкости. Большинство природных сред и многие органические жидкости имеют малую поглощательную способность и, как правило, спектральную селективность поглощения оптического излучения. Как показали измерения с помощью спектрофотометра СФ-20, глицерин, бутанол и толуол поглощают свет с длинами волн короче 300 нм, а вакуумное масло – до 500 нм; все они обладают полосами поглощения и в длинноволновой части спектра, в видимой же области достаточно прозрачны. Среднюю величину показателя поглощения глицерина в диапазоне $\Delta\lambda_{св} = 400–900$ нм можно принять равной $\mu(\lambda) = \text{const} = 0{,}2$. Тогда за время светового импульса поглощенная в пристеночном слое глицерина поверхностная плотность энергии равна $(E/S)_{погл} = (E/S)_0 \mu(\lambda) = 1$ Дж/см^2, что необходимо для прогрева слоя чистого глицерина глубиной 10 мкм, но недостаточно для образования пузырьков

размерами d_{max} = 20–80 мкм, зарегистрированных экспериментально. Тем самым наблюдаемые в эксперименте эффекты, сопровождающие испарительный режим возбуждения звука с образованием паровых пузырьков таких размеров, возможны только при наличии в жидкости микронеоднородностей.

Следовательно, поглощающие излучение микропленки и частицы, другими словами – локальные оптические непрозрачности границы раздела поверхность кварца – жидкость, – являлись определяющим фактором в процессе испарения пристеночного слоя. Подобное снижение "световой прочности" жидкости из-за наличия микровключений может приводить к испарительному механизму в процессе оптоакустической генерации звука при значительно меньших величинах интенсивности света, чем это требуется в случае чистой жидкости. Возможность возбуждения в среде с помощью одиночного импульса света квазигармонического звукового сигнала путем введения в нее оптических неоднородностей типа чередующихся слоев поглотителя и прозрачного вещества, т.е. формирования такого же изменения сигнала, как и модуляцией лазерного излучения, ранее обсуждалась в работе [7]. Если же жидкость в поглощающем слое на поверхности отличается большей величиной отношения β/C_p (β – коэффициент теплового объемного расширения) по сравнению с жидкостью полупространства, то интенсивность звука, согласно работе [8], может существенно возрасти.

Таким образом, искусственное создание вокруг лампы участка среды с резко отличающимися от остального объема жидкости коэффициентом поглощения реализует при одних и тех же световых параметрах возможность последовательного перехода от теплового к испарительному режиму работы оптоакустического преобразователя (ОАП).

Наиболее простым в исполнении вариантом является нанесение поглощающей световое излучение пленки на кварцевую колбу лампы. В этом случае во время вспышки происходит активное испарение пленки и выброс паров ее материала в объем жидкости. Основной причиной звукообразования при этом является импульс отдачи паров. В этих экспериментах лампа размещалась в заглушенном акустическом бассейне (на глубине 3 м), заполненном отстоявшейся водой. Материал пленки должен иметь низкую температуру испарения и не растворяться в воде. Всем условиям удовлетворило вакуумное масло, доза которого наносилась на колбу лампы в виде тонкой пленки толщиной 10^{-3} см по всей поверхности. Пленка поглощала наиболее активно в УФ и ближнем видимом диапазоне спектра – области прозрачности воды. На рис. 4, *а* приведена осциллограмма акустического импульса при значениях r = (1,5 ± 0,1) м, W = 120 Дж/см^3. Импульс давления состоит практически из одной фазы сжатия; длительность ее составляет порядка 250 мкс, а амплитуда $7{,}6 \cdot 10^4$ Па. С уменьшением энерговклада в лампу до 90 Дж/см^3 при неизменных остальных параметрах начинает проявляться фаза разрежения. В этих опытах силовое воздействие на колбу было настолько большим, что разрушение лампы наблюдалось после первой же вспышки. Причиной этого является воздействие генерируемого акустического импульса на оболочку лампы, собственно аналогичное наблюдавшемуся в работе [5].

Чтобы сохранить лампу от разрушения, брали увеличенную дозу масла из тех соображений, что за время основного энерговыделения относительно толстый слой не успеет прогреться по всей толщине до критической температуры. Это приводило к тому, что во время светового импульса происходило только частичное испарение масляной пленки и развиваемая ударная нагрузка не превышала предельных радиальных напряжений. При каждой последующей вспышке с поверхности лампы испарялась часть материала пленки, и амплитуда генерируемого в среду акустического импульса последовательно уменьшалась (рис. 4, *б*). Поверхность лампы при этом являлась поставщиком в среду мелкодисперсной паромасляной взвеси, которая поглощала оптическое излучение уже не только на границе раздела, но и в пристеночном слое жидкости. Амплитуды давлений, измеренные в опытах с дополнительным поглощением в дальней зоне ОАП на расстоянии 7 м, более чем на порядок превышали давления, генерируемые в однофазной среде.

Особенность данного способа генерации акустических импульсов состоит в измене-

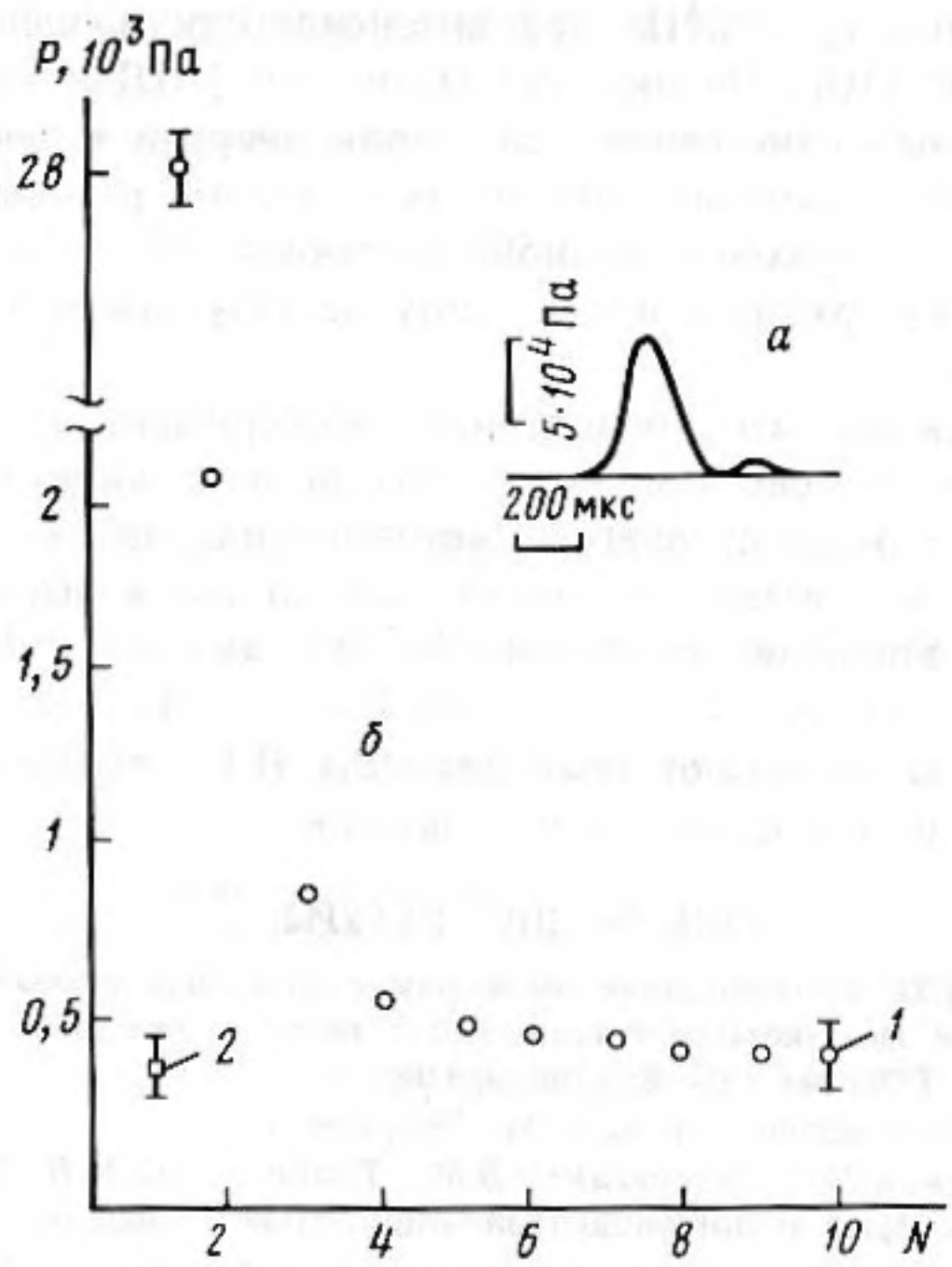

Рис. 4. Зависимость амплитуды импульса давления от числа вспышек лампы при последовательном испарении нанесенной на колбу лампы масляной пленки: *а* – осциллограмма импульса при r = 1,5 ± 0,1 м; W = 120 Дж/см³; *б* – *1* – r = 7,0 ± 0,1 м; W = = 120 Дж/см²; *2* – амплитуда давления в отсутствие поглощающей пленки

нии состава среды вокруг лампы от опыта к опыту. Значительная часть светопоглощающей пленки сносится в виде паровой фракции во время первой вспышки лампы, что ограничивает ресурс ОАП. В то же время задачи, например, диагностического применения ОАП в океанологическом эксперименте требуют, чтобы конструкция излучателя выдерживала многократную эксплуатацию и обеспечивала воспроизводимость выходных характеристик.

С целью повышения стабильности параметров акустического излучения и эффективности ОА преобразования было предложено использовать иной принцип увеличения поглощения света – создание вокруг лампы дополнительных границ раздела кварцевое стекло – жидкость. Для этого изменялась конструкция источника: поверх колбы лампы надевалась кварцевая трубка с внутренним и наружным диаметрами 24 и 28 мм соответственно. Площадь поверхности, на которой в основном происходило взаимодействие оптического излучения со средой, при этом возрастала; поглощаемая средой энергия распределялась по дополнительным границам раздела, вследствие чего уменьшалась удельная механическая нагрузка на оболочку лампы. При максимально возможных величинах энерговклада в лампу такая конструкция излучателя обеспечивала его сохранность при многократных (N = 150–200) вспышках лампы и стабильность выходных параметров. Кроме того, введением во внутреннюю полость селективно поглощающих излучение добавок и изменением их концентрации увеличивалась эффективность отбора средой энергии оптического излучения [9]. Макет испытывался экспериментально на базе морской научно-испытательной станции ГОИ при зондировании приповерхностных вод Черного моря в 1988 году. Возбуждаемый излучателем, содержащим морскую воду без дополнительных поглощающих добавок, акустический сигнал регистрировался гидрофоном ГИР (сфера диаметром 0,5 см с чувствительностью 75,0 мкВ/Па в полосе частот 10 Гц – 50 кГц) на глубинах 3 и 5 м на расстоянии 4 м от преобразователя. Импульс состоял из двух периодов колебаний общей длительностью 0,6 мс и амплиту-

дой первой фазы сжатия $1{,}3 \cdot 10^3$ Па при интенсивности воздействующего светового потока $I = 2 \cdot 10^4$ Вт/см^2 [10]. Оценки показали, что КПД оптоакустического преобразователя, определяемый отношением звуковой энергии к энергии оптического излучения, составлял $\sim 10^3$. Заметим, что по результатам работы [6] для того, чтобы доля энергии, уносимой звуковой волной, составила 10^{-3} от энергии светового пучка, падающего на поверхность воды, импульс CO_2-лазера должен обладать интенсивностью $I \sim 10^8$ Вт/см^2.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов выявлены особенности испарительного механизма генерации звуковых волн в жидкости при использовании импульсных источников некогерентного светового излучения. Разработанные ламповый оптоакустический излучатель и контактный способ возбуждения звука, возможно, привлекут к себе внимание специалистов по акустическому эхолоцированию океана.

В заключение авторы выражают благодарность Н.Г. Семеновой за полезные советы при постановке работы и обсуждении ее результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гурьева Л.И., Гурьев А.П.* Исследование оптикоакустического эффекта генерации звука в жидкости при мощном световом облучении // Тез. докл. I Всесоюз. конф. Теоретическая и прикладная оптика. Л.: ГОИ им. С.И. Вавилова, 1984. С. 113.
2. *Маршак И.С.* Импульсные источники света. М.: Энергия, 1978.
3. *Матюшин Г.А., Мельников Л.С., Подгаецкий В.М., Трибельский М.И.* Взаимодействие мощного излучения импульсных ламп с поглощающей жидкостью // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 5. С. 1076.
4. *Бялко Н.Г., Матюшин Г.А., Толкачев Б.В.* О некоторых эффектах, возникающих в жидкостях под действием излучения импульсных ксеноновых ламп // Журн. прикл. спектроскопии. 1972. В. 5. С. 916.
5. *Бялко Н.Г., Матюшин Г.А., Подгаецкий В.М., Самборский Н.В.* Исследование предельных нагрузок импульсных ламп в фильтроохлаждающей жидкости // Квантовая электрон. 1974. № 6. С. 1350.
6. *Лямшев Л.М., Наугольных К.А.* Оптическая генерация звука. Нелинейные эффекты (обзор) // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 5. С. 641.
7. *Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И.* Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981.
8. *Лямшев Л.М., Седов Л.В.* Об оптической генерации звука в жидком полупространстве при наличии слоя другой жидкости на его границе // Акуст. журн. 1978. Т. 23. № 5. С. 788.
9. *Гурьев А.П., Роговцев П.Н.* Метод оптикоакустического зондирования жидкости с использованием источников некогерентного светового излучения / Тез. докл. Всесоюз. школы "Технические средства и методы освоения океанов и морей". М.: Институт океанологии им. П.П. Ширшова, 1989.
10. *Гурьев А.П., Роговцев П.Н.* Взаимодействие волн, генерируемых излучением импульсных ламп, с водной средой / Тез. докл. III Всесоюз. школы "Методы гидрофизических исследований" Светлогорск; Москва, Калининградский технический институт рыбной промышленности, 1989. С. 31.

НИИ комплексных испытаний
Всесоюзного научного центра
"Государственный оптический институт
им. С.В. Вавилова"

Поступила в редакцию
18.04.91

A.P. Guriev, P.N. Rogovtsev

SOUND WAVES GENERATION IN LIQUID BY NONCOHERENT OPTICAL RADIATION

Evaporation regime of sound waves generation with radiation interaction of noncoherent light sources with liquid is studied. In the contrast with laser sound excitation here the wide spectral range of optical radiation and contact-way effect are avialable. The role of local optical inhomogeneities of the quartz lamp – liquid boundary and additions into the evaporation process in examined. It is noted, that the efficiency of optoacoustic conversion raises with the increase of light interaction zone with liquid by introducting extra absorbers. The optoacoustic transducer was developed and tested during the sontage of the near surface Black Sea waters. The pressure amplitude of the generated sound waves was measured and the conversion factor of optical energy into acoustic one was determined.