

ЛАЗЕРНАЯ СОНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ВОДЕ ПРИ ПОВЫШЕННОМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОМ ДАВЛЕНИИ

Т. В. Беляева, П. И. Голубничий, П. И. Дядюшкин,
Ю. И. Лысков
(Ворошиловград)

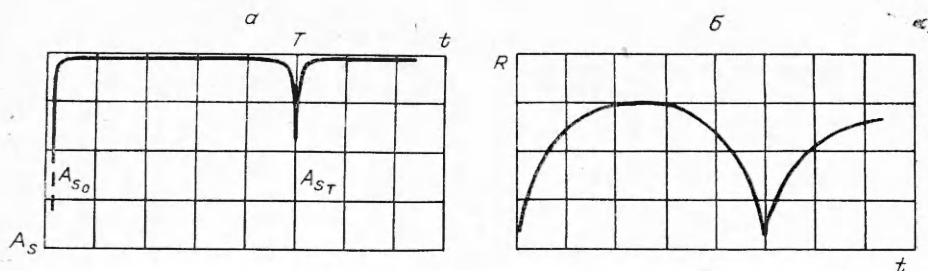
Природа обнаруженного сравнительно недавно [1—3] импульсного свечения, сопровождающего коллапс одиночной каверны, инициированной лазерным пробоем в жидкости, еще не выяснена, несмотря на важность решения вопросов, связанных с определением параметров состояния вещества в окрестности особой точки при сферически-симметричном коллапсе [4—6], реализующемся, как подчеркнуто в [7], в наибольшей степени именно при лазерном (в отличие от высоковольтного разряда или взрыва проволок) способе инициирования неоднородностей.

В работе [8] было обращено внимание, вероятно, в основном на чисто рекомбинационный механизм происхождения свечения, сопровождающего коллапс каверны, инициированной лазерным пробоем в жидком азоте. Причем речь идет о рекомбинации активных частиц, образованных еще в момент искрового пробоя. Совершенно естественно предположить роль такого типа процессов в сонолюминесцентных явлениях в воде и водных растворах. Активными частицами, дающими вклад в лазерную сонолюминесценцию (ЛСЛ) в воде, могут быть, по крайней мере для ряда режимов коллапса, радикалы Н и ОН, роль которых оказалась заметной в свечении, сопровождающем пульсации микроскопической каверны в ультразвуковом поле докавитационной интенсивности [9].

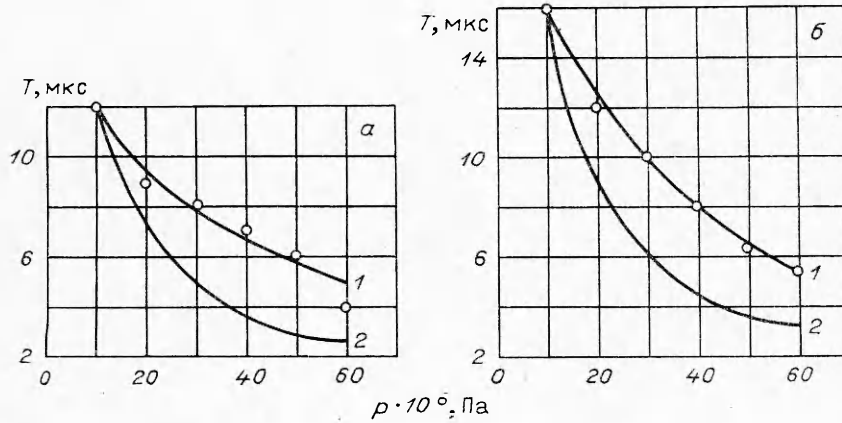
В данной работе с учетом имеющейся возможности «управлять» с помощью гидростатического давления моментом коллапса (из-за резкой зависимости периода пульсации каверны $T \sim 1/p^{5/6}$ от гидростатического давления [10]) предпринята попытка экспериментально и теоретически оценить вклад упомянутой выше компоненты свечения, связанной с рекомбинацией активных частиц (в частности, радикалов Н и ОН), инициированных на разных стадиях жизни каверны, включая момент пробоя.

Кроме того, проводя в воде эксперимент с давлением при температурах, близких к точке кипения, можно по термодинамическим параметрам в какой-то степени промоделировать условия возникновения кавитационного свечения в жидком азоте и других криогенных жидкостях (Ar, Xe, Ne).

1. Результаты экспериментов и их краткий анализ. Установка, на которой проводился эксперимент, близка к описанной в работе [11]. Рабочая камера с водой, в которой осуществлялся лазерный пробой ($E_{\text{л}} = 0,02$ Дж, $\tau \sim 10^{-8}$ с), выдерживала гидростатические давления до $8 \cdot 10^6$ Па. Световые эффекты, сопровождающие пробой жидкости и последующий коллапс каверны, регистрировались с помощью фотоумножителя типа ФЭУ-13. Интенсивность ударно-акустических эффектов оценивалась с помощью гидрофона на основе пьезокерамики ЦТС-19 с временным разрешением $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ с. Информация по акустическому и световому каналам, т. е. с ФЭУ и гидрофона, поступала на 2-лучевой запоминающий осциллограф типа С8-2А.



Ф и г. 1

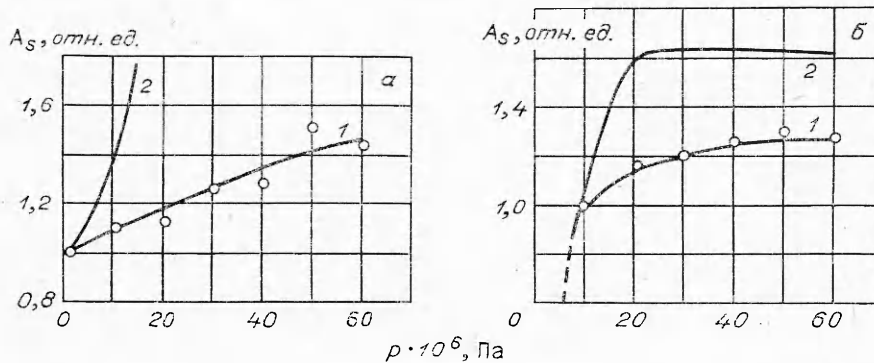


Фиг. 2

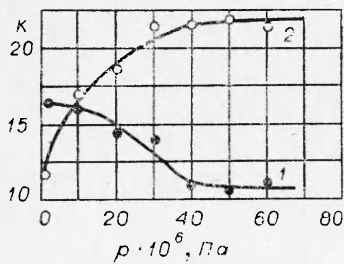
Фиг. 1, а схематично иллюстрирует типичный результат, на основе обработки которого получены представляемые ниже данные. Первые импульсы на временной развертке соответствуют лазерному пробое, т. е. моменту инициирования, вторые — коллапсу каверны. Временной интервал между пробоем и коллапсом называют периодом пульсации T каверны. На фиг. 1, б показано изменение радиуса каверны за этот период времени.

В дистиллированной воде для 2-х температур ($t = 20$ и 80°C) были получены данные о характере зависимости периода пульсации каверны от гидростатического давления (фиг. 2, а, б, кривая 1), о зависимости полной амплитуды A_s лазерной сонолюминесценции от гидростатического давления (фиг. 3, а, б, кривая 1), а также параметра $K = A_{s\phi}/A_{sk}$ (фиг. 4, кривая 1, 2), характеризующего отношение фиолетовой и красной компонент ЛСЛ, и который, на наш взгляд, должен быть чувствителен к изменению механизма генерации фотонов под действием внешних условий — температуры и гидростатического давления.

Анализируя кривые, представленные на фиг. 2—4, можно отметить следующее. Во-первых, с наибольшей степенью вероятности ожидаемый механизм — рекомбинация радикальных пар Н и ОН — должен реализоваться при $t = 80^\circ\text{C}$ и небольших гидростатических давлениях с учетом относительно малой степени сжатия каверны и наибольшего для таких условий периода пульсации T , т. е. фактически речь идет о том, что при таких условиях практически отсутствует температурная подкачка в момент коллапса и имеется относительно большое время ($\sim T$) для остыва-



Фиг. 3



Фиг. 4

ния послепробойной плазмы. Стало быть, наилучшего согласования эксперимента с теорией, учитывающей рассматриваемый процесс, следует ожидать именно для таких не жестких термодинамических условий ($t = 80^\circ \text{C}$, $p_{\text{ст}} \sim (0,1 - 3) \cdot 10^6 \text{ Па}$). Сказанное подтверждается также резким изменением и последующим выходом на плато параметра K (см. фиг. 4), что можно трактовать как противоборство нескольких конкурирующих механизмов (диапазон $p_{\text{ст}} \sim (0,1 - 3) \cdot 10^6 \text{ Па}$, где K сильно меняется) с последующим преобладанием одного из них (диапазон $p_{\text{ст}} > 4 \cdot 10^6 \text{ Па}$, где K практически постоянный).

Во-вторых, обращают на себя внимание области, резко отличающиеся друг от друга по абсолютному значению параметра K (при этом у них одинаков диапазон статических давлений и разные температуры). Видно также, что в этой области K остается неизменным, указывая, вероятно, на преимущественный вклад какого-то специфического механизма генерации квантов электромагнитного излучения. В задачу данной работы не входит анализ этих последних механизмов, связанных, очевидно, с вкладом таких процессов, как излучательная рекомбинация электронов и ионов, а также тормозное излучение электронов на ионах (при значительных степенях ионизации) и нейтральных атомах (при степенях ионизации $< 10^{-2}$).

На основе сказанного попытаемся далее построить для условий $t = 80^\circ \text{C}$, $p_{\text{ст}} \sim (0,1 - 3) \cdot 10^6 \text{ Па}$ простую теоретическую модель, учитывающую в основном рекомбинацию радикальных пар, оставшихся к моменту коллапса с момента пробоя.

2. Обсуждение экспериментальных результатов. Теоретическая модель. При лазерном пробое дистиллированной воды образуется сгусток низкотемпературной плазмы, остывающей при последующей [пульсации] каверны. Таким образом, в момент образования кавитационной каверны содержимое ее представляет собой смесь ионов, электронов и радикалов [10]. В процессе последующего расширения каверны происходит быстрая рекомбинация ионов с электронами и к моменту максимального расширения каверны возможно преобладание в ней радикалов H и OH и нейтральных молекул.

Рассмотрим рекомбинацию радикалов H и OH внутри пульсирующей парогазовой каверны, исходя из простейших соображений классической теории соударений [6]. Пусть при пробое воды в каверне образовалось N_0 радикальных пар H и OH , которые с течением времени рекомбинируют в молекулу H_2O . Причем процесс рекомбинации радикалов рассматриваем совместно с обратным процессом — диссоциацией молекул пара на радикалы, т. е. при захлопывании внутри кавитационной каверны реализуются термодинамические условия, способствующие существенной диссоциации. Поэтому скорость рекомбинации радикалов определяется уравнением

$$(2.1) \quad dN/dt = -\sigma_p v_p N^2/V + \sigma_d v_d N_m^2/V,$$

где σ_p и σ_d — соответственно эффективные сечения рекомбинации и диссоциации; v_p и v_d — соответственно средние относительные скорости радикалов и молекул; N — число радикальных пар; N_m — число нейтральных молекул H_2O ; V — объем каверны.

При рекомбинации радикалов H и OH в молекулу H_2O выделяется большое количество энергии, которая должна быть отведена по причине

необходимости стабилизации молекулы. Если вся энергия переходит в колебательную энергию, то после одного колебания молекула вновь диссоциирует. Очевидным каналом отвода энергии является излучательный механизм, но с увеличением концентрации парагаза в схлопывающейся каверне вероятность излучательной рекомбинации уменьшается с одновременным возрастанием вероятности обменной рекомбинации, т. е. отвод избыточной энергии при достаточно больших концентрациях осуществляется третьей частицей в результате тройного столкновения [12]. Исходя из вышеприведенных соображений, скорость излучательной рекомбинации определим выражением

$$(2.2) \quad \frac{dN'}{dt} = \frac{k'}{(k_{\text{д}} + k_{\text{м}}) n_{\text{м}}} \frac{dN}{dt},$$

где N' — число радикальных пар, рекомбинирующих с излучением; k' — константа скорости процесса излучения; $k_{\text{д}}$ — константа скорости диссоциации возбужденной молекулы; $k_{\text{м}}$ — константа скорости обмена энергией возбужденной молекулы со стабильной; $n_{\text{м}}$ — концентрация стабильных молекул H_2O .

Скорость рекомбинации радикалов Н и ОН внутри кавитационной каверны существенно зависит от ее динамики. Предположим, что парагазовая каверна пульсирует в несжимаемой вязкой жидкости, а процессы внутри каверны подчиняются адиабатическому закону. При таких допущениях динамика кавитационной каверны описывается известным уравнением [13]

$$(2.3) \quad R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{1}{\rho} \left[p_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - p_{\text{ст}} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{dt} \right].$$

Уравнения (2.1)—(2.3) решались численно на ЭВМ методом Рунге — Кутты для различных гидростатических давлений и температур дистиллированной воды.

1. Численное решение вышеприведенных уравнений показывает импульсный характер изменения скорости излучательной рекомбинации во время пульсации каверны, что качественно удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

2. Периоды пульсаций кавитационных каверн при повышенном гидростатическом давлении воды уменьшаются на порядок по сравнению с периодами пульсаций при нормальном статическом давлении согласно известной зависимости $T \sim (p_{\text{ст}} - p_{\text{п}})^{-5/6}$. Сравнение экспериментальной зависимости с теоретической (см. фиг. 2, а, б, кривая 2) показывает, что для обеих температур экспериментальные значения периодов несколько (до 30%) превышают теоретические, причем степень расхождения возрастает с увеличением давления и температуры. По-видимому, этот факт указывает на то, что содержимое каверны (в основном продукты лазерного пробоя) не остывает до температуры среды при достижении каверной максимального объема, как подразумевается при адиабатическом процессе. Это обстоятельство, а также вероятный вклад других неучтенных физических явлений и процессов, конечно, должны сказаться на степени согласия расчетной (на основе развитой рекомбинационной модели) и экспериментальных зависимостей $A_s = f(p_{\text{ст}})$.

3. Анализ изменения скорости излучательной рекомбинации от гидростатического давления воды показывает, что при температуре воды 80°C скорость излучательной рекомбинации растет с повышением давления воды до $2 \cdot 10^6$ Па и при дальнейшем увеличении давления не изменяется (см. фиг. 3, б, кривая 2). Это объясняется уменьшением константы скорости излучательной рекомбинации, так как с ростом гидростатического давления воды увеличивается концентрация содержимого каверны и

начинает преобладать обменная рекомбинация. Полученный результат позволяет сделать заключение, что для каждой температуры воды должно быть определенное гидростатическое давление, при котором будет наблюдаться максимальный световой выход, т. е. возможно оптимизировать условия возникновения ЛСЛ.

Численный анализ уравнения динамики (2.3) кавитационной каверны при температуре 20°C и различных гидростатических давлениях показал, что внутри каверны реализуются температуры, соответствующие области первой ионизации молекул, поэтому рекомбинация радикалов может быть заметна только при гидростатических давлениях воды до $\sim 1 \cdot 10^6$ Па (см. фиг. 3, а, кривая 2), а основную роль и особенно при $p_{ст} > 1 \cdot 10^6$ Па играет рекомбинация ионов с электронами, причем с большой вероятностью при тройных столкновениях. Отмеченное же в эксперименте дальнейшее повышение абсолютного световыхода (см. фиг. 3, а, кривая 1) с последующей стабилизацией его на относительно высоком уровне указывает на все возрастающую роль при таких условиях тормозного механизма излучения, начинающего превалировать, судя по характеру изменения параметра K (см. фиг. 4, кривая 1), при давлениях $p_{ст} > 4 \cdot 10^6$ Па.

Укажем в заключение, что развитая приближенная теоретическая модель предсказывает ряд эффектов, к настоящему времени еще не подтвержденных экспериментально: во-первых, это относительно большая длительность ЛСЛ-импульса, заметно зависящая от гидростатического давления и температуры, и, во-вторых, увеличивающийся с давлением временной сдвиг импульса ЛСЛ по отношению к моменту «жесткой» фазы коллапса, отождествляемой экспериментально с моментом генерации ударно-акустического импульса. Отмеченное расхождение, скорее, связано с тем, что либо упомянутые эффекты (из-за их малости) лежат вне пределов технических возможностей применявшейся аппаратуры (точности измерения длительности $\sim (6-7) \cdot 10^{-8}$ с, а временных задержек $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ с), либо не исключено, что за отмеченные аномалии возможно ответствен процесс кластеризации вещества парагаза в каверне или, другими словами, так называемая кластерная плазма с ее специфическими неустойчивостями (см. [14]), образование которой при лазерном пробое и последующей пульсации, на наш взгляд, вполне вероятно.

Поступила 5 V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Бузуков А. А., Тесленко В. С. Сонолюминесценция при фокусировке лазерного излучения в жидкость.— Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, вып. 5.
2. Акманов А. Г., Беньковский В. Г. и др. Исследование лазерной сонолюминесценции в жидкости.— Акуст. журн., 1973, т. 19, вып. 5.
3. Беньковский В. Г., Голубничий П. И., Масленников С. И. Импульсы электрогидродинамической сонолюминесценции, сопровождающей высоковольтный электрический разряд в воде.— Акуст. журн., 1974, т. 20, вып. 1.
4. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
5. Забабахин Е. И. Кумуляция энергии и ее границы.— УФН, 1965, т. 85, вып. 4.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1974.
7. Тесленко В. С. Экспериментальные исследования кинетико-энергетических особенностей коллапсирующего пузырька от лазерного пробоя в вязких жидкостях.— ПМТФ, 1976, № 4.
8. Голубничий П. И., Дядюшкин П. И. и др. Лазерная сонолюминесценция в жидком азоте.— ЖТФ, 1979, т. 49, № 8.
9. Saksena T. K., Nyborg W. L. Sonoluminescence from stable cavitation.— J. Chem. Phys., 1970, vol. 53, N 5.
10. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
11. Голубничий П. И., Дядюшкин П. И. и др. Коллапс микрообъектов, инициированных лазерным импульсом в воде при пониженном давлении.— ПМТФ, 1978, № 4.

12. Кондратьев В. Н., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газозидкостных реакций. М.: Наука, 1971.
13. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966.
14. Стаханов И. П. О природе шаровой молнии.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, № 3.

УДК 621.039.5 : 532.5

ГИДРОДИНАМИКА ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВЫХ ПОТОКОВ В ПУЧКАХ СТЕРЖНЕЙ

А. Е. Крошилин, В. Е. Крошилин, Б. И. Нигматулин
(Москва)

На основе представлений о газозидкостных дисперсно-кольцевых потоках в круглых трубах [1, 2] в рамках ячеистой модели потока построена одномерная стационарная гидродинамическая модель течения газозидкостной смеси в дисперсно-пленочном режиме в каналах с пучками стержней. Проанализированы массовые и силовые взаимодействия между составляющими дисперсно-пленочного потока внутри ячеек и между ячейками. Получено удовлетворительное согласование численных и экспериментальных данных, опубликованных в литературе, по гидравлическому сопротивлению в каналах с пучками обогреваемых стержней различной геометрии. Показаны зависимости основных гидродинамических характеристик пароводяного дисперсно-пленочного потока по сечению и по длине канала от режимных параметров смеси.

Развитие методов расчета гидродинамики и кризиса теплоотдачи в каналах с пучками стержней идет по двум направлениям: во-первых, на базе методик, использующих осредненные параметры теплоносителя в канале; во-вторых, на основе ячеистых моделей с учетом конвективного и турбулентного перемешивания фаз между ячейками. Первое направление получило достаточное развитие при обработке прямых экспериментальных данных по гидравлическому сопротивлению и кризису сопротивления [3].

Второе направление является более общим и гибким, чем первое, но, естественно, более громоздким. Исследование гидродинамики и кризиса теплоотдачи в каналах с пучками стержней с использованием ячеистых представлений обычно проводится в рамках гомогенной модели газозидкостного потока. Наиболее последовательно этот подход развивается в работе [4].

При объемной концентрации газовой фазы более 0,6—0,8 [5] пароводяной поток в канале с пучками стержней движется в дисперсно-пленочном режиме течения. Гомогенная модель не учитывает наиболее характерные особенности такого течения, которое характеризуется наличием жидких пленок на стержнях и кожухе и жидких капель в газовой среде в межстержневом пространстве. Исчезновение жидкой пленки на одном из обогреваемых стержней приводит к возникновению кризиса теплоотдачи в канале. В рамках гомогенной модели детальное описание этого процесса невозможно, поэтому при использовании ее для определения условий возникновения кризиса теплоотдачи приходится привлекать экспериментальные данные по кризису теплоотдачи, полученные в круглых трубах. Правомочность этого подхода при определении кризиса теплоотдачи в каналах с пучками стержней ограничена. Учет дисперсно-пленочной структуры газозидкостного потока позволяет более детально описывать течение газозидкостной смеси и естественным образом определять условия возникновения кризиса теплоотдачи, связанные с высыханием пристенной жидкой пленки.

При учете дисперсно-пленочной структуры течения удобно выделять ячейки вокруг каждого стержня. Тогда внутри отдельной ячейки, как это делается в трубах и кольцевых каналах, можно выделить три составляющих смеси: газовую фазу, жидкую пленку и капли. Границами между ячейками здесь могут стать линии нулевых касательных напряжений [6]. Однако имеются существенные трудности в точном определении этих линий при наличии поперечных потоков пара и капель, поэтому из условия симметрии в качестве линий можно принять отрезки кривых, проходящих на одинаковом расстоянии между стержнями (фиг. 1). Попытка учета дисперсно-пленочной структуры течения смеси проводилась в [7]. Она носит ограниченный характер из-за использования крайне приближенных зависимостей по интенсивностям влагообмена и силового взаимодействия внутри ячейки.