

2. Многопузырьковая и однопузырьковая сонолюминесценция

Первые исследования динамики кавитационного пузырька в жидкости относятся ко времени работы Рэля [1]. Большое количество публикаций вышло в последующие десятилетия, включая исследования Plesset [2,3], Eller и Crum [4], Flynn [5,6], Lauterborn [7], Prosperetti [8,9], Plesset и Prosperetti [10] и других авторов.

В последние годы всплеск числа публикаций по исследованиям динамики пузырька произошел после открытия однопузырьковой сонолюминесценции (SBSL) Gaitan [11-13]. Открытие оказалось интригующим: одиночный газовый пузырек размерами в несколько микрон, возбуждаемый акустическими колебаниями в сферическом стеклянном сосуде, испускает световые импульсы столь интенсивные, что они видны невооруженным глазом (рис. 2.1, фото с сайта <http://www.techmind.org/sl>).

Частота ультразвука и радиус стеклянной колбы подобраны таким образом, что в геометрическом центре сосуда образуется пучность стоячей волны давления, в которой и происходят колебания пузырька, и одновременно, компенсируется выталкивающая сила Архимеда. В работах [14,15] левитация пузырька объясняется действием первичной силы Бьеркнесса, обусловленной градиентом давления в стоячей волне, которая «втягивает» пузырек в пучность стоячей волны.

Эксперименты группы Паттермана [16], Barber et al. [17,18], Hiller et al. [19], Löfstedt, Barber & Putterman [20], Löfstedt et al. [21], Weninger, Putterman & Barber [22] выявили множество интересных фактов о SBSL: ширина свето-

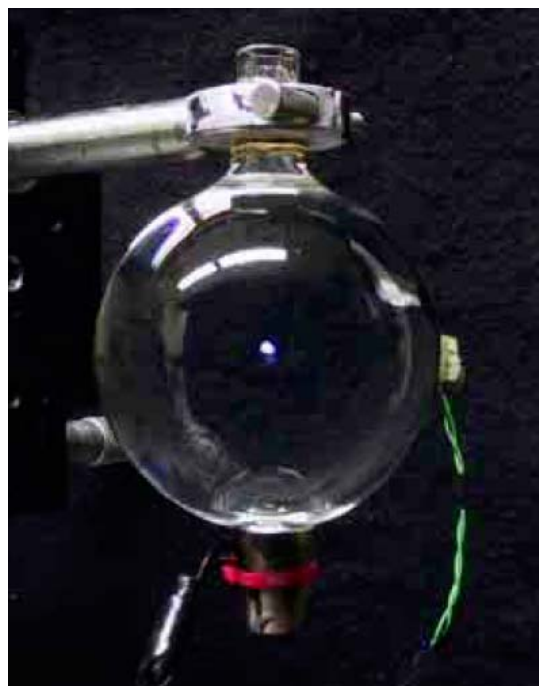


Рис.2.1. Экспериментальная установка для наблюдения SBSL и сам светящийся пузырек (яркая точка в центре колбы).

вого импульса является рекордно короткой и составляет по разным данным от 10-50 пс до 100-300 пс и зависит от концентрации растворенного газа и амплитуды звукового давления, спектр излучения сплошной, без выраженных характеристических линий и полос, размер светящейся области составляет менее 1 мкм (см. рис. 2.2, фото с сайта: http://www-phys.llnl.gov/N_Div/sonolum) и пр.

Несмотря на интенсивные исследования и множество полученных экспериментальных фактов, природа СЛ остается во многом неясной.

Согласно большинству из предложенных теорий о природе СЛ (Löfstedt et al. [20]), Hiller et al. [23]), Flint & Suslick [24], Wu & Roberts [25], Frommhold & Atchley [26]), Moss et al. [27]), Bernstein & Zakin [28]), Moss, Clarke & Young [29]) причиной вспышек СЛ являются высокие температуры в пузырьке, достигающие $10^4 - 10^5$ К. Физический же механизм процессов излучения световой вспышки предлагается самый разный – тепловое излучение абсолютно черного тела, излучательная дезактивация возбужденных состояний молекул и атомов, тормозное излучение электронов и даже достаточно экзотический эффект Казимира [60].

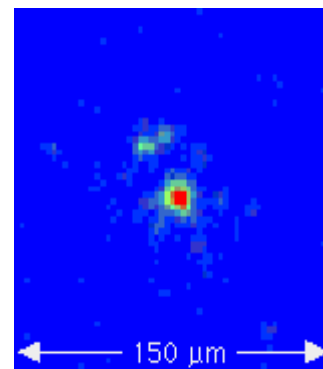


Рис.2.2. Микрофотография излучающего пузырька. Разрешающая способность 3 мкм. Число фотонов за вспышку - 10^5 .

Ключевые параметры в эксперименте по СЛ – равновесный радиус пузырька R_0 , амплитуда звукового давления и концентрация газа в жидкости.

Следует заметить, что R_0 не может задаваться экспериментатором непосредственно, а определяется диффузией газа в пузырек при его пульсациях в течение первых секунд от начала колебаний. Тем не менее, его размер может быть измерен в эксперименте, например, по рассеянию Ми как в работах Barber et al. [17] или прямым микроскопическим наблюдением Holt & Gaitan [31]). В интервалах времени, меньших характерных времен сравнительно медленных диффузионных процессов, например в течение одного периода

акустических колебаний, начальный радиус пузырька может быть принят постоянным [32].

Экспериментами установлено, что однопузырьковая СЛ происходит в точно одинаковой фазе колебания звука и имеет точно одинаковую яркость для миллионов (а иногда и миллиардов) циклов. В то же время найдено, что существует лишь небольшая область параметров, где устойчивая СЛ возможна. В частности, должны быть соблюдены следующие условия:

1. Скорость стенки пузырька в течение сжатия должна достигнуть скорости звука в газе, чтобы обеспечить передачу достаточной энергии от жидкости к газу.

2. Пузырек должен быть устойчивым к несферическим колебаниям его поверхности, которые приводят к фрагментации.

3. Пузырек должен быть устойчивым к диффузионным процессам, то есть, не должен растворяться в жидкости при сжатии или расти вследствие выпрямленной диффузии.

4. Химическая стабильность газа в пузырьке. В том случае, когда в пузырьке присутствуют многоатомные газы, они могут вступать в реакцию с молекулами пара жидкости или другого газа, а продукты реакции будут удаляться в жидкость. При этом состав газа будет изменяться, и характер движения пузырька изменится, вплоть до потери устойчивости SBSL. Так, например, установлено, что при наличии в жидкости растворенного аргона, пузырек, первоначально содержащий воздух, через некоторое время «сжигает» кислород и азот, и содержимое его оказывается практически чистым аргоном (Holt & Gaitan [31]).

На рис. 2.3 графически показана область существования аргонового пузырька в воде в координатах акустического давления P_a и равновесного радиуса R_0 . Как следует из приведенных данных, границы устойчивости SBSL довольно узки – примерно $1,15 < P_a < 1,45$ бар по акустическому давлению и 1-5 мкм по равновесному радиусу пузырька. Сплошные толстые линии показывают границы диффузионного равновесия (см. п.3) при различных парциальных давлениях (p_∞) растворенного газа. В области выше линий пузырек

растет за счет притока растворенного газа, а ниже – исчезает вследствие растворения газа в жидкости. Поэтому для наблюдения устойчивой СЛ жидкость должна быть предварительно сильно дегазирована ($p_{\infty} \sim 0,002 P_0$).

Согласно [32] свечение возникает при достижении максимальной скорости стенки пузырька скорости звука в газе $\dot{R} = c_g$, или в числах Маха, $M_g=1$. Это условие выполняется выше пунктирной кривой $|M_g|=1$ (рис.2.3).

Верхняя граница по радиусу пузырька определяется устойчивостью его сферической формы. Увеличение P_a свыше 1,5 бар также приводит к деформации пузырька, при слишком малых P_a скорость сжатия оказывается недостаточной для излучения СЛ вспышки ($M_g < 1$).

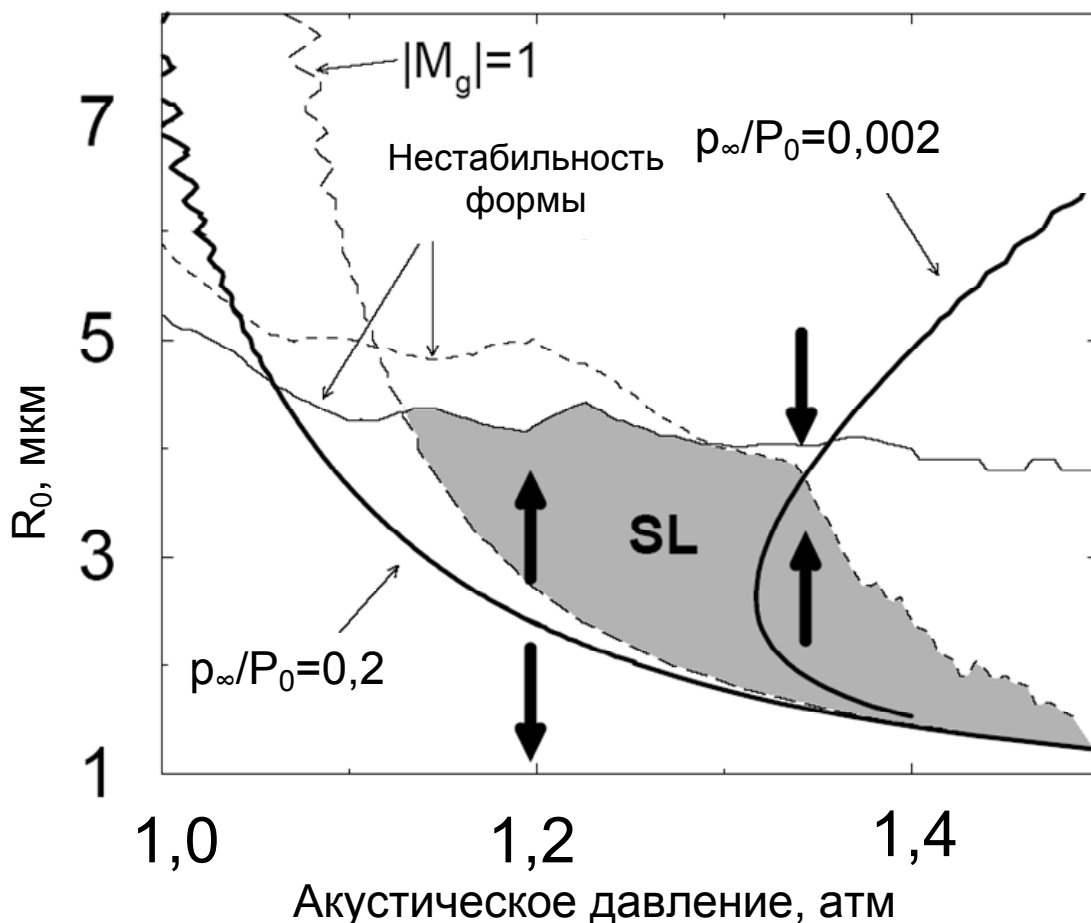


Рис.2.3. Область устойчивости режима SBSL аргонового пузырька в воде [32].

Приведенные выше результаты получены для SBSL в условиях близких к тем, которые были использованы при первом наблюдении этого явления (Gaitan, [11-13]). Частота акустических волн определяется в этом случае размерами сосуда и находится в пределах 15-30 кГц. Однако в недавних работах были получены экспериментальные данные об явлении SBSL в других условиях, в частности в высоковязких жидкостях, в том числе концентрированной серной кислоте [33-36], глицерине и фосфорной кислоте [37] и т.д. Были найдены способы возбуждения SBSL на низких частотах 35-200 Гц [37], а также высоких, до 1 МГц [61].

Прежде чем рассмотреть эти результаты, заметим, что явление аналогичное SBSL наблюдалось еще 1987 году [30,38]. В экспериментах использовался Т-образный магнестрикционный излучатель, работающий на собственной резонансной частоте 22 кГц. При его работе в стеклянном цилиндрическом стакане, заполненном этиленгликолем, возникали две устойчивые «полусферы» из стабильных кавитационных пузырьков. Яркость СЛ была настолько велика, что свечение легко наблюдалась невооруженным глазом и фотографировалось на обычную фотопленку. Кавитационная область представляла собой тонкий слой пузырьков, причем внутри «полусфер», как и снаружи, пузырьки отсутствовали (рис. 2.4). При введении внутрь полусфер полоски алюминиевой фольги кавитационная эрозия вне полусфер не наблюдалась, однако она была весьма интенсивна в слое пузырьков.

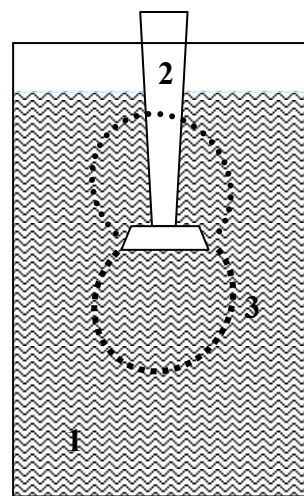


Рис.2.4. Схема эксперимента по наблюдению устойчивой границы кавитационной области [38]. 1 – сосуд с этиленгликолем; 2- Т-образный УЗ-излучатель 22 кГц; 3 – полусферы из светящихся кавитационных пузырьков.

Слой формировался при амплитуде колебаний излучателя около 20 мкм. При увеличении амплитуды до 40 мкм слой пузырьков сплющивался по направлению к колеблющейся пластине и приобретал заметную толщину, до 1

мм вблизи оси симметрии системы. При увеличении амплитуды колебаний до 60 мкм слой полностью смыкался с пластиной и кавитационная область приобретала обычный вид кавитационного облака.

При исследованиях размеров пузырьков использовалась стробоскопическая подсветка с длительностью световой вспышки 3 мкс. Стробоскоп синхронизировался электрическим сигналом генератора ультразвуковой установки, причем начало вспышки можно было плавно перемещать по всему периоду ультразвуковых колебаний.

С использованием стробоскопической установки было получены следующие результаты: 1). Пузырьки в верхней и нижней полусферах колеблются в противофазе, причем практически синхронно по всей поверхности каждой полусферы. 2). Максимальный размер пузырька составляет около 20 мкм. 3). Минимальный размер пузырьков настолько мал, что они не наблюдаются в видимом свете. Практически полное отсутствие рассеяния света на пузырьках визуально воспринимается как исчезновение пузырьков. При плавном изменении задержки стробоскопического импульса непосредственно перед исчезновением полусферы приобретают заметный красноватый оттенок (стробоскоп излучает белый свет). 4). Поверхностная плотность кавитационных пузырьков в полусферах составляет около $300-500 \text{ см}^{-2}$, так что они могут считаться одиночными.

Как следует из приведенных результатов, параметры пузырьков в этих экспериментах близки к параметрам пузырька при режиме SBSL. Отличие состоит в том, что число таких излучающих вспышки СЛ пузырьков составляет несколько тысяч, и световой поток при этом многократно увеличивается.

Механизм образования светящихся полусфер из кавитационных пузырьков детально не исследовался, но, вероятно, основным фактором является наличие изгибных колебаний излучающей пластины. Оценки показали, что при диаметре круглой титановой пластины диаметром 1,3 см и толщиной 1,5 мм частота ее осесимметричных изгибных колебаний в жидкости составляет примерно 20 кГц, т.е. близка к используемой ультразвуковой частоте. Син-

хронность колебаний пузырьков на всей полусфере объясняется тем, что фаза акустических колебаний на этой поверхности одна и та же, благодаря тому, что распространение изгибных колебаний в пластине происходит с конечной скоростью, и соответственно, акустическое излучение пластины в жидкость происходит с разной фазой. Поэтому отношение вертикального (по рис. 2.4) размера полусферы к радиусу излучающей пластины будет равно отношению скорости звука в жидкости к скорости распространения изгибных колебаний в пластине, что и подтверждается расчетом.

Условия формирования сферического слоя кавитационных пузырьков соблюдаются в достаточно узком интервале параметров. Так, при использовании другой жидкости (вода, глицерин) получить эффект не удалось. Нагрев этиленгликоля до $+40^{\circ}\text{C}$ также приводил к разрушению слоя, что, по-видимому, связано со снижением вязкости, т.к. давление насыщенных паров при такой температуре ничтожно мало, и не могло влиять на динамику пузырьков.

В той же работе описывается метод получения интенсивной световой вспышки с использованием простой экспериментальной установки, состоящей из стеклянного медицинского шприца объемом 20 мл с металлическим штоком. При медленном заполнении (т.е. не допуская разрыва жидкости) шприца глицерином на $2/3$ его объема и последующем резком вытягивании и отпуске поршня шприца в объеме жидкости наблюдается яркая све-

товая вспышка голубого цвета, видимая в полузатемненном помещении. После проведения эксперимента в объеме жидкости остаются несколько пузырьков газа размерами в десятые доли миллиметра. Если образовался один или несколько пузырьков радиусом $0,5$ мм и выше, то повторение эксперимента без удаления этих пузырьков или замены жидкости не удастся.

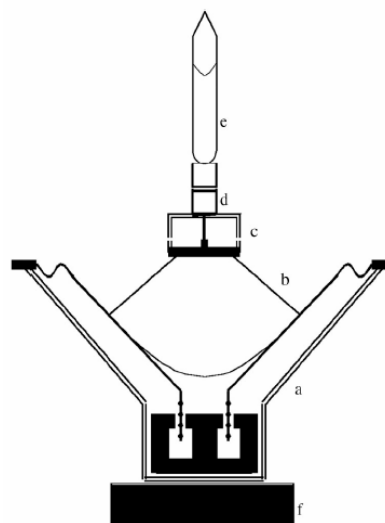


Рис.2.5. Вибрационный метод получения SBSL [37].
а – электромагнитный вибратор;
б – легкий конус; с – электродвигатель; д – соединитель; е – пробирка с жидкостью.

Как следует из приведенных экспериментальных данных, наиболее яркие вспышки удается получить в жидкостях, имеющих большой коэффициент вязкости. Это, вероятно, связано со стабилизацией сферической симметрии пульсации кавитационного пузырька вязкими силами. Следует, однако, заметить, что обычно вязкие жидкости имеют высокую полярность молекул и большое поверхностное натяжение, а следовательно, обладают способностью к образованию молекулярных структур. Влияние этих факторов на динамику кавитационного пузырька будет рассмотрено во второй части книги (разделы 8 и 9), в которой анализируются химические аспекты кавитации.

Оригинальный способ получения одиночного стабильного светящегося пузырька предложен в работах [37,41]. Авторы [37] использовали очень низкую частоту колебаний равную 35 Гц. На таких низких частотах невозможно осуществлять передачу энергии пузырьку в режиме бегущей или стоячей акустической волны из-за чрезмерно больших для лабораторных условий размеров сосуда (резонатора). Поэтому авторами был разработан вибрационный метод возбуждения кавитации (рис. 2.5), по своей сути аналогичный поршневому воздействию на жидкость в герметичном сосуде. Электромагнитный вибратор (а), в качестве которого использовался обычный 450-ваттный динамик, через легкий конус (b) передавал колебания небольшому электродвигателю (с), вал которого соединялся с помощью алюминиевой втулки (d) с дном пробирки с жидкостью (е). Жидкость предварительно дегазировалась и насыщалась инертным газом или воздухом под пониженным давлением (0,1-10 Тор), после чего пробирка запаивалась.

Электродвигатель (от вентилятора компьютерной микросхемы) приводил пробирку с жидкостью во вращение со скоростью 20 об/с, что обеспечивало локализацию пузырьков на оси пробирки.

При колебаниях пробирки давление в ее нижней части равно:

$$P = P_0 + \rho h \left(g + \frac{d^2 z}{dt^2} \right) \quad (2.1)$$

где P_0 – давление газа в пробирке, ρ – плотность жидкости, h – высота столба жидкости, g – ускорение свободного падения, z – смещение пробирки от начального положения, t – время.

Из уравнения легко видеть, что при ускорении вниз вблизи дна пробирки образуется отрицательное давление, которое является следствием проявления сил инерции жидкости. Под действием этих растягивающих сил микропузырьки расширяются, наполняются растворенным газом и коалесцируют, образуя один большой пузырек. Силы инерции жидкости максимальны вблизи дна пробирки, поэтому пузырек обладает отрицательной плавучестью и располагается в нижней части пробирки. Вращение приводит к локализации пузырька на оси пробирки, устраняя влияние стенок и обеспечивая тем самым максимальную сферическую симметрию пульсаций. Система обеспечивала амплитуду колебаний пробирки до 7мм при частоте 20-200 Гц, что позволяло получать ускорения до $d^2z/dt^2 \sim 70 \text{ м/с}^2$.

Эксперименты на описанной установке показали, что при низких частотах колебаний действительно образуются устойчивые сонолюминесцирующие пузырьки рекордно большой яркости. Равновесный радиус пузырька составляет 0.4 мм, что на порядок больше, чем при ультразвуковой SBSL. По оценкам авторов, отдельная вспышка состоит из 10^{12} фотонов, что на три по-

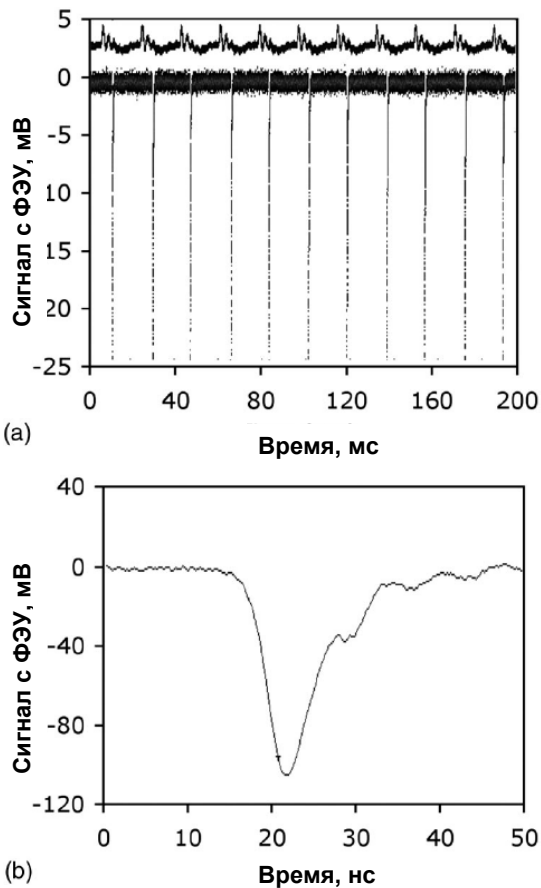


Рис.2.6. Осциллограммы сигналов при возбуждении кавитации на частоте 35 Гц в глицерине [37]. а) сигнал микрофона (верхняя кривая) и ФЭУ (нижняя кривая). б) Сигнал ФЭУ от единичной вспышки СЛ.

рядка больше, чем при обычной SBSL, а пиковая мощность излучения достигает 1.2 Вт. Расчетный КПД преобразования механической энергии в световую составляет около 1%, что примерно равно КПД лазеров.

На рис. 2.6 показаны осциллограммы сигналов микрофона, установленного вблизи вибрирующей пробирки, и фотоумножителя (ФЭУ). На нижнем рисунке представлена осциллограмма единичной вспышки СЛ. Как следует из этих данных, длительность вспышки составляет около 10 нс, что на три порядка превышает длительность при «обычной» SBSL (около 10-100 пс). В некоторых жидкостях, например фосфорной кислоте, длительность соновспышки достигает микросекунды. Таким образом, снижая частоту возбуждения SBSL можно на порядки увеличить как мощность единичной вспышки, так и ее длительность.

Сравнение различных жидкостей по интенсивности СЛ в спектральном диапазоне 200-700 нм приведено в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Интенсивность вспышек СЛ на частоте 35 Гц в различных жидкостях [37]

Жидкость	Давление насыщенного пара (Торр)	Вязкость (сП)	Плотность г/см ³	Поверхностное натяжение (мН/м)	Интенсивность вспышек СЛ (фотон/вспышка)
Вода	20	1.0	1.00	74	10 ⁶
Жидкий парафин (ВР)	10 ⁻³	20	0.85		10 ⁶
Силиконовое масло (DC 704)	10 ⁻⁸	39	1.07	37	10 ⁷
Глицерин	10 ⁻⁴	950	1.26	63	10 ⁸
Этиленгликоль	10 ⁻¹	16	1.10	48	10 ⁹
Дибутилфталат	10 ⁻⁵	21	1.05	34	10 ¹⁰
Серная кислота (100%)	10 ⁻³	28	1.83	52	10 ¹¹

Фосфорная кислота (100%)	10^{-2}	250	1.87	80	10^{12}
-----------------------------	-----------	-----	------	----	-----------

Согласно данным табл. 2.1, наиболее интенсивные вспышки СЛ происходят в полярных вязких жидкостях.

В обсуждаемой работе обнаружено много необычных эффектов. В частности, впервые наблюдались два вида пузырьков – «синие» и «красные», обнаруженные авторами в фосфорной кислоте. Синий цвет является обычным для SBSL, тогда как красный цвет наблюдался впервые. Еще более удивительным является тот факт, что «красные» пузырьки излучают из очень большой пространственной области – порядка 1 мм (ср. с рис.2.1). Авторы не смогли объяснить наблюдаемый эффект, но предположили, что свет может излучаться не пузырьком, который имеет размеры порядка микрон, а слоем жидкости прилегающей к пузырьку, содержащей небольшое количество воды.

Изучение спектрального состава СЛ является весьма информативным методом исследования природы СЛ. При этом следует учитывать не только излучение в видимой области длин волн, но и более длинные электромагнитные волны (ИК-излучение, микроволновое, радиоизлучение) и короткие (УФ, рентген, гамма, и, возможно, появление элементарных частиц при ядерных реакциях).

Наиболее исследованным является спектр СЛ в видимой и ближней ультрафиолетовой области. Первые эксперименты показали, что в этом диапазоне спектр (кавитационной области, MBSL) качественно схож с излучением абсолютно черного тела

при температуре в несколько тысяч градусов. В то же время, имеются харак-

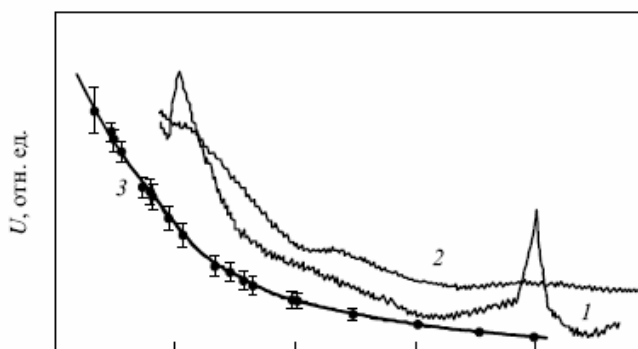


Рис.2.7. Спектры MBSL в растворе NaCl в воде [42] (1), SBSL в растворе NaCl (2) и чистой воде (точки) и спектр абсолютно черного тела при 25 000K (3).

теристические спектральные полосы и уширенные линии излучения молекул, атомов и ионов растворенных в жидкости веществ [42] (рис.2.7).

Ситуация стала более интригующей после открытия SBSL. Обнаружилось, что в спектре одиночного устойчивого пузырька [62] отсутствуют какие-либо линии и он практически полностью подобен спектру черного тела при температуре 10-50 тыс. градусов!

Различие в спектрах послужило основанием для заключения, что механизмы однопузырьковой (SBSL) и многопузырьковой (MBSL) сонолюминесценции различны. В частности, в работах М.А. Маргулиса [42] отсутствие таких линий трактуется в пользу разработанной им электрической теории многопузырьковой СЛ.

Развитие техники эксперимента и использование неводных сред, в том числе и органических, позволило понять причины различий в SBSL и MBSL спектрах. В недавней работе группы Саслика (Flannigan and Suslick, 2005, [34]) исследовалась SBSL в концентрированной серной кислоте с различны-

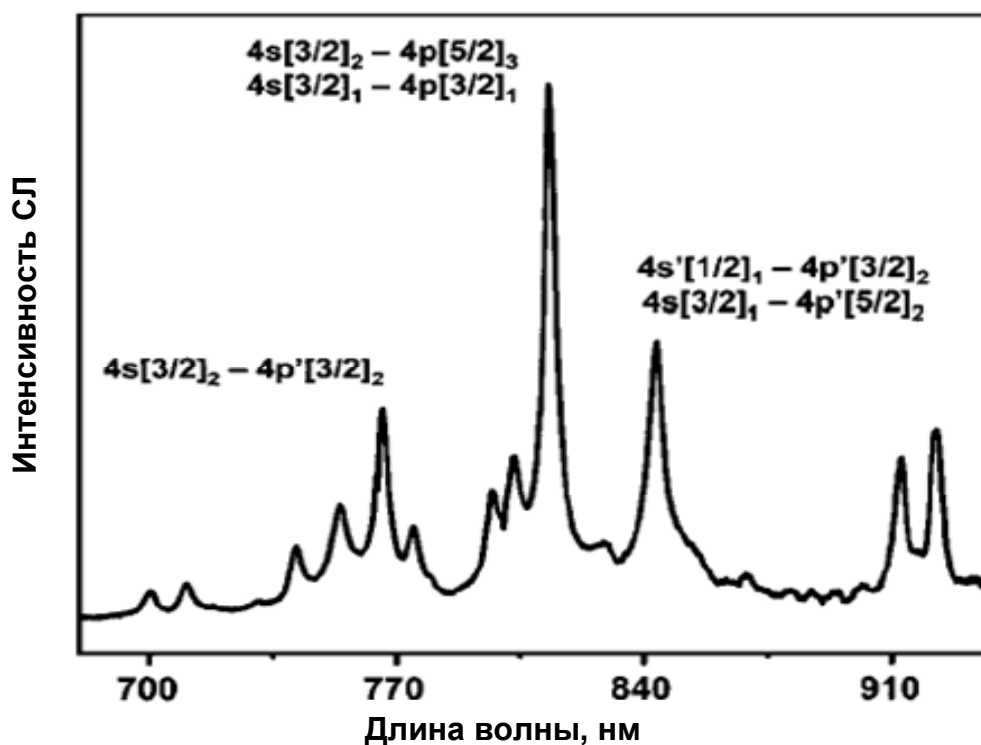


Рис.2.8. Характеристические линии излучения атомов аргона в SBSL-спектре [34]. Условия: 85% H_2SO_4 при давлении насыщения 50 Торр и звуковом давлении 0,3 МПа.

ми растворенными инертными газами. Эти экспериментальные данные пока-

зали интенсивную СЛ, на три порядка выше, чем в воде. Интересно, что в этом случае наблюдались характерные линии излучения благородных газов (рис.2.8) и ионов металлов, при растворении их в кислоте. Получение таких спектров стало возможным благодаря использованию спектральной техники высокого разрешения и применению специально подобранных жидкостей, интенсивность сонолюминесценции в которых многократно превосходит по интенсивности свечение в воде. Наиболее выражены линии при минимальных (для режима SBSL) амплитудах акустического давления (~1.1 бар) [57,58].

Значительно меньшая выраженность спектральных линий при SBSL на высоких амплитудах акустического давления, происходит, видимо, вследствие

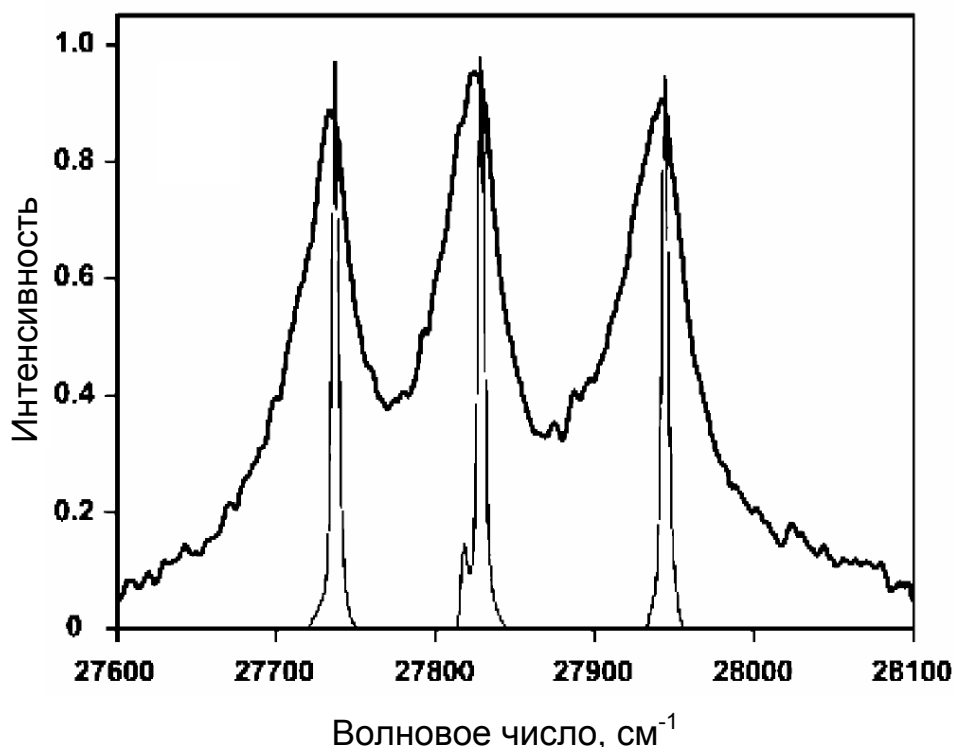


Рис.2.9. Спектры MBSL 2,5 ммоль раствора $\text{Cr}(\text{CO})_6$ в силиконовом масле насыщенном аргоном (толстая линия) и паров $\text{Cr}(\text{CO})_6$ в пламенно-ионном спектрометре (тонкая линия) [59].

вие сильного уширения спектральных линий. Уширение спектральных линий имеет место и при MBSL, но в меньшей степени (рис.2.9, [59]). По-видимому, происходит ударное уширение линий [43], связанное с уменьшением продолжительности излучения возбужденных атомов вследствие их взаимодействия с другими атомами. Так, если акт излучения одиночного атома состав-

ляет ~ 10 нс, то понятно, что при длительности вспышки СЛ порядка 0,05-0,2 нс атом просто не успевает излучить «естественным» образом, без взаимодействия с другими атомами. Поэтому столь короткие световые импульсы просто не могут состоять из отдельных, выраженных спектральных линий.

Согласно классическим представлениям процесс столкновения приводит к нарушению (обрыву) процесса излучения классического осциллятора. В результате этого наблюдаемое время жизни осциллятора уменьшается. Это приводит к уширению контура излучаемой линии. Уширение спектральных линий, причиной которых является столкновение атомов, называется ударным. Этот вид уширения особенно проявляется для газов, находящихся при высоких температурах и больших давлениях. В современных ртутных лампах сверхвысокого давления, где давление паров ртути достигает 20-30 атм, «линии» ртутного излучения настолько уширены, что само выражение «спектральные линии» теряет смысл.

Величина ударного уширения спектральной линии с длиной волны λ может быть рассчитана по соотношению:

$$\Delta\lambda_s = \frac{\lambda^2}{c} n \cdot \sigma \cdot V \quad (2.2)$$

где c – скорость света в газе, n – концентрация атомов, σ – сечение рассеяния, V – скорость соударяющихся молекул. Тем не менее, поскольку реальные термодинамические параметры газа в пузырьке достоверно неизвестны, подобные оценки уширения провести не представляется возможным.

Косвенным подтверждением связи спектрального уширения с длительностью световой вспышки СЛ и ударной его природой получено в уже упоминавшейся работе [37], в которой длительность импульса СЛ была аномально большой. В этом случае даже в спектре низкого разрешения хорошо видны спектральные линии.

В общем случае подобие спектра излучения некоторого объекта определяется так называемой «оптической толщиной». Если длина свободного пробега излучения в веществе L_λ больше размеров объекта D , то он называется оптически тонким. В этом случае в спектре излучения наблюдаются хо-

рошо выраженные спектральные линии вещества, из которого состоит объект. Наглядным примером такого излучения является пламя газовой горелки кухонной плиты. Если же $L_\lambda < D$, то спектральные линии уширяются за счет столкновений молекул вплоть до сплошного континуума (люминесцентные лампы высокого давления), а при $L_\lambda \ll D$ получается характерный спектр абсолютно черного тела (раскаленный металл, Солнце, кроме верхних слоев фотосферы).

Длина пробега излучения L_λ зависит от плотности вещества и его температуры. Вопрос о том, можно ли считать излучение СЛ аналогичным излучению черного тела рассматривался в ряде работ [27, 29, 44, 45]. Предложены смешанные модели, в которых имеется плотное ядро, излучающее сплошной спектр, и оптически прозрачный внешний слой, излучающий характеристические линии и полосы заполняющей пузырек газовой смеси. В работе [46] рассмотрена модель многих вложенных друг в друга концентрических сферических слоев, каждый из которых имеет свои оптические и термодинамические свойства. Эта модель достаточно полно описывает реальный спектр SBSL.

Как уже упоминалось, пульсации кавитационного пузырька характеризуются чрезвычайно большим диапазоном изменений как термодинамических, так и геометрических параметров. Поэтому, по нашему мнению, кавитационный пузырек в принципе нельзя рассматривать как статическую систему, обладающую набором каких-либо постоянных характеристик, в том числе и спектром излучения. Спектр должен изменяться в процессе сжатия, что следует из того, что плотность сжатого газа (и L_λ) изменяется как R^{-3} , а характерный размер D как R . Поэтому понятно, что если в начале свечения должны наблюдаться отдельные линии (оптически прозрачная среда), то с увеличением степени сжатия спектр будет все больше сглаживаться и в конце сжатия может быть полностью подобен спектру черного тела.

Подтверждением этого предположения являются экспериментальные данные работы [47], в которой исследовалась форма и длительность вспышки СЛ в красном и синем свете. Авторами установлено, что единичная вспышка

SBSL в красном свете имеет большую продолжительность, чем в синем, причем это наблюдается только в холодной (3°C) воде. При температуре 23°C длительности вспышки в красной и синей части спектра одинаковы.

Теоретическое объяснение этого явления дано в работе [46], в которой учитывается изменение оптических свойств излучающей плазмы во времени согласно модели вложенных сфер. На рис. 2.10 представлены результаты расчета формы соновспышки в красной и УФ-области спектра. Из графиков следует, что красная составляющая СЛ возникает раньше, а заканчивается позже, чем УФ составляющая. На спаде импульса соновспышка, особенно при высоких P_a , имеет преимущественно красный цвет. Разумеется, ни визуально, ни с помощью спектральных приборов пикосекундные промежутки времени не различимы, и поэтому приборами измеряется некий усредненный спектр, с более или менее выраженными спектральными линиями.

Большинство спектральных исследований СЛ проведено в диапазоне

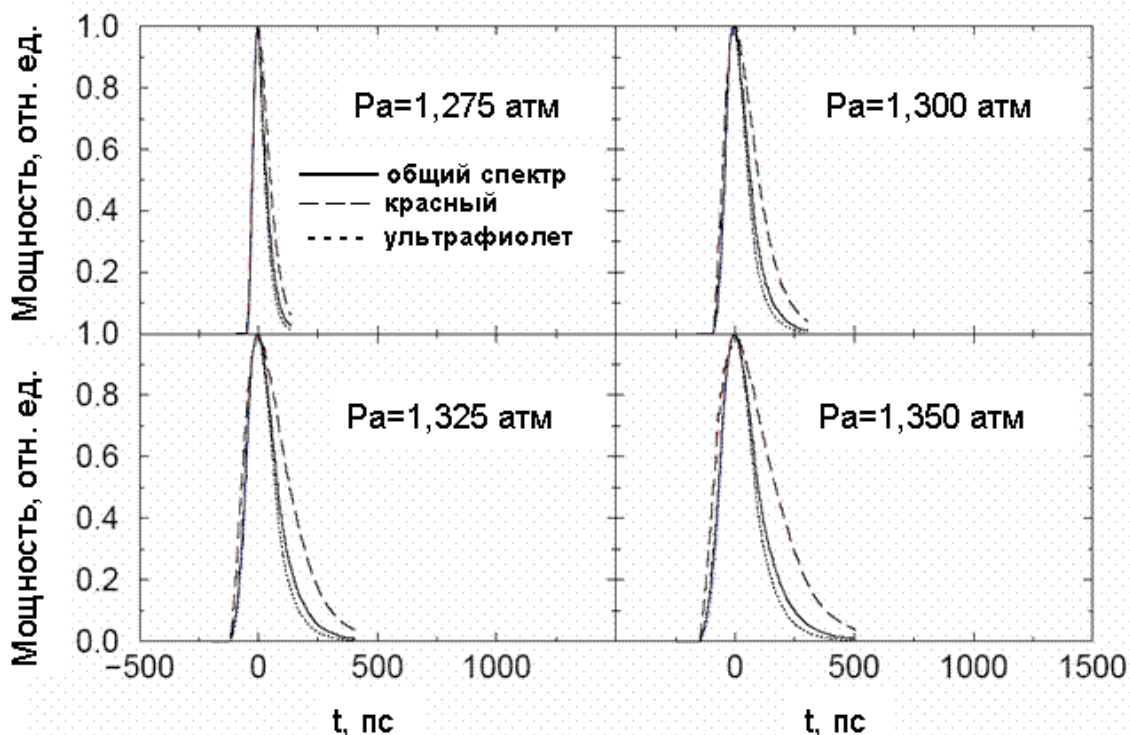


Рис.2.10. Различия формы вспышки в красной и УФ-области спектра, полученное согласно модели вложенных сфер [46] при различном акустическом давлении.

видимого света и ближней УФ-области. Это связано с тем, что малая интен-

сивность обычной СЛ предопределяла использование фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), область спектральной чувствительности катода которых лежит именно в этой области длин волн. Вторая, не менее важная причина состоит в том, что вне этой области имеет место сильное поглощение излучения самой жидкостью, и, таким образом, коротковолновая часть спектра оказывается недоступна для измерений. В работе [48] проведена попытка измерения коротковолновой области УФ спектра СЛ. Авторы использовали свойство некоторых веществ преобразовывать УФ-излучение в видимый свет. Раствор такого вещества в жидкости, должен, по мнению авторов, в какой-то мере поглощать далекий УФ и вновь излучать поглощенную энергию, но в области видимого света (ФЛ компонента). В качестве такого флюорес-

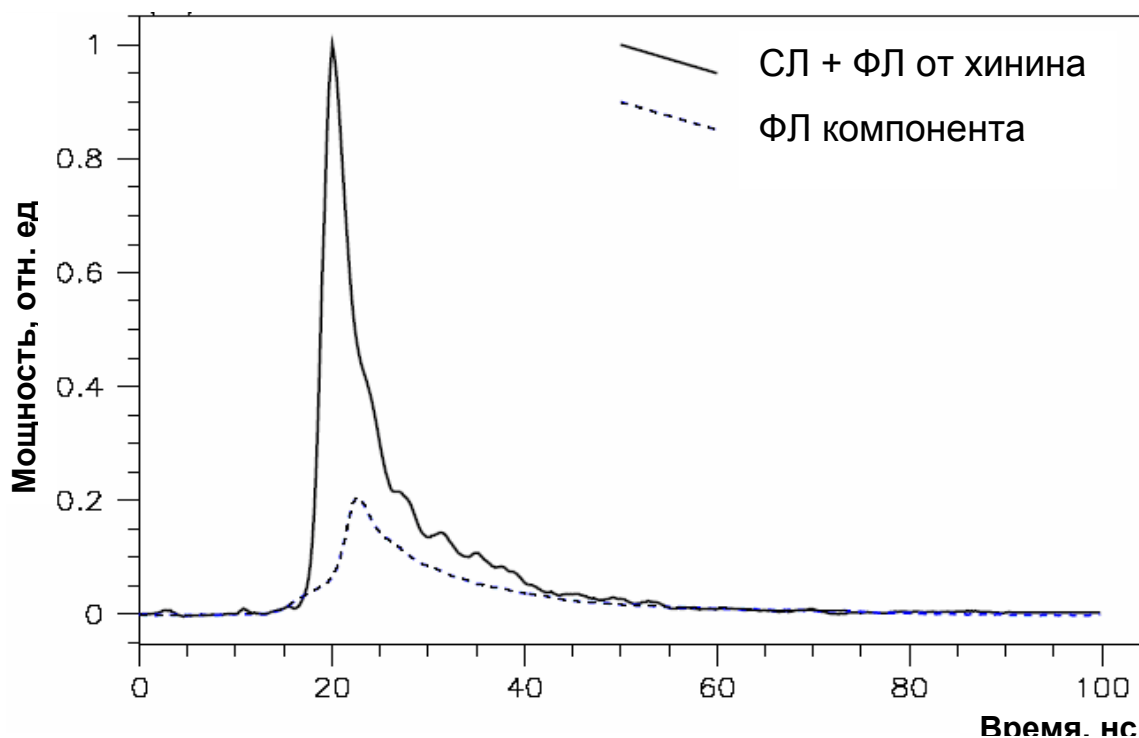


Рис.2.11. Усредненный по 1000 вспышек импульс СЛ и флюоресценции (ФЛ) в растворе хинина [48].

цирующего вещества использовался хинин ($C_{20}H_{24}N_2O_2$). Хинин практически полностью поглощает излучение с длиной волны менее 250 нм, т.е. тот самый диапазон, который не измеряется ФЭУ, и переизлучает энергию в диапазоне длин волн 400-600 нм. По оценкам авторов, доля коротковолнового УФ в спектре СЛ составляет около 38% (рис.2.11). Таким образом, реальная

энергия СЛ оказывается выше, чем измеренная в большинстве ранее проведенных экспериментов, не учитывающих коротковолновую часть УФ.

Исследования излучения в еще более коротковолновой области (рентгеновское и гамма-излучение) также проводились в ряде работ [49-51]. Процессы излучения квантов в этих областях энергий связаны с возможными ядерными реакциями, поэтому будут рассмотрены отдельно в следующем разделе.

Область спектра СЛ длинноволнового диапазона еще менее изучена. Известна недавняя работа [52] по регистрации микроволнового излучения в диапазоне 1-2 ГГц. Чувствительность аппаратуры составляла 1нВт, однако излучения зарегистрировано не было. В более поздней работе других авторов [53] на основании расчетов показано, что мощность СЛ в этом диапазоне значительно меньше 1нВт, поэтому отрицательный результат в работе [52] не является неожиданным.

Обсуждая энергетический спектр излучения при СЛ, тесно связанный с эффективностью концентрации энергии в пузырьке, следует упомянуть и работы по поиску элементарных частиц, возникновение которых может сопровождать кавитацию. Интерес к этой теме во многом определяется ее связью с термоядерной энергетикой.

Термоядерная энергетика – важнейшее и перспективное направление исследований, цель которых является избавление человечества от опасности нехватки энергоресурсов. Несмотря на полувековой период интенсивных исследований, до настоящего времени не удалось создать даже экспериментальный реактор, вырабатывающий мощность, достаточную хотя бы для самообеспечения реактора энергией. Грандиозный международный реактор ITER, который должен быть построен во Франции к 2010 году и обойдется входящим в него странам в 13 млрд. долларов, будет всего лишь экспериментальным, созданным для отработки технологий будущих реакторов, но не для выработки энергии как таковой.

Сложностей в осуществлении управляемого ядерного синтеза достаточно много, и главная из них – создание высокотемпературной плазмы, су-

существующей достаточно долгое время для осуществления возможности протекания термоядерной реакции. В настоящее время исследования ведутся по двум основным направлениям – совершенствование методов магнитного удержания плазмы и разработка инерционных методов ядерного синтеза. Представителем первой группы методов является установка «Токамак» и ее модификации, в которой плазма создается электрическим током в тороидальной камере и удерживается от контактов со стенками с помощью магнитного поля. Типичные размеры таких установок составляют метры, температура достигает 10-50 млн. градусов, плотность плазмы низка, а время удержания составляет десятки секунд.

Вторая группа методов использует импульсное сжатие ядерного топлива, которое достигается за счет импульса отдачи при высокоскоростном выбросе вещества во время его сверхбыстрого нагрева в сфокусированном лазерном пучке. Инерционные силы позволяют создавать плотную горячую плазму, но время ее существования очень мало (наносекунды).

На сегодняшний день ни одна установка ядерного синтеза, построен-

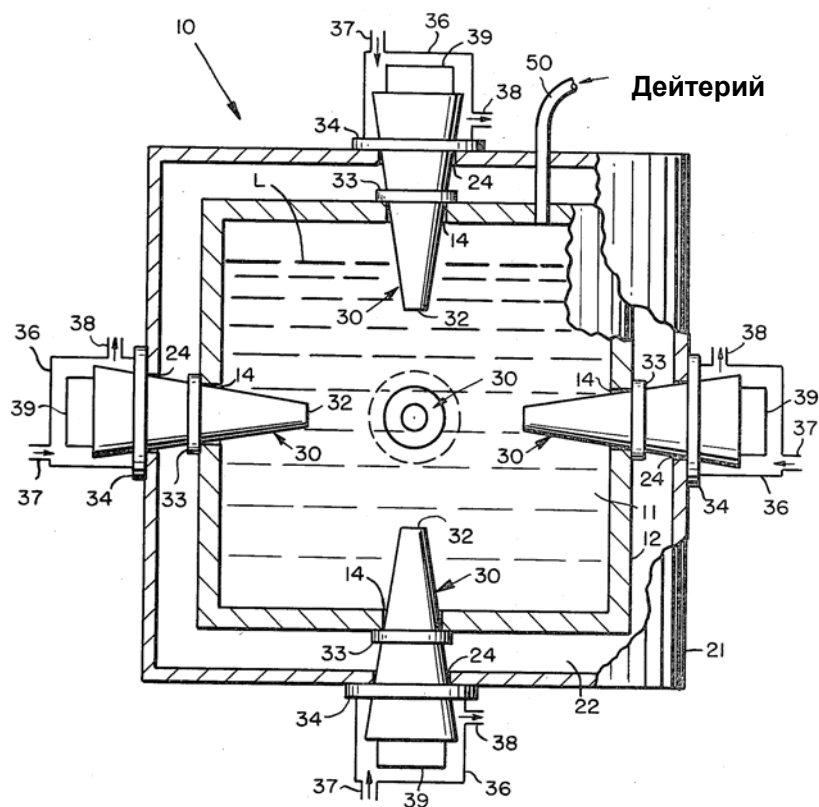


Рис.2.12. Установка соносинтеза по патенту US № 4 333 796.

ная на этих принципах, не может дать энергию в промышленном масштабе.

Использование кавитации для получения энергии ядерного синтеза является чрезвычайно привлекательным, прежде всего по компактности и небольшой стоимости самой установки. Как показано в предыдущих главах, кавитационная кумуляция энергии является одним из наиболее эффективных способов получения высокой плотности энергии из известных в настоящее время. Поэтому задолго до первой работы по соносинтезу группы Талейархана (Taleyarkhan et. al., 2002, [54]) проводились работы по регистрации нейтронного, рентгеновского и гамма-излучения при кавитации в присутствии ядер дейтерия, наличие которого могло бы свидетельствовать в пользу инициирования термоядерных реакций в кавитационном пузырьке.

Несмотря на отсутствие однозначных экспериментальных свидетельств об инициировании реакции термоядерного синтеза (ТЯС) в кавитационных пузырьках, были запатентованы множество методов его осуществления. Например, еще в 1982 году Н. Flynn получил патент US № 4 333 796 на соносинтез в среде жидкого металла (рис.2.12), во многом напоминающий установку для получения SBSL. Четыре или более магнитострикционных излучателя (30) симметрично встроены в реактор (12) с жидкостью (11) с растворенным дейтерием, который подается в верхнюю часть реактора по трубке (50). В центре симметрии установки находится кавитационный пузырек (30), содержащий дейтерий, который поступает из жидкости при пульсациях пузырька. Фокусировка ультразвуковых волн в месте расположения пузырька обеспечивает интенсивные пульсации пузырька и эффективную концентрацию энергии, достаточную, по мнению автора, для инициирования реакции ТЯС.

Другой патент US № 5 659 173, полученный группой Паттермана (S.J. Putterman) в 1997 году, т.е. уже после открытия SBSL, использует именно этот режим пульсаций пузырька для получения дейтерий-третиевой плазмы (рис.2.13). Имеется также Российский патент 1997 г. № 2 096 934 (Маргулис М.А.) «Способ получения высокотемпературной плазмы и осуществления термоядерных реакций».

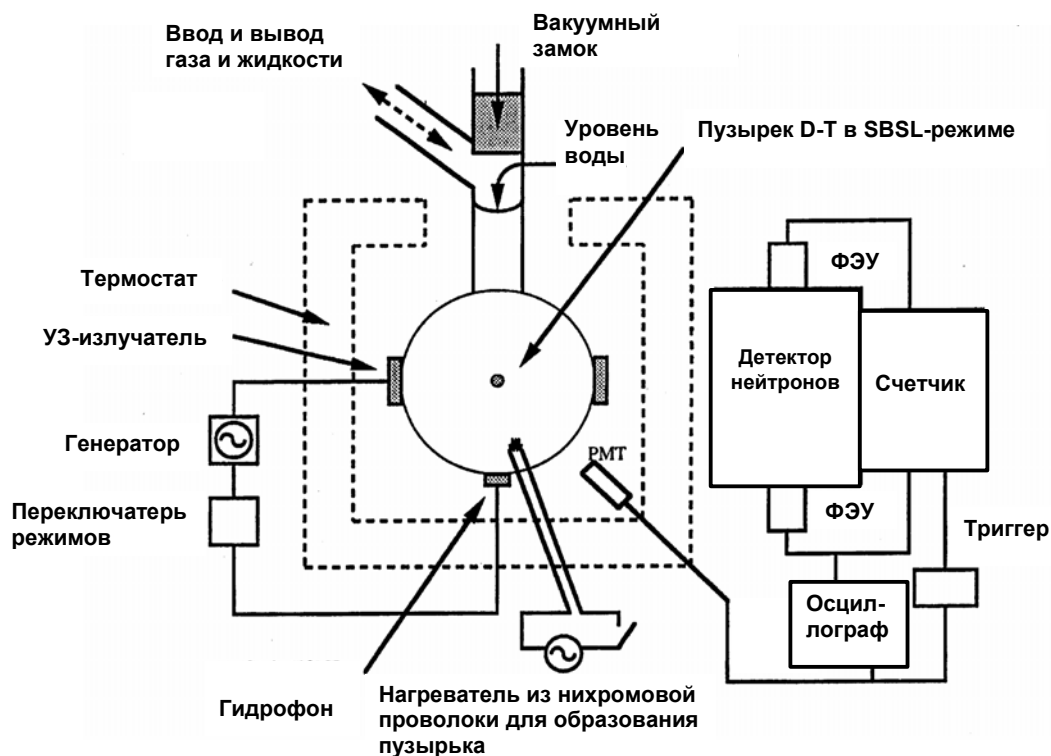


Рис.2.13. Установка соносинтеза по патенту US № 5 659 173.

Следует заметить, что даже после публикаций экспериментальных работ по соносинтезу отношение ученых к возможности «пузырькового термояда» осталось крайне скептическим. Во многом это связано с нашумевшим «открытием» Флейшмана и Понса, известном как холодный ядерный синтез (ХЯС). Справедливости ради отметим, что многие результаты в работах этих авторов не нашли объяснения (и опровержения) [55,56], и в настоящее время существует несколько научных групп, продолжающих исследования в этом направлении. Однако надежды быстро получить дешевый и неисчерпаемый источник энергии на принципах электролиза тяжелой воды были окончательно разрушены, что, вкупе с широко проведенной рекламной кампанией этого «открытия», и определило отношение к нему научной общественности.

Список литературы к разделу 2

1. Rayleigh L. (1917). On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity // *Philos. Mag.* - 1917.- V.**34**. - P.94-98.
2. Plesset M. (1949). The dynamics of cavitation bubbles // *J. Appl. Mech.* – 1949.-V.**16**. – P.277.
3. Plesset M. (1954). On the stability of fluid flows with spherical symmetry // *J. Appl. Phys.* – 1954. - V.**25**. – P. 96.
4. Eller A. and Crum L. A. (1970). Instability of motion of a pulsating bubble in a sound field // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1970. - V.**47**. - P.762.
5. Flynn H. G. (1975). Cavitation dynamics. I. A mathematical formulation (in sound field) // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1975. - V.**57**. – P.1379-1396.
6. Flynn H. G. (1975). Cavitation dynamics. II. Free pulsations and models for cavitation bubbles // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1975. – V.**58**. - P.1160-1170.
7. Lauterborn W. (1976). Numerical investigation of nonlinear oscillations of gas bubbles in liquids // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1976. - V.**59**. – P.283.
8. Prosperetti A. (1977). Current topics in the dynamics of gas and vapor bubbles // *Meccanica*. – 1977. – V.**12**. P.214-235.
9. Prosperetti A. (1977). On the stability of spherically symmetric flows // *Atti Accad. Naz. Lincei, Cl. Sci. Fis., Mat. Nat., Rend.* - 1977. - V.**62**. - P.196.
10. Plesset M. S. and Prosperetti A. (1977). Bubble dynamics and cavitation // *Annu. Rev. Fluid Mech.* - 1977. – V.**9**. - P.145-185.
11. Gaitan D. F. (1990). Ph.D. thesis (The University of Mississippi).
12. Gaitan D. F. and Crum L. A. (1990). In *Frontiers of Nonlinear Acoustics*. - 12th ISNA, edited by M. F. Hamilton and D. T. Blackstock (Elsevier Appl. Sci, London). – 1990. - P. 459-463.
13. Gaitan D. F., Crum L. A., Church C. C. and Roy R. A. (1992). Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1992. - V.**91**. - P.3166-3183.

14. Matula T. J., Cordry S. M., Roy R. A. and Crum L. A. (1997). Bjerknes force and bubble levitation under single-bubble sonoluminescence conditions // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1997. - V.**102**. - P.1522-1527.
15. Matula Th. J. (2003). Bubble levitation and translation under single-bubble sonoluminescence conditions // *The Journal of the Acoustical Society of America.* –2003. - V.**114**. - №2. -P.775-781.
16. Barber B. P. and Putterman S. J. (1991). Observation of synchronous picosecond sonoluminescence // *Nature.* - 1991. –V.**352**. - P.318-320.
17. Barber B. P., Weninger K., Lofstedt R. and Putterman S. (1995). Observation of a new phase of sonoluminescence at low partial pressures // *Phys. Rev. Lett.* –1995. - V.**74**. - P.5276-5279.
18. Barber B. P., Wu C. C., Lofstedt R., Roberts P. H. and Putterman S. J. (1994). Sensitivity of sonoluminescence to experimental parameters // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – V.**72**. - P.1380-1383.
19. Hiller R., Weninger K., Putterman S. J. and Barber B. P. (1994). Effect of noble gas doping in single-bubble sonoluminescence // *Science.* – 1994. - V.**266**. - P.248-250.
20. Löfstedt R., Barber B. P. and Putterman S. J. (1993). Toward a hydrodynamic theory of sonoluminescence // *Phys. Fluids A.* - 1993. – V.**5**. - P.2911-2928.
21. Löfstedt R., Weninger K., Putterman S. and Barber B. P. (1995). Sonoluminescing bubbles and mass diffusion // *Phys. Rev. E.* –1995. – V.**51**. -P.4400-4410.
22. Weninger K. R., Barber B. P. and Putterman S. J. (1997). Pulsed Mie scattering measurements of the collapse of a sonoluminescing bubble // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. - V.**78**. - P.1799-1802.
23. Hiller R., Putterman S. J. and Barber B. P. (1992). Spectrum of synchronous picosecond sonoluminescence // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. –V.**69**. - P.1182-1184.
24. Flint E.B. and Suslick K. S. (1989). Sonoluminescence from nonaqueous liquids: emission from small molecules // *J. Am. Chem. Soc.* – 1989. – V.**111**, P.6987-6992.

25. Wu C. C. and Roberts P. H. (1993). Shock-wave propagation in a sonoluminescing gas bubble // *Phys. Rev. Lett.* –1993. – V.70. - P.3424-3427.
26. Frommhold L. and Atchley A. A. (1994). Is sonoluminescence due to collision-induced emission? // *Phys. Rev. E.* – 1994. – V.73. - P.2883-2886.
27. Moss W. C., Clarke D. B., White J. W. and Young D. A. (1994). Hydrodynamic simulations of bubble collapse and picosecond sonoluminescence // *Phys. Fluids.* – 1994. – V.6. - P. 2979-2985.
28. Bernstein L. and Zakin M. (1995). Confined electron model for single bubble sonoluminescence // *J. Phys. Chem.* – 1995. – V.99. - P.14 619-14 627.
29. Moss W. C., Clarke D. B. and Young D. A. (1997). Calculated pulse widths and spectra of a single sonoluminescing bubble // *Science.* – 1997. –V.276. - P.1398-1401.
30. Смородов Е.А., Курочкин А.К., Валитов Р.Б. О возможности формирования устойчивой границы кавитационной области // *Акуст. ж.*- 1987. V.33. - №5. - С. 940-942.
31. Holt R. G. and Gaitan D. F. (1996). Observation of stability boundaries in the parameter space of single-bubble sonoluminescence // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. - V.77. - P.3791-3794.
32. Brenner M. P., Hilgenfeldt S. and Lohse D. (2002). Single-bubble sonoluminescence // *Rev. Mod. Phys.* – 2002. - V74. -P.425–483.
33. Flannigan D.J. and Suslick K.S. (2005). Plasma Line Emission during Single-Bubble Cavitation // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. –V.95. - 044301.
34. Flannigan D.J. and Suslick K.S. (2005). Molecular and atomic emission during single-bubble cavitation in concentrated sulfuric acid // *Acoustics Research Letters Online.* – 2005. – V.6. - №3. - P.157-161.
35. Hopkins S.D., Putterman S.J., Kappus B.A., Suslick K.S. and Camara C.G. (2005). Dynamics of a Sonoluminescing Bubble in Sulfuric Acid // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – V.95. - 254301.
36. Flannigan D.J., Hopkins S.D., Camara C.G., Putterman S.J. and Suslick K.S. (2006). Measurement of Pressure and Density Inside a Single Sonoluminescing Bubble // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V.96. –204301.

37. Chakravarty A., Georghiou T., Phillipson T.E. and Walton A.J. (2004). Stable sonoluminescence within a water hammer tube // *Phys. Rev. E.* –2004. – V.**69.** - 066317
38. Смородов Е.А. (1987). Экспериментальные исследования кавитации в вязких жидкостях // Дис. канд. физ.-мат. наук. М.: Акустический институт АН, 1987.
39. Hao Y. and Prosperetti A. (1999). The effect of viscosity on the spherical stability of oscillating gas bubbles // *Physics of Fluids.* – 1999. – V.**11.** - №6. - P. 1309-1317
40. Prosperetti A. (1977). Viscous effects on perturbed spherical flows // *Q. Appl. Math.* – 1977. – V.**34.** -P. 339-350.
41. Su C.-K., Camara C., Kappus B. and Putterman S.J. (2003). Cavitation luminescence in a water hammer: Upscaling sonoluminescence // *Phys. Fluids.* – 2003. – V.**15.** – P.1457.
42. Маргулис М.А. (2000). Сонолюминесценция // *Успехи физических наук.* - 2000. - № 3. - С. 263-287.
43. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. (1979). Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
44. Hammer D. and Frommhold L. (2001). Sonoluminescence: how bubbles glow // *J. Mod. Opt.* – 2001. – V.**48.** - P.239-277.
45. Li Yuan. (2005). Sonochemical effects on single-bubble sonoluminescence // *Phys. Rev. E.* – 2005. –V.**72.** - 046309.
46. Wang-Kong Tse and Leung P.T. (2006). Theory of Light Emission in Sonoluminescence as Thermal Radiation // *arXiv:cond-mat/0606359 v1.* 14 Jun 2006.
47. Gompf B., Gunther R., Nick G., Pecha R. and Eisenmenger W. (1997). Resolving sonoluminescence pulse width with time-correlated single photon counting // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – V.**79.** - P.1405-1408.
48. Lu J.Q., Wong H.T., Lin F.K. and Liu Y.H. (2005). Observation of Fluorescence Emissions from Single-Bubble Sonoluminescence in Water doped with Quinine // *arXiv: physics/0509031. v2.* 7 Dec. 2005.

49. Taleyarkhan R. P., West C. D., Lahey R.T. et.al. (2006). Nuclear Emissions During Self-Nucleated Acoustic Cavitation // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V.**96**. –034301.
50. Голубничий П. И., Куракин В. А., Филоненко А. Д. и др. // *ДАН СССР.* - 1989.- Т. **307**. - С. 99.
51. Голубничий П. И., Царев В. А., Чечин В. А. Препринт ФИАН СССР № 149. - Москва, июль 1989 г.
52. Kordomenos J.N., Bernard M., and Denardo B. (1999). Experimental microwave radiometry of a sonoluminescing bubble // *Phys. Rev. E.* – 1999. – V.**59**. – P.1781–1784.
53. Hammer D. and Frommhold L. (2002). Microwave emission of sonoluminescing bubbles // *Phys. Rev. E.* – 2002. – V.**66**. - 017302.
54. Taleyarkhan R.P., West C.D., Nigmatulin R.I. et. al. (2002). Evidence for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation // *Science.*- 2002. -V.**295**.- P. 1868-1873.
55. Царев В.А. (1990). Низкотемпературный ядерный синтез // *УФН.* - 1990. - Т.**160**. - №11.- С. 1-53.
56. Царев В.А. (1990). Новые данные по низкотемпературному ядерному синтезу // *УФН.* – 1990. –Т.**161**. - №4. - С. 152-177.
57. Young J. B., Nelson J. A. and Kang W. (2001). Line emission in single-bubble sonoluminescence // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V.**86**. - P. 2673–2676.
58. Didenko Y. T., McNamara III W. B. and Suslick K. S. (2000). Molecular emission from single-bubble sonoluminescence // *Nature.* – 2000. –V.**407**. - P.877–879.
59. Didenko Y, McNamara W.B. and Suslick K.S. (2000). Effect of Noble Gases on Sonoluminescence Temperatures during Multibubble Cavitation // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. –V.**84**. - P.777–780.
60. Brevik I., Marachevsky V. N. and Milton K. A. (1999). «Identity of the van der Waals force and the Casimir effect and the irrelevance of these phenomena to sonoluminescence»// *Phys. Rev. Lett.* -1999. – V.**82**. – P.3948-3951.

61. Camara C., Putterman S. and Kirilov E. (2004). Sonoluminescence from a Single Bubble Driven at 1 Megahertz // *Phys. Rev. Lett.* -2004. – V.92. - 124301.

62. Matula Th. J., Roy R.A., and Mourad P.D. (1995). Comparison of Multibubble and Single-Bubble Sonoluminescence Spectra // *Phys. Rev. Lett.* - V.75. – P.2602–2605.