

## ОПТИЧЕСКАЯ КАВИТАЦИЯ ПРОЗРАЧНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ШИРОКОПОЛОСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ.

*Н.Ф.Бункин, В.Б.Карпов*

Обнаружен новый режим кавитации, проявляющийся при взаимодействии с прозрачной жидкостью лазерного излучения с широким частотным спектром  $\Delta\omega$ . Показано, что эффект возникает при  $\Delta\omega \gg (\frac{v}{c})\omega_0 \equiv \Omega$  ( $\omega_0$  - центральная частота спектра,  $c$  - скорость света,  $v$  - скорость гиперзвука в жидкости). Предложена теоретическая модель основанная на новом представлении о жидкости как коллоиде метастабильных кластеров из газовых ультрамикрпузырьков.

В экспериментах использовались ХеСl-лазеры ЭЛИ-91 М ( $\lambda = 308$  нм, длительность импульса  $\tau_{\text{имп}} = 20$  нс, энергия 50 мДж) с шириной линии генерации  $\frac{\Delta\omega}{2\pi c} \approx 15 \text{ см}^{-1} \gg \frac{\omega}{2\pi c} \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$ . В экспериментах также осуществлялось прореживание спектра накачки (были получены 2 линии шириной  $< 0,1 \text{ см}^{-1}$

с частотным интервалом  $\approx 0,7 \text{ см}^{-1}$ ); при этом энергия в импульсе составляла 10 мДж.

Импульс излучения с помощью линз направлялся в кювету с исследуемой жидкостью (протяженность кюветы 5 см и 20 мкм). При достижении определенной интенсивности  $J_{\text{пор}}$  в пятисантиметровой кювете на длине перетяжки пучка наблюдалась кавитация: возникали треки из всплывающих пузырьков; при этом наблюдалось скачкообразное увеличение (примерно в 5 раз) площади сечения пучка, прошедшего через кювету, обусловленное сформировавшимися в перетяжке в течение  $\tau_{\text{имп}}$  рассеивающими пузырьками. Одновременно с кавитацией в пятисантиметровой кювете появлялся стоксов сигнал ВРМБ ( $\sim 10\%$  от  $J_{\text{пор}}$ ). Было установлено, что при той же интенсивности накачки (и даже большей на 1-2 порядка) при прореженном спектре кавитация не возникает; при этом наблюдается стоксов сигнал, и его интенсивность порядка интенсивности накачки.

Для корректного определения  $J_{\text{пор}}$  использовалась кювета протяженностью 20 мкм (в пятисантиметровой кювете неоднозначность определения  $J_{\text{пор}}$  обусловлена появлением кавитации вдоль перетяжки, т.е. на длине 0,5 см). Кроме того, в случае 20 мкм кюветы возможно наблюдение и фотографирование возникающих пузырьков. Это осуществлялось с помощью люминесцентного экрана, который устанавливался в 1- 2 м от кюветы по ходу луча и на котором отображалась динамика процессов внутри кюветы. Момент достижения  $J_{\text{пор}}$  определялся по появлению на экране характерных кругов (рис.1). Поскольку время экспозиции снимка - это фактически  $\tau_{\text{имп}}$ , можно считать доказанным, что пузыри успевают сформироваться за ультракороткие времена. 20-мкм кювета удобна еще и тем, что размер пузырей порядка протяженности кюветы, поэтому они прилипают к стенкам, что дает возможность изучать их с помощью микроскопа (рис. 2).

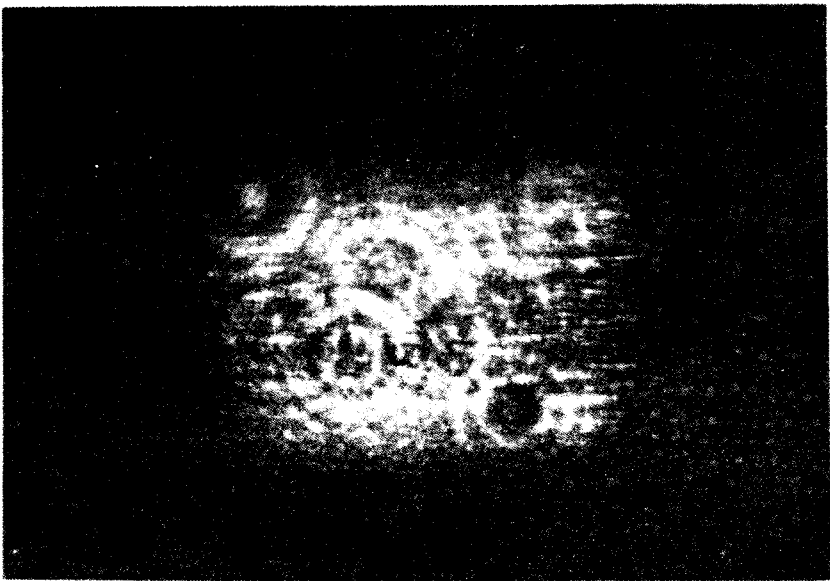


Рис. 1. Формирование кавитационных пузырей в 20-мкм кювете

В таблице приведены измеренные для ряда жидкостей значения  $J_{\text{пор}}$ , а также величины  $(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho})^2$ .

вещество	$(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho})^2$	$J_{\text{пор}}$ (МВт/см <sup>2</sup> )
гексан	1,14	25,1
метанол	0,83	26,7
вода	0,76	52,13

Из таблицы следует, что  $J_{\text{пор}}$  обратно пропорциональна  $(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho})^2$ , что указывает на связь между кавитацией и генерацией гиперзвука (об этом также свидетельствует

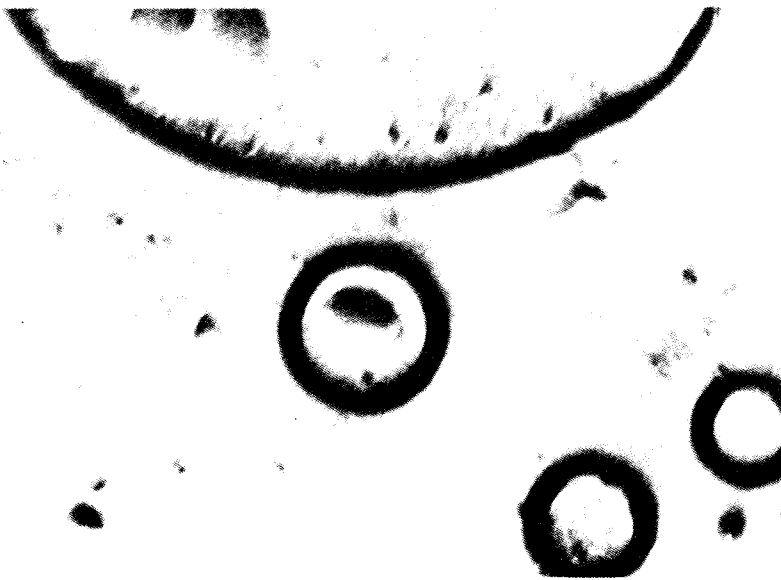


Рис. 2. Вид кавитационных пузырей в 20-мкм кювете после прохождения лазерного импульса. Радиус пузыря  $R^* \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$  см

одновременность кавитации и ВРМБ в пятисантиметровой кювете).

Нами проверялось, что наблюдаемый эффект не связан с общепринятыми механизмами лазерной кавитации (см., например, обзор <sup>1</sup>): тепловым эффектом и пробоем. Гидродинамический и акустический механизм кавитации, очевидно, также не имеют отношения к наблюдаемому эффекту.

Наблюдаемый эффект не может быть связан с флуктуационными выбросами энергии широкополосного лазерного излучения, т.к. в этом случае эффект носил бы вероятностный (а не регулярный, как в наших экспериментах) характер, а также при длительности выброса  $t \sim \frac{1}{\Delta \omega} \sim 10^{-11}$  с гидродинамические процессы вообще невозможны.

Переходя к теоретическому обсуждению эффекта, отметим, что в <sup>2</sup> также наблюдалась кавитация при изучении ВРМБ с использованием ХеСл лазера; там

же отмечалась, как чисто экспериментальный факт, зависимость ее возникновения от ширины спектра  $\Delta\omega$ .

На наш взгляд, рассматриваемый эффект связан с окончательной стадией коалесценции (схлопывания) находящихся в жидкости газовых пузырьков, стимулированной двумя встречными гиперзвуковыми пучками, которые в свою очередь возникают в результате широкополосности излучения. Возникновение их в случае 5 сантиметровой кюветы обусловлено ВРМБ. Действительно, если  $\Delta\omega \gg \Omega$ , то для каждой спектральной компоненты накачки с частотой  $\omega$  найдется компонента накачки с частотой  $(\omega - 2\Omega)$ . При достижении порога ВРМБ эта компонента  $(\omega - 2\Omega)$  становится стоксовой по отношению к стоксовой компоненте  $(\omega - \Omega)$ , распространяющейся навстречу накачке. В случае 20 мкм кюветы, когда ВРМБ невозможно, но происходит перекрытие падающего и переотраженного от стенок кюветы лазерного излучения, встречные гиперзвуковые волны возбуждаются благодаря эффекту электрострикции (в обоих случаях интенсивность гиперзвука  $J_{эв}(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho})^2$  см. табл.). Эти гиперзвуки волны, распространяясь в среде и поглощаясь в ней, приводят к появлению объемной силы  $f = 2\xi(\delta_0/v)$ , где  $\delta_0$  - амплитудный коэффициент затухания гиперзвука,  $\xi$  - параметр эффективности. Поскольку в среде существуют две встречные волны, результирующая сила имеет сжимающий характер.

Предположим далее, что в жидкости существуют кластеры из воздушных ультрамикробузырьков (УМП) с радиусом  $R_0 \sim 10^{-7}$  см и указанные объемные силы приложены к границам этих кластеров, которые схлопываются с образованием крупного пузыря. Такое предположение можно сделать потому что, во-первых, кавитация наблюдается в очень малых объемах (в случае 5 см кюветы область формирования пузырьков порядка  $10^{-3}$  мл, а в 20 мкм кювете еще меньше), т.е. в таких объемах могут существовать лишь УМП размером  $\sim 10^{-7}$  см (вероятность нахождения в таком объеме более крупного УМП мала вследствие уменьшения объемной концентрации газовых пузырьков с увеличением их размера, см. <sup>3</sup>); сами по себе такие УМП, как известно <sup>3</sup>, не могут привести к кавитации, но они (см. ниже) могут существовать в виде кластеров в результате коагуляции. Во-вторых, в пользу гипотезы о кластерном механизме кавитации в данном случае свидетельствует тот факт, что кавитационные пузыри успевают сформироваться за  $\tau_{имп}$ , что не может быть обусловлено диффузией газа внутрь отдельного пузырька, однако это явление можно объяснить лавинной коалесценцией кластеров (о чем косвенно свидетельствует наличие капель жидкости внутри кавитационных пузырей (см. рис. 2), которые могут формироваться оболочками отдельных УМП в кластере).

Правомочность гипотезы о кластерообразовании УМП в жидкости подтверждается следующими оценками (для воды). Можно показать, что вследствие адсорбции в оболочках УМП поверхностно-активных веществ (ПАВ) плотность оболочки  $\rho_1 > \rho$  ( $\rho$  - плотность жидкости), откуда получим, что условие  $\frac{\rho_1}{\rho} = 8/7$  (физически вполне допустимое) соответствует нейтральной плавучести (НП) УМП. Система "жидкость + УМП" стремится перейти в состояние с меньшей поверхностной энергией, т.е. УМП должны коалесцировать. Процесс коалесценции имеет быструю и медленную стадии. На быстрой стадии за счет диффузионных соударений УМП происходит их слипание (коагуляция) и образование кластеров из  $N$  УМП, затем происходит либо коалесценция кластера, либо его всплытие. Время жизни кластера  $\tau_k$  должно обеспечить в нем постоянное газосодержание за счет растворения воздуха с поверхности. Нетрудно получить, что концентрация УМП  $n_0 \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Используя <sup>4</sup> для времени образования  $m$  кластеров ( $m = \frac{n_0}{N}$ ) в единице объема, будем иметь  $\theta \sim 3 \cdot 10^{-3} (\frac{n_0}{m})^{2/3}$ . Значение  $m$  определяется из условия, что время его дальнейшего сокращения вдвое за счет коагуляции самих кластеров порядка  $\tau_k$ , т.е. (см. <sup>4</sup>)  $(\rho\nu/mkT) \sim \tau_k$ ,  $\nu$  - кинематическая вязкость жидкости,  $T$

- ее температура.  $\tau_k$  определяется временем всплытия кластера на поверхность,  $\tau_k \sim \frac{l}{\langle u^2 \rangle^{1/2}}$ ,  $l$  - высота кюветы,  $\langle u^2 \rangle^{1/2}$  - среднеквадратичная скорость всплытия (или седиментации, что определяется отклонением  $\rho_1/\rho$  от среднего, соответствующего условию НП). Можно показать, что в условиях нашего эксперимента  $\langle u^2 \rangle^{1/2} \sim 10^{-10} N^{1/6}$  см/с. Для  $l = 1$  см имеем  $m \sim 3 \cdot 10^3$  см $^{-3}$ ,  $N \sim 3 \cdot 10^{10}$ , откуда получим оценки  $\theta \sim 10^3$  с и  $\tau_k \sim 10^8$  с  $\approx 3,5$  года, т.е. кластеры существуют долго, что подтверждается нашими экспериментами: они воспроизводились в течение нескольких месяцев без смены жидкости. Оценку для  $m$  можно проверить, сосчитав количество кавитационных пузырей, высвеченных лазерным импульсом в 20 мкм кювете (см. рис. 1 с учетом того, что размер лазерного пятна  $\sim 3$  мм), получим  $m \sim 10^3$  см $^{-3}$ . Независимо оценку для  $m$  можно также проверить, зная радиус кластера  $R$  и воспользовавшись простым соотношением  $m \sim n_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^3$ . Считая, что радиус образовавшегося при кавитации пузыря  $R^* \sim R$  и взяв  $R^* \sim 2 \cdot 10^{-4}$  см (см. рис. 2), получим  $m \sim 10^3$  см $^{-3}$ .

Оценка времени образования кластеров  $\theta$  была проверена в эксперименте, идея которого в следующем: поскольку из кластеров формируются всплывающие пузыри, в области облучения уменьшается  $m$ , т.е. можно осуществлять локальную дегазацию. Так в 5-см кювете при фиксированной интенсивности (выше пороговой) в области перетяжки возбуждалась кавитация, которая полностью прекращалась через некоторое время, зависящее от частоты повторения импульсов, и появлялась снова либо при перемещении луча в другую область кюветы, либо по истечении 25-30 мин, что соответствует оценке для  $\theta$ . Наконец, то, что коалесценция успевает произойти за времена порядка  $\tau_{\text{имп}}$ , можно объяснить развитием лавинного процесса, время которого  $R/v_s \sim R^*/v_s \sim 10^{-8}$  с ( $v_s$  - скорость звука в воздухе), т.е.  $\sim \tau_{\text{имп}}$ . Заметим, что "кластерный механизм" может играть роль в акустической и гидродинамической кавитации.

Авторы благодарны Ф.В.Бункину, Г.А.Ляхову и Ю.П.Свирко за обсуждение работы.

## Литература

1. Лямшев Л.М., Наугольных К.А. Акуст. журн., 1981, 27, 641.
2. Armandillo E., D.Proch.Opt. Lett., 1983, 8, 523.
3. Сиротюк М.Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации. В кн.: Мощные ультразвуковые поля под ред. Л.Д.Розенберга М. Наука, 1968.
4. Смолуховский М. Сб. Броуновское движение, ОНТИ, 1936.

Институт общей физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
12 апреля 1990 г.  
После переработки  
22 мая 1990 г.