

УДК 541.124/127:542.853/855

## О МЕХАНИЗМЕ СВЕЧЕНИЯ ПРИ АКУСТИЧЕСКОЙ И ЛАЗЕРНОЙ КАВИТАЦИИ

© 2006 г. М. А. Маргулис, И. М. Маргулис

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117034 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: margulis@akin.ru

Поступила в редакцию 21.01.05 г.

Предложен и обоснован новый подход для объяснения экспериментальных данных по сонолюминесценции (СЛ) акустических и лазерных кавитационных пузырьков. Предполагается, что существуют два различных механизма возникновения СЛ: тепловой и электрический, и их проявление определяется динамикой пузырьков. Сильное тепловое свечение возникает при сжатии неподвижного сферического “одиночного” пузырька, а слабое электрическое – при деформации и расщеплении пузырька, когда тепловое свечение ослаблено (например, при многопузырьковой СЛ (МСЛ)). Показано, что при различных способах воздействия на “одиночный” пузырек (изменение звукового давления, искусственная деформация, создание поступательного движения и т.д.), при которых он теряет сферическую форму, а также при дроблении лазерного пузырька, в спектре СЛ появляются полосы, аналогичные полосам в спектрах МСЛ. Мы полагаем, что появление этих полос вызвано подавлением термического и проявлением электрического механизма СЛ. Показано, что максимальная температура  $T_{\max}$  при сжатии лазерного пузырька определяется в основном температурой плазмы в момент лазерного пробоя, в то время как для акустического пузырька  $T_{\max}$  определяется в основном звуковым и гидростатическим давлениями, а также давлением насыщенного пара жидкости.

PACS: 43.25, 47.55.dp

Акустическую кавитацию изучают уже около столетия, и она активно используется во многих научных исследованиях, а также в технологии, медицине и других областях. Одним из наиболее сложных и загадочных эффектов, связанных с кавитацией, является эмиссия света из кавитационных пузырьков – сонолюминесценция (СЛ). Для объяснения механизма возникновения СЛ, а также химического действия кавитации, существуют две основные группы теорий: тепловые, согласно которым эти эффекты являются результатом сильного разогрева (до  $\sim 10^4$  К) парогазовой смеси в пузырьке при его сжатии, и электрические, согласно которым СЛ и звукохимические реакции являются результатом электрического пробоя парогазовой смеси в пузырьке. Анализ тепловых и электрических теорий, проведенный в [1, 2], показал, что наиболее разработанными являются тепловая теория “горячего пятна”, предложенная Нолтингом и Непайрасом [3], и предложенная нами электрическая теория [1, 2, 4–7] (теория локальной электризации кавитационных пузырьков). В настоящее время остается открытым вопрос о том, какая именно из этих теорий и при каких условиях применима для объяснения возникновения СЛ в кавитационных полях различного типа.

При экспериментальном исследовании кавитационных процессов большой прогресс произошел относительно недавно, когда были открыты два новых типа кавитационных пузырьков: “одиночный” пузырек [8], неподвижно колеблющийся в пучности стоячей акустической волны в специальных условиях, а также начато исследование на современном уровне динамики пузырька, созданного в результате лазерного пробоя в жидкости [9]. Неподвижность этих типов пузырьков и отсутствие потоков жидкости позволили с большой точностью экспериментально исследовать зависимость радиуса пузырька от времени  $r(t)$  [9–11], а также определить локализацию свечения из лазерного пузырька [9, 11]. (Пузырьки, возникающие и колеблющиеся в поле акустической волны, обычно называют “акустическими”, а образованные в результате лазерного пробоя жидкости – “лазерными”.)

Анализ экспериментальных данных показывает, что свечение “одиночного” акустического пузырька и сферического неподвижного лазерного пузырька имеет тепловую природу. Несмотря на значительные отличия параметров однопузырьковой СЛ (ОСЛ) и многопузырьковой СЛ (МСЛ) в акустических полях, многие авторы [12] полагают, что механизм возникновения ОСЛ и МСЛ яв-

Основные физические параметры СЛ акустических и лазерных кавитационных пузырьков

Основные параметры	Пузырек в акустическом поле			Лазерный пузырек	
	ОСЛ 20–30 кГц	СЛ нескольких пузырьков 26 кГц*	МСЛ 20 кГц**	Сферический	Деформированный
Макс. температура возбужденных состояний, К (по спектрам)	~20000–40.000 [10]	3000–10000 [40]	3000–10000 [1]	~7500 [11]	<7500
Макс. температура среднемассовая $T_{max}$ , К	~20000–40.000 [10]	<1000	<1000 [1, 2]	~7500 [11]	<7500
Длительность импульса свечения, нс	0.15–0.35 [13]	10–70 [40]	10–15 [1]	2–8 [11]	не измерялось
Макс. радиус $R_m$ , мкм	40–75 [10]	80–200 [40]	100–500 [1, 19, 37]	300–1000 [9, 11]	>1000 [11]
Отношение $R_m$ к радиусу светящегося пятна	~60–100 [10]	не измерялось	не измерялось	60–100 [9, 11]	не измерялось
Зависимость интенсивности СЛ от концентрации растворенного газа	зависит сильно	не измерялось	зависит слабо [1]	не зависит [11]	не зависит
Полосы в эмиссионном спектре	нет [10]	есть [40]	есть [1, 2]	нет	есть
Предполагаемый механизм свечения	термич. [2, 10]	электр.	электр. [1, 2]	термич. [9, 11]	термич. и слаб. электр.

\* СЛ нескольких пузырьков [40] – один из примеров перехода [39–42] от режима ОСЛ к МСЛ.

\*\* МСЛ регистрируется в значительно более широком диапазоне звуковых частот, чем ОСЛ: от 20 Гц до  $10^7$  Гц [1].

ляется единым – тепловым. Однако при таком подходе не удастся объяснить значительные различия спектров и других параметров этих типов СЛ [2]. Действительно, “одиночный” пузырек светится на порядок интенсивнее целого кавитационного облака, состоящего из миллионов пузырьков, и если бы в кавитационном облаке существовал хотя бы один такой пузырек, интенсивность МСЛ была бы на порядок выше наблюдаемой! Кроме того, ОСЛ наблюдается лишь в очень узком диапазоне экспериментальных условий (звукового давления, температуры жидкости, газосодержания и т.д.), и при незначительном изменении хотя бы одного параметра кавитационного поля пузырек становится неустойчивым и расщепляется, а ОСЛ пропадает [8]. МСЛ наблюдается в условиях [1, 2], при которых “одиночный” пузырек заведомо не может существовать.

В связи с открытием новых экспериментальных фактов, расширяющих и видоизменяющих наши представления о природе кавитации, возникла необходимость рассмотреть вопросы о сходстве и различии динамики кавитационных пузырьков разного типа, а также механизм СЛ и звукохимических реакций.

В данной работе мы предлагаем новый подход для объяснения всей совокупности имеющихся экспериментальных данных, касающихся СЛ акустических и лазерных кавитационных пузырьков. Основные положения предлагаемой концепции сводятся к следующему. Мы полагаем, что механизм МСЛ и ОСЛ принципиально различен [2]:

ОСЛ является термическим свечением, а наиболее распространенная МСЛ есть результат электрических пробоев в парогазовой смеси в пузырьках при их деформации и расщеплении; при этом высокие среднемассовые температуры в пузырьках отсутствуют. Соответственно, в зависимости от условий, преобладающими оказываются различные механизмы свечения. Сопоставление интенсивностей ОСЛ и МСЛ приводит нас к выводу о том, что интенсивность теплового свечения значительно выше, чем электрического. Поэтому электрические эффекты можно наблюдать, только если термическое свечение при сжатии пузырьков сильно ослаблено или отсутствует. Ряд исследователей считает, что результаты экспериментов с лазерными пузырьками вполне применимы и к акустическим пузырькам. Мы покажем, что динамика лазерного и акустического кавитационных пузырьков существенно различаются, максимальные параметры при их сжатии зависят от различных условий, и использовать результаты, полученные при изучении лазерного пузырька, при описании акустического следует с большой осторожностью. В таблице представлены основные характеристики акустических и лазерных кавитационных пузырьков, а также основные характеристики СЛ и ее механизм, который мы предполагаем для объяснения этих данных.

Вначале мы рассмотрим основные положения тепловой и электрической теории возникновения СЛ, а также базовые уравнения динамики кавитационного пузырька. Затем покажем разницу в ди-

намике лазерного пузырька и акустического. Далее будут проанализированы отличия динамики "одионого" акустического пузырька и пузырька в кавитационном облаке, приводящие к различным механизмам СЛ. В итоговой части статьи мы проведем анализ ряда экспериментов по акустическим и лазерным пузырькам, позволяющих проследить изменение механизма СЛ по мере изменения динамики кавитационного пузырька.

## 1. ОСНОВНЫЕ ТЕОРИИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СЛ

### 1.1. Теория локальной электризации кавитационных пузырьков

Согласно этой теории, электрические эффекты в кавитационных полях возникают в результате образования двойного электрического слоя на поверхности кавитационных пузырьков. По схеме Штерна–Гельмгольца, этот слой состоит из плотной и диффузной части. Акустические потоки смывают часть диффузного слоя, который уравнивает заряд плотного слоя; при этом в тонком приповерхностном слое толщиной  $x_s$  ( $x_s \sim 0.1$  мкм – граница скольжения) образуется нескомпенсированный заряд  $Q$  с поверхностной плотностью  $\sigma_{el} = \epsilon \epsilon_0 \zeta / x_s$ , где электрокинетический дзета-потенциал  $\zeta$  есть потенциал поверхности с координатой  $x = x_s$ ,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость жидкости,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

Вначале были рассмотрены [4, 5] электрические явления на поверхности расщепляющегося кавитационного пузырька. Для нескомпенсированного заряда на поверхности шейки после ее расщепления получена его аналитическая зависимость от времени [5]:

$$Q = \frac{\pi(\epsilon \epsilon_0)^2 \zeta \lambda_0 x_s}{\mu l r_n} \left( \sigma r_n + \frac{4}{3} \omega^2 a p r^3 + 6 \mu a \omega r \right) \times \exp\left(-\frac{r_n}{4 \epsilon \epsilon_0 \lambda_0 x_s} t\right), \quad (1)$$

где  $\lambda_0$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$  и  $\rho$  – удельное электрическое сопротивление, вязкость, поверхностное натяжение и плотность жидкости,  $r_n$  и  $l$  – радиус и длина шейки пузырька при расщеплении,  $a$  и  $\omega$  – амплитуда и круговая частота звуковой волны. Заряд  $Q$  в момент разрыва шейки (при  $t = 0$ ) сорбируется на небольшом пятне радиуса  $\sim r_n$  и делится пополам между двумя фрагментами. Согласно расчетам [5], электрическая напряженность у места разрыва шейки  $E_{max} = Q(0)/(2\pi \epsilon_0 r_n^2) \sim 10^8 - 10^9$  В/м. Эта величина значительно больше критической напряженности при давлении газа 1 атм ( $E_{cr, 1 \text{ атм}} = 3 \times 10^6$  В/м), поэтому вероятность пробоя велика.

Затем нами была рассмотрена электризация поверхности деформированных пузырьков (без их расщепления) [6, 7]. Сферическая форма пузырька крайне неустойчива: например, в акустических полях деформации развиваются уже при очень малых звуковых давлениях  $p_m \sim 0.01$  атм [14]. Чтобы определить вероятность пробоя, были рассчитаны максимальные электрические напряженности  $E_{max}$  для двух типов деформаций: радиальных (в форме выступа) [6] и кольцевых (в форме шейки) [7], представляющих все многообразие деформаций. Так, при деформации в форме выступа длиной  $H$  и радиусом основания  $r_p$  максимальная напряженность образуется в точке наибольшей кривизны – на конце выступа, и при  $H/r_p > 2$ , она равна [2, 6]:

$$E_{max} \approx \frac{\sigma_{el}}{\epsilon_0} \left( \frac{r^2}{(r+H)^2} + v \int_0^{H/r_p} \frac{\sqrt{1/4 + y^2}}{(1+y^2)^{3/2}} dy \right), \quad (2)$$

где  $y$  – переменная интегрирования, при  $H/r_p > 5$  интеграл равен  $\approx 1.1$ ; коэффициент  $v(\beta)$  показывает увеличение напряженности по сравнению с плоской поверхностью ( $v \geq 1$ ).  $E_{max}$  достигает  $10^6 - 10^7$  В/м [2, 6, 7], и пробой может происходить даже при давлении парогазовой смеси в пузырьке, превышающем атмосферное.

### 1.2. Тепловые теории

Нолтинг и Непайрас [3], используя уравнение Рэлея–Плесета (РП), выдвинули тепловую теорию "горячего пятна", согласно которой при адиабатическом сжатии кавитационного пузырька внутри него развивается максимальная средне-массовая температура  $T_{max} \sim 10^4$  К, причем возникающее при этом свечение является термическим излучением черного тела. Однако в настоящее время она представляет лишь исторический интерес, поскольку спектры СЛ весьма далеки от спектров излучения черного тела. Были предложены и другие варианты тепловой теории.

Джармен [15] предположил, что кавитационный пузырек при "схлопывании" можно рассматривать как микроскопическую сферическую ударную трубу, в которой фокусируются ударные волны; возникающая при этом СЛ, так же, как и свечение в ударных трубах, по его мнению, должно быть тепловым. Для "одионого" пузырька показано [16], что ударная волна "не успевает" сформироваться за время его сжатия. Образование ударной волны в сжимающемся пузырьке в кавитационном облаке тем более не происходит, поскольку его сжатие сильно ослабляется деформацией поверхности и поступательным движением [17]. Заметим, что многократное образование ударных волн в жидкости, снаружи пузырька, происходит вследствие других процессов: образо-

вания кумулятивных струй, а также возникновение высокого давления (>100 атм) на границе пузырька с жидкостью. Эти эффекты, вообще говоря, не связаны с возникновением в пузырьке высоких температур.

Согласно гипотезе Гриффинг [18], которую поддерживает Саслик [12], свечение возникает при рекомбинации радикалов Н, ОН, образовавшихся при термической диссоциации паров воды (естественно, в присутствии других растворителей образуются другие радикалы). Заметим, что этот процесс происходит и при электрическом пробое. Авторы [12] считают, что СЛ "не есть результат излучения черного тела или электрического разряда, а является формой хемилюминесценции – термическим хемилюминесцентным процессом, не сходным с излучением в пламенах".

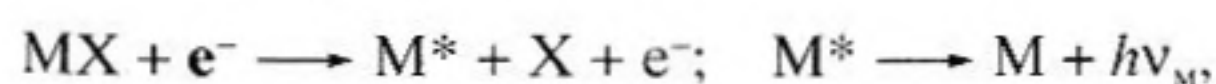
Относительно этих выводов можно высказать ряд возражений:

1. Непонятна причина отсутствия линий в спектрах ОСЛ и их присутствие в МСЛ.

2. Хемилюминесценцией называют излучение света при химической реакции. Спектры хемилюминесценции известных реакций обычно являются широкополосными, и при наличии в растворе солей металлов резонансные линии этих металлов отсутствуют [19] (в спектре МСЛ линии металлов очень интенсивные). Хотя рекомбинация радикалов позволяет объяснить возникновение континуума в спектрах СЛ, эмиссию линий металлов хемилюминесценцией объяснить не представляется возможным.

3. Хемилюминесценция должна осуществляться при невысокой температуре, когда нет температурного равновесия между возбужденными частицами и невозбужденными. Действительно, если свечение будет осуществляться из высокотемпературной области, возбужденные частицы приобретут ту же энергию, что и высокотемпературная область, и будут высвечивать континуум, как черное тело. Кроме того, при повышенных температурах обычно наблюдается эффективное тушение люминесцентных процессов нагретыми частицами, а не их усиление.

Заметим, что при электрическом пробое происходит образование и рекомбинация радикалов и, соответственно, эмиссия континуума и полос в спектре СЛ. Эмиссия линий металлов при МСЛ осуществляется, по нашему мнению, в холодном кавитационном пузырьке [1, 2] в результате ударов электронов, аналогично излучению резонансных линий металлов в разрядной трубке [20, 21]. Например, элементарные процессы диссоциации и возбуждения галогенидов МХ описываются уравнениями [20]:



где М – металл, Х – галогенид,  $e^-$  и  $e^-$  – электроны высокой и низкой энергии,  $h\nu_{\text{M}}$  – квант света, \* означает возбужденное состояние. Диссоциация и возбуждение продукта распада происходят в одном элементарном процессе и не стимулируются другими соударениями [20, 21].

Уравнение Рэлея–Плесета (РП), описывающее пульсации неподвижного сферического пузырька в вязкой несжимаемой жидкости, можно представить в следующем виде [22, 23]:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{\rho}\left(p_{\infty} - p_{g\nu} + \frac{2\sigma}{r} + \frac{4\mu\dot{r}}{r}\right) = 0, \quad (3)$$

где  $r$  – радиус пузырька,  $p_{\infty}$  – давление в жидкости,  $p_{g\nu}$  – давление парогазовой смеси в пузырьке. Уравнения [2, 24], учитывающие сжимаемость жидкости, показали, что она сильно демпфирует сжатие пузырька и значительно уменьшает  $T_{\text{max}}$ . Однако в данной работе для простоты изложения сжимаемость жидкости мы рассматривать не будем.

Вплоть до последнего времени учету испарения и конденсации пара уделялось недостаточно внимания, поскольку считалось, что скорость этих процессов чрезвычайно велика, и, соответственно, давление пара полагают равным насыщенному  $p_s$ . Но это допущение оказалось неверным, если скорость стенки пузырька  $v$  превышает критическую  $v_{\text{cr}}$ , определенную в [25] на основании уравнения Герца–Кнудсена:

$$v_{\text{cr}} \approx \frac{\alpha c_{g\nu}(T_{\text{bound}})}{\sqrt{2\gamma\pi}} \approx \frac{\alpha}{3} c_{g\nu}(T_{\text{bound}}) \ll c_{g\nu}(T_{\text{bound}}), \quad (4)$$

где  $T_{\text{bound}}$  – температура границы пузырька с жидкостью,  $\alpha \ll 1$  – коэффициент аккомодации молекул пара при  $T_{\text{bound}}$ ,  $c_{g\nu}$  – скорость звука в парогазовой смеси. Численные оценки показывают, что  $v_{\text{cr}}$  невелика: в воде при  $T_{\infty} = 393$  К  $v_{\text{cr}} \approx 5.8$  м/с. Таким образом, если  $v < v_{\text{cr}}$ , на стадии расширения кавитационного пузырька давление пара равно  $p_s$ , а если  $v > v_{\text{cr}}$ , на стадии сжатия пузырька пар ведет себя как газ [2, 26].

## 2. ДИНАМИКА КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКОВ, СВЕЧЕНИЕ ИЗ КОТОРЫХ ТЕПЛОВОЕ

### 2.1. "Одиночный" акустический пузырек

Согласно экспериментам [10] зависимость  $r(t)$  для "одиночного" пузырька с высокой точностью подчиняется уравнению РП (3). Если амплитуда колебаний кавитационного пузырька в акустическом поле достаточно велика, изменение радиуса пузырька за период превышает его начальный радиус  $r_0$ , и функция  $r(t)$  становится несимметричной во времени. При медленном расширении пузырька (оно происходит приблизительно в течение

ние полупериода колебаний  $t_{1/2}$ ) успевают происходить теплообмен между парогазовой смесью и жидкостью вокруг пузырька, а также испарение пара внутрь пузырька. Давление газа изменяется изотермически, давление пара равно насыщенному  $p_s$ , и движение пузырька описывается уравнением [3, 23]:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{\rho}\left(p_h - p_m \sin \omega t - (p_h + 2\sigma/r_0)(r_0/r)^3 - p_s + \frac{2\sigma}{r} + \frac{4\mu\dot{r}}{r}\right) = 0, \quad (5)$$

здесь  $p_h$  – гидростатическое давление,  $p_m$  – амплитуда звукового давления,  $\omega$  – круговая частота,  $p_s$  – давление насыщенного пара при неизменной температуре жидкости  $T_\infty$ . При быстром сжатии пузырька (оно осуществляется в течение рэлеевского времени сжатия  $t_R = 0.915R_m(\rho/p_h)^{1/2}$  [23],  $R_m$  – максимальный радиус пузырька) теплообмен происходит лишь частично, поэтому сжатие приближенно считают адиабатическим. Кроме того, практически не успевают осуществиться конденсация пара (см. (4)) [26], и для описания фазы сжатия необходимо использовать другое уравнение [26]:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{\rho}\left(p_h - p_m \sin \omega t - \left[\left(p_h + \frac{2\sigma}{r_0}\right)\left(\frac{r_0}{R_m}\right)^3 + p_s\right]\left(\frac{R_m^3}{r^3 - b_1^3}\right)^\gamma + \frac{2\sigma}{r} + \frac{4\mu\dot{r}}{r}\right) = 0, \quad (6)$$

где  $\gamma$  – отношение теплоемкостей. Неидеальность парогазовой смеси учитывалась [26, 27] введением параметра  $b_1^3 = 3nb/(4\pi)$  – радиуса шара, в котором распределение молекул пара и газа в пузырьке соответствует наиболее “плотной упаковке”,  $b$  – константа Ван-дер-Ваальса,  $n$  – число молей парогазовой смеси. Учет того, что давление пара при сжатии изменяется адиабатически, а не остается равным  $p_s$ , позволил получить зависимость максимальной температуры  $T_{\max}$  в пузырьке от температуры жидкости  $T_\infty$ , соответствующую экспериментальным данным [1, 2]; при этом, естественно,  $T_{\max}$  значительно уменьшается по сравнению с расчетами по уравнению Нолтинга–Непайраса. Пренебрегая вязкостью и сжимаемостью жидкости, конденсацией пара при сжатии акустического пузырька и теплообменом, получим [26]:

$$T_{\max}^{\text{acoust}} \approx T_\infty \left[ 1 + (\gamma - 1) \frac{p_h + \langle p_m \rangle}{(p_h + 2\sigma/r_0)(r_0/R_m)^3 + p_s} \right], \quad (7)$$

где  $\langle p_m \rangle$  – среднее за время сжатия звуковое давление. При достаточно сильном расширении пузырька при  $r = R_m$  давление пара значительно превосходит давление газа, и пузырек можно считать паровым. Для водяного пара  $\gamma = 4/3$ , и (7) упрощается:

$$T_{\max}^{\text{acoust}} \approx T_\infty (p_h + \langle p_m \rangle) / (3p_s). \quad (8)$$

Например, для парового пузырька в воде при  $T_\infty = 20^\circ\text{C}$  ( $p_s = 0.023$  атм,  $\gamma = 4/3$ ), и при  $\langle p_m \rangle \ll p_h = 1$  атм получим:  $T_{\max}^{\text{acoust}} = 4200$  К. Напомним, что в этом расчете не учитывались важные факторы, значительно снижающие максимальную температуру: теплообмен, деформацию пузырька, а также вязкость и сжимаемость жидкости; поэтому реально  $T_{\max}$  при этих условиях не должна превышать 1000 К (см. таблицу). В работе [28] подтвердилась рассмотренная модель. Максимальные параметры при сжатии пузырька, рассчитанные по системе уравнений, предложенной в [26], и по уравнению (6), приводят к близким результатам, и упрощенный учет испарения и конденсации согласно (6) можно считать корректным. Приведенные численные оценки подтверждаются экспериментами с “одиночным” пузырьком: для возникновения интенсивной СЛ воду охлаждают до 5–15°C и ниже [8, 10] для уменьшения  $p_s$ .

## 2.2. Неподвижный сферический лазерный пузырек

При лазерном пробое в зародышевом пузырьке создаются высокие давления и температуры, происходит быстрое испарение молекул жидкости в газовую фазу, и пузырек стремительно расширяется, а затем сжимается. В момент лазерного пробоя ( $t = 0$ ) максимальная температура  $T(0)$  парогазовой смеси может варьировать от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч градусов. Если лазерный пробой был достаточно мощным, при расширении пузырька после пробоя в жидкость распространяется мощная ударная волна. При анализе процесса сжатия лазерного пузырька встает вопрос о выборе начальных условий. Авторы [29], впервые рассмотревшие динамику лазерной кавитации, считали, что, по аналогии с акустическим пузырьком, в момент наибольшего расширения давление парогазовой смеси равно  $p_s$ , а ее температура – температуре окружающей жидкости  $T_\infty$ . Однако между динамикой лазерного и акустического пузырька есть, по крайней мере, два фундаментальных различия:

1. Для лазерного пузырька стадии расширения и сжатия *симметричны*, в то время как акустический пузырек расширяется сравнительно медленно, изотермически, а сжимается весьма быстро, адиабатически (см. рис. 1). Это связано с тем, что расширение лазерного пузырька происходит в ре-

зультате мгновенного повышения давления при пробое, а акустический пузырек расширяется под действием акустической волны сравнительно медленно – приблизительно в течение полупериода колебаний. Поэтому оба процесса – сжатие и расширение лазерного пузырька, как и сжатие акустического пузырька, можно также считать близкими к адиабатическому. Вследствие большой скорости стенки лазерного пузырька испарение и конденсация не успевают происходить не только при сжатии, но и при его расширении, т.е. пар ведет себя так же, как и газ. В отличие от акустического пузырька, расширение и сжатие лазерного пузырька описывается одним уравнением:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{\rho} \left( p_h - p_{gv}(0) \left( \frac{r_0^3 - b_1^3}{r^3 - b_1^3} \right) + \frac{2\sigma}{r} + \frac{4\mu\dot{r}}{r} \right) = 0. \quad (9)$$

Используя уравнение (9), можно определить давление  $p_{gv}(0)$  на основании измеряемых на опыте параметров пузырька: его начального  $r_0$  и максимального  $R_m$  радиуса, а также гидростатического давления  $p_h$ . Если пренебречь вязкостью, сжимаемостью жидкости и тепло- и массообменом, рассматривать парогазовую смесь в пузырьке как идеальную, а также учесть, что в момент наибольшего расширения давление  $p_{gv}(R_m) \ll p_h$ , получим:

$$p_{gv}(0) = p_h(\gamma - 1)(R_m/r_0)^{1/(\gamma-1)} \xrightarrow{\text{при } \gamma = 4/3} p_{gv}(0) = p_h(R_m/r_0)^3/3. \quad (10)$$

Параметры парогазовой смеси в лазерном пузырьке в момент наибольшего расширения определяются соотношениями:

$$p_{gv}(R_m) = p_h(\gamma - 1)(r_0/R_m)^{3\gamma-1/(\gamma-1)} \xrightarrow{\text{при } \gamma = 4/3} p_{gv}(R_m) = p_h(r_0/R_m)/3, \quad (11)$$

$$T(R_m) = T(0)(r_0/R_m)^{3(\gamma-1)} \xrightarrow{\text{при } \gamma = 4/3} T(R_m) = T(0)(r_0/R_m). \quad (12)$$

Другим параметром, определяющим начальное состояние лазерного пузырька, является его температура в начальный момент  $T(0)$ . Согласно спектральным измерениям [11], для лазерного пузырька  $T(0) \sim 16000$  К (см. таблицу). Это значение  $T(0)$  достаточно хорошо коррелирует с измеренной температурой плазмы, образовавшейся в результате лазерного пробоя в воздухе ( $\sim 16000$ – $18000$  К [30]). Для типичных значений  $R_m = 500$  мкм,  $r_0 = 15$  мкм получим:  $p_{gv}(0) = 12.3$  кБар,  $p_{gv}(R_m) = 0.01$  атм,  $T(R_m) = 480$  К. Если дополнительно учитывать теплообмен, вязкость и сжимаемость жидкости,  $p_{gv}(0)$  можно определить подбором; при этом значения  $p_{gv}(0)$  оказываются в 1.5–3 ра-

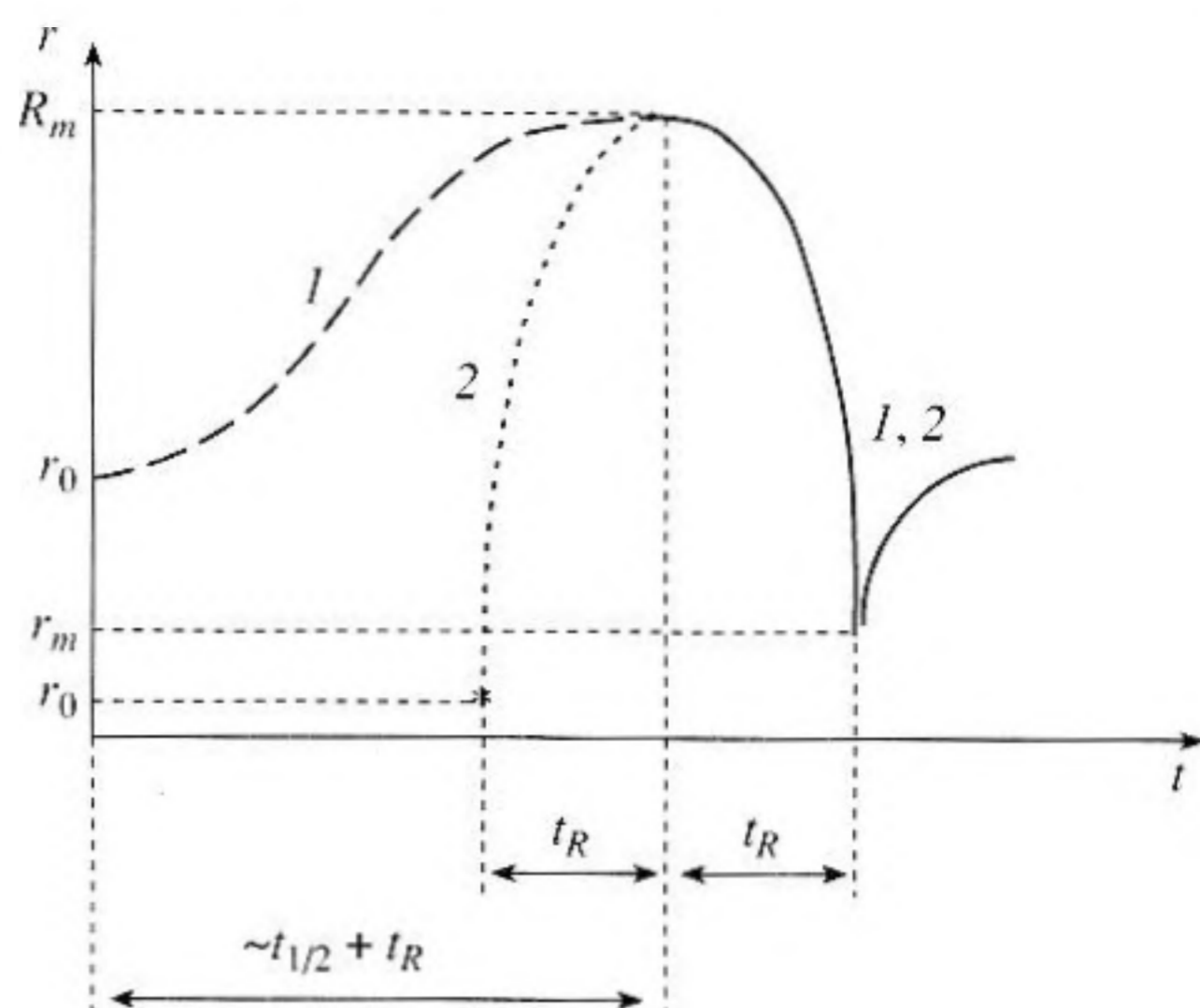


Рис. 1. Зависимость радиуса  $r$  акустического (1) и лазерного (2) кавитационного пузырька от времени (без соблюдения масштаба). Выбраны такие параметры лазерного пузырька и момент времени лазерного пробоя, чтобы его сжатие было таким же, как акустического.

за больше определяемого из (10). Существенно, что в момент наибольшего расширения лазерного пузырька  $p_{gv}(R_m)$  заведомо не равно  $p_s$ , и  $T(R_m)$  сильно отличается от комнатной  $T_\infty$ , в то время как для акустического пузырька  $p_{gv}(R_m) \approx p_s$ ,  $T(R_m) \approx T_\infty$ .

2. Динамика лазерного пузырька определяется в основном его параметрами в момент лазерного пробоя. Более того,  $T_{\max}$  в основном зависит от  $T(0)$ , а остальные параметры: температура жидкости, гидростатическое давление, начальный радиус и т.д., влияют лишь на количество диссипированной энергии в течение расширения и сжатия пузырька, а в отсутствие диссипации энергии  $T_{\max} = T(0)$ . В то же время при достаточно сильном предварительном расширении акустического пузырька процесс его сжатия практически полностью определяется его параметрами при  $r = R_m$  и очень мало зависит от его начального радиуса  $r_0$ , т.е. при сжатии акустического пузырька как бы “забываются” его начальные условия (см. (7), (8)), причем  $T_{\max} \gg T(0) = T_\infty$ .

Согласно экспериментам Вильямса с сотр. [11],  $T(0) \approx 16000$  К,  $T_{\max} \approx 7800$  К (см. таблицу). Анализ [1, 31] процесса однократного сжатия неподвижного сферического пузырька (разумеется, в этих экспериментах “отсекалась” первоначальная световая вспышка, возникающая при лазерном пробое) показал, что учет теплообмена приводит к уменьшению  $T_{\max}$  в 1.5–5 раз (в зависимости от конкретных условий), что соответствует данным [11].

В последние годы, особенно после сообщения [32] о регистрации нейтронов при сжатии акусти-

ческих пузырьков, колеблющихся в дейтерированном ацетоне, в дискуссиях поднимался вопрос о возможности получения термоядерных температур при сжатии лазерных пузырьков. В недавней работе [33] Лаутерборн показал, что при сжатии лазерного пузырька в тяжелой воде нейтроны не образуются (количество нейтронов на одно сжатие не может превышать  $5 \times 10^{-4}$ ). Мы полагаем, что получение термоядерных температур при сжатии только лазерных пузырьков (т.е. без использования дополнительных экспериментальных приемов) маловероятно, поскольку  $T_{\max}$  не может превысить  $T(0)$ , а при оптическом пробое температура плазмы  $T(0)$  обычно не превышает 20000–25000 К [30].

### 3. ПРИЧИНЫ УМЕНЬШЕНИЯ $T_{\max}$ ПРИ СЖАТИИ КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКОВ

Тепловое свечение из акустического пузырька, согласно экспериментам с “одиночным” пузырьком, возникает лишь в очень узком диапазоне экспериментальных условий [10] (для сравнения указаны условия для создания МСЛ):

1) Тщательная дегазация для уменьшения  $r_0$  и понижение температуры жидкости до  $T_{\infty} = 4-18^{\circ}\text{C}$  для понижения  $p_s$ . (МСЛ возникает в недегазированных жидкостях при  $4-99^{\circ}\text{C}$  [1, 2], а при дегазации интенсивность МСЛ уменьшается [1].)

2) Отсутствие твердых частиц, а также других пузырьков, отсутствие потоков жидкости, причем пузырек помещается в пучность стоячей акустической волны. (При МСЛ концентрация пузырьков достигает  $10^4-10^6 \text{ см}^{-3}$ , возникают мощные потоки жидкости, средняя скорость пузырьков в воде достигает нескольких м/с [1, 2, 17].)

3) Звуковое давление в пределах  $p_m = 0.9-1.6 \text{ атм}$ , диапазон частот 20–50 кГц. Если  $p_m < 0.9 \text{ атм}$ , пузырек совершает малые линейные колебания, и сжатие с возникновением высоких температур невозможно даже теоретически. При более высоких  $p_m$  сферическая форма пузырька неустойчива, и он расщепляется, образуя кавитационное облако. (При многопузырьковой кавитации СЛ и звукохимические реакции зарегистрированы в диапазоне частот 20– $10^7$  Гц и при  $p_m \geq \sim 0.005 \text{ атм}$  [1].)

Учитывая особенности ОСЛ по сравнению с МСЛ, можно полагать, что уравнения динамики пузырька типа РП (1) *не применимы* для адекватного описания поведения пузырьков в кавитационном облаке и определения  $T_{\max}$ . Это связано с тем, что в кавитационном облаке все пузырьки сильно деформированы и движутся поступательно, что приводит к значительному уменьшению  $T_{\max}$  [1, 2]. Для решения такой задачи нужно описать динамику деформированного пузырька, дви-

жущегося поступательно. Нами была получена система уравнений, учитывающая дополнительно поступательное движение пузырьков, и была показана его сильная демпфирующая роль при сжатии пузырька [17, 34]. Например, учет поступательного движения пузырька в бегущей звуковой волне в широком диапазоне  $p_m$  уменьшает  $T_{\max}$  в три и более раз.

Вопрос о влиянии деформации пузырьков на  $T_{\max}$  в настоящее время теоретически не решен, хотя многие авторы изучают движение деформированных пузырьков [35, 36]. Проведенный нами анализ [17, 34] показал, что для предварительных оценок ее влияния на  $T_{\max}$  можно использовать результаты опытов Лаутерборна с сотр. [9], которые исследовали деформацию пузырька при приближении его к твердой поверхности. Согласно [9], по мере уменьшения расстояния  $l$  от центра лазерного пузырька до стенки возрастает его деформация и резко уменьшается интенсивность СЛ при его сжатии. Степень влияния твердой стенки и несферичность пузырька характеризовались параметром  $\gamma_0 \equiv l/R_m$ . Даже при  $\gamma_0 = 9$  интенсивность свечения уменьшается наполовину по сравнению со случаем сжатия неподвижного сферического пузырька, а при  $\gamma_0 < \gamma_{cr} = 3.7$  свечение отсутствовало в пределах чувствительности аппаратуры. Те же результаты получаются при взаимодействии двух кавитационных пузырьков, если расстояние между ними  $2l$ . В работе [34] был определен критический индекс кавитации  $K_{cr}$  ( $K$  – отношение суммарного объема пузырьков при  $r = R_m$  к объему кавитационного поля [37]), при котором их взаимодействие очень существенно; и деформация, и поступательное движение приводят к отсутствию в пузырьках высоких температур:  $K_{cr} = (2\gamma_{cr})^{-3}$ . Для воды  $K_{cr} = 2.5 \times 10^{-3}$ . Таким образом, форма кавитационного пузырька является его фундаментальной характеристикой: при его деформации уменьшаются максимальные параметры и изменяется соотношение между тепловыми и электрическими процессами, а  $T_{\max}$  сильно уменьшается даже при малой деформации поверхности [34].

Согласно многочисленным экспериментам, при умеренной УЗ интенсивности и развитой кавитации в воде  $K$  может варьировать от 0.01 до 0.9 [37], т.е. значительно превышает  $K_{cr}$ . Следовательно, даже в слабых кавитационных полях практически все пузырьки деформированы и движутся поступательно, и, соответственно, в них не могут развиваться высокие температуры, достаточные для возникновения СЛ и звукохимических реакций. Анализ [1] голографических кинограмм Эбеллинга [38] также показал, что практически все пузырьки в кавитационном облаке деформированы.

Таким образом, рассмотренные выше соображения позволяют понять, почему в пузырьках в

кавитационном облаке не достигаются высокие  $T_{\max}$ , необходимые для возникновения СЛ в соответствии с тепловой теорией.

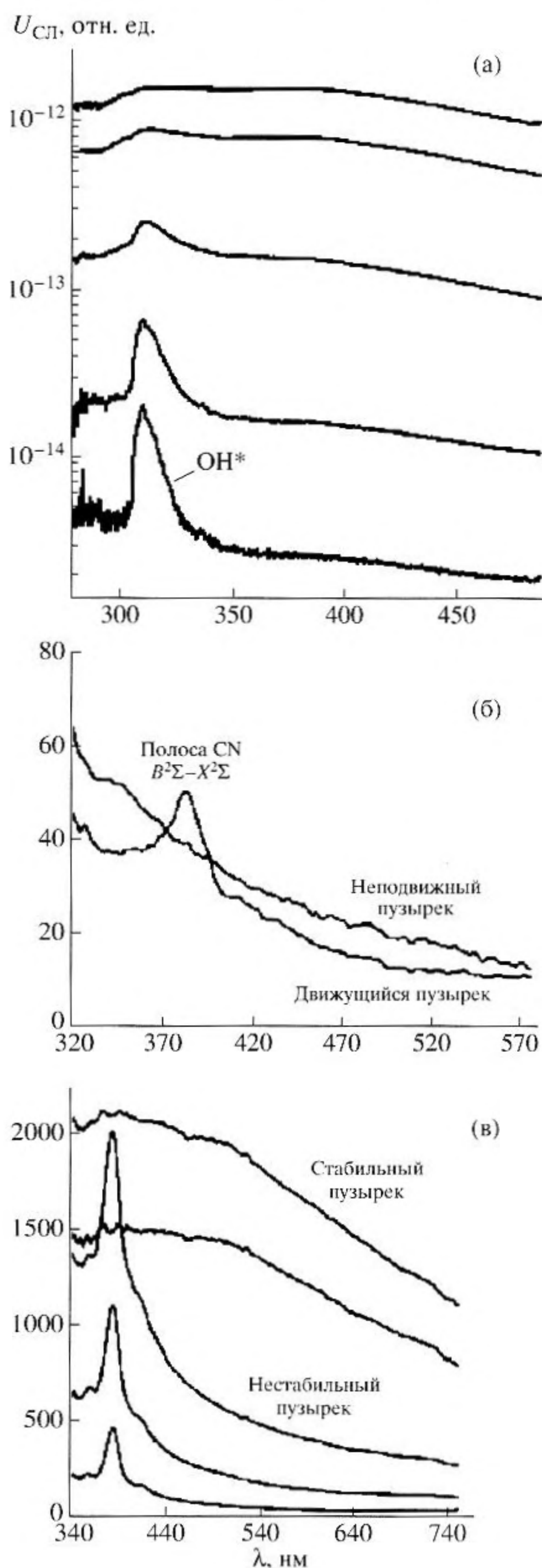
#### 4. УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ “ТЕРМИЧЕСКОЙ” И “ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ” СЛ

В соответствии с предложенной концепцией, проанализируем изменение параметров СЛ при переходе от “термического” механизма к “электрическому”. Теория локальной электризации предсказывает, что при переходе от колебаний сферических неподвижных пузырьков к колебаниям деформированных пузырьков, движущихся поступательно, должны проявляться электрические явления: образование на поверхности пузырьков некомпенсированных электрических зарядов и возникновение микроразрядов. При таком переходе в первоначально однородном спектре СЛ должны появиться характерные полосы, соответствующие различным возбужденным состояниям. Согласно тепловой теории, следовало бы ожидать только смещения максимума спектра СЛ в длинноволновую область, а полосы в спектре по-прежнему должны отсутствовать, однако это противоречит ряду экспериментальных результатов, полученных в последние годы [39–42]:

– В [39] в качестве рабочей жидкости использовался 1 М раствор NaCl в этиленгликоле. Исследовался переход от “одиночного” пузырька к кавитационному облаку путем *увеличения* звукового давления, при котором пузырек дробился. Показано, что при переходе от ОСЛ к МСЛ значительно увеличивается длительность соновспышки – от 0.2 до 70 нс и уменьшается общая интенсивность СЛ. Кроме того, вместо однородного, бесполосного спектра ОСЛ, в спектре МСЛ появилась сильная D-линия Na.

– В работе [40] авторы провели эксперимент, в котором первоначально “одиночный” пузырек становится “обычным”, когда его *искусственно деформировали* – располагали на проволочке, и он становился полусферическим. СЛ из такого пузырька оказалась гораздо слабее, чем ОСЛ, а в опытах с органическими жидкостями наблюдались полосы Свана, как и при МСЛ.

– В [41] сообщается, что *при весьма малом звуковом давлении* в воде пропадает сильное свечение “одиночного” кавитационного пузырька, спектр которого является однородным, бесполосным. Тем не менее, было обнаружено очень слабое свечение (~ в 400 раз более слабое, чем ОСЛ).



**Рис. 2.** Спектр СЛ “одиночного” акустического пузырька: а) в воде, насыщенной Ag [41] б) в метилформамиде при амплитуде звукового давления  $p_m = 1.1$  атм (сравнение спектров неподвижного и движущегося пузырька) [42] и в) в адипонитриле при  $p_m = 1.7-1.9$  атм (переход от неустойчивого пузырька к устойчивому) [42]. Более высокой интенсивности СЛ соответствуют большие  $p_m$ .

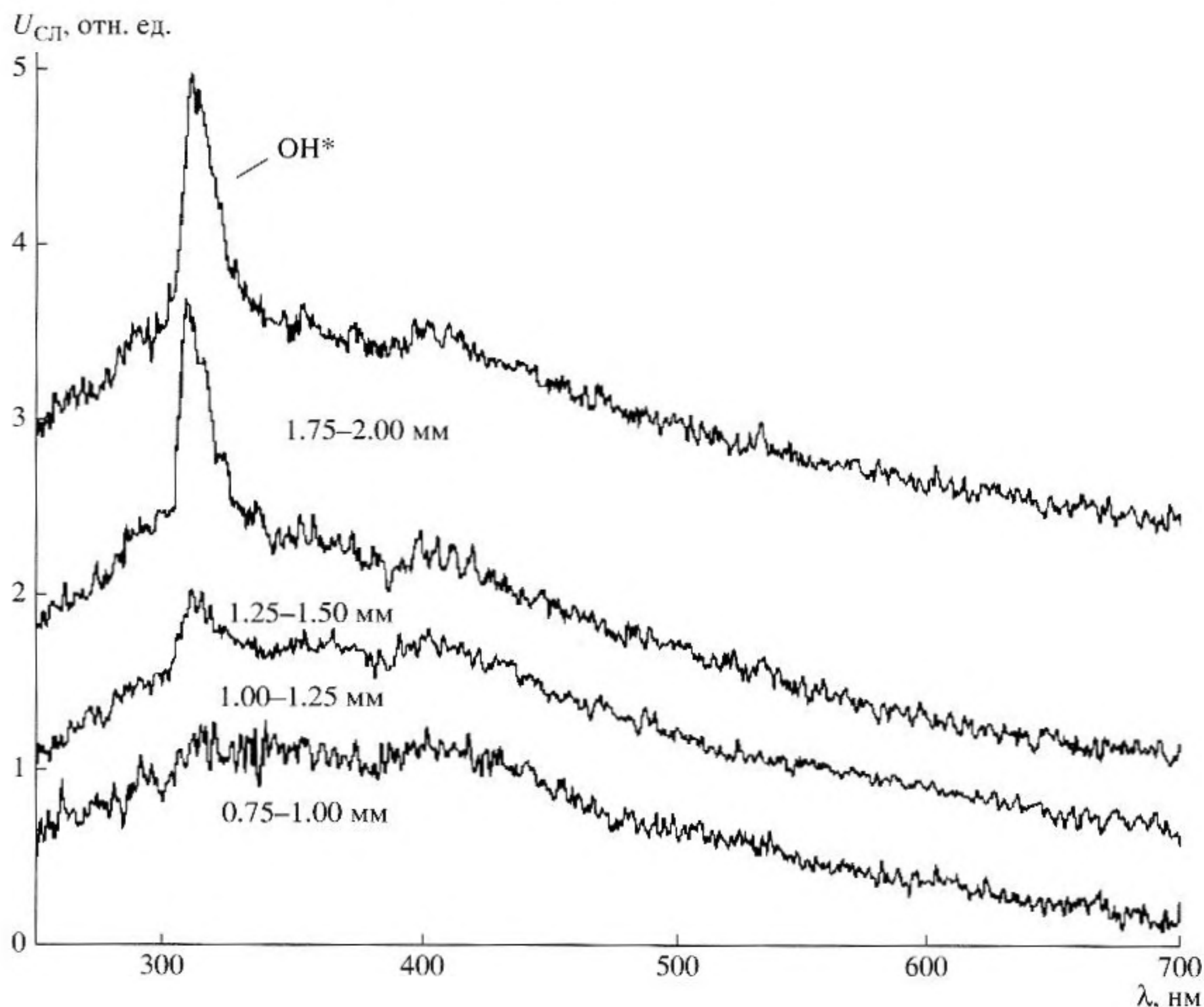


Рис. 3. Спектр свечения при сжатии лазерного пузырька в воде [9] (после отсечения свечения, вызванного первоначальным лазерным пробоем). Разные кривые соответствуют различным максимальным радиусам  $R_m$ .

Спектр этого свечения записывался в течение 5 дней и оказался аналогичным спектру МСЛ: в нем появилась интенсивная полоса  $\lambda \approx 310$  нм, соответствующая свечению  $\text{OH}^*$  (см. рис. 2а). Несомненно, при таких малых звуковых давлениях “схлопывание” кавитационного пузырька не происходит. Авторы [41] также отмечают, что максимум спектра СЛ не смещался.

– Ранее в нашей лаборатории была зарегистрирована слабая “предпороговая” МСЛ при звуковых давлениях  $p_m < 0.1$  атм [1]. При столь малом  $p_m$  пузырек не может “схлопнуться” даже теоретически, однако вероятность его деформации и расщепления при пульсации в течение длительного времени значительна. Можно полагать, что в спектре этого слабого свечения также должны присутствовать полосы  $\text{OH}^*$  и другие.

– Согласно интересному эксперименту Саслика с сотр. [42], если первоначально неподвижный “одиночный” пузырек *начинает двигаться поступательно*, то, в соответствии с теорией поступательного движения кавитационных пузырьков [17, 34], интенсивность его СЛ умень-

шается; кроме того, в спектре СЛ появляются линии (см. рис. 2б,в). Мы считаем, что появление линий в спектре движущегося пузырька также связано с электрическими явлениями из-за повышения вероятности его деформации.

Итак, различные способы воздействия на “одиночный” кавитационный пузырек (изменение звукового давления, искусственная деформация, создание поступательного движения и т.д.) приводят к подавлению термического свечения ОСЛ и проявлению электрических механизмов свечения деформированных кавитационных пузырьков. Приведенные авторами [39–42] объяснения наблюдаемых эффектов представляются неубедительными, так как предположение об одинаковой, тепловой природе ОСЛ и МСЛ не дает возможности интерпретировать полученные результаты.

Авторы [11] впервые зарегистрировали спектр СЛ при создании лазерного пузырька в воде (см. рис. 3). Показано, что у лазерного пузырька при  $R_m < 1$  мм спектр СЛ не содержит полос или линий. При увеличении  $R_m$  в спектре свечения по-

является линия  $OH^*$ , причем ее относительный вклад в общую интенсивность СЛ резко возрастает по мере роста  $R_m$ . Как отмечают авторы [11], именно при  $R_m \sim 1$  мм поверхность лазерного пузырька становится неустойчивой, на ней появляются выступы, и пузырек может расщепляться на несколько осколочных. Мы полагаем, что в случае лазерного пузырька электрическая составляющая СЛ "накладывается" на тепловую. Полученные результаты позволяют предсказать, что и при других причинах деформации лазерного пузырька (при "схлопывании" вблизи твердой стенки, при движении его в потоке жидкости и др.) в спектре СЛ должны присутствовать полосы.

Таким образом, проведенный анализ показал, что при потере акустическим или лазерным кавитационным пузырьком строго сферической формы в его спектре появляются полосы. Это можно рассматривать как непосредственное экспериментальное подтверждение теории локальной электризации [1, 2].

Авторы благодарят РФФИ (гранты 02-02-16397А, 03-02-16232, 02-02-17143) и грант НШ-1176-2003-2 за финансовую поддержку.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Margulis M.A. Sonochemistry and Cavitation. L.: Gordon & Breach Sci. Publ. 1995. 543 p.
2. Маргулис М.А. Сонолюминесценция // Усп. физ. наук. 2000. Т. 177. № 3. С. 263–285.
3. Noltingk B.E., Neppiras E.A. Cavitation Produced by Ultrasonics // Proc. Phys. Soc. 1950. V. 63B. P. 674.
4. Маргулис М.А. Исследование электрических явлений, связанных с кавитацией // Ж. физ. химии. 1985. Т. 59. С. 154.
5. Маргулис М.А. Электрические явления при расщеплении кавитационных пузырьков // Ж. физ. химии. 1997. Т. 71. С. 1885–1889.
6. Маргулис М.А., Маргулис И.М. Электрические явления на поверхности пульсирующих кавитационных пузырьков // Ж. физ. химии. Т. 71. 1997. С. 1890–1895.
7. Маргулис М.А., Маргулис И.М. Электрическое поле на поверхности возмущения кавитационного пузырька в форме гиперболоида вращения // Ж. физ. химии. Т. 72. 1998. С. 752–757.
8. Gaitan D.F., Crum L.A., Church C.C., Ray R.A. An experimental investigation of acoustic cavitation and sonoluminescence from a single bubble // J. Acoust. Soc. Amer., 1992. V. 91. P. 3166.
9. Lauterborn W., Kurz T., Mettin R., Ohl C.D. Experimental and Theoretical Bubble Dynamics / Adv. Chem. Phys. Ed. Prigogine I. and Rice S.A., John Wiley and Sons Inc. 1999. V. 110. P. 295–380.
10. Barber B.P., Hiller R.A., Lofstedt R., Putterman S.J., Weninger K.R. Defining the Unknowns of Sonoluminescence // Phys. Reports. 1997. V. 281. P. 65–143.
11. Baghdassarian O., Chu H.-C., Tabbert B., Williams G.A. Spectrum of Luminescence from Laser-Induced Bubbles in Water and Cryogenic Liquids // Proc. IV Int. Symp. on Cavitation CAV2001. June 20–23, 2001. Inst. of Technology, Pasadena, California, USA. Session A2.001. P. 1–7.
12. Suslick K.S., McNamara W.B. III, Didenko Y.T. Hot Spot Conditions During Multi-Bubble Cavitation / Sonochemistry and Sonoluminescence, Ed. by Crum L.A., Mason T.J., Suslick K.S. Dordrecht: Kluwer Pub., Netherlands. 1999. P. 191–204.
13. Gompf B., Gunte R., Nick G., Pecha R., Eisenmenger W. Resolving Sonoluminescence Pulse with Time-Correlated Single Photon Counting // Phys. Rev. Letters. 1997. V. 79. P. 1405.
14. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 399 с.
15. Jarman P.D. Sonoluminescence: a Discussion // J. Acoust. Soc. Amer. 1960. V. 32. P. 1459.
16. Brenner M.P., Hilgenfeldt S., Lohse D. Single-bubble Sonoluminescence // Rev. Modern Phys. 2002. V. 74. P. 425–484.
17. Маргулис И.М., Маргулис М.А. Взаимное влияние радиальных и поступательных пульсаций кавитационного пузырька // Ж. физ. химии. 2002. Т. 76. С. 1871–1880.
18. Griffing V. The Chemical Effects of Ultrasonics // J. Chem. Phys. 1952. V. 20. № 6. P. 939.
19. Бабко А.К., Дубовенко Л.И., Луковская Н.М. Хемилюминесцентный анализ. Киев: "Техника", 1966. 250 с.
20. Маргулис М.А. Звукохимические реакции и сонолюминесценция, М.: Химия, 1986. 286 с.
21. Неуймин Г.Г. Фотодиссоциация молекул солей в газообразном состоянии / Фотопроцессы в газовой фазе. Л.: Наука, 1966. С. 7.
22. Перник А.Д. Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966. 439 с.
23. Акуличев В.А., Алексеев В.Н., Буланов В.А. Периодические фазовые превращения в жидкостях. М.: Наука, 1986. 280 с.
24. Keller J.B., Miksis M. Bubble Oscillations of Large Amplitude // J. Ac. Soc. Am. 1980. V. 68. P. 628.
25. Plesset M. Bubble Dynamics. Cavitation in Real Fluids, N.Y. 1965. 342 p.
26. Маргулис И.М., Маргулис М.А. Учет давления неидеальной парогазовой смеси при исследовании динамики кавитационного пузырька // Ж. физ. химии. 2001. Т. 75. С. 527–535.
27. Маргулис М.А., Максименко Н.А. Динамика кавитационного пузырька с учетом неидеальности парогазовой смеси // Докл. РАН. 1991. Т. 319. С. 656–661.
28. Yasui K. A New Formulation of Bubble Dynamics for Sonoluminescence. Dissert. Feb. 1996. 178 p.
29. Akhatov I., Lindau O., Topolnikov A., Mettin R., Vakhitova N., Lauterborn W. Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble // Phys. of Fluids. 2001. V. 13. № 10. P. 2805.
30. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. Измерение порогов распространения оптического разряда в воздухе в луче неодимового лазера // Тез. V Всесоюзн. совещания по нерезо-

- нансному взаимодействию оптического излучения с веществом, Л. 1–4 дек. 1981. С. 211.
31. Маргулис М.А., Дмитриева А.Ф. Исследование динамики схлопывания пузырька // Ж. физ. химии. 1982. Т. 56. С. 323.
  32. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey Jr., Nigmatulin R.I., Block R.C. Evidence for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation // Science. 2002. V. 295. P. 1868.
  33. Geisler R., Schmidt-Ott W.-D., Kurz T., Lauterborn W. Search for neutron emission in laser-induced cavitation // Europhys. Lett. 2004. V. 66. № 3. P. 435.
  34. Маргулис И.М., Маргулис М.А. Динамика взаимодействия пузырьков в кавитационном облаке // Ж. физ. химии. 2004. Т. 78. С. 1326–1337.
  35. Zhang Sh., Duncan J.H., Chahine G.L. The behavior of a cavitation bubble near a rigid wall / Bubble Dynamics and Interface. Phenomena: Kluwer Academic Pub., Netherlands. 1994. P. 429–436.
  36. Blake J.R., Pearson A., Otto S.R. Boundary Integral Methods for Cavitation Bubbles Near Boundaries // Proc. IV Int. Symp. on Cavitation CAV2001. June 20–23, 2001. Inst. of Technology, Pasadena, California, USA. Lecture 004. P. 1–8.
  37. Розенберг Л.Д. Кавитационная область / Мощные ультразвуковые поля, ред. Розенберг Л.Д. М.: Наука, 1968. 223 с.
  38. Ebeling K.J. Investigations of Cavitation Bubble Dynamics by High Speed Ruby Laser and Argonion Laser Holography // Proc. Soc. Photo-Opt. Instr. Eng. 1980. V. 136. № 2. P. 348.
  39. Weninger K.R., Cho H., Hiller R.A., Putterman S.J., Williams G.A. Sonoluminescence from an isolated bubble on a solid surface // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. № 6. P. 6745–6749.
  40. Giri A., Arakeri V.H. Measured pulse width of sonoluminescence flashes in the form of resonance radiation // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. P. 2713–2716.
  41. Young J.B., Nelson J.A., Kang W. Line Emission in Single-Bubble Sonoluminescence // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. № 12. P. 2673–2676.
  42. Didenko Y.T., McNamara W.B., Suslick K.S. Molecular emission from single-bubble sonoluminescence // Nature. 2000. V. 407. № 19. P. 877–879.

## Luminescence Mechanism of Acoustic and Laser-Induced Cavitation

M. A. Margulis and I. M. Margulis

Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Shvernika 4, Moscow, 117034 Russia  
e-mail: margulis@akin.ru

**Abstract**—A new approach is proposed for explaining the experimental data on sonoluminescence of acoustic and laser-induced cavitation bubbles. It is suggested that two different sonoluminescence mechanisms, namely, thermal and electric ones, are possible and that they manifest themselves depending on the bubble dynamics. An intense thermal luminescence occurs as a result of compression of an individual stationary spherical bubble; a weak electric luminescence accompanies the deformation and splitting of the bubble when thermal luminescence is suppressed (for example, in the case of multibubble sonoluminescence). It is shown that, when an individual bubble loses its spherical shape under the effect of different actions (change in the acoustic pressure, artificial deformation, translatory motion, etc.) or when a laser-induced bubble undergoes fragmentation, the sonoluminescence spectrum exhibits specific bands that are similar to the bands in the multibubble sonoluminescence spectrum. The appearance of these bands is attributed to the suppression of the thermal sonoluminescence mechanism and the manifestation of the electric mechanism. It is shown that the maximum temperature  $T_{\max}$  characterizing the compression of a laser-induced bubble is primarily determined by the temperature of the plasma at the instant of the laser-induced breakdown, whereas, for an acoustic bubble,  $T_{\max}$  is primarily determined by the acoustic and hydrostatic pressures and by the saturation vapor pressure of the liquid.