АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 6

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 534.142.534.232

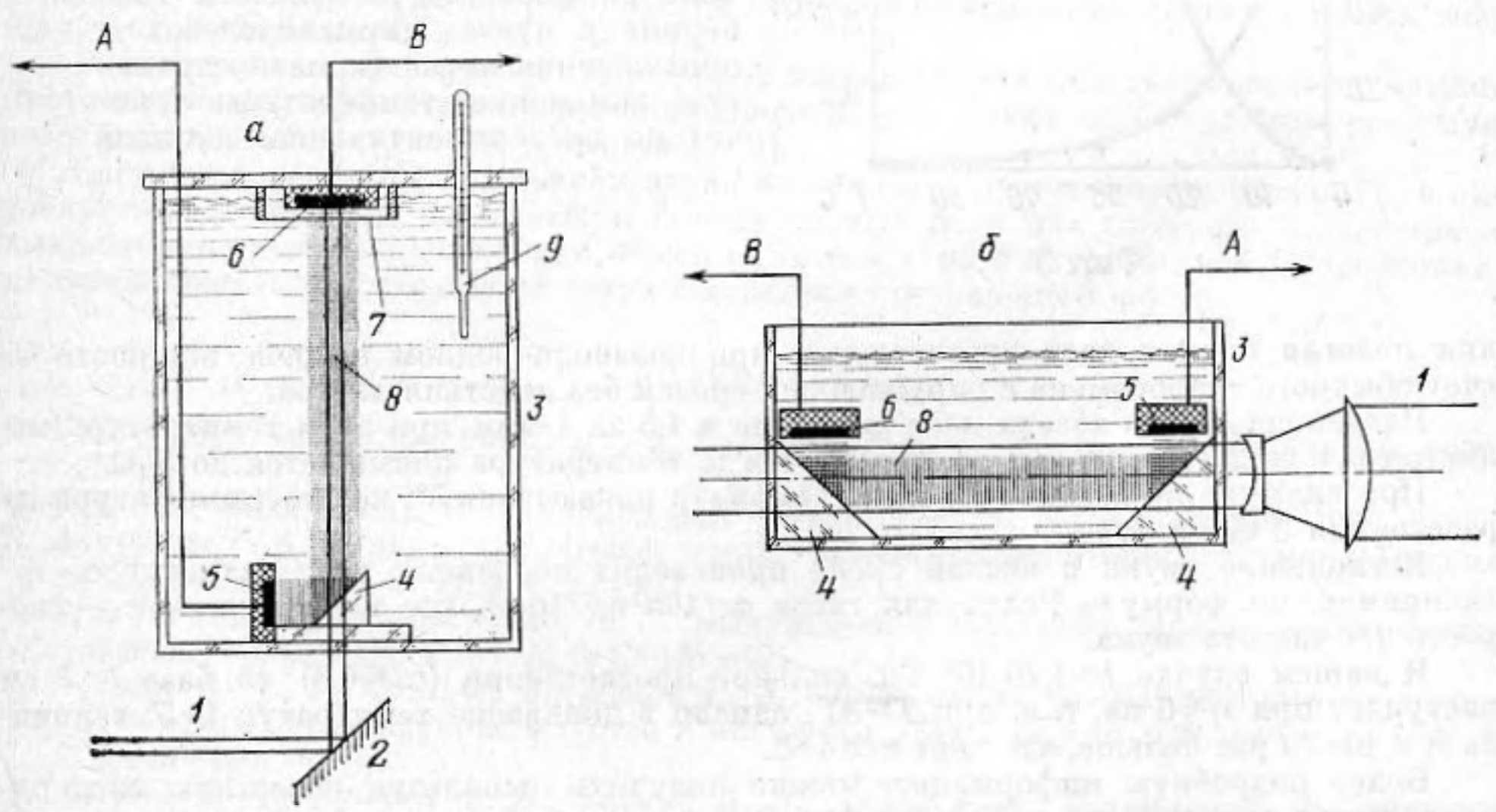
АКУСТИЧЕСКОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ СРЕД В ЛУЧАХ ЛАЗЕРА

Аскарьян Г. А., Юркин А. В.

Поглощение ультра и гиперзвука зависит в основном (при заданной частоте) от вязкости среды, и если можно было быстро изменять вязкость, то это открыло бы возможности управления распространением звука.

В данной работе показано, что нагрев среды в луче света может существенно уменьшить вязкость и вызвать акустическое просветление сред.

Схема первого модельного эксперимента дана на фиг. 1, *а*. Луч лазера *1* на ГСГГ – кристалле с длиной волны 1 мкм в режиме частой посылки импульсов (25 Гц) с немодулированной добротностью со средней мощностью 1 Вт направлялся зеркалом *2* на торец вертикальной кюветы *3*, заполненной жидкостью (глицерин),



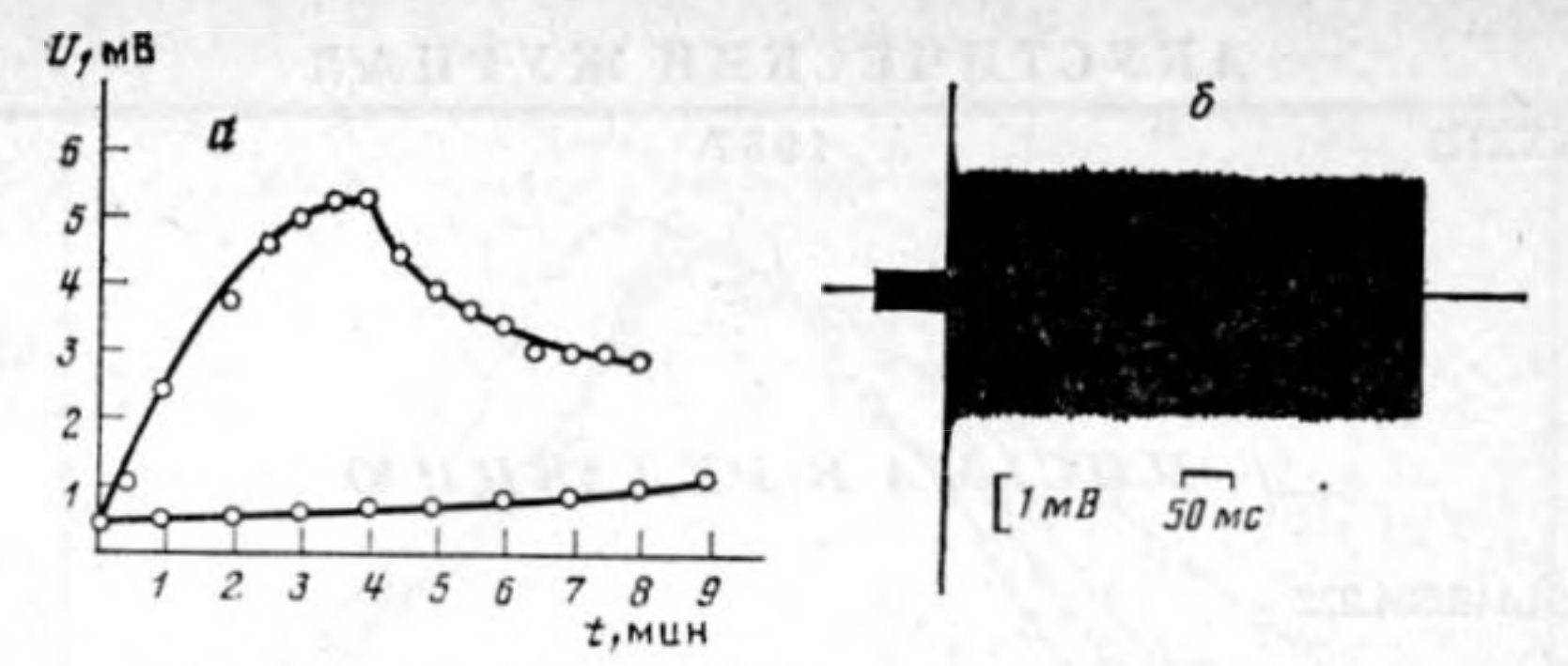
Фиг. 1. Схема эксперимента. *1* – луч лазера, *2* – зеркало, *3* – кювета с жидкостью, *4* – призма, *5* – излучатель ультразвука, *6* – приемник ультразвука, *7* – светозащитная металлизованная лавсановая пленка, *8* – лучи света и ультразвука, *9* – термометр. *А* – к генератору, *В* – к осциллографу

проходил через призму *4*, которая весьма слабо смещала световой луч из-за близости показателей преломления жидкости и стекла призмы. Толщина слоя жидкости подбиралась соизмеримой с глубиной поглощения света лазера $l_a \simeq 6$ см. Сбоку ультразвуковой излучатель посылал звуковой луч на грань призмы, отражающей звук по направлению луча *8* к приемнику звука *6* через защитную металлизованную лавсановую пленку *7*, защищающую приемник от световых импульсов.

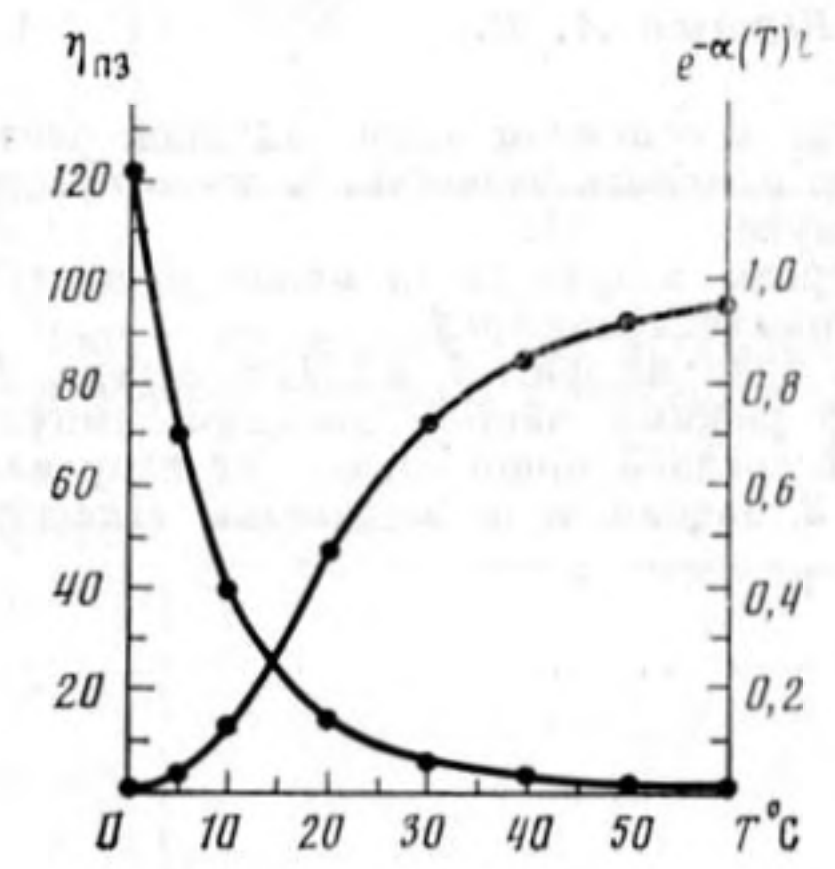
Кювета объемом 400 см³ была заполнена глицерином. Охлажденная кювета ставилась на подставку, через отверстие которой проходил луч лазера. Температура глицерина повышалась либо за счет поглощения энергии лазерного луча, либо за счет теплообмена с окружающей средой. Температура жидкости измерялась термометром *9*, помещенным на расстоянии 2 см от оси кюветы.

Начальный радиус луча лазера $a_0 \simeq 2$ мм, радиус зоны, прогретой через 4 мин, $a \simeq 10$ мм. Начальный радиус звукового луча после отражения от призмы $a_{s0} \simeq 5$ мм. Радиус приемника звука 7 мм. Резонансная частота звука 1,26 МГц, расстояние от середины грани призмы до приемника $l = 7$ см.

Измерялось увеличение прохождения звука. На фиг. 2, *а* дана зависимость сигнала приемника от времени: верхняя кривая – усиление прохождения до 13 раз при действии лазера в течение 4 мин и дальнейший спад после выключения лазера. Ниж-



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Увеличение прохождения звука во времени. *а* – в случае периодически действующего лазера. Верхняя кривая – при действии лазера. Нижняя – при постепенном нагреве за счет теплообмена с окружающей средой; *б* – просветление при импульсе свободной генерации – осциллограмма развертка 50 мс/дел

Фиг. 3. Зависимость вязкости глицерина в пуазах (кривая слева) и прохождения звука (кривая справа) при изменении температуры (расчет по экспериментальным данным [1–2])

няя пологая кривая дает просветление при квазиоднородном нагреве жидкости за счет обычного теплообмена с окружающей средой без действия лазера.

Нагрев среды без лазера дает усиление в 1,5 за 4 мин, при этом температура меняется с 1 до 2,5°, и в 7 раз за 20 мин, когда температура повышается до 5° С.

При включении лазера за 4 мин термометр показывает 3°, но это температура на расстоянии 2 см от луча.

Поглощение звука в вязкой среде происходит по закону $\exp(-\alpha z)$, где $\alpha \sim \eta f^2$ (например, по формуле Релея для газов $\alpha \simeq 16\pi^2\eta f^2/3\rho c_s^3$, где η – вязкость, c_s – скорость, f – частота звука.

В нашем случае $f=1{,}26\cdot10^6$ Гц, сильное просветление ($\alpha l \lesssim 0{,}3$) на базе $l \simeq 7$ см наступает при $\eta \lesssim 6$ пз, т. е. при $T \gtrsim 30°$, однако в диапазоне температур $1 \div 5°$ величина η в 10–20 раз больше, что дает $\alpha l \in 4 \div 2$.

Более подробную информацию можно получить, используя известную экспериментальную зависимость $\eta(T)$ (см. фиг. 3) и известный экспериментально полученный показатель поглощения для звука в глицерине [1–2] $\alpha_{30}=2730\, f^2/10^{17}$ при $T=30°$. Для любой другой температуры в нашем диапазоне температур $\alpha(T)=\alpha_{30}\eta(T)/\eta(30°)$ или $\alpha_T l \simeq 5{,}1\cdot10^{-2}\eta_T$ для используемых нами частот.

На фиг. 3 дано прохождение звука $e^{-\alpha l}$ в зависимости от температуры (кривая справа).

Можно оценить эффективную температуру нагрева в зоне луча из данных по усилению звука $e^{5,6-x}=13=e^{2,57}$, т. е. $\alpha_x l \simeq 3$, или $\eta_x \simeq 60$ пз и $T_x \gtrsim 6°$. Это – средняя температура по каналу пропускания.

Оценить среднюю температуру можно также и в предположении, что основной уход тепла – на теплопроводность по радиусу от луча.

Из уравнения для диффузии тепла получим для квадрата радиуса прогретого цилиндра $a^2=a_0^2+4\varkappa t$, в котором выделилась энергия $Q=P_л t$, таким образом $T \simeq P_л t/C\rho\pi(a_0^2+4\varkappa t)$, т. е. сначала температура нарастает, а потом ее рост замедляется и после выключения лазера начинается спад $1/t$ при $t \gg a_0^2/4\varkappa$.

Схема второго модельного эксперимента дана на фиг. 1, *б*. Луч неодимового лазера в режиме свободной генерации (энергия 400 Дж с длительностью ~мс) поджимался телескопом до диаметра 1,7 см и направлялся горизонтально в кювету с охлажденным глицерином. В кювете были помещены две призмы с показателем преломления, весьма близким к данным глицерина. Призмы пропускали свет почти прямо без преломления, но сильно отражали ультразвуковой луч, шедший от излучателя к приемнику. Импульсный нагрев глицерина приводил к увеличению прохождения звука ≃ в 7 раз при начальной температуре 1° С и длине звуковой трассы 7 см. На фиг. 2, *б* дана осциллограмма усиления прохождения звука (развертка 50 мс/дел). Виден также импульс термозвука в момент вспышки лазера.

Отметим, что увеличение интенсивности проходящего звука связано именно с просветлением, так как оценки показывают, что заметного вклада подфокусировка звука тепловым следом светового луча [3] в нашем случае не дает. Об этом свидетельствуют не только прямые оценки рефракции, но и контрольные опыты по светофокусировке звука, подтвердивших отсутствие усиления звука при различных начальных температурах лазерного нагрева, для которых роль просветления мала.

Описанные выше эксперименты следует принять модельными по отношению к любым средам, так как сильная зависимость αl от частоты звука и длины пути $\alpha l \sim \eta f^2 l$ позволяет всегда указать диапазон частот и длину трассы, при которых эффекты просветления заметно проявятся даже при небольших изменениях η. Например, для воды $\eta \simeq 10^{-2}$ пз и на частотах $f \gtrsim 10^2$ МГц будет заметно просветление на пути $l \simeq 10$ см даже при малых изменениях η ($\Delta\eta \sim 0{,}3\,\eta$ в диапазоне $T \in 0 \div 10°$).

Одно из наиболее действенных проявлений акустического просветления светом может быть связано с вынужденным мандельштам-бриллуэновским рассеянием. Пространственные и временные инкременты нарастания рассеяния зависят от поглощения гиперзвука [4]. Например, нарастание в пространстве происходит по закону $\exp\{gIl\}$, где $g \sim 1/\alpha_s$. При этом заметный нагрев среды обеспечивается даже при малых коэффициентах поглощения света из-за больших плотностей светового потока $\Delta T \simeq It/C\rho l_a$. Например, при $It \sim Q/\pi a_f^2 \simeq 3 \cdot 10^3$ Дж/см^2 при характерных $Q \simeq 0{,}3$ Дж, радиусе фокусного пятна $a_f \simeq 10^{-2}$ см, $C\rho \simeq 4$ Дж/см^3 получим $\Delta T \gtrsim 10°$ даже при $l_a \gtrsim 10^2$ см.

Поэтому оценки порогов и инкрементов ВРМБ следует проводить с учетом подогрева среды в фокусе и измененной вязкости среды. Уменьшение поглощения звука в луче приведет также к большему пробегу звука, остающегося после светового импульса.

Отметим, что интенсивность звука была в наших экспериментах столь мала, что можно было заведомо пренебречь эффектами самопросветления [5–6]. Не было даже замечено никакого различия в протекании процессов при непрерывно действующем звуковом источнике и при включаемом время от времени. Главная энергетика нагрева обеспечивалась световым лучом. Отметим, что такое управление более быстрое и в ряде случаев более удобно реализуется подбором поглощения света на малых толщинах слоя поглощения.

Рассмотренные эффекты усиления прохождения звука при световом воздействии противоположны эффектам прерывания прохождения звука через границы сред при воздействии на них световой вспышки [7–9].

Светоуправление прохождением звука может быть использовано, например, в оптоакустике и акустике объемных и поверхностных волн для быстрого включения и выключения звука, переключения, ячеек памяти и т. п., в акустической микроскопии, направленном распространении звука с меньшим поглощением и т. п.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ультразвук. Энциклопедия/Под ред. Голяминой И. П. М.: Сов. энциклопедия, 1979. 259 с.
2. Таблицы физических величин/Под ред. Кикоина И. К. М.: Атомиздат, 1976. 282 с.
3. *Аскарьян Г. А., Юркин А. В.* Новые исследования по свето-термоакустике // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 4. С. 175–178.
4. *Старунов В. С., Фабелинский И. Л.* Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна // УФН. 1969. Т. 98. № 3. С. 441–491.
5. *Ассман В. А., Бункин Ф. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф.* Наблюдение теплового самовоздействия звукового пучка в жидкости // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 4. С. 148–150.
6. *Ассман В. А., Бункин Ф. В., Верник А. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф.* Тепловое самовоздействие звуковых пучков в вязких жидкостях – самофокусовка и самопросветление // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 6. С. 754–761.
7. *Аскарьян Г. А., Рахманина Т. Г.* Рассеяние, преломление и отражение звука при действии мощного света на среду // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 3(9). С. 1199–1202.
8. *Аскарьян Г. А., Гольц Э. Я., Рахманина Т. Г.* Изменение прохождения и отражения ультразвука при воздействии мощного света на поверхность тела в жидкости // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 3. С. 1072–1074.
9. *Аскарьян Г. А., Большаков Е. Ф., Гольц Э. Я., Логвиненко В. П.* Тонкие слои в акустике и оптике. Изменение прохождения и отражения звука и света при создании тонкого газового слоя на поверхности тела в жидкости // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. № 4. С. 1154–1159.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
17.VI.1987