АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXII 1986 Вып. 6

УДК 534.222

ТЕПЛОВОЕ САМОДЕЙСТВИЕ ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ В ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЯХ — САМОФОКУСИРОВКА И САМОПРОСВЕТЛЕНИЕ

Ассман В. А., Бункин Ф. В., Верник А. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф.

Описаны результаты экспериментов по наблюдению самофокусировки ультразвука в текучих и вязких жидкостях и самопросветления вязкой жидкости в мощном ультразвуковом поле.

Экспериментальные исследования эффектов распространения мощных звуковых пучков в жидкости имеют два ясных круга вопросов. Первый, собственно физический, относится к возможностям измерения в звуковом поле кинетических и структурных параметров жидкости в особенности тех, что труднодоступны термостатическим методикам (например, макроскопическая подвижность в предкритических растворах) [1]. Наряду с нерезонансными процессами, такими как тепловые, концентрационные, гидродинамические самовоздействия и вынужденные рассеяния (эффективность их, однако, имеет тенденцию расти с повышением частоты звука) здесь особо интересны информативные квазирезонансные (релаксационные) процессы, характерные частоты которых лежат в диапазоне от 10^{10} Гц в маловязких жидкостях (вода, бензол — в нормальных условиях) до 10^5 Гц в жидкостях с большой вязкостью (глицерин, триацетин, а также вода, бензол и др. — в переохлажденном состоянии). Подходы к изучению этих процессов тесно связаны с другим, прикладным, аспектом нелинейной акустики, так или иначе сводящимся к установлению предельных возможностей введения звуковой энергии в толстые слои поглощающей жидкости. Эти возможности ограничиваются поглощением, дифракционной расходимостью (если речь идет о больших глубинах), рассеянием на неоднородностях; для звука большой мощности эффективную диссипацию определяют и энергетические параметры самого пучка.

Среди механизмов нелинейности к настоящему времени изучен в основном упругий механизм (зависимость скорости звука c от давления p), действие которого ведет к диссипации звуковой энергии через каскадную генерацию гармоник [2]. Вместе с тем универсальные механизмы нелинейности, связанные с возбуждением незвуковых мод (нагрев жидкости звуком [3—6], звукоиндуцированные течения [7—9]), по сравнительным оценкам [5, 6, 9] в диапазоне частот 0,1—10 МГц имеют более высокую эффективность, чем упругий механизм. По этим же оценкам тепловой механизм в обычных жидкостях доминирует. И действительно, предсказанный в [3] эффект нестационарной тепловой самофокусировки ультразвука наблюдался [10] при введении в бензол энергии ~1—10 Дж в сантиметровом пучке на частоте 2 МГц; при этом акустические течения, разрушающие пучок, развивались только через 2—3 с после включения источника.

Здесь описываются эксперименты по наблюдению теплового самовоздействия ультразвука как в маловязком бензоле (вязкость $\eta \simeq 6{,}4 \cdot 10^{-3}$ Пз при температуре $T=20°$ С; здесь и далее табличные данные из [11]), так и в глицерине — пример жидкости с большей вязкостью ($\eta=14$ Пз). Коэффициенты поглощения их различаются в 2,5 раза. Еще более существенна сильная температурная дисперсия δ в глицерине: $\mu=d\ln\delta/dT=-0{,}07$ К$^{-1}$, которая позволила наблюдать вместе с самофокусировкой новое акустическое явление самопросветления вязкой жидкости — увеличение глубины проникновения звукового пучка с ростом введенной звуковой энергии [12].

Выбор условий эксперимента сделаем на основе и в развитие теоретического анализа [1, 5, 6]. Эффективность теплового механизма возрастает с увеличением δ, следовательно, используемые жидкости должны быть сильно поглощающими; при этом вязкости их могут существенно различаться. Именно такую пару жидкостей использовали: бензол и глицерин. Времена установления тепловых эффектов $\tau(T)=a^2/\chi$ (a — радиус звукового пучка, в эксперименте 0,75 см, χ — температуропроводность жидкости) и течений $\tau(v)=a^2/\nu$ (ν — кинематическая вязкость) равны в бензоле $1{,}5\cdot10^2$ и $2\cdot10^1$ с, а в глицерине $1{,}5\cdot10^2$ и $1{,}2\cdot10^{-2}$ с. Использование звуковых импульсов длиннее $\tau(T)$ неэффективно из-за развивающегося третьего нелинейного механизма — звукоиндуцированной конвекции. Время развития звукоиндуцированной конвекции в бензоле $\tau_k=3\ I^{-1/3}$ с, где I — интенсивность в Вт·см$^{-2}$; в глицерине $\tau_k=12\ I^{-1/3}$ с. Критическая энергия $W_{кр}$ самофокусировки при $f=2$ МГц (эта частота лежит на достаточном удалении от релаксационных частот как для бензола, так и глицерина; кроме того, желательно повысить ее, так как порог самофокусировки падает как f^{-4}) равна 4 Дж (бензол) и 20 Дж (глицерин). Таким образом, на пороге самофокусировки при выбранной ширине пучка $a=0{,}75$ см конвекция размывает пучок за время $\sim3{,}5$ с в бензоле и ~12 с в глицерине.

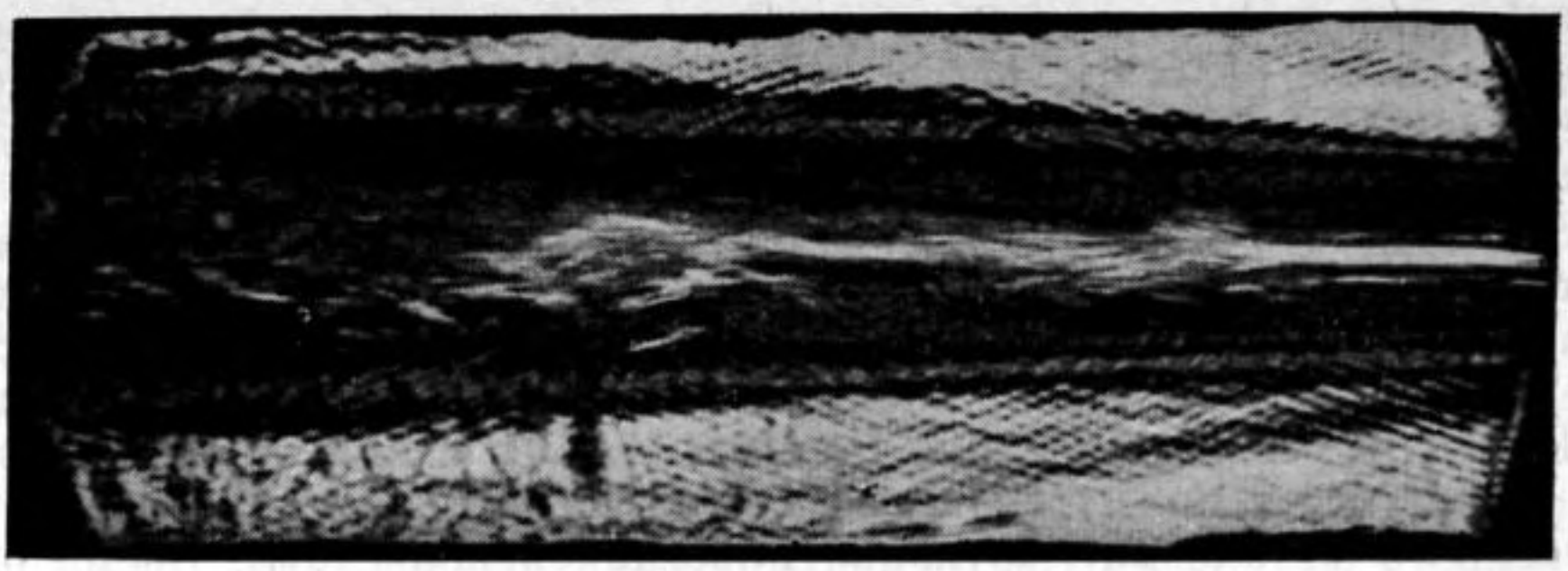
В экспериментах предельно достижимый уровень акустической мощности на частоте 2 МГц составлял ~50 Вт, поэтому в бензоле мог быть реализован только нестационарный режим самофокусировки, а в глицерине можно подходить и к квазистационарному режиму. Превышение критической энергии в $4\div5$ раз обеспечивало длину самофокусировки $L_ф=12$ см (бензол) и 8 см (глицерин). Для сравнения — длина формирования разрыва из-за каскадной генерации гармоник $L_р\simeq15-20$ см.

Основные проявления эффектов самовоздействия звуковых пучков в поглощающих жидкостях — это изменение геометрических парамертов пучков и кривизны волновых фронтов. Адекватной методикой регистрации, обеспечивающей высокое пространственное разрешение и не искажающей пучок, является избранная оптическая методика визуализации звука.

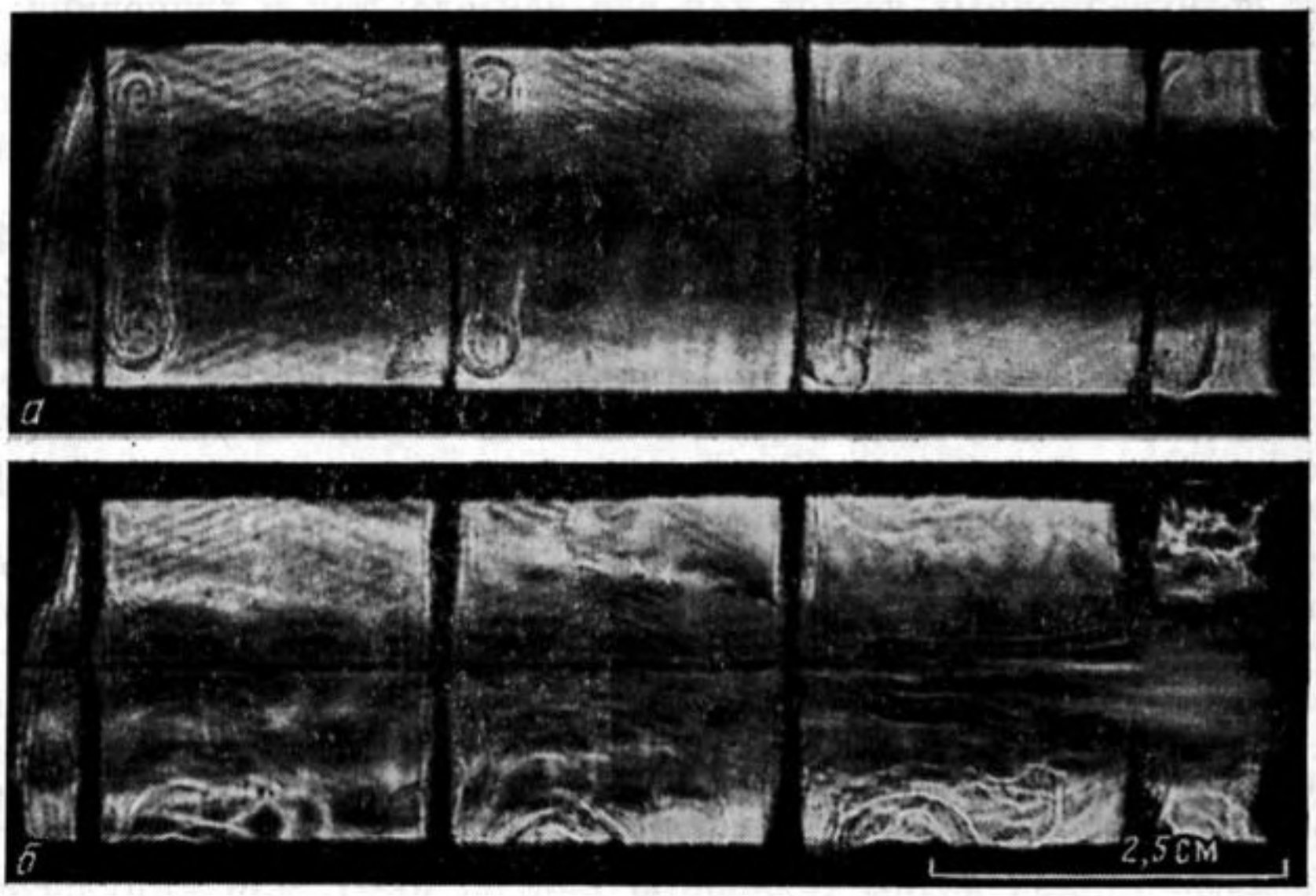
Схема экспериментальной установки приведена в [12]. В качестве источника света использовался или He—Ne лазер, работающий в непрерывном режиме (длина волны генерации $\lambda=0{,}63$ мкм), или импульсный лазер на АИГ: Nd^{3+} с удвоителем частоты на кристалле $LiNbO_3$ ($\lambda=0{,}53$ мкм). Длительность импульсов генерации лазера (15 нс) была много меньше периода звуковой волны (0,5 мкс).

При непрерывном освещении поле изображения ультразвукового пучка представляет собой чередующиеся темные и светлые интерференционные полосы (дифракция Рамана-Ната — чисто фазовая модуляция; такое описание является практически точным при интенсивности звука до 10^2 Вт$\times$см$^{-2}$). Если диафрагма перед объективом фотоаппарата пропускала только нулевой порядок дифракции, реализовался метод «светлого» поля. Эта методика позволяет измерить как геометрический размер пучка (изменение расстояния между полосами дифракционной картины), так и полную мощность в фиксированном сечении среды (число дифракционных полос). Освещение бегущей звуковой волны импульсным лазером позволяет наблюдать фазовые фронты звукового пучка; в результате могут быть более точно определены и его границы.

В экспериментах с глицерином, наряду с теневыми картинами, измерялись непосредственно распределения давления и температуры в пучке. Давление измерялось гидрофоном — цилиндром из пьезокерамики диаметром 1,5 мм и высотой 2 мм. Его чувствительность была лучше 0,3 мкВ/Па. Сигнал с гидрофона подавался на усилитель, затем на среднеквадратичный милливольтметр, используемый как линейный детектор, постоянный сигнал с которого, пропорциональный амплитуде сигнала гидрофона, регистрировался самописцем. Температура измерялась полупроводниковым термодатчиком, включенным в мостовую схему, сигнал разбаланса которой регистрировался самописцем и контролировался вольтметром. Чувствительность системы регистрации температуры 0,05° С, собственное время $\leqslant1$ с.



Фиг. 1. Разрушение звукового пучка конвективными потоками. Излучатель справа. Бензол. $W=40$ Дж



Фиг. 2. Вихревые течения жидкости при распространении звукового пучка через акустически прозрачные перегородки. Бензол. $P=20$ Вт, t, с: *а* – 0,3, *б* – 2

Пьезокерамический излучатель звука – диск ∅ 15 мм с резонансной частотой $f=1930$ кГц – возбуждался стабилизированным высокочастотным генератором с усилителем мощности, что позволило иметь в пучке до 50 Вт акустической мощности. Эксперименты проводились с предварительной калибровкой излучателей и приемников.

Контрольный опыт был проведен с водой – производная скорости звука по температуре в ней положительна при $T<74°$ С, следовательно, самофокусировка звука невозможна. Действительно, при мощности в пучке $P=50$ Вт изменений в его профиле за время $\tau \gtrsim 10$ с обнаружено не было.

Первые эксперименты с бензолом [10] показали, что существенный нагрев среды в области звукового пучка происходит от потока тепла, выделяющегося самим излучателем (омические потери в керамике). Этот нагрев приводит к турбулизации среды (фиг. 1) и значительному искажению волнового фронта пучка, что препятствует развитию самофокусировки. Для исключения теплового потока от излучателя перпендикулярно направлению распространения пучка было установлено несколько теплофильтров. Теплофильтры были изготовлены из фторопластовой пленки толщиной 0,05 мм и расположены друг от друга на расстоянии 2,5 см. Они не препятствовали прохождению УЗ-волны, в то же время значительно ослабляли поток тепла от излучателя; тепло, выделяющееся в областях между теплофильтрами, приводило к образованию вихревых замкнутых течений, хорошо заметных на теневых картинах (фиг. 2). В последующих

Фиг. 3. Самофокусировка звукового пучка (непрерывное лазерное освещение). Бензол. P=20 Вт, t, с: *а* – 0,3, *б* – 0,7; *в* – 1,5

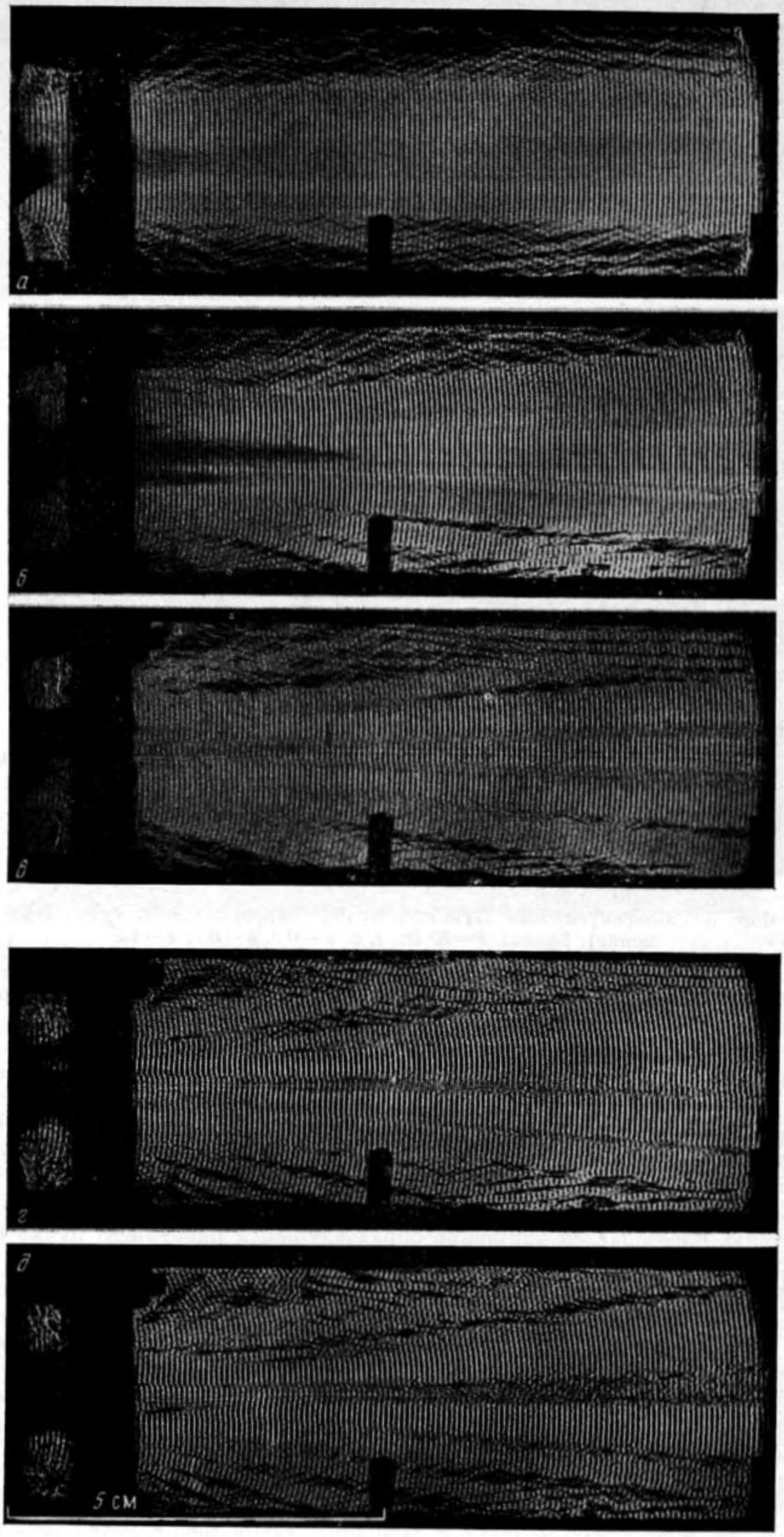
экспериментах был использован один многослойный теплофильтр, расположенный вблизи от излучателя.

Эксперимент по распространению пучка в бензоле показал, что изменение сечения пучка становится заметным, когда энергия излучения $W=Pt$ достигает 2 Дж (P=20 Вт). При оптической визуализации пучка с помощью непрерывного лазера в режиме «светлого» поля непосредственно наблюдалось сужение пучка и уменьшение расстояния между полосами дифракционной картины (фиг. 3, *а*—*в*).

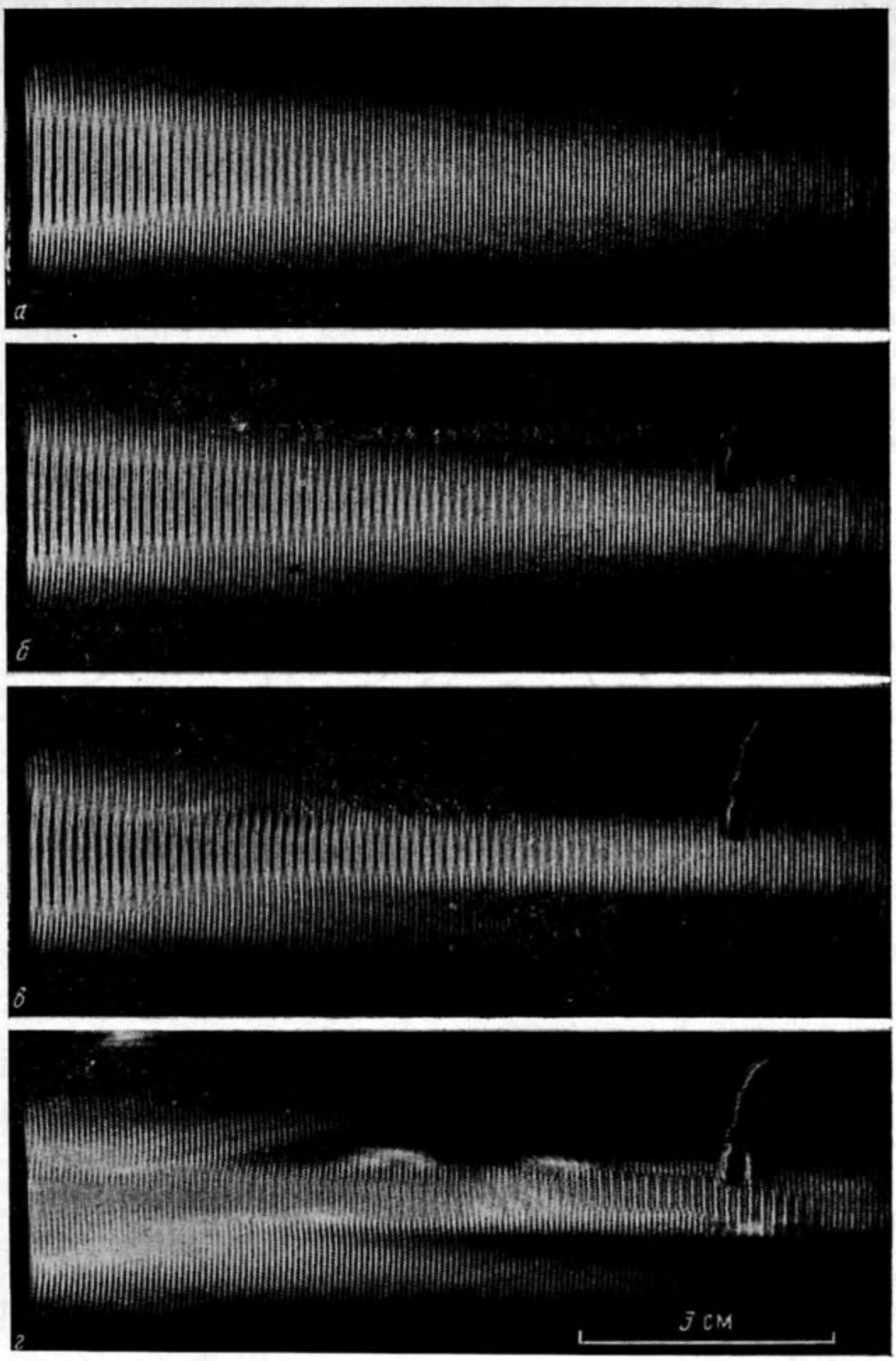
С увеличением энергии при постоянной мощности, подводимой к излучателю, наблюдается движение образовавшейся перетяжки пучка по направлению к излучателю. При энергии ~30 Дж пучок сужается более чем в 2 раза, а затем начинает распадаться на несколько пучков (нелинейные аберрации), распространяющихся под углом к основному и переносящих энергию порядка критической (оценка по частоте полос на «теневой» картине).

При импульсном освещении (фиг. 4, *а*—*д*) хорошо видно как происходит изменение радиуса кривизны волновых фронтов. С увеличением внесенной УЗ-энергии в центре пучка, где нагрев больше, происходит сдвиг фронтов назад относительно фронтов на периферии пучка. Когда сдвиг достигает $\lambda/2$ (половина расстояния между темными полосами на фиг. 4, *г*), фронт разрывается и основной пучок распадается на отдельные пучки. С увеличением энергии число таких пучков растет.

Измерение радиуса кривизны волновых фронтов дает достаточно точное значение длины самофокусировки $L_ф$ — положение перетяжки, когда радиус кривизны меняет знак и становится бесконечным.



Фиг. 4. Самофокусировка звукового пучка (импульсное лазерное освещение). Излучатель слева. Бензол. $P=20$ Вт, t, с: *а* – 0,1; *б* – 0,5; *в* – 1; *г* – 1,5; *д* – 2



Фиг. 5. Самофокусировка и самопросветление звукового пучка (импульсное лазерное освещение). Глицерин. P=8 Вт, t, с: *а* – 0,1; *б* – 5; *в* – 10; *г* – 15

В серии экспериментов с глицерином (коэффициент поглощения 0,1 см$^{-1}$ на частоте 2 МГц) наблюдались сходные изменения структуры пучка. С ростом излученной энергии (P=8 Вт) увеличивается прогиб волновых фронтов в сторону к излучателю и уменьшается поперечный размер пучка (фиг. 5, *а*–*г*). При энергии ~80 Дж пучок сжимался примерно в 2 раза; дальнейшее увеличение энергии не приводило к изменению размера пучка (фиг. 5, *в*, *г*). Таким образом, проявлялся эффект самофокусировки.

В данном эксперименте также было отмечено увеличение глубины проникновения звука большой интенсивности в толщу жидкости. Первое указание на проявление этого эффекта – характерное изменение волновых фронтов – они утолщаются и раздваиваются. В момент включения

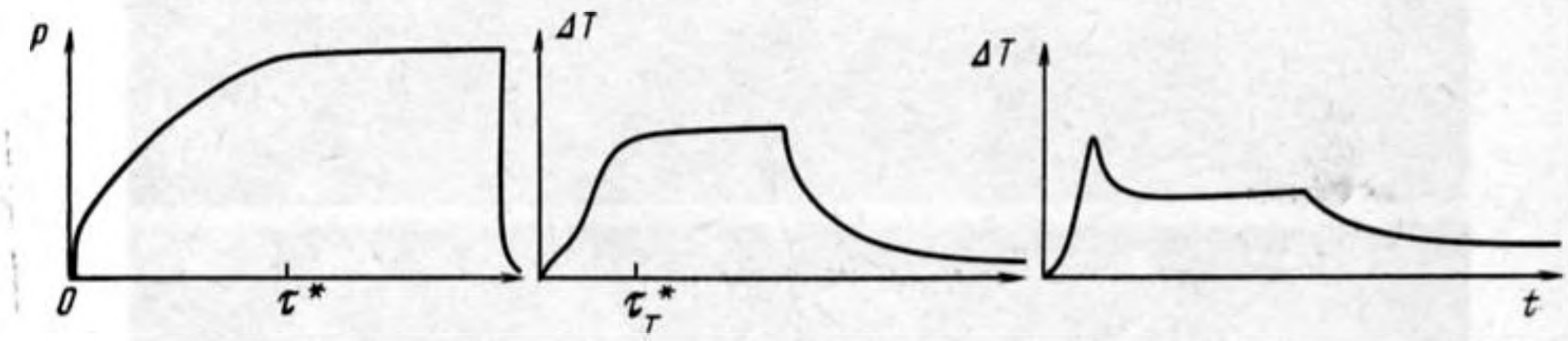
источника такие изменения наблюдаются на расстоянии 5,5 см от излучателя. С увеличением энергии это расстояние растет и достигает 7,9 см при $W=80$ Дж. Следовательно, был зарегистрирован эффект самопросветления звукового пучка в вязкой жидкости [12].

Эта серия экспериментов позволила оценить время τ_k развития звукоиндуцируемой конвекции в направлении, перпендикулярном распространению звука. Оно составило ~15 с (фиг. 5, *г*), что по порядку величины согласуется с приведенной выше оценкой.

Дополнительную информацию дали прямые измерения распределения давления и температуры в пучке.

Временная зависимость сигнала с гидрофона, помещенного в центр пучка на фиксированном расстоянии z от излучателя, показывает (фиг. 6), что давление по мере увеличения вводимой УЗ-энергии сначала растет по закону, близкому к линейному: $p \simeq p_0[1+(z/L_\Phi)^2]^{1/2}$, $L_\Phi \sim W^{-1}$, а затем насыщается — в основном из-за конвекции.

С увеличением подаваемой мощности время достижения характерной точки перегиба τ^* на зависимости $p(t)$ уменьшается. При перемещении



Фиг. 6 Фиг. 7 Фиг. 8

Фиг. 6. Временна́я зависимость звукового давления на оси пучка. Глицерин. Расстояние от излучателя $z=7{,}5$ см

Фиг. 7. Временная зависимость перегрева жидкости ΔT на оси пучка. Глицерин. Расстояние от излучателя $z=7{,}5$ см

Фиг. 8. Временная зависимость перегрева жидкости ΔT на периферии пучка. Глицерин. Расстояние от излучателя $z=7{,}5$ см

гидрофона от излучателя вдоль оси пучка, как и предсказывает приведенное соотношение, значение τ^*, а также относительное изменение давления $p(t, z)/p_0$ растут (при постоянной мощности на расстоянии 10 см от излучателя, например, при $I=3$ Вт·см$^{-2}$ это отношение равно 3).

Температурные измерения в центре пучка показали, что зависимость перегрева $\Delta T(t)$ сначала линейна $\Delta T \sim W \sim t$, а по прохождении определенного времени τ_T^* практически выходит на насыщение (фиг. 7). Характерное время τ_T^* уменьшается с ростом мощности и сокращением расстояния z между термодатчиком и излучателем. Качественно поведение $\tau_T^*(z, P)$ повторяет зависимость $\tau_p^*(z, P)$, но значения τ_T^* в 1,5—3 раза больше τ_p^*. Такая задержка нагрева относительно роста давления вполне понятна: нагрев среды в данном сечении пропорционален интегралу по времени от интенсивности проходящего пучка и поэтому достигает максимума после того, как уровень давления нарастает — из-за просветления проходимых слоев жидкости и самофокусировки. Увеличение скорости нагрева в момент τ_p^* хорошо заметно на кривых фиг. 7.

На периферии пучка вид зависимостей $\Delta T(t)$ и $p(t)$ несколько иной. Так, на расстоянии $r=a/2$ они имеют характерный выброс в конце линейного участка и только затем выходят на насыщение (фиг. 8). Абсолютные значения ΔT и p при этом существенно ниже, чем на оси пучка. Это дополнительно свидетельствует об уменьшении сечения пучка в результате самофокусировки.

Теперь об эффекте самопросветления. Величину самопросветления (фиг. 5) оценим в предположении неизменности геометрии пучка и малости коэффициента μ. Глубина L проникновения звука в жидкость растет со временем: $L(t)=(2\delta)^{-1}+\Delta L$, $\Delta L=0{,}2\mu P(a^2\rho c_p)^{-1}t$, c_p — теплоемкость, ρ — плотность жидкости. В условиях эксперимента изменение $L(t)$

(фиг. 5) достигает 1,5–2 см, что согласуется с оценкой по приведенной формуле. При этом тепловую самофокусировку удается уверенно наблюдать на фоне самопросветления, так как требуемое для этого неравенство $w_п < \tilde{W}$ ($w_п$ – порог самофокусировки [5]; $\tilde{W}$ – энергия, при которой $\Delta L = (2\delta)^{-1}$) в наших условиях с запасом выполняется.

Для выяснения роли звукоиндуцированной конвекции были проведены измерения, когда кювета с глицерином располагалась вертикально. В этом случае абсолютное значение перегрева $\Delta T(t)$ и сигнал с гидрофона $p(t)$ увеличиваются примерно в 1,5 раза, а времена нарастания сигнала уменьшаются во столько же раз. Учет гравитации по оценкам, проведенным в развитие [1], дает согласующийся по порядку величины результат. Во всех контрольных экспериментах с водой термодатчик не обнаруживал перегрева, а сигнал с гидрофона оставался неизмененным.

Таким образом, проведенные исследования позволили обнаружить наряду с тепловой самофокусировкой звука самопросветление глицерина в звуковом поле и измерить характерные параметры этих процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бункин Ф. В., Ляхов Г. А.* Новые задачи нелинейной акустики жидкостей.– В кн.: Исследования по гидрофизике.– Тр. ФИАН, 1984, т. 156, с. 3–19. М.: Наука,
2. *Зарембо Л. К., Красильников В. А.* Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 320 с.
3. *Аскарьян Г. А.* Самофокусировка и дефокусировка ультра- и инфразвука.– Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 4, с. 144–147.
4. *Заболотская Е. А., Хохлов Р. В.* Тепловое самовоздействие звуковых волн.– Акуст. журн., 1976, т. 22, № 1, с. 28–31.
5. *Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А.* Эффекты самовоздействия и вынужденного рассеяния звуковых пучков в поглощающих жидкостях – тепловая самофокусировка.– ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 575–584.
6. *Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А.* О возможности наблюдения вынужденного температурного рассеяния звука.– Акуст. журн., 1982, т. 28, № 5, с. 607–613.
7. *Пушкина Н. И., Хохлов Р. В.* О вынужденном звуковом рассеянии на вихревых волнах.– Акуст. журн., 1971, т. 17, № 2, с. 167–172.
8. *Заболотская Е. А.* Дефокусировка звуковых пучков за счет акустического течения.– Акуст. журн., 1976, т. 22, № 2, с. 222–226.
9. *Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А., Романовский М. Ю.* Вынужденное рассеяние звука в вязких жидкостях.– ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 140–146.
10. *Ассман В. А., Бункин Ф. В., Верник А. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф.* Наблюдение теплового самовоздействия звукового пучка в жидкости.– Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, с. 148–150.
11. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. Кикоина И. К. М.: Атомиздат, 1976.
12. *Ассман В. А., Бункин Ф. В., Верник А. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф.* Самовоздействие звукового пучка в жидкости с большой вязкостью.– Акуст. журн., 1986, т. 32, 1, с. 138–140.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24.IV.1986