

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Сонолюминесценция

М.А. Маргулис

Дается обзор современных представлений о механизме возникновения сонолюминесценции (СЛ). Показано, что механизм возникновения СЛ в многопузырьковых кавитационных полях наиболее полно описывается теорией локальной электризации кавитационных пузырьков. При определенной конфигурации акустического поля образуется стабильно пульсирующий одиночный пузырек, обладающий рядом отличий от "обычных" кавитационных пузырьков. Проведенный анализ приводит к выводу о том, что СЛ одиночного пульсирующего пузырька имеет тепловую природу, отличную от люминесцентного свечения ансамбля "холодных" кавитационных пузырьков. Предложена модель, объясняющая возникновение однопузырьковой СЛ, основанная на учете дополнительного резонансного поглощения энергии одиночным кавитационным пузырьком в симметричном акустическом поле. Механизм ряда эффектов в однопузырьковых системах пока остается неясным.

PACS number: 78.60.Mq

Содержание

1. Введение (263).
 2. Влияние основных параметров на поток многопузырьковой СЛ (264).
 3. Спектры многопузырьковой СЛ (264).
 4. Основные теории, объясняющие возникновение СЛ в кавитационных полях (266).
 - 4.1. Тепловые теории кавитации.
 - 4.2. Электрические теории кавитации.
 5. Однопузырьковая СЛ (272).
 - 5.1. Основные особенности однопузырьковой СЛ.
 - 5.2. Длительность вспышки однопузырьковой СЛ.
 - 5.3. Спектры однопузырьковой СЛ.
 - 5.4. Влияние добавок инертных газов на однопузырьковую СЛ.
 - 5.5. Максимальная температура в одиночном кавитационном пузырьке.
 - 5.6. Ударные волны в кавитационном поле.
 6. Общий анализ экспериментальных и теоретических результатов (281).
 - 6.1. Механизм многопузырьковой СЛ.
 - 6.2. Механизм однопузырьковой СЛ.
 7. Заключение (285).
- Список литературы (285).

1. Введение

Слабое свечение в жидкости, возникающее под действием акустических колебаний, было открыто в 1934 г.

Френцелем и Шульцесом¹ [1]. Это явление, которое назвали сонолюминесценцией (СЛ), привлекает многих исследователей своей многогранностью, противоречивостью и постоянно возникающими интересными, а порой и загадочными открытиями (см. [2–12]). В данной статье рассматриваются основные работы по ультразвуковой (УЗ) СЛ; тем самым будет нарушена "традиция", которая создавалась в последние годы, когда экспериментальные работы и даже обзоры, например [11, 12], по СЛ пишут весьма своеобразно: сначала упоминают работу 1934 г. [1], а затем обсуждают только публикации после 1992 г., когда появились сообщения об однопузырьковой СЛ [13].

В результате многочисленных экспериментов было показано, что СЛ возникает в жидкости лишь при создании кавитации. В связи с тем, что обычные тушители люминесценции в жидкости не влияли на СЛ, а тушители свечения в газовой фазе подавляли ее, Харви [14] пришел к выводу, что эмиссия света под действием УЗ осуществляется внутри газонаполненных кавитационных пузырьков. В настоящее время это положение принято большинством исследователей. Исследования механизма возникновения СЛ дали весьма ценную информацию о физико-химических параметрах внутри кавитационного пузырька, динамике их изменения и природе кавитации.

М.А. Маргулис. Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН, 117036 Москва, ул. Шверника 4, Российская Федерация
Тел. (095) 126-90-53. Факс (095) 126-84-11
E-mail: antok@akin.ru

Статья поступила 18 января 1999 г.

¹ В некоторых работах, особенно опубликованных в последние годы, открытие СЛ приписывают Маринеско и Трилату [35], которые обнаружили потемнение фотопластинок под действием ультразвука. Однако этот эффект мог быть и не фотохимическим, так как он мог быть обусловлен химическим действием ультразвука, коллоидно-химическими или термическими эффектами в набухшей фотоэмульсии и т.д. Поэтому непосредственно свечение жидкости под действием ультразвука после адаптации глаз к темноте впервые наблюдали авторы [1].

Значительный прорыв в исследованиях СЛ произошел сравнительно недавно, когда Крам с сотрудниками [22, 13] обнаружили, что возможно создание СЛ в фокусирующей цилиндрической акустической камере с одним стабильным левитирующим кавитационным пузырьком без его расщепления. Барбер и Паттерман [23] разработали сферическую однопузырьковую акустическую камеру. Фиксация одного пузырька в определенной точке и его пульсация в течение длительного времени позволяют осуществлять более разносторонние и однозначные исследования природы кавитации и СЛ: стало возможным привлечение пикосекундной лазерной техники, непрерывное наблюдение за движением поверхности одиночного кавитационного пузырька, определение с высокой точностью радиуса пузырька и скорости движения его стенки, фиксация с высоким временным разрешением момента и длительности импульса вспышки СЛ. Излучение света из одиночного кавитационного пузырька, видимое невооруженным глазом, не вызывало сомнений в том, что однопузырьковая СЛ (single bubble sonoluminescence) так же, как и многопузырьковая, осуществляется из пульсирующего кавитационного пузырька. Уже первые эксперименты по однопузырьковой СЛ показали ее значительное своеобразие по сравнению с "обычной", многопузырьковой СЛ. Поэтому возникли вопросы о причинах наблюдаемых отличий, не является ли однопузырьковая СЛ принципиально иным эффектом, который необходимо рассматривать особо, и, наконец, о перспективах применения однопузырьковой СЛ в науке и технике. Открытие этих важных и интересных направлений привлекло в эту область много новых, ранее работавших по другой тематике исследователей и несомненно повысило уровень экспериментальных и теоретических работ. В связи с изложенными соображениями во второй половине обзора будут рассматриваться работы по однопузырьковой СЛ.

2. Влияние основных параметров на поток многопузырьковой СЛ

Температура и давление, а также скорость их изменения, оказывают большое влияние на поток СЛ U . При повышении температуры U убывает вследствие повышения давления насыщенного пара в кавитационном пузырьке. Обычно считали, что СЛ в воде можно регистрировать вплоть до $T \sim 65^\circ\text{C}$ [24] (рис. 1а, кривая 1), однако авторы [25] показали, что если включать УЗ кратковременно, чтобы исключить дегазацию, СЛ можно наблюдать даже в кипящей жидкости (рис. 1а, кривая 2). Зависимость U от давления описывается кривыми с максимумом, причем по мере увеличения интенсивности УЗ максимум сдвигается в область большего гидростатического давления p_h (рис. 1б). СЛ осуществляется не только при повышенном, но и при пониженном давлении; при быстром вакуумировании системы [25] осуществляется СЛ при $p_h \sim 15$ мм рт.ст., когда вообще невозможно схлопывание кавитационных пузырьков.

Частота акустических колебаний оказывает влияние на поток СЛ [4, 9], а также на характер спектра [26]. СЛ регистрировалась при различных частотах (по классификации [27]): высоких (300–1500 кГц [28–30]), средних (1–100 кГц [28–31]) и низких (7–800 Гц [4, 9]). СЛ зарегистрирована при воздействии низкочастотных звуковых и

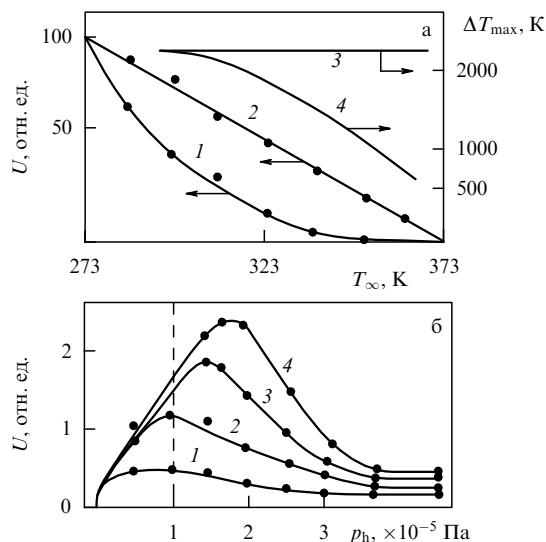


Рис. 1. Зависимость потока СЛ U от температуры жидкости (а): в воде при 20 кГц (кривые 1, 2) и максимального расчетного повышения температуры внутри кавитационного пузырька ΔT_{\max} (кривые 3, 4) и от гидростатического давления (б): при интенсивностях: 1 — 0,8; 2 — 1,6; 3 — 2,4; 4 — 3,2 Вт см⁻².

инфразвуковых колебаний [32], а также при гидродинамической кавитации [33, 34].

СЛ возникает не только в воде, но и в различных органических растворителях [15, 16], и в полимерах при температурах, лишь на несколько градусов выше температуры плавления [17]. УЗ свечение зарегистрировано в ртути [18] и в расплавах различных металлов [19]. Согласно выводам [8], УЗ свечение в металлах при температуре выше $T_{\text{пл}}$ не является СЛ, а возникает при электризации в момент отрыва жидкого металла от поверхности прозрачного окна. На интенсивность свечения влияют неорганические [14] и органические [20] соединения, вещества с высокой упругостью насыщенного пара [21], растворенные газы [21, 20] и т.д. Интенсивность СЛ в присутствии газов убывает в следующем порядке: $\text{Xe} > \text{Kr} > \text{Ar} > \text{Ne} > \text{He} > \text{H}_2$. Некоторые вещества, например, CS_2 , Br_2 , CH_3I , CCl_4 [14] значительно усиливают СЛ воды, но сами они не светятся в УЗ поле.

3. Спектры многопузырьковой СЛ

На начальном этапе исследование спектров СЛ проводили с помощью фотопластинок [36, 37]. При этом регистрировался только непрерывный спектр от нижней границы чувствительности пластинки в видимой области до ультрафиолетовой, но в настоящее время эти работы представляют лишь исторический интерес. Исследования Тэйлора и Джармена [28] явились следующим этапом изучения спектров многопузырьковой СЛ. С помощью монохроматора с высокой светосилой, ФЭУ и регистрирующей системы с ЭВМ были получены спектры СЛ воды и водных растворов солей, насыщенных Хе, Кг, Аг, O_2 и воздухом при частотах 16 и 500 кГц. Некоторые из полученных спектров воды представлены на рис. 2а. Для сравнения на этом рисунке даны спектры СЛ воды, полученные Диденко с сотрудниками [38, 39], и спектры свечения при гидродинамической кавитации [33]. Спектры СЛ воды содержат несколько полос:

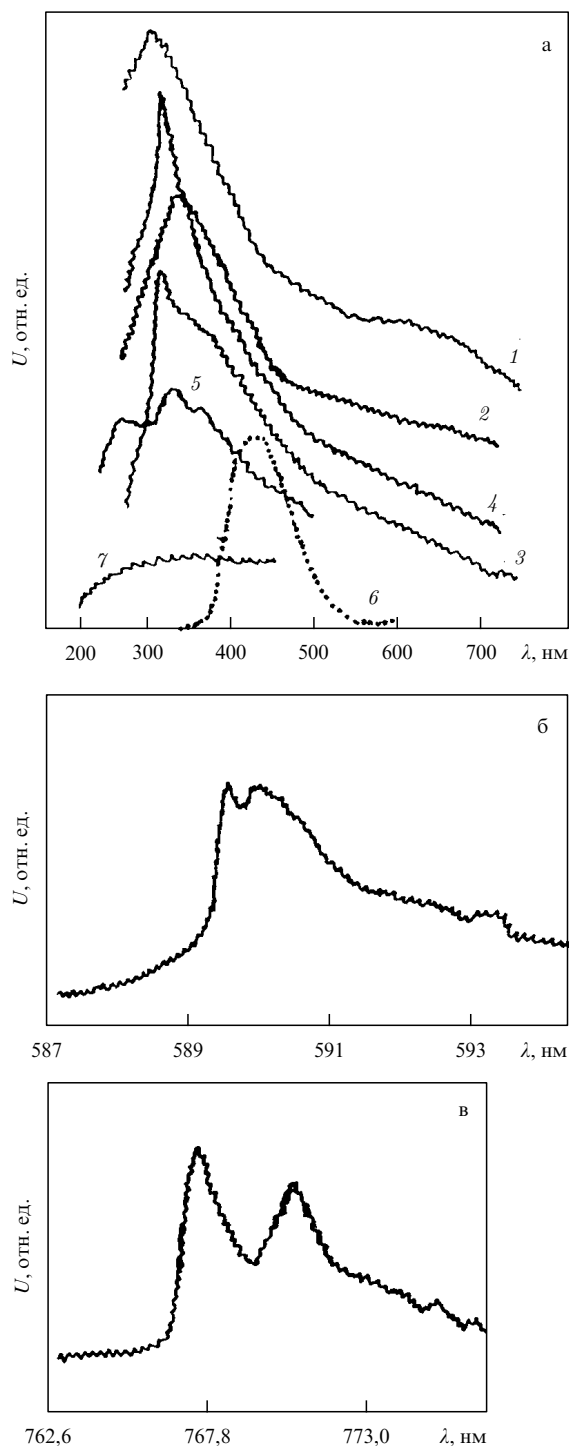
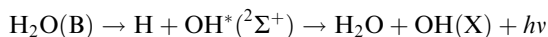


Рис. 2. Спектры СЛ: (а) — в воде, насыщенной различными газами: 1 — 500 кГц, воздух; 2 — 16 кГц, воздух; 3 — 500 кГц, Хе; 4 — 16 кГц, Хе [28]; 5 — 337 кГц, Аг [26]; 6 — водный раствор люминола [156]; 7 — вода, смесь (воздух + 17% Аг) при гидродинамической кавитации [33]; (б) — раствор NaCl; (в) — раствор KCl.

1) дезактивация возбужденных молекул H_2O^* с максимумом 270 нм;

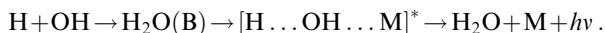
2) излучение электронно-возбужденного гидроксила OH^* :



с максимумами 280, 310, 318, 340 нм;

3) излучательная дезактивация колебательно возбужденной H_2O с широкой полосой 380–600 нм;

4) рекомбинационное свечение:



Если комплекс является электронно-возбужденным, свечение имеет максимум при 270 нм, а если колебательно-возбужденным — максимум свечения соответствует 380 нм.

При наличии в растворе люминола или других веществ, которые дают хемилюминесценцию при реакции с радикалами, образующимися в УЗ поле, возникает также сонохемилюминесценция, которая дает широкий эмиссионный спектр с максимумом при 430 нм [40] (рис. 2а, кривая 6). Она характеризуется сравнительно длительным временем излучения — порядка 10^{-2} с. В присутствии акцепторов гидроксильных радикалов, например ионов NO_3^- , пропадают полосы OH^* и континуум излучения H_2O^* . При этом низкочастотная граница эмиссионного спектра оказывается весьма резкой — 424 ± 8 нм [41, 42]. Спектры СЛ концентрированных растворов солей содержат сильные линии соответствующих металлов. Соли заметно изменяют общий эмиссионный спектр СЛ. Например, для насыщенного аргоном водного раствора NaCl при 500 кГц D-линии Na имели интенсивность приблизительно в 6 раз выше, чем континуум при этих длинах волн. При 16 кГц интенсивность D-линии была приблизительно в 200 раз выше континуума, причем интенсивность самого континуума возрастала в 17 раз в красной области спектра и в 3 раза в максимуме [28]. Спектры СЛ высокого разрешения ($\sim 0,8$ нм) солей натрия и калия позволили зарегистрировать дублеты спектральных линий этих металлов (рис. 2б, в) [43, 44].

В недавней работе [45] Кунс с сотрудниками исследовали многопузырьковую СЛ 1 М раствора NaCl путем использования высокочувствительного охлаждаемого детектора и обнаружили значительное расширение D-линии Na по сравнению с пламенем, содержащим NaCl, в красную область спектра. Такой эффект не может быть обусловлен повышением давления в газовой фазе, что должно было бы привести к более симметричному лоренцовскому распределению [46]; асимметрия спектральной линии натрия обусловлена рэлеевским расширением [47] в красную область спектра и неравновесной эмиссией света при неупругом рассеянии излучаемого света в воде. Соответственно, эта часть спектра не может дать информацию и температуре источника излучения. Элементарные процессы диссоциации и возбуждения галогенидов MX описываются уравнением



В первом из этих процессов диссоциация и возбуждение продукта распада осуществляются в одном элементарном процессе и не стимулируются другими соударениями, т.е. процесс является первичным. Согласно выводам авторов [48], присутствующие на стенках кавитационного пузырька ионы металлов дают линейчатый спектр по механизму, аналогичному свечению примесей на стенках ударных труб. С учетом этой модели [48] нет необходимости в искусственных предположениях об образовании кумулятивных струй, как предполагают

авторы [29, 30], или микрокапель внутри кавитационного пузырька в момент его схлопывания [51].

Саслик с сотрудниками [29, 30, 52] при исследовании спектров СЛ углеводородов обнаружили эмиссию полос Свана (рис. 3), обусловленных переходом $C_2(d^3P_g - a^3P_u)$, и по их оценке колебательное и вращательное возбуждение соответствует эффективной температуре ~ 5000 К. В спектрах СЛ многих органических соединений [29, 30] в бескислородной атмосфере излучаются полосы Свана, которые аналогичны эмиссионным спектрам углеводородов в пламенах, в плазме, ударных волнах и т.д. Согласно выводам Саслика с сотрудниками, максимумы 563,6, 516,5, 473,7, 438,2 нм обусловлены переходами $d^3P_g \rightarrow a^3P_u$ с $\Delta v = -1, 0, +1, +2$ соответственно. Отметим, что определение температуры в кавитационном пузырьке на основании спектральных данных [150] всегда связано с предположением о существовании локального термодинамического равновесия между различными излучательными термами и среднемассовой температурой парогазовой смеси в кавитационном пузырьке, однако обоснование корректности такого предположения является очень сложной задачей. В недавней работе Саслик [177] осуществил более однозначную оценку максимальной температуры и давления в кавитационном пузырьке, синтезируя расчетным путем спектры излучения СЛ. При этом получены температуры порядка 3000–5000 К и давления ~ 1000 атм, однако такие условия могут быть получены не только при адиабатическом схлопывании кавитационного пузырька, но и при его электрическом пробое.

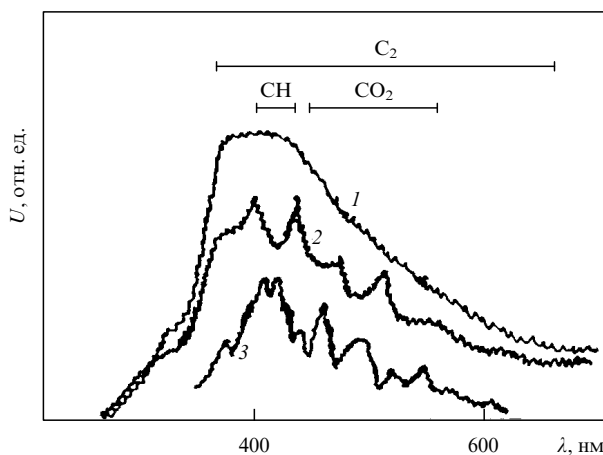


Рис. 3. Спектры СЛ некоторых органических соединений: 1 — додекан, O_2 при $4^\circ C$; 2 — додекан, смесь ($O_2 + 90\% Ar$) [52]; 3 — нитроэтан, Ar [30].

4. Основные теории, объясняющие возникновение СЛ в кавитационных полях

4.1. Тепловые теории кавитации

В настоящее время для объяснения механизма СЛ существуют две основные группы теорий: тепловые и электрические. Нолтинг и Непайрас [55] на основе анализа уравнений динамики кавитации в 1950 г. выдвинули тепловую теорию "горячего пятна", согласно

которой при адиабатическом схлопывании² кавитационного пузырька внутри него развивается температура порядка 10^4 К, и возникающее свечение является равновесным излучением черного тела. Были предложены и другие варианты тепловой теории. Согласно гипотезе Гриффинг [56], свечение в воде возникает при рекомбинации радикалов Н, ОН, образовавшихся при термической гомолитической диссоциации воды. Джармен [57] рассматривал схлопывающийся кавитационный пузырек как микроскопическую ударную трубу, в которой при сжатии пузырька ударные волны фокусируются, и свечение должно быть термическим. Таким образом, объяснялась эмиссия света в момент схлопывания газонаполненного кавитационного пузырька, сходная со свечением черного тела, термическая диссоциация паров жидкости, возникновение импульсов высокого давления и ударных волн и т.д. Наш анализ [4] голограмм работы Эбелинга [58] показал, что возникновение ударных волн в многопузырьковом ультразвуковом поле является достаточно редким процессом. Однако согласно более поздним результатам, полученным Лаутерборном для лазерной кавитации [59], ударные волны могут возникать при однократном схлопывании пузырька достаточно часто.

Уравнение Рэлея – Плесета (РП), описывающее динамику пульсации кавитационных пузырьков в несжимаемой жидкости можно представить в виде [24, 60, 61]

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

где r — радиус пузырька, ρ , σ и μ — плотность, поверхностное натяжение и вязкость жидкости, p_∞ — давление в жидкости, p_g и p_v — парциальные давления газа и пара в кавитационном пузырьке. Давление в жидкости равно

$$p_\infty = p_h - p_m \sin \omega t, \quad (3)$$

где p_h и p_m — гидростатическое давление и амплитуда звукового давления, ω — круговая частота акустических колебаний. Согласно [24, 62], сумма $p_g + p_v$ в пузырьке, радиус которого изменяется от начального r_0 до r , выражается формулой

$$p_g + p_v = \left(p_{g0} + \frac{2\sigma}{r_0}\right)\left(\frac{r_0}{r}\right)^{3\gamma} + p_s, \quad (4)$$

где γ — отношение теплоемкостей, p_{g0} и p_s — давление газа в начальном пузырьке и давление насыщенного пара при неизменной температуре жидкости T_∞ . После подстановки (3) и (4) в (2) Нолтинг и Непайрас (НН)

² Употребление термина "схлопывание" кавитационного пузырька не вполне правомочно, так как имеется в виду не истинное схлопывание, когда пузырек полностью исчезает и не остается границы его раздела с жидкостью, а лишь процесс весьма быстрого сжатия, когда радиус его достигает минимального размера, и плотность парогазовой смеси в пузырьке близка к плотности жидкости. Оставший сжатый газ, присутствующий в пузырьке, в фазе растяжения оказывается "зародышем" расширяющегося кавитационного пузырька. Истинное схлопывание кавитационного пузырька возможно либо при паровой кавитации, когда в пузырьке присутствуют только пары жидкости [9, 152], либо в полностью обезгаженной жидкости.

получили следующее дифференциальное уравнение [24, 55]:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{\rho} \left[p_h - p_m \sin \omega t - p_s + \frac{2\sigma}{r} + \frac{4\mu\dot{r}}{r} - \left(p_{g0} + \frac{2\sigma}{r_0} \right) \left(\frac{r_0}{r} \right)^{3\gamma} \right] = 0. \quad (5)$$

Однако максимальная температура в кавитационном пузырьке, полученная при расчетах по формулам РП или НН, при выводе которых использовано уравнение (4), не зависела от температуры жидкости T_∞ (рис. 1а, кривая 3). Проведенный Маргулисом и Максименко [63] анализ причины неадекватности уравнений РП и НН показал, что необходимо изменить условие равновесия на границе кавитационного пузырька при его сжатии. Вопрос об учете парциального давления пара в кавитационном пузырьке весьма важен. Действительно, для пустого кавитационного пузырька можно получить неограниченно большие температуры. В формуле (4) предполагалось, что скорость процессов испарения и конденсации бесконечно велика.

В работе [63] показано, что уравнение (4) необходимо изменить; согласно уравнению Герца – Кнудсена, критическая скорость стенки $v_{кр}$, выше которой испарением и конденсацией можно пренебречь, сравнительно невелика: при $T_\infty = 393$ К она приблизительно равна $5,8 \text{ м с}^{-1}$ [24, 168]. В средней стадии расширения скорость стенки может достигать 6 м с^{-1} и выше. В то же время средняя скорость расширения равна $2R_{\max}f$, где f — частота акустических колебаний, и, например, при максимальном радиусе пузырька $R_{\max} = 40 \text{ мкм}$ и $f = 26 \text{ кГц}$, не превышает 2 м с^{-1} . Поэтому в точке наибольшего расширения давление пара внутри него равно давлению насыщенного пара. При сжатии же кавитационного пузырька скорость его стенки значительно превышает $v_{кр}$, т.е. процессы испарения и конденсации не успевают происходить, и пар ведет себя как газ. Поэтому, как показано в [63, 142], формула (4) для суммы $p_g + p_v$ приближенно справедлива только на стадии расширения кавитационного пузырька, а при сжатии более точной является следующая формула:

$$p_g + p_v = \left[\left(p_{g0} + \frac{2\sigma}{r_0} \right) \left(\frac{r_0}{R_{\max}} \right)^3 + p_s \right] \left(\frac{R_{\max}^3}{r^3} \right)^\gamma, \quad (6)$$

где произведение в первой скобке равно давлению газа $p_{g \min}$ в пузырьке максимального радиуса R_{\max} , и выражение в квадратных скобках обозначим $p_{ад}$. Таким образом, согласно уравнению НН (5), $p_{ад} = p_{g \min}$, а более правильной является формула $p_{ад} = p_{g \min} + p_s$. При расчете максимальной температуры T_{\max} в кавитационном пузырьке при подстановке (6), вместо (4), в уравнение (5) получается зависимость T_{\max} от температуры жидкости T_∞ , соответствующая экспериментальным результатам (рис. 1а, кривая 4). Таким образом, проведенные [63] численные эксперименты показали, что на стадии "схлопывания" не успевает происходить конденсация пара; иными словами, при этом пар ведет себя так же, как и газ³.

³ В работе [71], однако, показано, что в отличие от интенсивных и умеренных акустических полей при малых пульсациях и при сравнительно медленном расширении кавитационного пузырька скорость фазовых переходов оказывается весьма большой, и парциальное давление пара соответствует p_s .

В работах [72, 142] показано, что неидеальность газа в кавитационном пузырьке является важным, а порой и решающим фактором, определяющим поведение пузырька в акустическом поле в фазе сжатия. Использовалось уравнение состояния Ван-дер-Ваальса для адиабатического сжатия пузырька. Как показали численные оценки, внутренним (ван-дер-ваальсовским) давлением газа можно пренебречь, и зависимость давления газа в кавитационном пузырьке от его текущего радиуса описывается формулой

$$p_0 \approx p_{ад} \left(\frac{R_{\max}^3}{r^3 - b_1^3} \right)^{\gamma_p}, \quad (7)$$

где $p_{ад}$ соответствует сумме в квадратных скобках формулы (6), b_1 — радиус шара, в котором распределение молекул парогазовой смеси внутри пузырька соответствует наиболее плотной упаковке, причем

$$b_1^3 = \frac{3nb}{4\pi},$$

где b — константа Ван-дер-Ваальса, n — число молей парогазовой смеси в пузырьке. Показатель адиабаты γ_p реального газа описывается формулой [142]

$$\gamma_p = \gamma + \frac{2apn}{C_V RT^2} \quad (8)$$

(здесь γ — показатель адиабаты идеального газа, a — константа Ван-дер-Ваальса, C_V — теплоемкость идеального газа, R — газовая постоянная). Расчеты [142] показали, что при "схлопывании" пузырька в не очень сильных звуковых полях ($p_m < 15 \text{ атм}$) $\gamma_p \approx \gamma$.

С учетом слагаемых, учитывающих неидеальность парогазовой смеси и медленности процессов испарения и конденсации, для фазы сжатия получим следующее модифицированное уравнение, отличающееся от уравнения НН (5), описывающее стадию сжатия кавитационного пузырька [9]:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{\rho} \left[p_h - p_m \sin \omega t + \frac{2\sigma}{r} + \frac{4\mu\dot{r}}{r} - (p_{g \min} + p_s) \left(\frac{R_{\max}^3}{r^3 - b_1^3} \right)^\gamma \right] = 0. \quad (9)$$

Пренебрегая изменением звукового давления за короткое время сжатия пузырька, считая $p(t) \sim \langle p_m \rangle$, а также пренебрегая силами вязкости и поверхностного натяжения, авторы [142] проинтегрировали (9). Минимальный радиус пузырька определяется выражением

$$r_{\min} = \left(b_1^3 + \frac{R_{\max}^3}{A^{1/(\gamma-1)}} \right)^{1/3}, \quad (10)$$

причем величина A характеризует интенсивность звукового поля. Как и в случае идеальной парогазовой смеси,

$$A = 1 + \frac{p_h + \langle p_m \rangle}{3p_{ад}}, \quad (11)$$

где $\langle p_m \rangle$ — среднее за время сжатия пузырька звуковое давление (как правило, оно значительно меньше p_m). Физический смысл формулы (10) заключается в том, что к объему пузырька, определяемому по формулам для идеального газа, необходимо добавить суммарный объем молекул газа внутри пузырька. Как следует из

(10), при $A > A_{кр} \equiv R_{max}/b_1$ (что может наблюдаться уже в умеренных звуковых полях) неидеальность газа существенно влияет на динамику пузырька. В работе [142] из условия сохранения числа частиц парогазовой смеси внутри пузырька в процессе его сжатия для $A_{кр}$ было получено следующее выражение:

$$A_{кр}^3 \approx \frac{RT_\infty}{p_{ад} b}. \quad (12)$$

Расчеты по формуле (12) показали, что при $T_\infty = 300$ К и давлении в пузырьке радиуса R_{max} , равном $p_{ад} = 1$ атм, после создания "бесконечно большого давления" пузырек в принципе не может сжаться более чем в 8,8 раз. Наиболее сильно при многопузырьковой кавитации может сжиматься пузырек пара — в 32 раза [142].

Неидеальность парогазовой смеси в пузырьке при адиабатической модели не влияет на T_{max} и p_{max} . В то же время неидеальность газа в пузырьке может существенно увеличить теплообмен между пузырьком и жидкостью по сравнению со случаем идеального газа, так как на конечной стадии сжатия, когда температура и давление в нем близки к максимальным, средняя по времени поверхность пузырька существенно увеличивается. Выражение для максимальной скорости стенки пузырька при $A < 3A_{кр}/4$ и $\gamma = 4/3$ можно представить в виде

$$\dot{r}_{max}^2 \approx \frac{2p_{ад}}{3\rho} \left[\frac{3A/4}{1 + (3A/4A_{кр})^3/4} \right]^4, \quad (13)$$

т.е. максимальная скорость стенки пузырька с учетом неидеальности газа уменьшается в $[1 + (3A/4A_{кр})^3/4]^2$ раз. В сильных звуковых полях, когда $A \gg A_{кр}$,

$$\dot{r}_{max}^2 \approx \frac{2A_{кр}^3 (p_h + \langle p_M \rangle)}{3\rho},$$

максимальная скорость не зависит от давления в резонансном пузырьке. Эти формулы справедливы до тех пор, пока можно пренебречь сжимаемостью жидкости, т.е. пока $\dot{r}_{max} < c$. Если при расчете по формулам для идеального газа $\dot{r}_{max} = c$, неидеальность газа уменьшает максимальную скорость в 2 и более раз в воздушном пузырьке [142].

Согласно работе [147], при исследовании "схлопывания" кавитационных пузырьков с учетом теплообмена максимальная температура и скорость стенки пузырька уменьшаются приблизительно в 2 раза, а максимальное давление — на порядок.

Уравнения для пульсации кавитационного пузырька с учетом сжимаемости жидкости получены Херингом и Флином [24], Кирквудом и Бете [64], а также Келером и Миксисом [65–67]. Роль сжимаемости жидкости при рассмотрении динамики пузырька оказывается существенно меньше, чем согласно уравнениям ХФ, КБ и КМ, так как учет перечисленных ранее факторов сильно занижает скорость сжатия пузырька. Во всех рассматриваемых моделях процесса "схлопывания" кавитационных пузырьков пока не удалось составить систему уравнений, одновременно учитывающих взаимодействие пузырьков, сжимаемость жидкости, деформации пузырьков, тепломассообмен и фазовые переходы в схлопывающемся пузырьке при повышенных температурах, значительно превышающих критические. Учет возникновения сверхкритических параметров и осуществ-

вления термодинамического цикла с обходом вокруг критической точки, а также скорости повышения температуры ($\dot{T}_{max} \sim 10^{10} - 10^{12}$ К с⁻¹ и непрерывного изменения массы и состава парогазовой смеси требует преодоления ряда принципиальных трудностей. В большинстве работ по динамике кавитации рассматривалась сферически симметричная задача и не учитывалось, что при быстром сжатии пузырька возникают деформации, теряется его устойчивость и он распадается на более мелкие фрагменты [68, 69].

Для учета деформаций при исследовании динамики несферических пузырьков Просперети [70] рассматривал уравнение РП (типа (2)), в котором радиус пузырька описывается суммой

$$r = \bar{r}(t) + a(t) Y_{nm}(\theta, \varphi), \quad (14)$$

где $a(t)$ — отклонение от сферического радиуса $r(t)$ по направлению нормали, $Y_{nm}(\theta, \varphi)$ — сферическая гармоническая составляющая для деформированной поверхности пузырька. Рассматривался лишь случай весьма малых искажений формы: $|a_n/r| \ll 1$. Однако даже при таком существенном ограничении уравнение (2), в котором r описывается формулой (14), оказывается весьма сложным. Таким образом, на основании численных решений пока нельзя получить с достаточной достоверностью значения максимальной температуры и давления, а также парциального давления газа, паров жидкости и продуктов их диссоциации.

4.2. Электрические теории кавитации

Электрические явления, сопровождающие кавитацию, до последнего времени относились к наименее исследованным проблемам кавитации. Левшин и Ржевкин [130] предположили, что СЛ обусловлена образованием электрических зарядов на стенках кавитационного пузырька в результате эффекта, сходного с баллоэлектрическим (эффектом Ленарда), однако теоретическая проработка гипотезы отсутствовала.

Согласно теории, выдвинутой Френкелем [131], кавитационная полость в жидкости в момент образования является линзообразной, а нескомпенсированные электрические заряды противоположного знака образуются в момент разрыва жидкости и являются следствием флуктуации распределения ионов, присутствующих в жидкости, на стенках пузырька. Флуктуация зарядов пропорциональна квадратному корню из общего числа ионов ($Cs\delta$) в образующейся кавитационной полости, и для однозарядных ионов нескомпенсированный заряд равен

$$Q = e\sqrt{Cs\delta}, \quad (15)$$

где e — заряд электрона, C — число ионов в единице объема, s и δ — сечение и толщина полости. Напряженность поля в таком конденсаторе равна

$$E = \frac{4e}{r_{п}} \sqrt{Cs\delta}, \quad (16)$$

где $r_{п}$ — радиус полости. Согласно оценке Френкеля, при $C = 10^{18}$ см⁻³, $\delta = 5 \times 10^{-8}$ см и $r_{п} = 10^{-4}$ см напряженность поля равна $E \sim 600$ В см⁻¹, что соответствует критической $E_{кр}$ при давлении в полости не выше ~ 2 кПа. Однако по теории Френкеля [131] в работе [132] было высказано несколько серьезных возражений.

1. Величина $C = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для воды излишне велика (это соответствует высокой концентрации ионов $\sim 1,7 \times 10^{-3}$ моль экв.дм $^{-3}$). Например, в воде при $\text{pH} = 7$ $C_{\text{H}^+} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $E \sim 6 \text{ В см}^{-1} \ll E_{\text{кр}}$. Для других жидкостей, в которых возникает СЛ, концентрация ионов еще на несколько порядков ниже, чем в воде, и $E \ll 1 \text{ В см}^{-1}$.

2. Для возможности пробоя и лавинной ионизации толщина полости Френкеля δ должна быть значительно больше длины свободного пробега λ в полости, но для пробоя при $E \sim 600 \text{ В см}^{-1}$ необходимо давление меньше 2 кПа, что соответствует $\lambda \sim 10^{-3} \text{ см} \gg \delta$.

3. Толщина полости $\delta \sim 5 \times 10^{-8} \text{ см}$ приблизительно равна кинетическому диаметру молекулы воды. Поэтому образование полости Френкеля возможно только в однородной жидкости, не содержащей микропузырьков — зародышей кавитации, однако в такой жидкости при умеренной интенсивности УЗ кавитация вообще не развивается.

Харви [14] без количественного обоснования связывал возникновение СЛ с образованием электрических зарядов на стенке пузырька, причем электрический пробой по его гипотезе происходит при максимальном сжатии пузырька. Эти представления также нельзя считать удовлетворительными [132], так как в момент сжатия давление, а следовательно, и $E_{\text{кр}}$ максимальны. Кроме того, напряженность поля в сферической полости, на поверхности которой равномерно распределены заряды, равна нулю.

В работе Дегруа и Бальдо [133] предполагается, что при нейтрализации анионов, адсорбированных на поверхности кавитационного пузырька, вследствие индуцированной поляризации молекул газа внутри пузырька образуется избыточное количество электронов. При быстром сжатии образуется высокий градиент плотности заряда на поверхности раздела фаз, и в пузырьке возникают микроразряды по направлению к жидкости. Согласно анализу [132], авторы [133] не оценивали напряженность поля и скорость ряда конкурирующих процессов: электропроводности, диффузии электронов, рекомбинации и т.д. Неясно также, почему на стенках пузырька, где адсорбированы одноименные анионы, возникают разные по знаку заряды. Напряженность в сферическом пузырьке, заряженном ионами одного знака, так же как и для пузырька Харви [14], равна нулю. Авторы [73, 132] показали, что работа [133] не соответствует экспериментальным данным.

В 1985 г. Маргулисом была разработана теория локальной электризации кавитационных пузырьков [74], которая соответствовала большинству экспериментальных данных (см. раздел 6.1). В связи с важностью и новизной этих представлений (многие работы опубликованы в последние 2–3 года) рассмотрим их подробнее. Основные положения этой теории сводятся к следующему. В жидкости у поверхности раздела с кавитационным пузырьком образуется двойной электрический слой. Согласно схеме Штерна–Гельмгольца, можно условно выделить близкую к поверхности плотную часть двойного слоя и более удаленную диффузную часть, где адсорбционными силами можно пренебречь и ионы могут перемещаться в жидкости. Независимо от способа создания кавитации при движении кавитационных пузырьков происходит многократное и быстрое обновление поверхности раздела фаз. Образование поверх-

ностного потенциала может быть обусловлено либо ориентационным эффектом, либо присутствием ионов примесей. Примеси могут присутствовать в столь ничтожном количестве ($\sim 7 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$), что их практически невозможно определить аналитически, они не влияют на физико-химические свойства жидкости, но участвуют в образовании поверхностного заряда. Образование двойного слоя на поверхности раздела фаз является общим свойством жидкостей (не обязательно воды).

Нескомпенсированный электрический заряд образуется в результате возникновения акустических потоков, которые смывают часть диффузного двойного слоя. Условно можно рассматривать три основных типа акустических течений: шлихтинговские мелкомасштабные вихревые потоки в вязком пограничном слое; рэлеевские потоки, масштаб которых соответствует длине звуковой волны; экартовские крупномасштабные потоки, вызванные действием звукового пучка [75]. Пульсация кавитационных пузырьков приводит к потере устойчивости их сферической формы. При этом возникают деформации и как предельный случай — расщепление пузырьков. При анализе электрических явлений необходимо рассматривать не их сферическую форму (рис. 4а), а деформации различного вида: образование радиальных (рис. 4б–г) [68] и кольцевых (рис. 4д) [159] кумулятивных струй; поверхностных "шероховатостей" (рис. 4е) [76]; возникновение чечевицеобразных (рис. 4з) [77] кавитационных пузырьков; а также их расщепление с образованием нескольких осколочных пузырьков (рис. 4и). Образование поверхностных "шероховатостей" является широко распространенным эффектом не только при создании кавитации с помощью УЗ, но и возникновении ее в гидродинамических потоках [78], при взрыве вольфрамовой нити в жидкости (рис. 4ж) [79], при воздействии пучка лазера [68] и т.д. Проведенный нами [4] анализ скоростных голографических кинокадров работы Эбелинга [58] показал, что большинство кавитационных пузырьков в УЗ поле с частотой 22 кГц деформированы и поверхности их испещрены отростками, выступами, микронеоднородностями и т.д. Была рассмотрена в общем виде электризация поверхности кавитационных пузырьков

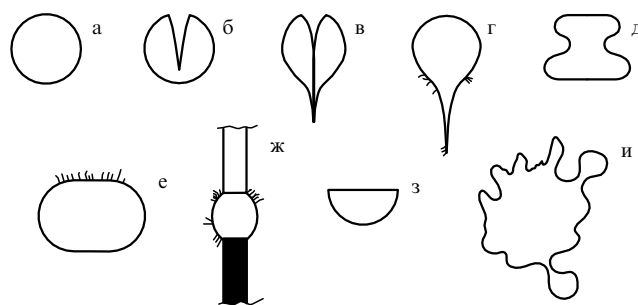


Рис. 4. Различные формы кавитационных пузырьков в жидкости: (а) сферическая; (б, в) радиальные кумулятивные струи [68]; (г) образование локальных микронеоднородностей на поверхности кумулятивных струй [68]; (д) кольцевые кумулятивные струи [69]; (е) поверхностные микронеоднородности на сплюснутых кавитационных пузырьках [76]; (ж) локальные микронеоднородности на поверхности кавитационного пузырька, образовавшегося при взрыве вольфрамовой нити [79]; (з) чечевицеобразные кавитационные пузырьки при частоте акустического поля 80 Гц [77]; (и) потеря устойчивости с образованием одного или нескольких осколочных кавитационных пузырьков.

для двух предельных случаев: их расщепления [4, 9, 27, 74, 80, 81] и деформации (без расщепления) [85, 83].

Расщепление кавитационных пузырьков сопровождается отрывом осколочного пузырька (рис. 5). Под действием потока жидкости в движение относительно поверхности раздела фаз вовлекается не весь двойной ионный слой, а лишь некоторая его часть с координатой $x > x_c$ (x_c — граница скольжения). Электрокинетический ζ -потенциал является потенциалом поверхности с координатой $x = x_c$, причем при $x < x_c$ заряды остаются у поверхности жидкости. Количество электричества, уносимое потоком с поверхности пузырька в жидкость в единицу времени (сила тока), равно [74]

$$I = \pi \epsilon \epsilon_0 \zeta \frac{r_{\text{ш}}^2}{l \mu} \Delta p, \quad (17)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, μ — коэффициент вязкости, $r_{\text{ш}}$ и l — радиус и длина шейки в момент расщепления пузырька. Для фрагментации пузырька акустическому полю необходимо преодолеть перепад давлений [81]

$$\Delta p = \frac{\sigma}{r_{\text{ш}}} + \frac{16}{3} \pi^2 f^2 a^2 r \frac{r^3}{r_{\text{ш}}^2} + 12 \pi \mu a f \frac{r}{r_{\text{ш}}^2} + \frac{Q^2}{8 \pi^2 \epsilon \epsilon_0 r_{\text{ш}}^2 l^2}, \quad (18)$$

где f и a — частота и амплитуда акустических колебаний, Q — нескомпенсированный электрический заряд. В формуле (18) слагаемые в правой части соответствуют преодолению силы поверхностного натяжения, давления для создания возмущения поверхности пузырька, а также преодолению стоковской силы и электростатического отталкивания одноименных зарядов на стенках стягивающейся шейки пузырька соответственно. Эти эффекты затрудняют фрагментацию кавитационного пузырька, и в результате их преодоления накапливается энергия, часть которой в конечном счете может преобразоваться в энергию электрического разряда. Нескомпенсированный заряд равен

$$dQ = (I - i) dt, \quad (19)$$

причем должно соблюдаться условие для тока проводимости

$$i \leq \frac{Q}{2 \epsilon \epsilon_0 \lambda_0} \frac{r_{\text{ш}}}{\delta},$$

где δ — эффективная толщина двойного слоя, λ_0 — электропроводность жидкости. В работе [81] получено следующее уравнение для процесса зарядки и одновременно стока зарядов вследствие электропроводности:

$$dQ = \left[\frac{\pi \epsilon \epsilon_0 \zeta}{\mu l} \left(\sigma r_{\text{ш}} + \frac{16}{3} \pi^2 f^2 a^2 r^3 + 12 \pi \mu a f r \right) + \frac{\zeta Q^2}{8 \pi \mu l^3} - \frac{Q}{2 \epsilon \epsilon_0 \lambda_0} \frac{r_{\text{ш}}}{\delta} \right] dt. \quad (20)$$

Аналитическое решение этого уравнения можно представить в виде [81]

$$Q \approx \frac{A}{2C} \exp \left(-\frac{C}{2} t \right), \quad (21)$$

где введены следующие обозначения:

$$A \equiv \frac{\pi \epsilon \epsilon_0 \zeta}{\mu l} \left(\sigma r_{\text{ш}} + \frac{16}{3} \pi^2 f^2 a^2 r^3 + 12 \pi \mu a f r \right),$$

$$C \equiv \frac{1}{2 \epsilon \epsilon_0 \lambda_0} \frac{r_{\text{ш}}}{\delta}.$$

Заряд на поверхности шейки расщепляющегося кавитационного пузырька в момент ее разрыва сорбируется на небольшом пятне, радиус которого приблизительно равен радиусу шейки $r_{\text{ш}}$. Нормальная составляющая напряженности электрического поля непосредственно у заряженного пятна на поверхности основного или осколочного пузырька равна [81]

$$E_n = \frac{Q(0)}{2 \pi \epsilon_0 r_{\text{ш}}^2}. \quad (22)$$

В момент расщепления кавитационного пузырька нескомпенсированный электрический заряд на шейке делится пополам между двумя фрагментами (см. рис. 5). Проведенные расчеты показали, что при $t = 0$ заряд "пятна" на кавитационном пузырьке $Q(0) = 8,5 \times 10^{-14}$ Кл, локальная плотность заряда, отнесенная к сечению шейки, $\langle \sigma(0) \rangle = 2,8 \times 10^{-2}$ Кл \cdot м $^{-2}$. Характерное время стока зарядов за счет электропроводности $2,8 \times 10^{-7}$ с оказывается значительно меньше периода акустических колебаний. Время развития электрического пробоя можно оценить из уравнения движения электрона под действием постоянной электрической силы ($-eE_{\text{кр}}$), причем его скорость изменяется на длине

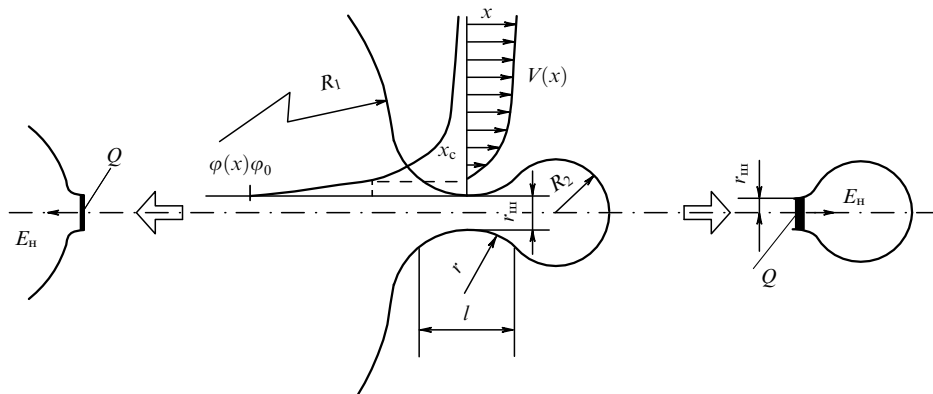


Рис. 5. Схема изменения поверхностного потенциала, напряженности и локального заряда при расщеплении кавитационного пузырька.

свободного пробега λ от 0 до $eE\tau/m_e$, где m_e — масса электрона, τ — время между соударениями электрона. Тогда время пробоя [169]

$$\tau_{\text{пр}} \sim 10\tau \approx 10\sqrt{\frac{2m_e\lambda}{eE_{\text{кр}}}}.$$

При $\lambda = 10^{-7}$ м и $E_{\text{кр}} = 3 \times 10^6$ В м⁻¹ получим $\tau_{\text{пр}} \sim 10^{-11}$ с. Таким образом, характерное время электрического пробоя, определяемое временем развития электронной лавины, на много порядков меньше характерного времени релаксации заряда в результате электропроводности.

Критическая напряженность электрического поля $E_{\text{кр}}$ зависит от природы газа в кавитационном пузырьке, давления в пузырьке $p = p_g + p_v$, его временной фазы, температуры T , влажности δ_0 (или p_s) и т.д. Эту зависимость можно выразить формулой [84]

$$E_{\text{кр}} = E_{\text{кр}}^0 \frac{(p/p_n)^m (T/T_n)^n}{K_\delta}. \quad (23)$$

Здесь $K_\delta \sim 0,9$, $m = n = 1$, $E_{\text{кр}}^0$ соответствует "нормальным" условиям проведения эксперимента: давлению $p_n = 1$ атм, температуре $T_n \sim 293$ К и абсолютной влажности воздуха $\delta_0 = 11$ г м⁻³. Для типичных параметров кавитационных пузырьков в воде при 20 кГц напряженность электрического поля $E_n = 1,5 \times 10^9$ В м⁻¹, что на много порядков превышает критическую ($E_{\text{кр}} \sim 3 \times 10^6$ В м⁻¹). Так как $E_{\text{кр}}$ пропорциональна p (закон Таундсена), электрический разряд в кавитационном пузырьке может осуществляться с высокой вероятностью даже при сотнях атмосфер. При этом длина свободного пробега λ много меньше минимального радиуса r_{min} пузырька, и выполнится еще одно условие для возникновения лавинной ионизации:

$$\lambda \ll r.$$

Деформация кавитационных пузырьков развивается уже при весьма малых звуковых давлениях [82] и, как показано в работах [83, 85, 87], она сопровождается поверхностной электризацией. Типы деформации первоначально сферической формы кавитационных пузырьков весьма разнообразны (см. рис. 4), и максимальный электрический заряд образуется вблизи поверхности с наибольшей кривизной. Для общего решения задачи достаточно рассмотреть всего два случая [153]:

1) локальные возмущения, при которых сечение получающегося возмущения по мере удаления от невозмущенной поверхности уменьшается; поверхность такого возмущения аппроксимируется параболоидом вращения;

2) локальные возмущения, при которых образуется перетяжка (шейка) между первоначальным и осколочным пузырьком; поверхность такого возмущения можно аппроксимировать однополостным гиперболоидом вращения.

Обычно одновременно образуется несколько возмущений, однако можно рассматривать всего одно, на котором возникает наибольшая напряженность электрического поля и наиболее вероятен электрический пробой. Потенциал U поверхности возмущения равен ψ , причем $\psi > \zeta$, но, занижая результат, можно считать, что $U \sim \zeta$. На конце возмущения потенциал $U_0 \sim \mu_n(\beta)\zeta$, где $\mu_n(\beta)$

— коэффициент усиления потенциала в точке наибольшей кривизны [83].

Деформации в форме параболоида вращения с радиусом основания $r_n \ll r$ широко распространены. Для системы координат (x, z) , при которой конец выступа возмущения (точка O) совпадает с началом координат, осесимметричное сечение параболоида описывается формулой: $z = ax^2$, где ось z совпадает с осью параболоида. Электрический потенциал в точке O , создаваемый элементом заряда $dQ = \sigma_0 dS$ на элементе поверхности возмущения dS , в точке (x, z) равен [83]

$$dU_0 = \frac{\sigma_0 dS}{4\pi\epsilon\epsilon_0\sqrt{x^2 + z^2}}, \quad (24)$$

где σ_0 — поверхностная плотность заряда. Потенциал в точке O

$$U_0 = \frac{\sigma_0}{\epsilon\epsilon_0 a} (\sqrt{1 + a^2 r^2} - 1) = \frac{\sigma_0 r_n^2}{\epsilon\epsilon_0 H} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{H}{r_n}\right)^2} - 1 \right),$$

где H — высота выступа. Таким образом, при $H \gg r_n$

$$\sigma_0 = \frac{\epsilon\epsilon_0 \zeta \mu_n}{r_n},$$

где $\mu_n(H/r_n)$ — коэффициент, учитывающий увеличение потенциала на конце параболоида вследствие неравномерного распределения зарядов. Напряженность E_0 в точке наибольшей кривизны — на конце параболоида (в точке O) — складывается из напряженности от параболоида E_n и напряженности от оставшейся части пузырька, которая вычисляется как напряженность сферы E_c за вычетом напряженности E_d , создаваемой в точке O диском. Расчеты показали, что при $H \gg r$ напряженность поля от диска $E_d \ll E_c \sim E_n$. Поэтому [83]

$$E_0 \approx E_c + E_n \approx \frac{\epsilon\zeta}{r} \left(\frac{1}{1 + (H/r)^2} + \frac{\mu_n r}{r_n} \right). \quad (25)$$

Таким образом, максимальная напряженность, которая создается на конце возмущения, определяется радиусом пузырька r , размерами возмущения r_n и H , электрокинетическим потенциалом и диэлектрической проницаемостью жидкости. В принципе E_c и E_n могут быть соизмеримы. Отметим, что максимальная напряженность получается при минимальных r_n и r и максимальной ϵ . В случае образования кумулятивной струи, направленной внутрь кавитационного пузырька (рис. 4б, в), максимальная напряженность в точке наибольшей кривизны — на конце параболоида — описывается формулой (25). Но для точки O внутри сферы $E_c = 0$. Поэтому при возмущении, направленном внутрь кавитационного пузырька, напряженность оказывается значительно меньшей, чем при кумулятивной струе, направленной наружу. Согласно [83], напряженности электрического поля при деформации кавитационного пузырька оказываются значительно ниже, чем при его расщеплении. Электрический пробой пузырька, насыщенного воздухом, возможен в фазе расширения, когда давление в нем ниже атмосферного:

$$p_g + p_v \leq \frac{E_0}{E_{\text{кр}}} \cdot 760 = \frac{4,1 \times 10^5}{3 \times 10^6} \cdot 760 = 104 \text{ мм рт. ст.}$$

Электрический пробой, например, аргона возможен при давлении в кавитационном пузырьке около 620 мм рт. ст., так как для аргона $E_{кр}^0 \sim 5 \times 10^5 \text{ В м}^{-1}$, т.е. ниже, чем для воздуха. Для фазы сжатия (без схлопывания) пробой кавитационного пузырька, насыщенного воздухом, возможен даже при повышенном давлении $p_g + p_v \leq 8,2 \text{ атм}$.

Деформации в форме гиперboloида вращения возникают при образовании шейки минимального радиуса $r_{ш}$ и длины l между основным и осколочным пузырьками. Этот процесс всегда предшествует расщеплению пузырька, и поэтому вероятность его велика. Авторы [85] для определения электрического потенциала на поверхности шейки кавитационного пузырька использовали метод Ламе [86]. При этом потенциал поля у поверхности шейки должен задаваться функцией параметра $r_{ш}$: $U = U(r_{ш})$ и удовлетворять уравнению Лапласа $\Delta U = 0$. Напряженность электрического поля, создаваемая шейкой пузырька в точке (x, y, z) у ее поверхности в газовой фазе, равна [85]

$$E(r_{ш}, d) \approx \frac{Qd}{4\pi\epsilon_0 r_{ш}^2}, \quad (26)$$

где d — расстояние от начала координат до касательной плоскости к рассматриваемой поверхности в точке (x, y, z) . Формула (26) учитывает неравномерность распределения заряда на поверхности шейки и позволяет получить напряженность в любой ее точке вблизи места максимального сужения. Потенциал на поверхности шейки [85]

$$U = \frac{Q\sqrt{c^2 - r_{ш}^2}}{4\pi\epsilon_0 l c} \left[\ln \frac{c + \sqrt{c^2 - r_{ш}^2}}{r_{ш}} \right] + \zeta. \quad (27)$$

Заряд на поверхности шейки равен

$$Q = 2\pi(\epsilon - 1)\epsilon_0 l \zeta \kappa \frac{R_0}{r}, \quad (28)$$

где параметр κ , характеризующий кривизну поверхности шейки:

$$\kappa = \sqrt{\frac{1 + 4(R_0^2 - r_{ш}^2)^2}{R_0^2 l^2}}.$$

Таким образом [85],

$$E_{\max} = \frac{(\epsilon - 1)\zeta \kappa R_0}{2r}. \quad (29)$$

Перед фрагментацией кавитационного пузырька образуется шейка с относительно большой длиной l и малым граничным радиусом R_0 ; в воде $\kappa \approx 1,04$, $Q \approx 1,9 \times 10^{-15} \text{ Кл}$, $E_{\max} \approx 4 \times 10^5 \text{ В м}^{-1} \ll E_{кр}$ и электрический пробой маловероятен. Для кольцевых кумулятивных струй $Q \approx 4 \times 10^{-15} \text{ Кл}$, $E_{\max} \approx 2 \times 10^7 \text{ В м}^{-1}$ и вероятность электрического пробоя шейки велика.

Наибольшие локальные напряженности поля возникают при весьма малых размерах возмущения кавитационного пузырька, трудно разрешимых, например, с помощью оптического микроскопа. Полученные результаты позволяют предложить еще один механизм локальной электризации кавитационных пузырьков и соответственно возникновения СЛ, который было бы трудно предположить априори. В результате пульсаций кавита-

ционных пузырьков в течение многих периодов в акустическом поле возможно возникновение на их поверхности микроскопических возмущений, представляющих собой точки локализации максимальной напряженности электрического поля, в которых создаются микрозаряды.

До последнего времени отсутствовали какие-либо предположения и относительно механизма так называемой предпороговой СЛ [87]. Можно полагать, что эмиссия слабого свечения в жидкости до порога возникновения развитой кавитации ($\sim 10^{-3} \text{ Вт см}^{-2}$) является результатом электрических микрозарядов в них вследствие образования локальных микроскопических возмущений на поверхности при длительной пульсации кавитационных пузырьков без их фрагментации.

Сдвиг фазы СЛ и возникновение ее в обоих полупериодах акустических колебаний при насыщении озвучиваемой жидкости ксеноном, который наблюдали в [88], можно объяснить различными механизмами электризации кавитационных пузырьков [85]: часть из них подвержена электрическому пробое при образовании локальных деформаций на стадии расширения пузырьков, а другая — при их расщеплении в процессе сжатия.

5. Однопузырьковая СЛ

5.1. Основные особенности однопузырьковой СЛ

До настоящего раздела мы анализировали работы по "обычной", многопузырьковой кавитации и СЛ. В этом разделе мы будем рассматривать результаты многочисленных исследований по однопузырьковой СЛ, начало которым было положено открытием Крамом с сотрудниками [13, 22] стабильной однопузырьковой СЛ. При создании однопузырьковой кавитации первоначально в фокальной зоне образуется сгусток пульсирующих кавитационных пузырьков, к которому постепенно в результате действия силы Бьеркнеса притягиваются пульсирующие синфазно остальные пузырьки, и через короткий промежуток времени образуется стабильный (по фазе и интенсивности соновспышек), длительно пульсирующий (вплоть до нескольких часов) одиночный кавитационный пузырек. Однопузырьковая СЛ оказалась весьма чувствительной к звуковому давлению, концентрации и природе растворенного газа, природе жидкости, ее температуре и другим параметрам. Значительные отличия однопузырьковых систем от многопузырьковых впервые были обнаружены и исследованы Барбером и Патерманом [23, 89, 160], и они сводятся к следующим.

1. Длительность соновспышки весьма мала.
2. Однопузырьковая СЛ очень чувствительна к добавкам минимальных количеств благородных газов.
3. Спектр однопузырьковой СЛ имеет многие принципиальные отличия от спектров СЛ кавитационного поля.
4. Максимальная температура в кавитационном пузырьке может достигать 25 000–50 000 К [12], 100 000 К или даже выше [124] и удовлетворительно совпадает с соответствующим спектром свечения черного тела. Свечение СЛ одиночного кавитационного пузырька значительно интенсивнее, чем при многопузырьковой СЛ, оно имеет синий цвет и его можно наблюдать неадаптированным глазом [11].
5. Момент излучения соновспышки соответствует минимальному радиусу кавитационного пузырька.

6. В однопузырьковых системах создаются весьма мощные ударные волны [11].

Первой из фундаментальных проблем при изучении СЛ и кавитации является исследование электрической или тепловой природы СЛ в многопузырьковых и однопузырьковых кавитационных полях. Вторая фундаментальная проблема состоит в том, чтобы понять, имеют ли обычная и однопузырьковая СЛ общую природу или они в принципе различны, хотя оба типа свечения создаются УЗ волнами.

СЛ одиночного пузырька без его расщепления может возникать лишь при его пульсации, синхронизированной симметричными колебаниями камеры. Так как деформация сферической формы кавитационного пузырька в однопузырьковой камере достаточно мала и максимальное отношение большой оси к меньшей эллипсоидального пузырька в процессе сжатия не превышает 2,0 [11], роль электрических эффектов на его поверхности, по видимому, невелика; однако эти вопросы требуют дальнейшего исследования. Можно полагать, что свечение одиночного пузырька, в принципе, имеет тепловую природу, в то время как ансамбль кавитационных пузырьков дает люминесцентное, "холодное" излучение.

Тепловой механизм однопузырьковой СЛ, в принципе, можно описать уравнениями динамической теории кавитации. Можно вспомнить, что эти уравнения выведены для одиночного кавитационного пузырька, т.е. для системы, когда взаимодействием пузырьков можно пренебречь. Поэтому тепловая теория кавитации, после ряда весьма существенных уточнений (см. ниже), может быть применима к однопузырьковым системам, и предварительно основной физический и математический аппарат можно считать достаточно разработанным (см. раздел 4.1). Рассмотрим более подробно обнаруженные к настоящему времени экспериментально особенности однопузырьковой СЛ.

5.2. Длительность соновспышки однопузырьковой СЛ

Длительность соновспышки t_c при однопузырьковой СЛ исследовалась рядом авторов. Согласно выводам [11, 161], $t_c < 50$ пс, а по заключению Морана с сотрудниками [143] $t_c < 12$ пс. В экспериментах [143] использовалась стрик-камера с высоким временным разрешением (около 10 пс), однако полученные результаты требуют уточнения, так как согласно [11, 125] при малых световых потоках, характерных для СЛ, в [143] определялась не длительность соновспышки, а длительность "шумового" импульса. Результаты экспериментального определения t_c весьма важны для разработки механизма возникновения СЛ. Ряд теоретических работ [113–115, 118, 119, 124, 158] и др. направлен на то, чтобы обосновать механизм возникновения столь коротких соновспышек (см. раздел 6). Авторы [161] измеряли временные характеристики соновспышки в однопузырьковой системе с помощью ФЭУ и получили время нарастания и спада сигнала (0,5 и 1,4 нс). Они оказались меньше полученных нами [112] для многопузырьковой СЛ величин: 1 и 8 нс соответственно⁴,

что приводит к длительности соновспышки на половине интенсивности, как измеряли и авторы [161], $t_c < 3$ нс.

При проведении экспериментов с ФЭУ авторы [161] вместо источника однопузырьковой СЛ использовали излучение импульсного лазера с длительностью вспышки $t_L = 34$ пс и получили на экране осциллографа приблизительно ту же картину. На основании этого они пришли к выводу о том, что длительность соновспышки меньше 50 пс. Однако это заключение недостаточно обосновано. Действительно, проведем мысленный эксперимент: в качестве контрольного источника света используем импульсный лазер достаточной мощности с $t_L \sim 1$ фс; тогда вследствие длительного времени развития электронной лавины на динодах ФЭУ мы, естественно, получим идентичные формы импульсов СЛ и лазера. Но это не дает оснований для неправильного заключения о том, что $t_c < 1$ фс!

Наиболее надежные эксперименты по определению длительности однопузырьковой соновспышки провели Гомпф с сотрудниками [125], которые в качестве контрольного источника использовали излучение УФ лазера с достаточно малой длительностью импульса ($t_L \sim 0,3$ пс) и с помощью усовершенствованной регистрирующей системы с двумя ФЭУ и многоканальным анализатором определили время разрешения системы ~ 30 пс, что оказалось значительно меньше, чем t_L (в отличие от работы [161]). Это существенное отличие позволило определить длительность соновспышки однопузырьковой СЛ при различных условиях эксперимента. При малой концентрации растворенного газа и малом звуковом давлении СЛ одиночного пузырька не видна невооруженным глазом и $t_c \sim 100$ пс, а при звуковом давлении 1,25 атм и концентрации кислорода $C_g = 3,3\%$ $t_c = 260$ пс [125], т.е. приблизительно на порядок меньше, чем время разрешения импульса с помощью обычного ФЭУ (порядка 1–3 нс для многопузырьковой СЛ [112, 161]). С учетом более поздних работ [54, 125, 162, 163] можно считать, что время соновспышки в однопузырьковой системе равно 100–350 пс в зависимости от концентрации растворенного газа. Естественно, при малой концентрации газа свечение очень слабое, и с помощью приборов можно зарегистрировать лишь "вершину" импульса СЛ. Поэтому более четкой является регистрация длительности вспышки однопузырьковой СЛ при повышенной (в определенных пределах) концентрации газа.

Авторы [49, 91] без достаточных на то оснований считают, что время t_c характеризует СЛ, зарегистрированную как в обычных кавитационных полях, так и в однопузырьковых системах, однако для такого рода выводов нет экспериментальных доказательств. Для ответа на вопрос, является ли однопузырьковая СЛ самостоятельным эффектом или это обычная СЛ, при которой пульсирует один кавитационный пузырек, Джири и Аракери [170] предприняли изучение длительности соновспышек при многопузырьковой СЛ, однопузырьковой СЛ, а также при режиме "СЛ нескольких кавитационных пузырьков" (a few bubbles sonoluminescence) [183]. Авторы [170] использовали режим однопузырьковой СЛ для "калибровки" длительности импульсов соновспышек и показали, что переход от однопузырьковой СЛ к СЛ нескольких пузырьков сопровождается резким увеличением длительности светового импульса — в 180 раз, причем измерения показали, что

⁴ Авторы [161] ошибочно цитировали наши работы [31, 48, 96, 164] с указанием, что мы определили время соновспышки $t_c < 10$ мкс. Однако в наших работах речь идет о многопузырьковой СЛ и длительностях меньше 10 нс (см. выше). Кроме того, если считать длительность соновспышки на половине интенсивности, то, согласно нашим экспериментам, для многопузырьковой СЛ $t_c < 3$ нс.

при больших звуковых давлениях $t_c = 10$ нс, а при малых — $t_c = 70,6$ нс. Существенно, что в отличие от однопузырьковой СЛ форма импульса становится несимметричной (резкий подъем и медленный спад, как и в нашей работе [112]). При повышенном звуковом давлении наблюдается значительное расширение линий в спектре многопузырьковой СЛ, например D-линии Na.

Вениджер с сотрудниками [155] исследовали СЛ одиночного кавитационного пузырька, соприкасающегося с твердой поверхностью. Свойства такого полусферического пульсирующего пузырька оказались промежуточными между многопузырьковым кавитационным полем и одиночным левитирующим пузырьком (по интенсивности СЛ, по спектрам углеводородов и т.д.).

Таким образом, к настоящему времени имеется много экспериментальных доказательств того, что однопузырьковая СЛ является самостоятельным физическим эффектом.

5.3. Спектры однопузырьковой СЛ

Основные отличия спектра СЛ однопузырьковых систем от спектров СЛ, излучаемой ансамблем кавитационных пузырьков, заключаются в следующем:

- спектр простирается от 700 до 190 нм и далее в УФ область [89] (рис. 6);

- интенсивность эмиссионного спектра одиночного кавитационного пузырька, содержащего He, Ne, Ar, непрерывно возрастает по мере уменьшения длин волн до 200 нм [89];

- в спектрах однопузырьковой СЛ воды, в которой растворены He или Ar, наблюдается монотонное возрастание интенсивности при уменьшении длины волны пропорционально $\sim \lambda^{-2,5}$; а для раствора Xe зарегистрирован широкий максимум ~ 300 нм [134];

- в спектре однопузырьковой СЛ воды при разрешении 1 нм отсутствуют какие-либо линии: OH^* , рекомбинационные полосы $\text{H} + \text{OH}$ и др. [89] (можно сравнить рис. 6 и 2а);

- в спектре однопузырьковой СЛ при сонолизе водного раствора NaCl отсутствует наиболее сильная полоса — D-линия Na (рис. 6) [49, 50]⁵;

- в спектре однопузырьковой СЛ додекана [90], насыщенного ксеноном (в отличие от многопузырьковой СЛ [29, 30, 52]), отсутствуют полосы Свана, которые излучаются возбужденными молекулами углерода.

Эти экспериментальные факты позволяют считать, что однопузырьковая СЛ имеет иную природу, чем "обычная" многопузырьковая СЛ. Барбер и Патерман пришли к выводу о том, что монотонный характер спектра однопузырьковой СЛ обусловлен излучением черного тела, и он принципиально отличается от спектров многопузырьковой СЛ, содержащей многие интенсивные эмиссионные полосы [11]. Например, авторы [29, 30, 41–44] получили спектры многопузырьковой СЛ воды, водных растворов, углеводородов и т.д., содержащие многие из указанных выше характерных полос (см.

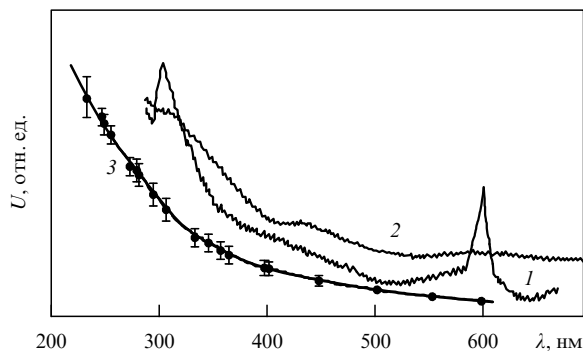


Рис. 6. Спектры СЛ: 1 — водный раствор NaCl в обычном кавитационном поле; 2 — водный раствор NaCl в фокусированной однопузырьковой системе [49]; 3 — вода в однопузырьковой системе (точки) и спектр излучения черного тела при 25 000 К (линия) [89].

раздел 3). Спектры многопузырьковой СЛ ни в коей мере не являются спектрами излучения черного тела, и механизм неравновесного, люминесцентного излучения образующихся внутри пульсирующих кавитационных пузырьков возбужденных атомов, молекул, радикалов обсуждался в разделе 3.

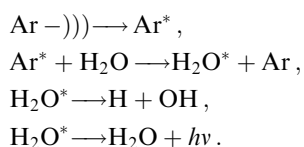
Ряд исследователей [49, 91] не усматривает принципиальной разницы в механизмах возникновения одно- и многопузырьковой СЛ. Чтобы установить "мостик" между этими процессами, они предпринимают попытки найти условия, когда свойства однопузырьковых систем практически не отличаются от обычных, многопузырьковых: например, при удалении кавитационной области от излучателя, при насыщении определенным газом и т.д. Естественно, при малых звуковых давлениях спектр многопузырьковой СЛ оказывается сглаженным, размытым, в нем отсутствуют четко выраженные полосы OH^* и др. Поэтому в этих условиях, конечно, его нельзя сравнивать со спектром однопузырьковой СЛ. Разумеется, эти экспериментальные данные не дают оснований для выводов о подобии многопузырьковой и однопузырьковой СЛ. С другой стороны, при определенных условиях, например, при импульсном фокусированном УЗ и при многопузырьковой кавитации, возможно получить достаточно высокие температуры. Например, Франческуто с сотрудниками [92] на фокусирующей установке получили $T \sim 37000$ К (при расчете температуры по спектру излучения черного тела).

5.4. Влияние добавок инертных газов на однопузырьковую СЛ

Концентрация растворенного газа в однопузырьковой камере оказывает значительное и пока не вполне ясное влияние на поток U [11, 157]. При уменьшении газосодержания C_g от 75 % до 16 % от насыщенной концентрации растворенного воздуха U возрастает более чем в 10 раз [157]. При очень малой C_g однопузырьковая СЛ вообще отсутствует [11]; по мере увеличения C_g возрастает ширина импульса t_c СЛ [125]: при $C_g = 0,5$ мг дм^{-3} (это соответствует ~ 10 мм рт. ст.) U весьма мало; по мере увеличения C_g U возрастает, СЛ становится видна невооруженным глазом, возрастает длительность соновспышки, и, наконец, при C_g , близкой к насыщенной концентрации газа в воде при атмосферном давлении,

⁵ В работе [49] исследовалась однопузырьковая СЛ в 0,1 М растворе NaCl, в то время как в работах по спектрам многопузырьковой СЛ наиболее интенсивная полоса — D-линия Na наблюдалась при значительно более высокой концентрации NaCl — порядка 2 М. Поэтому целесообразно провести дополнительные исследования спектров однопузырьковой СЛ в концентрированных растворах NaCl.

возникает обычная многопузырьковая кавитация и соответствующая многопузырьковая СЛ. Можно отметить, что при многопузырьковой СЛ по мере уменьшения газосодержания U убывает [4]. При "обычной" многопузырьковой СЛ U непрерывно возрастает в ряду: $\text{He} < \text{Ne} < \text{Ar} < \text{Kr} < \text{Xe}$ [9] по мере уменьшения ионизационного потенциала $I_{\text{и}}$ (или потенциала возбуждения $I_{\text{в}}$) добавляемых в раствор газов. Схему происходящих при этом процессов, которые осуществляются в кавитационных пузырьках при электрическом пробое, можно представить в следующем виде [4]:



Таким образом, при многопузырьковой кавитации первоначально осуществляется возбуждение добавляемых инертных газов, которые затем, в результате ударов второго рода Франка–Герца, передают возбуждение молекулам воды. Добавляемые He или Ne , обладающие высокими $I_{\text{и}}$ и $I_{\text{в}}$ (больше, чем соответствующие параметры H_2O), не могут участвовать в перезарядке или передаче возбуждения. Поэтому при многопузырьковой кавитации концентрация H_2O^* максимальна при насыщении воды Xe .

При однопузырьковой СЛ добавка благородного газа совершенно иначе влияет на поток СЛ. Например, добавление $\sim 1\%$ He , Ar или Xe к N_2 , O_2 или очищенному от аргона воздуху резко увеличивает интенсивность СЛ (приблизительно на два порядка). Однако дальнейшее увеличение концентрации инертного газа сравнительно немного уменьшает U — в 1,5–2 раза [11, 134]. Таким образом, в отличие от многопузырьковой, при однопузырьковой СЛ наблюдалась экстремальная зависимость U от концентрации добавленного газа. Кроме того, при добавлении He получается максимальный поток однопузырьковой СЛ и максимальная спектральная температура. Пока трудно объяснить все имеющиеся экспериментальные результаты.

Бренер с сотрудниками [144] предположили, что в одиночном кавитационном пузырьке при добавлении к воздуху аргона осуществляются реакции с участием азота и кислорода с образованием оксидов азота, которые реагируют с избытком воды с образованием $\text{HNO}_2 + \text{HNO}_3$, необратимо удаляются из пузырька и замещаются аргоном в результате его выпрямленной диффузии. Максимальная температура в момент наибольшего сжатия одиночного кавитационного пузырька, в отличие от многопузырьковых кавитационных полей, может достигать 50 000 К [11], 130 000 К [144] или даже выше. При таких высоких температурах с высокой вероятностью осуществляется диссоциация молекул O_2 , H_2 , H_2O , а также ионизация. Согласно формуле Саха, при нормальной плотности воздуха при 10^5 К наиболее вероятно 2–3-кратная ионизация. Поэтому присутствующие в пузырьке ($\text{N}_2 + \text{O}_2$) в течение нескольких периодов превращаются в оксиды азота, которые затем в присутствии избытка воды образуют ($\text{HNO}_2 + \text{HNO}_3$). При этом одиночный кавитационный пузырек является весьма эффективным химическим реактором, в котором осуществляются звукохимические превращения, отличающиеся от процессов в "обычных" кавитационных

полях [9, 182]. Однако для обоснования такого предположения необходимо ответить на ряд дополнительных вопросов:

— в связи с тем, что в воздухе содержатся 78 % N_2 и 21 % O_2 , после израсходования всего O_2 , по стехиометрии должно быть более 63 % свободного N_2 ;

— неясно, как осуществляются процессы накопления благородного газа в других системах: в чистом кислороде, чистом азоте и т.д.;

— выпрямленная диффузия является медленным процессом, и даже если полностью заменить воздух аргоном, за счет изменения γ максимальная температура может увеличиться приблизительно в 1,5 раза, а плотность потока термического излучения — всего в $1,5^4 \approx 5$ раз, поэтому остается неясной причина возрастания U приблизительно на 2 порядка.

Для ответа на эти вопросы, по нашему мнению, можно предложить следующую уточненную модель. В кавитационном пузырьке, содержащем кислород и пары воды (без азота), образуется H_2O_2 . В однопузырьковой системе углеводороды расщепляются с образованием атомов и ионов (в отличие от многопузырьковой кавитации и, например, реакций в разрядной трубке). Этим, по нашему мнению, объясняется отсутствие полос Свана [90] в спектре однопузырьковой СЛ углеводородов. Для осуществления таких процессов необходимы весьма высокие температуры — 10^5 К и выше. Иначе объяснить особенности спектров однопузырьковой СЛ пока не представляется возможным.

Выпрямленная диффузия первоначально присутствующих и добавляемых благородных газов может медленно изменять состав газов в одиночном пузырьке. Таким образом, в стационарном состоянии в течение небольшого числа периодов в одиночном кавитационном пузырьке "выжигаются" почти все попадающие газы и вещества с высокой упругостью насыщенного пара. Остаются неизменными лишь благородные газы и присутствующие в большом избытке пары воды. После этого, несмотря на малую концентрацию добавляемого благородного газа в жидкости (около 1%), практически скачкообразно создается стационарный состав одиночного кавитационного пузырька, заполненного главным образом благородным газом и парами воды.

Эффект сравнительно небольшого уменьшения U при высокой концентрации растворенного в воде благородного газа может быть связан с устойчивостью пульсации одиночного кавитационного пузырька, так как при максимальной концентрации газа, близкой к насыщенной при атмосферном давлении, пузырек теряет устойчивость, деформируется и расщепляется, что приводит к возникновению "обычной" многопузырьковой кавитации.

Для объяснения максимума ~ 300 нм при однопузырьковой СЛ ксенона, по нашему мнению, целесообразно предположить, что однопузырьковая СЛ осуществляется в два последовательных этапа: сначала происходит свечение черного тела, причем на этом этапе любые газы или пары жидкости светятся одинаково; а затем, после весьма быстрого понижения температуры возникает люминесцентное свечение благородных газов.

Наибольшая интенсивность свечения соответствует газам с максимальным ионизационным потенциалом, которые за время пребывания при высокой температуре "накопили" максимальную энергию возбуждения. При

этом излучательная дезактивация благородных газов определяется значениями I_n и I_b соответствующего газа; максимальная температура и интенсивность излучения характерны для гелия, а последовательность уменьшения U : $He > Ne > Ar > Kr > Xe$ является обратной по сравнению с многопузырьковой кавитацией. При обосновании предложенной модели необходимо учитывать, что время между соударениями частиц в момент наибольшего сжатия пузырька много меньше, чем время соновспышки. Поэтому время тушения электронно-возбужденных состояний определяется не временем жизни этих состояний ($\sim 10^{-8} - 10^{-4}$ с), а процессами дезактивации при соударениях, т.е. оно очень мало.

5.5. Максимальная температура в одиночном кавитационном пузырьке

Фаза и интенсивность однопузырьковой СЛ весьма стабильны в течение длительного времени [11]. Авторы многих работ предпринимали попытки определить максимальную температуру в схлопывающемся одиночном кавитационном пузырьке и получили значения, различающиеся на несколько порядков: 2500 К [13], 100 000 К [181], 50 000 К [11], 130 000 К [144], $3,5 \times 10^8$ К [166, 124] и т.д. Гринланд [12], рассматривая уравнения состояния и уравнения динамики кавитационных пузырьков, содержащих реальные газы, пришел к выводу о том, что паргазовая смесь внутри схлопывающегося пузырька приобретает высокое давление и сравнительно низкую температуру — не более 20 000–40 000 К. Поэтому автор [12] считает, что однопузырьковая СЛ является не высокотемпературным эффектом, а эффектом высокого давления, и основной вопрос заключается в том, почему одиночный кавитационный пузырек является настолько холодным. В связи с этим он полагает, что однопузырьковая СЛ может оказаться тестовой системой для исследований в области физики высоких давлений. Однако эта гипотеза не может объяснить многих экспериментальных фактов:

- причину различий между однопузырьковой и многопузырьковой СЛ (см. раздел 5.1).

- спектр однопузырьковой СЛ значительно отличается от спектров ударно сжатых жидкостей; например, в спектре бензола при давлении несколько сотен килобар [178] наблюдаются ярко выраженные полосы Свана;

- влияние добавок $\sim 1\%$ инертных газов на однопузырьковую СЛ.

Многие экспериментальные факты по однопузырьковой кавитации можно объяснить только на основании предположения о возникновении весьма высоких температур, значительно более высоких, чем при многопузырьковой кавитации.

Крам [50] предположил, что особенности однопузырьковых систем связаны с симметричностью акустического поля и затрудненностью асимметричного сжатия кавитационного пузырька и возникновения деформаций. Однако, по нашему мнению, существует еще один, более важный фактор: подводимая к пузырьку энергия в однопузырьковой системе, может быть *на много порядков выше*, чем в обычных стационарных кавитационных полях [95]. Пренебрежем линейным поглощением акустической энергии в жидкости, и будем считать, что основное поглощение при многопузырьковой кавитации осуществляется пузырьками резонансного размера r_{res} .

Время роста кавитационных пузырьков до r_{res} определяется средним числом пульсаций i . Поэтому можно считать, что средняя акустическая энергия E_1 , подводимая к одному резонансному кавитационному пузырьку в многопузырьковой системе за период, равна $E_1 = Wi/n_\infty Vf$. Акустическая энергия, подводимая к одному пузырьку, в однопузырьковой системе равна $E'_1 = W/f$. Поэтому

$$\frac{E'_1}{E_1} = \frac{n_\infty V}{i}, \quad (30)$$

где n_∞ — стационарная концентрация кавитационных пузырьков, V — объем кавитационного поля W — акустическая мощность. В обычных кавитационных полях n_∞ может изменяться от 10^3 до 10^6 см $^{-3}$ [62, 96] в зависимости от условий. В фокальной области интенсивность УЗ может возрастать в $10^3 - 10^6$ раз [97, 98], и это не является пределом. При умеренных интенсивностях величина i не превышает 10 [4]. Поэтому в соответствии с формулой (30) E'_1/E_1 может возрасть на 5 (!) порядков, и это может привести к качественным отличиям в физике пульсирующих пузырьков [95]; однако при этом необходимо уточнить, какая часть энергии, подводимой к одиночному кавитационному пузырьку, поглощается.

Реальность приведенных оценок концентрации энергии в одном кавитационном пузырьке и достижение высоких температур можно установить хотя бы из того факта, что поток СЛ от одиночного стабильно пульсирующего кавитационного пузырька виден невооруженным глазом и значительно превышает поток СЛ ансамбля многих тысяч пузырьков кавитационного поля. Отметим, что использование современной лазерной техники при экспериментальном исследовании движения кавитационного пузырька в однопузырьковой камере позволило установить значительно более эффективное растяжение кавитационного пузырька до больших размеров и более быстрое его сжатие [11] по сравнению со сжатием пузырьков в многопузырьковом кавитационном поле.

При теоретическом исследовании движения одиночного кавитационного пузырька используют обычные уравнения динамики кавитации. Однако возникает парадоксальная ситуация: максимальное звуковое давление не может превышать 1,5 атм 6 (или 0,7 Вт см $^{-2}$), так как это — предел устойчивости кавитационного пузырька в однопузырьковой камере [13]. В то же время необходимо объяснять высокотемпературные эффекты, происходящие *при температурах, которые, в принципе, недостижимы* при 0,3–0,7 Вт см $^{-2}$. Например, по расчетам Крама с сотрудниками [13] максимальная температура в кавитационном пузырьке ~ 2500 К. Согласно многочисленным публикациям, интенсивности 0,3–0,7 Вт см $^{-2}$ оказываются *ниже порога кавитации* в отстоявшейся воде (порядка нескольких атмосфер) и, тем более, в

⁶ При исследовании кавитационных процессов в однопузырьковой системе обычно используют удобную в экспериментальной практике величину звукового давления на поверхности камеры, однако более правильно было бы указывать трудно определяемое звуковое давление в центре камеры, у поверхности кавитационного пузырька. Тогда этот параметр более точно отражал бы физические особенности процесса, и кроме того, экспериментальные данные, полученные при различной конфигурации и размерах установки, были бы сопоставимы.

дегазированной воде [62]. Выводы о том, что при звуковом давлении 0,9–1,5 атм создаются ударные волны, нереальны, так как для возникновения даже слабых ударных волн в воздушном кавитационном пузырьке необходимы звуковые давления более 6 атм [9, 165]. Ситуация осложняется еще и тем обстоятельством, что если бы и удалось расчетным путем получить при $0,7 \text{ Вт см}^{-2}$ столь высокие температуры, давления, ударные волны и т.д. для однопузырьковой системы, те же параметры должны были бы получиться и для каждого из $10^3 - 10^5$ (!) пузырьков в 1 см^3 обычного кавитационного поля, и, следовательно, должны были бы наблюдаться те же эффекты, что и для однопузырьковой СЛ. А это противоречит всем имеющимся экспериментальным результатам, так как не позволяет объяснить отличия однопузырьковой СЛ от многопузырьковой (см. раздел 5.1). Таким образом, необходимо объяснить причину особенностей однопузырьковой СЛ, когда при низких интенсивностях УЗ ($\sim 0,5 \text{ Вт см}^{-2}$) возникают высокотемпературные эффекты, которые отсутствуют (или весьма слабо выражены) в многопузырьковых акустических полях даже при высоких интенсивностях ($\sim 100 \text{ Вт см}^{-2}$).

Некоторые авторы, например [166, 167], пытаются вычислять максимальную температуру, оценивать вероятность возникновения ударных волн и т.д. при однопузырьковой кавитации, не замечая особенностей однопузырьковой СЛ по сравнению с многопузырьковой. Авторы [167] вычисляли температуру, используя не обычные уравнения динамики кавитации, а общие уравнения сохранения массы и момента импульса с добавлением ряда граничных условий. При этом, в принципе, не должны получаться результаты, существенно отличающиеся от "традиционных" методов, когда используются уравнения динамики кавитации, так как при их выводе использовались те же уравнения сохранения массы, момента импульса и т.д. Существенно только то, что задавая давление пара p_v как функцию от T_∞ , т.е. как постоянную величину, авторы [167] естественно получили высокую температуру — более 10^5 К . В работах [166, 171] таким же образом получены величины $354 \times 10^5 \text{ К}$ и $6 \times 10^9 \text{ атм}$. Результаты этих расчетов обусловлены тем, что, как известно, для пустого кавитационного пузырька получаются бесконечно большие T_{max} и \dot{r}_{max} . Учет парциального давления пара и его соответствие формуле (6) на стадии сжатия и формуле (4) на стадии расширения совершенно необходим, так как, во-первых, скорости испарения и конденсации невелики, и уже при скоростях стенки больше 6 м с^{-1} они не успевают происходить, и пар ведет себя, как обычный газ. Во-вторых, при $p_s = 0$ или $p_s = \text{const} \ll p_h$, и T_{max} и, соответственно, СЛ и другие физико-химические эффекты в пузырьке не зависят от температуры жидкости [63], что противоречит экспериментальным результатам. В [172] нет конкретных расчетов максимальной температуры, и поэтому предложенное авторами объяснение однопузырьковой СЛ неубедительно.

Анализ парадоксальной ситуации при исследовании однопузырьковой СЛ привел авторов работы [145] к выводу *нового уравнения динамики одиночного кавитационного пузырька в поле сферической гармонической звуковой волны с учетом наиболее важных факторов: фокусировки звукового поля, неидеальности газа внутри пузырька, различной зависимости парциального*

давления паров жидкости (воды) для стадии расширения и сжатия кавитационного пузырька и частичного поглощения пузырьком энергии падающей на него звуковой волны. Рассматривались колебания кавитационного пузырька в поле, создаваемом в сферической камере радиуса R_k акустическим излучателем с полем давления на поверхности камеры, которое описывается уравнением (3). Тогда на одиночный кавитационный пузырек падает сферическая волна с амплитудой

$$p_{\text{пад}} = \frac{p_m R_k}{r} \exp(ikr),$$

где i — мнимая единица, $k = \omega/c$ — волновое число (при многопузырьковой кавитации естественно $p_{\text{пад}} = p_m$). С учетом отраженной волны звуковое давление на поверхности нелинейно пульсирующего одиночного кавитационного пузырька при $kr \ll 1$ представляется следующим образом:

$$p_1(r) = p_m R_k (1 - G)k + p_m R_k \frac{G}{r}, \quad (31)$$

где $G(r)$ — безразмерный параметр, характеризующий степень поглощения пузырьком падающей на него акустической волны. Точную зависимость $G(r)$ можно определить, решая сложную нелинейную задачу. Приближенно при однопузырьковой кавитации, в отличие от "обычной", амплитуду звукового давления можно описать суммой двух слагаемых, одно из которых является функцией отношения R_k/r . Проведенные оценки показали, что при обычных экспериментальных условиях (радиус камеры $\sim 3 \text{ см}$, $\omega \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$) первое слагаемое в (31) и p_m оказываются одного порядка при $G < 0,5$. В то же время, даже когда радиус кавитационного пузырька приближается к максимальному, второе слагаемое в выражении для звукового давления на поверхности одиночного кавитационного пузырька при $G \approx 1$ оказывается значительно больше p_m . С учетом зависимости $G(r)$ вместо уравнения НН (5) или модифицированного уравнения (9) для описания однопузырьковой кавитации следует использовать следующее, более сложное дифференциальное уравнение [145]:

$$\ddot{r} + \frac{3}{2} \dot{r}^2 + \frac{1}{\rho} \left\{ p_h - \left[p_m R_k k (1 - G(r)) + p_m R_k \frac{G(r)}{r} \right] \sin \omega t + \frac{2\sigma}{r} + \frac{4\mu \dot{r}}{r} - (p_g + p_v) \right\} = 0, \quad (32)$$

где сумма $p_g + p_v$ определяется формулой (4) при растяжении пузырька и (6) при его сжатии.

Резонансный характер поглощения звука пузырьками исследовался экспериментально во многих работах и в настоящее время общепринят. На основании многочисленных экспериментов естественно полагать, что одиночный кавитационный пузырек может поглощать большую часть подводимой к нему акустической энергии в момент, когда его размер близок к резонансному (или когда собственная частота колебаний пузырька близка к частоте поля); при этом $G \rightarrow 1$ [145]. Согласно [173], резонансные кавитационные пузырьки поглощают звук значительно сильнее, чем рассеивают.

Анализ экспериментальных данных, приведенных в [173, 179], показал, что эффективное сечение поглощения акустической энергии одиночным кавитационным пузырьком от частоты можно описать гауссовской кривой

с максимумом, соответствующим резонансной частоте пузырька с полушириной распределения $\sim \omega_0/\beta$ [145], где аппроксимация данных [173, 179] приводит к коэффициенту $\beta = 20$. Ультразвуковое свечение всплывающих одиночных кавитационных пузырьков в цилиндрическом резонаторе исследовали Саксена и Найборг [106]. Согласно результатам [106], можно полагать, что полуширина распределения приблизительно равна $\omega_0/2$. Считая, что при изменении радиуса кавитационного пузырька его резонансная частота ω_0 изменяется согласно формуле Минаерта:

$$\omega_0(r) = \sqrt{\frac{3\gamma(p_g + p_v)}{\rho r^2}}, \quad (33)$$

авторы [145] аппроксимировали $G(\omega/\omega_0)$ в общем виде экспонентой с максимумом при $\omega_0 = \omega$ и полушириной распределения ω_0/β :

$$G\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) \approx 1 \cdot \exp\left(-\frac{\beta|\omega - \omega_0|}{\omega_0}\right) \approx \\ \approx 1 \cdot \exp\left(-\beta\left|\frac{r\omega}{\sqrt{3\gamma(p_g + p_v)/\rho}} - 1\right|\right), \quad (34)$$

причем давление парогазовой смеси в пузырьке описывали для растяжения и сжатия формулами (4) и (6) соответственно. При расчете параметров кавитационного пузырька в однопузырьковой сферической камере при малых звуковых давлениях, когда можно пренебречь сжимаемостью жидкости и использовать, например, уравнение НН, необходимо решать следующее дифференциальное уравнение:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{\rho}\left\{p_h + \frac{2\sigma}{r} + \frac{4\mu\dot{r}}{r} - (p_g + p_v)\right\} - \frac{p_M R_k k \sin \omega t}{\rho} \times \\ \times \left\{1 - \exp\left(-\beta\left|\frac{r\omega}{\sqrt{3\gamma(p_g + p_v)/\rho}} - 1\right|\right)\right\} + \\ + \frac{1}{kr} \exp\left(-\beta\left|\frac{r\omega}{\sqrt{3\gamma(p_g + p_v)/\rho}} - 1\right|\right)\right\} = 0. \quad (35)$$

Численное интегрирование (35) показало, что практически в течение всего времени движения пузырька на него действует звуковое давление $p'_a = p_M R_k k$, однако коротковременно (когда он достигает приблизительно резонансного размера), один или два раза за период звуковое давление достигает 100–1000 атм. Проведенные в работе [145] расчеты по новым уравнениям динамики одиночного кавитационного пузырька с учетом фокусировки, зависимости поглощения акустической энергии от радиуса кавитационного пузырька (35) при учете давления паров жидкости по уравнениям (4) и (6) получается максимальный теоретический радиус $R_m \approx 86$ мкм (рис. 7), который оказался близок к экспериментальному, полученному Крамом [13], ≈ 80 мкм и Барбером и Паттерманом [11] ~ 70 мкм (рис. 8). Полученная теоретически максимальная скорость стенки одиночного кавитационного пузырька 1400 мс^{-1} (рис. 7д) оказалась близка к максимальной скорости, зарегистрированной авторами работы [11], — 1300 мс^{-1} . Коэффициент поглощения достигает максимальной величины $G(r) \sim 1$ дважды за период колебаний (рис. 7б).

Однако необходимо исключить из рассмотрения пузырьки очень малого радиуса, так как формулу

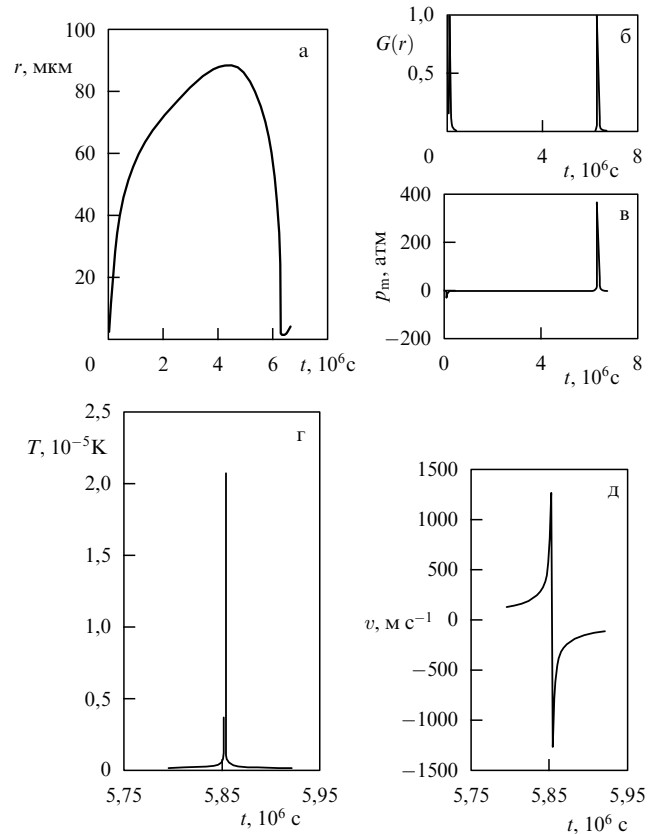


Рис. 7. Зависимость радиуса одиночного воздушного кавитационного пузырька в воде (а), коэффициента поглощения (б), давления в жидкости на поверхности пузырька (в), температуры в кавитационном пузырьке (г) и скорости стенки пузырька (д) от времени при расчете по уравнению (35) и учете давления пара по формулам (4) и (6) [145]; параметры поля: $f = 26$ кГц, давление на поверхности камеры $p_M = 1,0/\pi = 0,31$ атм, $r_0 = 2$ мкм.

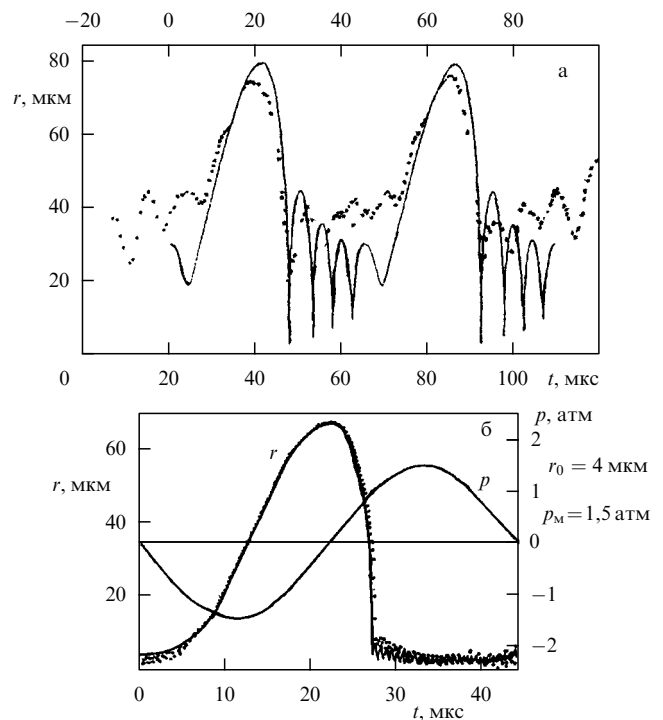


Рис. 8. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) зависимости радиуса одиночного кавитационного пузырька от времени по данным авторов [13] (а) и [11] (б).

Минаэрта можно приближенно применять, когда радиус кавитационного пузырька больше толщины термодиффузионного слоя в жидкости; при $T_\infty = 20^\circ\text{C}$ в воде он равен 11 мкм [184]. В случае более высокого звукового давления необходимо учитывать сжимаемость жидкости и совместно с формулами (31), (34) проводить численное интегрирование уравнения Келера–Миксиса. Полученная теоретически [145] зависимость $r(t)$ (рис. 9) полностью совпадает с экспериментальной [11]. При учете сжимаемости жидкости максимальная скорость стенки пузырька $\sim 2,3 \text{ км с}^{-1}$. Минимальное давление (в жидкой фазе) соответствует фазе расширения пузырька, а максимальное — фазе сжатия, и в результате фокусировки достигает 100–1000 атм (рис. 7в и 9г). Максимальная температура $\sim (2-3) \times 10^5 \text{ К}$ достигается в момент наибольшего сжатия пузырька (рис. 7г, 9е).

Полученные в [145] результаты позволяют считать, что в центре однопузырьковой камеры при возникновении однопузырьковой СЛ образуется своего рода акустическая "черная дыра" которая, обладая размерами, много меньшими длины звуковой волны, кратковре-

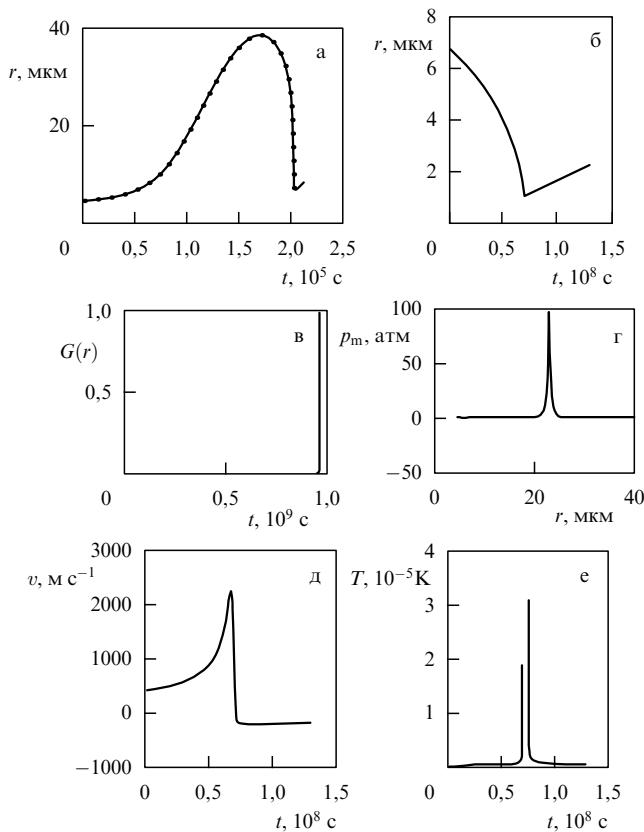


Рис. 9. Зависимость радиуса одиночного воздушного кавитационного пузырька в воде от времени (точками обозначена экспериментальная и теоретическая зависимость $r(t)$, полученная в работе [11]) (а) и (б), коэффициента поглощения от времени (в) и давления в жидкости на поверхности пузырька p_m (г) от его радиуса при расчете по уравнению (35), скорости стенки пузырька от его радиуса (д) и температуры в пузырьке от времени (е). $r(t)$ определялся на основе расчета системы уравнений (31), (34) и уравнения КМ; учет давления пара проводили по формулам (4) и (6) [145]. По сравнению с рис. 8 дополнительно учитывалась сжимаемость жидкости и то, что формула Минаэрта применима при $r > 15 \text{ мкм}$ [184]. Параметры поля: $f = 26,5 \text{ кГц}$, давление на поверхности камеры $p_m = 1,325/\pi = 0,42 \text{ атм}$, $r_0 = 4,5 \text{ мкм}$.

менно поглощает значительную часть ее энергии. При этом основной "удар" акустического поля осуществляется один или два раза за период, в зависимости от величины резонансного радиуса (кстати, здесь важно соотношение размера "черной дыры" не с длиной волны, а с резонансным радиусом пузырька). Существование аналогичных эффектов в цилиндрическом резонаторе (иногда наблюдаются два или больше одиночных кавитационных пузырьков вдоль оси фокусирующего устройства [163] на расстояниях, когда они не могут эффективно взаимодействовать) объясняется в рамках предложенной теории. Согласно [145], можно полагать, что для возникновения однопузырьковой СЛ необходимо соблюдение по крайней мере двух условий: создание сфокусированной гармонической акустической волны и обеспечение устойчивости сферической формы кавитационного пузырька. Введение дополнительных кавитационных пузырьков, которые могут взаимодействовать с пульсирующим одиночным пузырьком, и других элементов, нарушающих симметрию, прекращает эффект эмиссии однопузырьковой СЛ.

Таким образом, в работе [145] предложен механизм эффективного концентрирования акустической энергии, который позволяет теоретически из новых уравнений динамики пузырька получить высокие величины T_{max} и \dot{r}_{max} , даже с учетом реального давления пара в пузырьке, при амплитуде звукового давления $\sim 1 \text{ атм}$. Эти результаты позволили объяснить причину различия многопузырьковой и однопузырьковой кавитации и, соответственно, СЛ. При этом оказывается возможным в процессе однопузырьковой кавитации при $p_m \sim 1 \text{ атм}$ объяснить возникновение весьма высоких температур, давлений, скорости движения стенки кавитационного пузырька, и, следовательно, возникновение высокотемпературного свечения, тормозного излучения, ударных волн и т.д.

Столь высокая концентрация энергии позволяет предположить возможность создания в будущем акустической пузырьковой камеры, в которой внутри одиночного кавитационного пузырька могут достигаться даже термоядерные температуры, когда возможно осуществление реакций ядерного синтеза, например $D + T$ [9, 95, 100, 101, 124, 140]. Сжатие газовой мишени с помощью звукового давления, по нашему мнению, было бы даже более естественно, чем с помощью лазерного излучения [146]. Вместе с тем не исключена возможность их совместного использования. Хотя физика и техника УЗ развивается приблизительно втрое дольше, чем лазерная техника, современное состояние и темпы технического прогресса в этих областях трудно даже сравнивать. Поэтому возникновение новых научных и технических направлений, несомненно, должно способствовать прогрессу в акустике и смежных областях.

5.6. Ударные волны в кавитационном поле

Гипотеза о возникновении ударных волн и соответственно высоких локальных температур при "схлопывании" кавитационных пузырьков, в том числе и одиночного пузырька, рассматривалась многими исследователями. Голографическим методом при многопузырьковой кавитации зарегистрированы ударные волны в жидкости [58, 59] и показано, что такого рода процессы обычно сопровождают "схлопывание" кавитационных пузырьков. Для многопузырьковой кавита-

ции при достаточно высоком звуковом давлении они являются частыми событиями. Скорости растяжения и сжатия одиночного кавитационного пузырька оказались возможным исследовать с помощью лазерной интерферометрии [137], и измеренная с точностью до 20 % максимальная скорость стенки пузырька при его сжатии оказалась равной 350 мс^{-1} . Барбер с сотрудниками [11] при максимальной интенсивности УЗ на поверхности однопузырьковой камеры ($1,45 \text{ Вт см}^{-2}$) с большей точностью получили скорость сжатия одиночного кавитационного пузырька на заключительном этапе $\dot{r}_{\text{max}} \approx 1300 \text{ мс}^{-1}$. Необходимо указать, что в общем случае возможны два механизма создания ударных волн в кавитационном поле.

1. Ударная волна образуется в жидкости в результате возникновения высоких давлений на границе кавитационного пузырька с жидкостью в момент его наибольшего сжатия. Однако такая ударная волна, в общем, не может являться причиной возникновения мощной СЛ, так как волна распространяется в жидкости, а не в пузырьке.

2. Во время "схлопывания" кавитационного пузырька внутри него образуется ударная волна, которая движется к центру пузырька.

При изучении многопузырьковой кавитации чаще всего рассматривался первый механизм [148], так как пока нет надежных экспериментальных методов определения скорости стенки кавитационного пузырька в многопузырьковом кавитационном поле. Численные расчеты Хиклинга и Плесета [149] показывают, что если максимальное давление внутри пузырька $p_{\text{max}} > 10^3 \text{ атм}$, отношение расстояния, в котором образуется ударная волна, к минимальному радиусу пузырька оказывается $\sim 5-6$. При малых звуковых давлениях волна конечной амплитуды, движущаяся от пузырька, оказывается слабой, и расстояние от центра пузырька, на котором образуется ударная волна, достаточно велико. Расчеты по обычным уравнениям динамики кавитации показали, что при звуковых давлениях $\sim 1-2 \text{ атм}$ и $p_{\text{ад}} \geq 2 \times 10^{-2} \text{ атм}$, когда создается однопузырьковая СЛ, ударная волна вообще не должна образовываться. Действительно, для адиабатического сжатия пузырька из формул (10) и (11) получим

$$p_{\text{max}} \approx p_{\text{ад}} \left(\frac{p_h + \langle p_M \rangle}{p_{\text{ад}}} (\gamma - 1) \right)^{\gamma/(\gamma-1)},$$

где $p_{\text{ад}}$ определяется из (6), причем p_{max} уменьшается при увеличении γ . Согласно уравнению НН (5), давление $p_{\text{max}} \sim 10^3 \text{ атм}$ в сжатом пузырьке должно наблюдаться уже при умеренных звуковых давлениях. Однако при правильном учете зависимости давления пара от радиуса пузырька при его сжатии (см. (6)) $p_{\text{ад}} = p_{\text{g min}} + p_s > p_s$, и p_{max} оказывается значительно меньше. Учет только теплопроводности уменьшает p_{max} на порядок [147]. Численные оценки показывают, что достижение давлений $> 10^3 \text{ атм}$ внутри сжатого кавитационного пузырька при многопузырьковой кавитации возможно только при звуковом давлении $> 10-15 \text{ атм}$, что согласуется с экспериментальными данными [57, 59].

При однопузырьковой кавитации зарегистрированы весьма мощные ударные волны [11]: на расстоянии $\sim 1 \text{ мм}$ от пузырька амплитуда ударной волны составляла 3 атм, причем время нарастания импульса $< 10 \text{ нс}$

определялось разрешающей способностью гидрофона ($\sim 10 \text{ нс}$), время убывания $\sim 30 \text{ нс}$. Даже при отсутствии поглощения при $r_{\text{max}} = 0,5 \text{ мкм}$ интенсивность ударной волны на поверхности пузырька $\sim 6000 \text{ атм}$ [11]. В действительности ударная волна поглощается весьма сильно, например, импульс давления для гармоники 300 МГц убывает на расстоянии 1 мм примерно в 10^4 раз [11].

При исследовании второго механизма рассматривается образование ударной волны внутри кавитационного пузырька. Гипотеза о возникновении ударных волн в одиночном кавитационном пузырьке и локальном повышении температуры парогазовой смеси внутри него поддерживается многими исследователями, так как в рамках этой модели проблема весьма коротких импульсов СЛ решается естественно — временем излучения из локальной максимально сжатой области ударной волны [124, 128, 151, 154]. При этом делается естественное предположение о том, что ударная волна возникает, когда скорость стенки кавитационного пузырька становится сверхзвуковой (для газа), и далее используется приближенное уравнение Гудерлея [174] для сильной сходящейся сферической ударной волны. Однако относительно модели ударных волн необходимо высказать некоторые замечания.

1. Максимальная скорость стенки пузырька при звуковых давлениях $\sim 1 \text{ атм}$ оказывается меньше скорости звука в газовой фазе в начальный момент времени, и, тем более, скорости звука c_g в пузырьке в процессе его сжатия (так как $c_g \sim T^{1/2} \sim r^{-3(\gamma-1)/2}$ и при $\gamma = 4/3$ $c_g \sim r^{-1/2}$). Действительно, считая газ в пузырьке идеальным, пренебрегая вязкостью и поверхностным натяжением (что занижает максимальную скорость), из (13) получим

$$\dot{r}_{\text{max}}^2 \approx \frac{2p_{\text{ад}}}{3\rho} \left(\frac{A}{\gamma} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \xrightarrow{\gamma=4/3} \frac{2p_{\text{ад}}}{3\rho} \left(\frac{p_h + \langle p_M \rangle}{4p_{\text{ад}}} \right)^4.$$

Увеличение γ до $5/3$ уменьшает показатель степени с 4 до 2,5 и значительно уменьшает максимальную скорость. При обычных условиях для воды ($T_0 = 300 \text{ К}$, $p_v = 0,0025 \text{ атм}$) и звуковом давлении $p_M = 1,325 \text{ атм}$ (при этом в процессе адиабатического сжатия $\langle p_M \rangle \leq 0,3 \text{ атм}$) и гидростатическом давлении $p_h = 1 \text{ атм}$, получим, что $\dot{r}_{\text{max}} \approx 218 \text{ мс}^{-1}$. Учет только теплопроводности занижает максимальную скорость стенки пузырька в 2 и более раз [147]. Дополнительный учет вязкости, неидеальности парогазовой смеси и т.д. приводит к тому, что при многопузырьковой кавитации при $p_M = 1,3 \text{ атм}$ максимальная скорость стенки пузырька оказывается меньше 100 мс^{-1} .

2. Надо также учитывать, что для формирования ударной волны необходима определенная длина, на которой "опрокидывается" фронт волны конечной амплитуды, и ширина фронта ударной волны составляет несколько длин свободного пробега. Поэтому ударная волна при движении возмущения к центру пузырька может "не успеть" сформироваться (по крайней мере, это надо доказывать отдельно).

Использование нового уравнения динамики одиночного кавитационного пузырька (35) позволяет получить скорости стенки пузырька $\sim 1300 \text{ мс}^{-1}$ и больше [145]. Таким образом, вопрос о возможности образования ударных волн внутри одиночного кавитационного пузырька при этом становится актуальным.

Таблица Экспериментальные факты и их соответствие тепловой теории и теории локальной электризации кавитационного пузырька* для многопузырьковой СЛ [9]

Экспериментальные факты	Тепловые теории	Теория локальной электризации	Литература
1. Максимум вероятности соновспышек при $\langle r \rangle \sim 0,8(R_{\max})$	–	+	[31]
2. СЛ и звукохимические реакции при $f \sim 100$ Гц; отсутствие схлопывания кавитационных пузырьков	–	+	[32, 77, 102]
3. Значительное отличие спектров СЛ от континуума излучения черного тела	–	+	[41–44, 52, 53]
4. Быстрое уменьшение интенсивности D-линии Na при увеличении скважности между импульсами УЗ	–	+	[9, 28]
5. СЛ при $T_{\infty} \sim T_{\text{кип}}$ и $p_h \sim p_v$	–	+	[25]
6. СЛ при быстром вакуумировании системы	–	+	[8, 9]
7. СЛ в постоянном электрическом поле и при электролизе	±	+	[103, 104]
8. Электрические импульсы в кавитационном поле	±	+	[105]
9. УЗ свечение в ртути и в расплавах металлов	–	+	[8, 18, 19]
10. СЛ в очень вязких жидкостях и в полимерах в момент начала их плавления	–	+	[8, 9]
11. СЛ и звукохимические реакции при весьма низких интенсивностях УЗ (порядка 10^{-3} Вт см $^{-2}$)	–	+	[87]
12. Отсутствие образования H $_2$ O $_2$ при работе импульсных установок адиабатического сжатия и синтез NO в этих условиях; образование H $_2$ O $_2$ и NO при создании электрических разрядов в воде	–	+	[108, 107]
13. Случайное время эмиссии соновспышки	–	+	[31]
14. Вспышки СЛ в фазе, когда $\langle r \rangle = 0,8R_{\max}$	–	+	[176]
15. Тушение СЛ; линейная зависимость эффективности тушения U/U_T от концентрации добавки	–	+	[4, 8, 44, 109]
16. Зависимость U/U_T от структуры тушителя; возрастание U/U_T при повышении его $T_{\text{кип}}$	–	+	То же
17. Увеличение эффективности подавления скорости звукохимической реакции при повышении $T_{\text{кип}}$ добавки	–	+	[9, 110]
18. СЛ-люминесцентное, холодное свечение (на основании пунктов 15–17)	–	+	[111]

* Символ + обозначает соответствие теории, – обозначает несоответствие, ± обозначает, что трудно привести теорию в соответствие с результатами экспериментов.

6. Общий анализ экспериментальных и теоретических результатов

6.1. Механизм многопузырьковой СЛ

В работе [112] определены следующие важные энергетические параметры вспышек многопузырьковой СЛ в УЗ поле при частоте 20 кГц:

- 1) общее число соновспышек за 1 с $N \approx 2,5 \times 10^5$ с $^{-1}$;
- 2) энергия средней соновспышки $\langle E \rangle \sim 3,3 \times 10^4$ эВ;
- 3) энергия интенсивной соновспышки $E_{\max} \sim 1,3 \times 10^5$ эВ;
- 4) светоакустический КПД $\eta_{\text{са}} \sim 4,4 \times 10^{-11}$;
- 5) более 70 % светового потока излучается соновспышками с энергиями $1,3 \times 10^4 - 1,3 \times 10^5$ эВ;
- 6) длительность соновспышки при интенсивности $U/2$ около 3 нс.

Для объяснения механизма возникновения многопузырьковой СЛ наиболее разработанными и обоснованными можно считать тепловую теорию и теорию локальной электризации. Исследование электрической или тепловой природы СЛ в многопузырьковых кавитационных полях является первой из фундаментальных проблем в этой области. В таблице рассмотрены основные экспериментальные данные, которые различным образом согласуются с тепловой теорией и теорией локальной электризации.

В рамках тепловых теорий трудно объяснить возникновение многопузырьковой СЛ и звукохимических реакций при малых интенсивностях УЗ (порядка 10^{-3} Вт см $^{-2}$); при высоких температурах жидкости ($T_{\infty} \sim T_{\text{кип}}$); при пониженном гидростатическом давлении,

когда разность $p_h - p_v$ мала; при высокой вязкости среды. При $T_{\infty} \sim T_{\text{кип}}$ и $p_h \sim p_v$ становится невозможным "схлопывание" кавитационных пузырьков, так как значительно более вероятным процессом является их рост. При очень малых интенсивностях УЗ и при предельно высоких вязкостях среды амплитуды пульсации пузырьков оказываются ничтожно малыми, и "схлопывание" в этих условиях невозможно даже теоретически. На рисунке 10 представлена полулогарифмическая зависимость максимального повышения температуры ΔT_{\max} в кавитационном пузырьке от амплитуды звукового давления и вязкости жидкости, полученная теоретически в результате расчетов даже по модифицированному уравнению РП⁷ (9). Область экспериментальных условий, где осуществляются СЛ и звукохимические реакции, заштрихована [9].

Согласно результатам, представленным в таблице и на рис. 10, тепловые теории возникновения СЛ и других высокоэнергетических эффектов в обычных многопузырьковых кавитационных полях могут рассматриваться лишь в очень узком диапазоне экспериментальных условий (в треугольнике ABC на рис. 10); в остальных условиях тепловая теория и ее модификации являются неадекватными, так как на их основе невозможно получить температуры выше ~ 2000 К, чтобы могла возник-

⁷ Модифицированное уравнение РП дает завышенное значение ΔT_{\max} , так как оно не учитывает многих факторов, приводящих к понижению температуры в схлопывающемся кавитационном пузырьке: тепломассообмен, сжимаемость жидкости, взаимодействие между соседними пульсирующими пузырьками, деформацию кавитационных пузырьков и др.

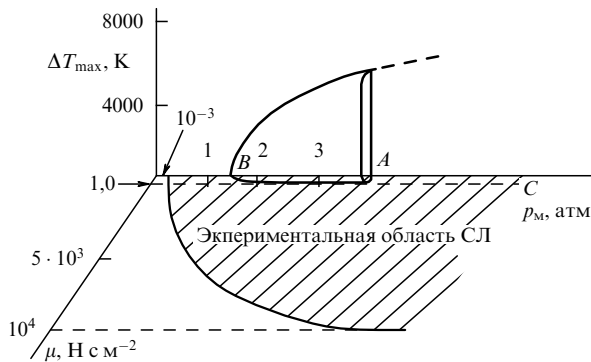


Рис. 10. Зависимость максимального повышения температуры в кавитационном пузырьке от амплитуды звукового давления и вязкости жидкости (получено теоретически путем расчетов по модифицированному уравнению РП (9)); область экспериментальных условий, где СЛ и звукохимические реакции зарегистрированы, заштрихована [9].

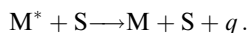
нать СЛ. Условия для кавитационного пузырька внутри однопузырьковой системы попадают в треугольник ABC на рис. 10.

Пункты 15–18 таблицы требуют некоторых пояснений. Изучение влияния различных добавок на СЛ воды привело к следующим зависимостям [44, 109]:

— эффективность влияния добавок на СЛ убывает в следующем ряду: бензол > *t*-бутанол > *n*-пропанол > этанол > метанол > иодид калия > α -нафтол (последние две добавки — тушители свечения в жидкой фазе);

— эффективность влияния добавок на звукохимические реакции [110] убывает в той же последовательности.

Невозможно объяснить влияние добавок "демпфированием" схлопывания кавитационных пузырьков по тепловой теории, так как добавки с более высокой $T_{\text{кип}}$, например, бутанол, должны с меньшей вероятностью, чем, например, метанол, проникать в кавитационный пузырек и в меньшей степени понижать U . Для объяснения экспериментальных данных необходимы иные представления: необходимо предположить, что уменьшение U в присутствии добавок — результат тушения возбужденных состояний M^* молекулами тушителя S в газовой фазе:



Более эффективное тушение определяется не $T_{\text{кип}}$ добавки, а большим числом колебательных уровней молекулы тушителя, по которым диссипирует энергия возбуждения M^* , и, например, спирты с длинной цепочкой более эффективно тушат СЛ в газовой фазе, хотя их концентрация мала. Одностороннее преобразование энергии возбуждения в тепло возможно лишь при отсутствии температурного равновесия между веществом и излучением, и поэтому тушение ударами второго рода, согласно последнему уравнению, не может происходить при термическом излучении черного тела. При этом молекулы добавки проникали бы в кавитационный пузырек на стадии его роста, приобретали ту же температуру и высвечивали в момент схлопывания так же, как и парогазовая смесь в пузырьке. Возможность тушения СЛ ударами второго рода Франка–Герца доказывает неравновесную, люминесцентную природу свечения и то,

что при многопузырьковой СЛ пузырьки должны быть холодными [111].

Таким образом, в настоящее время единственной теорией, соответствующей большинству экспериментальных фактов для многопузырьковых кавитационных полей, является теория локальной электризации кавитационных пузырьков [74, 81, 83, 85, 153].

6.2. Механизм однопузырьковой СЛ

Необходимо отметить, что, помимо тепловой теории возникновения однопузырьковой СЛ, звукохимических реакций и других высокоэнергетических процессов в кавитационных полях, имеются и иные гипотезы, однако на данном этапе они не конкурентоспособны по сравнению с теориями, основанными на представлениях о тепловой природе СЛ. Рассмотрим некоторые из них.

Авторы [113–115] предложили принципиально новую интересную гипотезу о возникновении свечения при движении стенки кавитационного пузырька в вакуум [113–115] в результате динамического эффекта Казимира (теория квантовой вакуумной радиации). Эберлайн [114, 115] получила следующую формулу для энергии соновспышки:

$$E_c = 2,4 \times 10^{-3} \frac{(n^2 - 1)^2}{\pi n^2} \int_0^{T_0} \frac{\delta^5 r^2(\tau)}{\partial \tau^5} \dot{r}(\tau) r(\tau) d\tau, \quad (36)$$

где n — показатель преломления жидкости, T_0 — период акустических колебаний. С учетом того, что $\dot{r} \sim (r_0 - r_{\text{min}})/t_c$ ⁸, в работе [114] получена формула для E_c :

$$E_c = 6,8 \times 10^{-3} \frac{(n^2 - 1)^2}{n^2} \frac{\hbar}{c_c^4 t_c^5} (r_0^2 - r_{\text{min}}^2)^2, \quad (37)$$

где c_c — скорость света. Даже если считать, что кавитационный пузырек схлопывается начиная с максимального радиуса, энергия соновспышки получается приблизительно того же порядка, что и наблюдается экспериментально, $E_c \sim 2,5 \times 10^{-16}$ Дж⁹, лишь при длительности соновспышки $t_c \sim 1$ фс [115], а это соответствует сверхсветовой скорости движения стенки кавитационного пузырька — $\dot{r} \sim 30c_c$ (!), что не имеет физического смысла. Необходимо отметить, что Эберлайн [114, 115] не смогла связать параметры внутри кавитационного пузырька при различных экспериментальных условиях с особенностями предполагаемого свечения. Согласно работе [116], интенсивность квантовой вакуумной радиации должна быть на много порядков более слабой, чем энергия обычно наблюдаемой ультразвуковой СЛ, и, кроме того, она не должна резко изменяться при незначительном изменении состава газовой фазы, например при очень малых добавках инертного газа.

Авторы работы [117] рассмотрели механизм квантовой вакуумной радиации, предложенный Эберлайн. Каждый элементарный процесс излучения соответствует эмиссии пары фотонов (ω, ω') с энергией $\hbar(\omega + \omega') = \hbar\Omega$, где Ω — частота. Согласно теории [114,

⁸ Использование этого соотношения завышает энергию соновспышки, так как схлопывание начинается не с r_{max} , а с меньшего радиуса одиночного кавитационного пузырька.

⁹ На самом деле E_c может быть по крайней мере на два порядка больше [112].

[115], число излучаемых фотонов за одну соновспышку равно

$$N_a = \alpha \int_0^\infty \left(\int_0^{T_0} d\tau \frac{r^2(\tau)}{c^2} \exp(i\Omega\tau) \right)^2 \Omega^5 d\Omega, \quad (38)$$

где коэффициент $\alpha \sim 10^{-4}$ для поверхности раздела воздух – вода. Расчеты показали, что

$$N_a = \frac{15\pi^2}{16} \alpha \left(\frac{r_0^2 - r_{\min}^2}{c_c^2 t_c^2} \right)^2. \quad (39)$$

Характерное время схлопывания $t_c \ll T_0$, и даже при максимальной скорости схлопывания $\dot{r}_{\max} \sim 1 \text{ км с}^{-1}$ число фотонов на вспышку N_a не может превышать 10^{-23} (это соответствует излучению 1 фотона за 10^{11} лет). Экспериментально получена величина $N_a \sim 10^5$, т.е. разница составляет 28 (!) порядков. При расчете энергии соновспышки [117] получается разница на 25–26 порядков. Авторы [118] рассмотрели энергетическую эффективность квантовой вакуумной радиации с учетом пятой производной радиуса кавитационного пузырька по времени:

$$E_c = N_a \int_0^{T_0} \frac{\partial^5 r^2(\tau)}{\partial \tau^5} \dot{r}(\tau) r(\tau) d\tau, \quad (40)$$

и получили энергию соновспышки около $E_c = 3 \times 10^{-48}$ Дж. При непосредственном интегрировании зависимости $r(t)$ энергия оказалась еще меньше: $E_c = 2,5 \times 10^{-55}$ Дж. В то же время энергия соновспышек, полученных экспериментально, составляет $E_c \sim 5 \times 10^{-14}$ Дж для однопузырьковой СЛ [11] и $\sim 5 \times 10^{-15}$ Дж для многопузырьковой [112]. Таким образом, теория квантовой вакуумной радиации, если она вообще окажется жизнеспособной, требует коренной переработки.

Моханти и Хар [119] предложили новую модель возникновения СЛ как кооперативного взаимодействия частиц в кавитационном пузырьке с излучающим полем, которое можно разделить на две стадии. На первом этапе осуществляется сжатие кавитационного пузырька, при котором образуется весьма высокая плотность возбужденных состояний атомов и молекул. Фромхолд и Атшли [120] рассматривают СЛ как эмиссию света, вызванную соударениями. Пузырек при сжатии достигает минимального размера, возрастают температура и давление, а газ достигает высокой степени возбуждения или ионизируется. Возбужденные атомы могут возвращаться в исходное состояние путем спонтанного излучения. Согласно [119], если расстояние между возбужденными частицами будет меньше, чем характерная длина, которая соответствует длине волны излучаемого света, должна наблюдаться корреляция фаз электромагнитного излучения. Совместное поле излучения N_a атомов является суперпозицией полей индивидуальных атомов:

$$E_c = \Sigma E_i \sim N_a, \quad (41)$$

а интенсивность излучаемого света $U \sim E_c^2 \sim N_a^2$. В случае обычной, излучательной дезактивации $U \sim N_a$. При кооперативном спонтанном излучении, которое является вторым этапом эмиссии света,

$$U \sim N_a^2. \quad (42)$$

Предложенная авторами [119] гипотеза позволяет предсказать когерентность излучаемого света, которую возможно обнаружить экспериментально. Вместе с тем она пока недостаточно разработана и не видно, как с ее помощью можно будет объяснить многие имеющиеся экспериментальные данные.

Просперети [121] выдвинул гипотезу о значительном охлаждении жидкости у поверхности расширяющегося кавитационного пузырька, образовании тонкой корки льда и возникновении СЛ при разламывании пленки льда в воде. Однако, хотя эта гипотеза недостаточно разработана, по ней можно сделать несколько серьезных замечаний:

— СЛ наблюдается не только в воде, но и в других жидкостях, например в этаноле [129], у которого температура застывания равна -114°C , а столь низкая температура не достижима при умеренных интенсивностях УЗ;

— фаза эмиссии света должна быть при $r \sim R_{\max}$, пока ледяная корка еще не растаяла, что противоречит результатам экспериментов;

— спектры свечения при раскалывании льда в общем случае должны быть отличны от спектров СЛ.

Лепуэн с сотрудниками [51, 122] предположили, что внутри кавитационного пузырька формируется струйка жидкости, которая образует микрокапли, что должно приводить к зарядению капель вследствие эффекта Ленарда. Эта гипотеза в принципе неприменима для однопузырьковых систем, так как с помощью различных оптических систем образования каких-либо струй в них не обнаружено, а для многопузырьковой СЛ она ошибочна по многим причинам, главные из которых следующие:

— при частоте, например, 1 МГц радиус кавитационного пузырька $\sim 5 \times 10^{-7}$ м, $r_{\min} \sim 5 \times 10^{-8}$ м, и невозможно "разместить" внутри сжатого пузырька струю и капли и тем более разместить плотную и диффузную часть двойного слоя внутри струйки радиуса 3×10^{-9} м, учитывая, что кинетический диаметр молекулы воды $\sim 5 \times 10^{-10}$ м;

— экспериментально не обнаружено возникновение струи жидкости, направленной внутрь кавитационного пузырька в момент его схлопывания в большом объеме жидкости, хотя кумулятивные струи, направленные к твердой поверхности, зарегистрированы и хорошо изучены [68];

— в принципе нет причин для образования тонкой струи и микрокапель, направленных внутрь пузырька, когда давление в нем достигает тысяч атмосфер.

Анализ экспериментальных и теоретических исследований СЛ приводит к выводу о том, что наиболее вероятным механизмом эмиссии однопузырьковой СЛ является тепловая, и в настоящее время можно указать основные модификации тепловой теории СЛ:

— тепловое излучение черного тела, подробно рассмотренное выше;

— тормозное излучение при ионизации парогазовой смеси внутри кавитационного пузырька [123–125, 180];

— гипотеза о возникновении ударных волн, основные идеи которой были высказаны в [57, 123] и далее развиты в [127, 128] и других работах.

Гомпф с сотрудниками [125] усовершенствовал методу определения длительности соновспышек t_c . В отличие от более ранних публикаций, в работе [125] перед ФЭУ для регистрации соновспышек устанавливались

светофильтры, которые пропускали излучение с длиной волны 300–400 нм и 590–650 нм. Это давало важную возможность определять длительность ультрафиолетовой и красной части соновспышек, полученных при однопузырьковой СЛ. Согласно результатам [125], длительности излучения этих частей спектра соновспышек оказались одинаковыми в пределах точности экспериментальной методики. При интерпретации однопузырьковой СЛ как равновесного свечения черного тела естественно объясняются длительность светового импульса в УФ области спектра, возрастание ширины импульса СЛ при увеличении звукового давления и концентрации растворенного газа, а также общее количество излучаемой энергии. Однако при термической радиации черного тела длительность импульса в красной области спектра однопузырьковой СЛ должна быть большей, чем в УФ области.

Если предположить, что СЛ является тормозным излучением, одинаковые длительности импульса СЛ в красной и УФ области объясняются естественно [125, 180]. Однако тормозным излучением невозможно объяснить общую энергию соновспышки. Так как интенсивность тормозного излучения пропорциональна квадрату ускорения заряженной частицы, а ускорение обратно пропорционально массе частицы, тормозное излучение электронов должно быть в миллионы раз более интенсивным, чем излучение протона, и тем более ионов. Спектр тормозного излучения электронов непрерывен и ограничен максимально возможной энергией фотонов, соответствующей энергии электронов. На тормозное излучение затрачивается главным образом энергия тех электронов, у которых E выше критической $E_{кр}$; при $E < E_{кр}$ преобладают потери энергии на возбуждение и ионизацию атомов. Тормозное излучение достаточно большой интенсивности может происходить при тепловом движении частиц в горячей разреженной плазме при температурах выше $10^5 - 10^6$ К. Однако оно становится преобладающим при весьма высокой энергии электронов. При температурах 50 000–100 000 К и небольшой плотности среды тормозное излучение может вносить определенный вклад, однако в любом случае оно должно накладываться на термическое свечение черного тела. Если длительность импульса тормозного излучения меньше, чем длительность термического свечения, зависимость длительности соновспышек t_c от длины волны λ должна быть аналогична зависимости $T(\lambda)$ для излучения черного тела. Не исключена и другая возможность: длительности вспышек тормозного излучения несколько больше, чем длительность излучения черного тела, и хотя преобладающим по энергии может быть термическое излучение, определяются длительности импульсов тормозного излучения. Получение доказательства значительного вклада тормозного излучения в свечение однопузырьковой СЛ позволит более точно определить высокую температуру в схлопывающемся одиночном кавитационном пузырьке, причем в этом случае она должна приближаться к максимальным температурам, рассматриваемым в разделе 5.5.

Согласно выводам Ясуи [180], однопузырьковая СЛ является результатом адиабатического сжатия кавитационного пузырька; она имеет тепловую природу, но является не термическим излучением черного тела, а тормозным излучением, возникающим при взаимодействии электрона с атомом или ионом. Однако в работе

рассматривается тормозное излучение при 10 000 К, а в этих условиях тормозное излучение ничтожно мало. Применение уравнения динамики одиночного кавитационного пузырька (35), в соответствии с теорией [145], позволит получить расчетным путем весьма высокие параметры в кавитационном пузырьке и, соответственно, рассматривать вклад тормозного излучения.

Рассмотрим особенности плазмы при очень малых длительностях соновспышек однопузырьковой СЛ и, соответственно, малом времени существования плазмы в кавитационном пузырьке. При температуре $\sim 10^5$ К осуществляется весьма быстрая ионизация и диссоциация парогазовой смеси внутри пузырька (см. раздел 5.5), причем плазма считается равновесной. Величину дебаевского радиуса экранирования плазмы в момент наибольшего сжатия можно определить из формулы

$$d_{эж} = \sqrt{\frac{kT_{\max}}{8\pi e^2 n_e}},$$

где n_e — плотность электронов, e — заряд электронов. При $T_{\max} = 10^5$ К и $n_e = 10^{21}$ получим $d_{эж} \sim 10 \text{ \AA} \ll r_m$. Таким образом, для плазмы внутри пузырька соблюдается условие квазинейтральности, и осуществляется амбиполярная диффузия. Иными словами, электроны и ионы диффундируют к стенке пузырька совместно, причем коэффициент диффузии равен $2D_i$, где D_i — коэффициент диффузии ионов.

При чисто термическом механизме однопузырьковой СЛ и равновесном излучении черного тела, в принципе, не должно быть разницы в спектрах излучения пузырьков, содержащих различные газы (разница в интенсивностях свечения может быть обусловлена только физико-химическими параметрами этих газов, которые важны лишь на стадии сжатия пузырька). Для пузырьков, не содержащих благородных газов, спектр близок к спектру черного тела [89], для содержащих He, Ne, Ar спектр, в принципе, можно интерпретировать как свечение черного тела; но для Xe и Kr наблюдается широкий максимум при ~ 300 нм [11]. Для объяснения столь существенных различий в характере спектров однопузырьковой СЛ необходимо рассматривать не только равновесные, но и неравновесные, люминесцентные механизмы свечения. Поэтому можно полагать, что определенный вклад в однопузырьковую СЛ может вносить люминесцентная дезактивация возбужденных атомов по крайней мере Xe^* и Kr^* , которые могут получаться в результате рекомбинации ионов и электронов после остывания кавитационного пузырька. В этом случае общая длительность соновспышки должна быть больше 0,35 нс, полученной для одиночных кавитационных пузырьков, содержащих O_2 и N_2 [125]. При этом естественно объясняется на два порядка более интенсивное свечение кавитационных пузырьков, заполненных благородным газом. Тогда соновспышка может иметь сложную форму — с двумя максимумами, причем второй — большей интенсивности.

Спектр однопузырьковой СЛ характеризуется изменением интенсивности излучения от длины волны, согласно $\lambda^{-2,5}$ [134]. При квантовой вакуумной радиации [114, 115] эта зависимость была бы иной — λ^{-3} , при термическом излучении черного тела — λ^{-4} (в соответствии с законом Планка), а при тормозном механизме излучения — λ^{-2} [139]. Можно полагать, что при тормоз-

ном излучении и частично свечении черного тела получается зависимость $\lambda^{-2,5}$. Такой "двухкомпонентной" модели излучения однопузырьковой СЛ придерживается и Циклаури [175].

Чоу и Блэкмен [135] наблюдали изменение спектров СЛ при различных углах рассеяния, что связано с неоднородным распределением электронов в сильных магнитных полях. Юнг с сотрудниками [101] открыли ряд эффектов при воздействии сильного магнитного поля на однопузырьковую СЛ¹⁰: поток СЛ уменьшается по мере возрастания напряженности (до 20 Тл); кроме того, при 20 °С в магнитном поле увеличивается область устойчивости одиночного кавитационного пузырька, и при повышенном звуковом давлении максимальная интенсивность СЛ повышается. Ясуи [181] предположил, что динамика кавитационных пузырьков изменяется в сильном магнитном поле в результате воздействия силы Лоренца на электрические дипольные моменты молекул воды, что приводит к превращению части кинетической энергии в теплоту. Причина этих эффектов пока неясна. По нашему мнению, можно полагать, что электроны и в меньшей степени ионы, образующиеся в большом количестве в результате многократной ионизации молекул или атомов в кавитационном пузырьке, в сильных магнитных полях при определенных условиях эксперимента начинают двигаться по закругленным траекториям, и таким образом осуществляется их стабилизация. Это приводит к увеличению области стабильности одиночного кавитационного пузырька и возрастанию потока СЛ. Не исключена также возможность того, что на некоторых стадиях движения одиночного кавитационного пузырька (например, вблизи фазы его максимального сжатия) возникают деформации, и при этом не только в многопузырьковой системе, но и в одиночном кавитационном пузырьке; при определенных условиях электрические процессы могут оказаться существенными, и влияние магнитных полей заметным.

7. Заключение

Тепловая теория многопузырьковой кавитации, предложенная Нолтингом и Непайрасом (1950), до последнего времени поддерживалась большинством исследователей. Это было тем более естественно, что электрическая теория, предложенная Френкелем (1940), оказалась неудовлетворительной. Разработанная Маргулисом (1985, 1997) теория локальной электризации кавитационных пузырьков позволила обосновать электрический механизм возникновения высокоэнергетических эффектов в УЗ полях, соответствующий большинству экспериментальных данных. Можно представить следующую последовательность процессов при пульсации пузырьков: увеличение их радиуса в результате всасывания растворенного в жидкости газа и достижение резонансного размера, возникновение деформаций, потеря устойчивости и расщепление. При расщеплении и деформации кавитационных пузырьков образуются локальные нескомпенсированные электрические заряды и возникает локальная напряженность электрического поля,

превышающая критическую; электрические разряды сопровождаются возбуждением и расщеплением молекул газов и жидкости внутри кавитационного пузырька и, соответственно, эмиссией СЛ и иницированием звукохимических реакций в кавитационных полях.

Открытие Крамом однопузырьковой кавитации (1991) показало, что при определенной конфигурации акустического поля образуется стабильно пульсирующий одиночный пузырек, обладающий рядом принципиальных отличий от "обычных" кавитационных пузырьков. Дальнейшие исследования показали, что главное отличие однопузырьковой кавитации от многопузырьковой — значительно более эффективное концентрирование энергии акустического поля в результате фокусировки и поглощения энергии акустического поля одиночным пузырьком при достижении им резонансного размера. Получены уравнения динамики одиночного кавитационного пузырька в поле сферической гармонической звуковой волны с учетом наиболее важных факторов: фокусировки звукового поля, неидеальности газа, различной зависимости парциального давления паров жидкости для расширения и сжатия кавитационного пузырька и частичного поглощения пузырьком энергии звуковой волны, которые отличаются от обычных уравнений динамики кавитации.

Предложенная теория позволяет объяснить эффект однопузырьковой СЛ и условия ее возникновения. Вследствие симметрии акустического поля одиночный кавитационный пузырек практически не деформируется и не расщепляется; соответственно, практически отсутствует локальная электризация кавитационного пузырька. Поэтому СЛ одиночного пульсирующего пузырька имеет тепловую природу, отличную от люминесцентного свечения ансамбля "холодных" кавитационных пузырьков при электрическом механизме многопузырьковой СЛ. Независимость длительности соновспышек однопузырьковой СЛ от длины волны излучаемого света приводит к предположению о заметном вкладе тормозного излучения. Однопузырьковая СЛ является результатом квазиadiaбатического сжатия кавитационного пузырька и соответствует одному из вариантов тепловой теории кавитации: свечению черного тела, тепловому тормозному излучению, излучению при фокусировании внутри пузырька ударных волн.

Альтернативные теории возникновения однопузырьковой СЛ в настоящее время неконкурентоспособны. Механизм ряда эффектов в однопузырьковых системах пока остается неясным. Исследование их позволит более глубоко понять природу кавитации и в будущем подойти к созданию однопузырьковой акустической камеры, в которой возможно осуществление термоядерных реакций.

Автор благодарит В.Л. Гинзбурга за интерес к данной работе и ее обсуждение, а также А.Г. Молчанова и И.М. Маргулиса за полезные дискуссии.

Работа поддержана грантом Коперникус (контракт ERB IC 15-СТ98-0808).

Список литературы

1. Frenzel H, Schultes H Z. *Phys. Chem.* **27** 421 (1934)
2. Walton A J, Reynolds G T *Adv. Phys.* **33** 595 (1984)
3. Журавлев А И, Акопян В Б *Ультразвуковое свечение* (М.: Наука, 1977)
4. Маргулис М А *Звукохимические реакции и сонолюминесценция* (М.: Химия, 1986)

¹⁰ Авторы [101] в статье нигде не указывают, какого типа СЛ они исследовали; однако на основании описания некоторых деталей эксперимента можно полагать, что они работали с однопузырьковой СЛ.

5. Mason T J, Lorimer J Ph *Sonochemistry: Theory, Application and Uses of Ultrasound in Chemistry* (London: Ellis Harwood, 1988)
6. Suslick K S (Ed.) *Ultrasound, Its Chemical, Physical, and Biological Effects* (New York: VCH, 1988)
7. Young F R *Cavitation* (New York: McGraw-Hill, 1989)
8. Margulis M A *Advances in Sonochemistry* (Ed. T J Mason) Vol. 1 (London: JAI Press, 1990) p. 39
9. Margulis M A *Sonochemistry and Cavitation* (London: Gordon & Breach, 1995)
10. Crum L A *Phys. Today* **47** (9) 22 (1994)
11. Barber V P et al. *Phys. Rep.* **281** 65 (1997)
12. Greenland P T *Contemp. Phys.* **40** 11 (1999)
13. Gaitan D F, Crum C C, Churh C C, Roy R A *J. Acoust. Soc. Am.* **91** 3166 (1992)
14. Harvey E N *J. Am. Chem. Soc.* **61** 2392 (1939)
15. Голубничий П И, Гончаров В Н, Протопопов Х В *Акуст. журн.* **15** 534 (1969)
16. Голубничий П И, Гончаров В Н, Протопопов Х В *Акуст. журн.* **16** 142 338 (1970)
17. Маргулис М А, Грундель Л М *ДАН СССР* **269** 405 (1983)
18. Kuttruff H *Acustica* **12** 230 (1962)
19. Маргулис М А, Грундель Л М, Эскин Г И, Швецов П Н *ДАН СССР* **295** 1170 (1987)
20. Young R F *J. Acoust. Soc. Am.* **60** 100 (1976)
21. Эльпинер И Е *Ультразвук. Физико-химическое и биологическое действие* (М.: Физматгиз 1963)
22. Crum C C, Reynolds G T *J. Acoust. Soc. Am.* **78** 137 (1985)
23. Barber V P, Putterman S J *Nature* (London) **352** 318 (1991)
24. Флин Г, в кн. *Физическая акустика* (ред. У Мэзон, пер. с англ.) Т. 1, Ч. Б (М.: Мир, 1967) с. 7
25. Смородов Е А, Курочкин А К, Валитов Р Б, Маргулис М А *ЖФХ* **60** 893 (1986)
26. Диденко Ю Т, Пугач С П, Гордейчук Т В *Оптика и спектроскопия* **80** 913 (1996)
27. Margulis M A, in *3d Meeting of the European Society of Sonochemistry, Portugal*, p. 12
28. Taylor K J, Jarman P D *Austral. J. Phys.* **29** 319 (1970)
29. Flint E B, Suslick K S *J. Amer. Chem. Soc.* **111** 6987 (1989)
30. Suslick K S, Flint E B *Nature* (London) **330** 554 (1987)
31. Смородов Е А, Курочкин А К, Валитов Р Б, Маргулис М А *ЖФХ* **60** 648 (1986)
32. Маргулис М А, Грундель Л М *ДАН СССР* **269** 405 (1983)
33. Peterson F B, Anderson T P *Phys. Fluids* **10** 4 (1967)
34. Демин С А, Вербанов В И, Маргулис М А *ЖФХ* **64** 3357 (1990)
35. Marinesco N, Trillat J C.R. *Acad. Sci.* **196** 858 (1933)
36. Gunther P, Heim E, Borgstedt H Z. *Electrochem.* **61** 43 (1959)
37. Srinivasan D, Holroyd L V *J. Appl. Phys.* **32** 446 (1961)
38. Диденко Ю Т, Пугач С П, Гордейчук Т В *Оптика и спектроскопия* **80** 913 (1996)
39. Didenko Yu T et al. *Ultrasonics* **32** 71 (1994)
40. Taylor K J, Jarman P D *J. Amer. Chem. Soc.* **93** 257 (1971)
41. Sehgal C, Sutherland R G, Verral R E *J. Phys. Chem.* **84** 529 (1980)
42. Sehgal C, Sutherland R G, Verral R E *J. Phys. Chem.* **84** 388 (1980)
43. Sehgal C, Sutherland R G, Verral R E *J. Phys. Chem.* **84** 396 (1980)
44. Sehgal C, Steer R P, Sutherland R G, Verral R E *J. Phys. Chem.* **81** 2618 (1977)
45. Kuhns D V, Brodsky A M, Burges L W *Phys. Rev. E* **57** 1702 (1998)
46. Breene R G *J. Rev. Mod. Phys.* **29** 94 (1957)
47. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: ГИТТЛ 1958)
48. Маргулис М А, Дмитриева А Ф *ЖФХ* **56** 875 (1982)
49. Matula T J, Roy R A *Ultrasonics Sonochemistry* **4** 61 (1997)
50. Crum C C, in *Ultrasonics World Congress 1995* Vol. 1 (Berlin, 1995) p. 63
51. Lepoint T et al. *J. Acoust. Soc. Am.* **101** 2012 (1997)
52. Flint E B, Suslick K S *J. Am. Chem. Soc.* **111** 6987 (1989)
53. Lambrecht A, Jackel M-T, Reynaud S *Phys. Rev. Lett.* **78** 2267 (1997)
54. Hiller R, Putterman S J, Weninger K R *Phys. Rev. Lett.* **80** 1990 (1998)
55. Nolting B E, Neppiras E A *Proc. Phys. Soc.* **63B** 674 (1950)
56. Griffing V, Sette D *Phys. Rev.* **57** 234 (1952)
57. Jarman P D *J. Acoust. Soc. Am.* **32** 1459 (1960)
58. Ebeling K J *Proc. Soc. Photo-Optic Instrum. Engen.* **136** 348 (1977)
59. Lauterborn W, Ohl C-D *Ultrasonics Sonochemistry* **4** 65 (1997)
60. Rayleigh Lord *Phil. Mag.* **34** 94 (1917)
61. Plesset M S, Chapman B V *J. Fluid Mech.* **47** 283 (1971)
62. Акуличев В А, в кн. *Мощные ультразвуковые поля* (Под ред. Л Д Розенберга) (М.: Наука, 1968) с. 129
63. Маргулис М А, Максименко Н А *ДАН СССР* **319** 656 (1991)
64. Коул Р *Подводные взрывы* (М.: ИЛ, 1950)
65. Keller J B, Miksis M J. *Acoust. Soc. Am.* **68** 628 (1980)
66. Prosperetti A, Lezzi A J. *Fluid Mech.* **168** 457 (1986)
67. Prosperetti A, Crum L A, Commander K W *J. Acoust. Soc. Am.* **83** 502 (1988)
68. "Cavitation and Inhomogeneities" in *Underwater Acoustics* (Ed. W Lauterborn) (Berlin: Springer-Verlag, 1980)
69. Гривнин Ю Ф, Зубрилов С П, Ларин В А *ЖФХ* **54** 56 (1980)
70. Prosperetti A, Seminara G *Phys. Fluids* **21** 1465 (1978)
71. Маргулис М А, Дмитриева А Ф *ЖФХ* **71** 1149 (1997)
72. Lofstedt R, Barber V P, Putterman S J *Phys. Fluids A* **5** 2911 (1993)
73. Sehgal C M, Verral R E *Ultrasonics* **20** 37 (1982)
74. Маргулис М А *ЖФХ* **59** 1497 (1985)
75. Зарембо Л К, в кн. *Мощные ультразвуковые поля* (Под ред. Л Д Розенберга) (М.: Наука, 1968) с. 87
76. Маргулис М А, Зубрилов С П *ЖФХ* **58** 483 (1984)
77. Маргулис М А, Грундель Л М *ЖФХ* **56** 1941 (1982)
78. Hoyt J W, Taylor J J *J. Fluids Eng.* **103** 14 (1981)
79. Shalnev K K, Shalobasov I A, Kozirev C P, Haldeev E V *Proc. 5 Congr. Fluid Machinery* **2** 1021 (Budapest, 1975)
80. Margulis M A *Advances in Sonochemistry* (Ed. T J Mason) (London: JAI Press, 1990) Vol. 1, p. 39
81. Маргулис М А *ЖФХ* **71** 1885 (1997)
82. Турковская Н В, в кн. *Всесоюзный симпозиум "Акустическая кавитация и проблемы интенсификации технологических процессов"* (Одесса, 1989) (Одесса, 1989) Сп-17 с. 23
83. Маргулис М А, Маргулис И М *ЖФХ* **71** 1890 (1997)
84. Бортник И М, Верещагин И П, Вершинин Ю Н *Электрофизические основы техники высоких напряжений* (М.: Энергоатомиздат, 1993)
85. Маргулис М А, Маргулис И М *ЖФХ* **72** 556 (1998)
86. Стреттон Дж А *Теория электромагнетизма* (М.: Гостехиздат, 1948)
87. Маргулис М А, Грундель Л М *ЖФХ* **55** 687 (1981)
88. Голубничий П И, Гончаров В Д, Протопопов Х В *Акуст. журн.* **15** 534 (1969)
89. Hiller R, Putterman S J, Barber V P *Phys. Rev. Lett.* **69** 1182 (1992)
90. Weninger K et al. *J. Phys. Chem.* **99** 1495 (1995)
91. Gordeychuk T V, Didenko Yu T, Suslick K S, in *6 Meeting of European Society of Sonochemistry* (Rostock, 1998) p. 60
92. Ciuti P, Dezhkunov N V, Francescutto A, Iernetti G, *ASME Fluids Eng. Division Summer Meeting*, June 22–26 (1997)
93. Lohse D et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 1359 (1997)
94. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Физматгиз, 1965)
95. Margulis M A, in *Ultrasonics World Congress 1995* Vol. 2 (Berlin, 1995) p. 639
96. Маргулис М А *Акуст. журн.* **22** 261 (1976)
97. Розенберг Л Д, Сиротюк М Г *Акуст. журн.* **5** 206 (1959)
98. Розенберг Л Д, Сиротюк М Г *Акуст. журн.* **9** 61 (1963)
99. Маргулис И М, Маргулис М А, 15, в кн. *Международный симпозиум по нелинейной акустике, Геттинген, сентябрь 1999*
100. Маргулис М А, Патент РФ 2096934 (1995)
101. Young J B, Schmidel T, Woowon Kang *Phys. Rev. Lett.* **77** 4816 (1996)
102. Маргулис М А, Грундель Л М *ЖФХ* **56** 2987 (1982)
103. Голубничий П И, Гончаров В Д, Протопопов Х В *Хим. выс. энергий* **3** 515 (1969)
104. Бронштейн Р М, Пауков Ю Н, Болога М К *Изв. АН Молд. ССР, Сер. Техника* (1) 47 (1973)
105. Gimenez C, Goby F, in *Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics* (Ed. W Lauterborn) (Berlin: Springer, 1980) p. 101
106. Soksena T K, Nyborg W L J. *Chem. Phys.* **53** 1722 (1970)
107. *Импульсное сжатие газов в химии и технологии* (Под ред. Ю А Колбановского) (М.: Наука, 1982)
108. Маргулис М А, Гаврилов В А *ЖФХ* **65** 588 (1991)
109. Маргулис М А, Дмитриева А Ф *ЖФХ* **66** 1409 (1992)
110. Henglein A, in *Sonochemistry Symposium, Annual Chemical Congress* (Warwick: Warwick Univ. Press, 1986)
111. Маргулис М А *ЖФХ* **52** 605 (1978)
112. Смородов Е А, Курочкин А К, Валитов Р Б, Маргулис М А *ЖФХ* **60** 1234 (1986)
113. Schwinger J *Proc. Natl. Acad. Sci.* **89** 4091 (1992)
114. Eberlein C *Phys. Rev. Lett.* **76** 3842 (1996)
115. Eberlein C *Phys. Rev. A* **53** 2772 (1996)

116. Unnikrishnan C S, Mukhopadhyay S *Phys. Rev. Lett.* **77** 4690 (1996)
117. Garcia N, Levanyuk A P *Phys. Rev. Lett.* **78** 2268 (1997)
118. Esquivel-Sirvent R, Jauregui R, Villareal C *Phys. Rev. A* **56** 2463 (1997)
119. Mohanty P, Khare S V *Phys. Rev. Lett.* **80** 189 (1998)
120. Frommhold L, Atchley A A *Phys. Rev. Lett.* **73** 2883 (1994)
121. Prosperetti A *J. Acoust. Soc. Am.* **101** 2003 (1997)
122. Lepoint T, Mullie F *Ultrasonics Sonochemistry* **1** 13 (1994)
123. Маргулис М А *Акуст. журн.* **15** 153 (1969)
124. Wu C C, Roberts P H *Phys. Rev. Lett.* **70** 3424 (1993)
125. Gompf B, Gunte R, Nick G, Pecha R, Eisenmenger W *Phys. Rev. Lett.* **79** 1405 (1997)
126. Margulis M A *Ultrasonics* **25** 157 (1985)
127. Moss W C, Clarke D B, White J W, Young P A *Phys. Fluids* **6** 2979 (1994)
128. Lee Y P, Kahng S W, Jeon J S, Kwak H Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **66** 2537 (1997)
129. Голубничий П И, Гончаров В Д, Протопопов Х В *Акуст. журн.* **16** 338 (1970)
130. Левшин В Н, Ржевкин С Н *ДАН СССР* **16** 407 (1937)
131. Френкель Я И *ЖФХ* **14** 305 (1940)
132. Маргулис М А *ЖФХ* **55** 154 (1981)
133. Degrois M, Baldo P *Ultrasonics* **12** 25 (1974)
134. Hiller R, Weninger K, Putterman S J, Barber B P *Science* **266** 248 (1994)
135. Chou J, Blackman *Phys. Rev. Lett.* **76** 1549 (1996)
136. Vincenti M G, Kruger H *Introduction to Physical Gas Dynamics* (New York: Krieger Publ., 1965)
137. Delgado G A, Bonetto F J *Phys. Rev. E* **56** R6248 (1997)
138. Hickling R, Plesset M S *Phys. Fluids* **7** 7 (1964)
139. Glasstone S, Lovberg R H *Controlled Thermonuclear Reactions* (New York: Van Nostrand, 1960)
140. Маргулис М А *ЖФХ* **50** 1 (1976)
141. Plesset M S, Zwick S A *J. Appl. Phys.* **25** 493 (1954)
142. Маргулис И М, Маргулис М А *ЖФХ* **74** (2000) (в печати)
143. Moran M J et al. *Nucl. Instr. Methods B* **96** 651 (1995)
144. Lohse D et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 1359 (1997)
145. Маргулис И М, Маргулис М А *ЖФХ* **74** 561 (2000)
146. Бракнер К, Джорна С *Управляемый лазерный синтез* (М.: Атомиздат, 1977)
147. Маргулис М А, Дмитриева А Ф *ЖФХ* **56** 875 (1982)
148. Jarman P D *J. Acoust. Soc. Am.* **32** 1459 (1960)
149. Hickling R, Plesset M S *Phys. Fluids* **7** 1 (1964)
150. Flint E B, Suslick K S *Science* **253** 1397 (1991)
151. Yasui K *Phys. Rev. E* **56** 6750 (1997)
152. Guth M *Acustica* **5** 526 (1956)
153. Margulis M A, Margulis I M *Ultrasonics Sonochemistry* **6** 15 (1999)
154. Kwak H-Y, Na J H *J. Phys. Soc. Jpn.* **66** 3074 (1997)
155. Weninger K R et al. *Phys. Rev. E* **56** 6745 (1997)
156. Taylor K J, Jarman P D *J. Am. Chem. Soc.* **93** 257 (1971)
157. Arakeri V H *Prana J. Phys.* **40** L145 (1993)
158. Tsiklauri D *Phys. Rev. E* **56** R6245 (1997)
159. Гривнин Ю А, Зубрилов С П, Ларин В А *ЖФХ* **54** 56 (1980)
160. Barber B P, Putterman S J *Phys. Rev. Lett.* **69** 3839 (1992)
161. Barber B P et al. *J. Acoust. Soc. Am.* **91** 3061 (1992)
162. Gompf B, Eisenmenger W *Phys. Bl* **54** (3) 231 (1998)
163. Putterman S J *Phys. World* (May) 38 (1998)
164. Margulis M A *Ultrasonics* **23** 157 (1985)
165. Vogan P W, Leeman S *Acustica* **59** 1722 (1970)
166. Yuan L, Cheng H Y, Chu M-C, Leung P T *Phys. Rev. E* **57** 4265 (1998)
167. Moss W C et al. *Phys. Rev. E* **59** 2986 (1999)
168. Plesset M S *Bubble Dynamics. Cavitation in Real Fluids* (New York: 1965)
169. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987)
170. Giri A, Arakeri V H *Phys. Rev. E* **58** R2713 (1998)
171. Cheng H Y, Chu M-C, Leung P T, Yuan L *Phys. Rev. E* **58** R2705 (1998)
172. Hingefeldt S, Grossman S, Lohse D *Nature* (London) **398** 402 (1999)
173. Гаврилов Л Р, в кн. *Физические основы ультразвуковой технологии* (Под ред. Л Д Розенберга) (М.: Наука, 1970) с. 393
174. Guderley G *Lufifahrtforschung* **19** 302 (1942)
175. Tsiklauri D *Phys. Rev. E* **56** 6245 (1997)
176. Смородов Е А, Курочкин А К, Валитов Р Б, Маргулис М А *ЖФХ* **60** 648 (1986)
177. Suslick K S, in *Intern. Symposium on Nonlinear Acoustics, Goettingen, September 1-4 1999*
178. Johnson M L, Nicol M, Holmes N C, in *Shock Waves in Condensed Matter* (Ed. Y M Gupta) (New York: Plenum Press, 1986) p. 201
179. Plesset M S *Bubble dynamics. Cavitation in Real Fluids* (New York: 1965)
180. Yasui K *Phys. Rev. E* **60** 1754 (1999)
181. Yasui K *Phys. Rev. E* **60** 1759 (1999)
182. Sochard S, Wilhelm A-M, Delmas H *Ultrasonics Sonochemistry* **4** 77 (1997)
183. Matula T J et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2602 (1995)
184. Акуличев В А *Кавитация в криогенных и кипящих жидкостях* (М.: Наука, 1978) с. 216

Sonoluminescence

M.A. Margulis

Andreyev Acoustics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow
ul. Schvernika 4, 117036 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 126-90 53
Fax (7-095) 126-84 11
E-mail: margulis@mtu-net.ru

The current status of knowledge of the sonoluminescence mechanism is reviewed. It is shown that the development of sonoluminescence in multi-bubble cavitation fields is best described by the local electrification theory of cavitation bubbles. For certain acoustic field configurations, a single, stable, oscillating cavitation bubble develops, which differs from its 'ordinary' counterparts in a number of respects, and whose sonoluminescence is a thermal effect in contrast to the luminescent glow of the ensemble of 'cold' cavitation bubbles. A model of single bubble sonoluminescence is proposed, which includes the resonance absorption of energy by a cavitation bubble in a symmetric acoustic field. The mechanism of some single bubble effects is as yet not clear.

PACS number: 78.60.Mq

Bibliography — 184 references

Received 18 January 1999