

УДК 532.5 534.14 534.61

ОСОБЕННОСТИ ЛАЗЕРОИНДУЦИРОВАННОЙ ТЕРМОКАВИТАЦИИ ВОДЫ

© 2024 г. В. И. Юсупов^{a,*}

^aНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия

*e-mail: iouss@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.04.2024 г.

После доработки 08.07.2024 г.

Принята к публикации 29.10.2024 г.

Исследованы особенности термокавитации воды вблизи торца волокна при ее нагреве непрерывным лазерным излучением с длиной волны 1.94 мкм. Динамические процессы изучались оптическими и акустическими методами. Установлено, что импульсы давления на начальном участке термокавитации, связанные с взрывным вскипанием воды, являются значительно меньшими по сравнению с импульсами давления при схлопывании образующихся парогазовых пузырьков. Спектр генерируемого акустического сигнала простирается свыше 10 МГц, при этом спектральные распределения наиболее низкочастотных и наиболее высокочастотных флуктуаций описываются законом $1/f$. Показано, что пиковые мощности импульсов давления в отдельных актах термокавитации связаны с частотами их повторяемости зависимостью $\sim 1/f^{1.4}$. Вейвлет анализ показал, что при термокавитации наблюдается чередование “случайных” и “каскадных” процессов. В специальном акустическом эксперименте было установлено, что на начальном этапе термокавитации рост давления происходит примерно в течение 250 нс. Относительно длительный рост давления объясняется тем, что взрывное вскипание происходит во многих точках объема перегретой жидкости, а цепная реакция последовательного появления критических зародышей связана с распространением ударных волн.

Ключевые слова: непрерывное лазерное излучение, акустические импульсы, оптическое волокно, взрывное кипение, вейвлет анализ

DOI: 10.31857/S0320791924060035, EDN: JUACHJ

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия возрос интерес к изучению термокавитации и гидродинамических процессов вблизи торца лазерного волокна, вызывающих затопленные струи (см. [1–4] и ссылки там). Помимо чисто теоретического аспекта [5], такой интерес связан с актуальными проблемами эффективного охлаждения компонентов микро- и наноэлектроники [6], селективной очистки поверхности [7], лазерной биопечати [4], лазерной инженерии микробиологических систем [8, 9] и медицины: от трансмембранного транспорта в клетках [3, 4], лазерной перфорации, абляции и расслоения биологических тканей [10–12], разрушения камней в почках [13], лазерного лечения заболеваний [14], оптической ультразвуковой визуализации [15] до объяснения необычных акустических эффектов, наблюдаемых во время лазерного лечения заболеваний вен [16].

Под термокавитацией понимается физический процесс образования растущих и схлопывающихся пузырьков в жидкости в результате ее перегрева (нагрева выше температуры кипения при данном давлении) и перехода в метастабильное состояние. Спустя некоторое время после этого происходит переход системы к двухфазному состоянию и в объеме жидкости появляются сжатые до высокого давления паровые микропузырьки. Величина этого времени, а также процент перешедшего в пар вещества зависят от степени перегрева и близости температуры перегретой жидкости к спинодали.

На протяжении последнего времени различными научными группами [1–3, 17–21] проведены детальные экспериментальные и модельные исследования термокавитации, вызванной поглощением непрерывного или импульсного лазерного излучения в объеме жидкости. Важные результаты получены с использованием методов оптоакустики [22, 23].

Так, с помощью оптоакустических методов и скоростной съемки достоверно установлено, что на первом этапе значительный нагрев воды выше температуры кипения (100 °С при давлении 1 атм) вызывает ее взрывное вскипание [24] с образованием быстрорастущего газового пузыря. Пройдя положение равновесия и достигнув максимального размера, такой пузырь схлопывается с генерацией акустических и ударных волн [19, 21, 25].

Несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования, термокавитация оставляет много нерешенных вопросов. В частности, до сих пор нет ответов на следующие важные вопросы: 1) Как связаны пиковые мощности импульсов давления в отдельных актах термокавитации с частотами их повторяемости? 2) Существует ли связь последующих актов термокавитации с предыдущими? 3) В течение какого времени повышается давление при однократном акте термокавитации? 4) Во взрывном вскипании вблизи торца волокна участвует один зародыш новой фазы или множество? Целью данного исследования является поиск ответов на эти вопросы с использованием методов оптоакустики и скоростной съемки.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

2.1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а. В экспериментах использовался лазер ЛС-1,9 (“ИРЭ-Полюс”, Россия) с длиной волны $\lambda = 1.94$ мкм, мощностью до 3 Вт с оптоволоком с диаметром светопроводящей кварцевой сердцевины 400 мкм. Излучение с $\lambda = 1.94$ мкм очень хорошо поглощается в воде с коэффициентом поглощения $\alpha = 130 \text{ см}^{-1}$ [26]. Лазерное

волокно вводилось горизонтально в прозрачную кювету с горизонтальными размерами 20×16 см и высотой 12 см, заполненную дистиллированной водой при комнатной температуре 22 °С. Для контроля мощности лазерного излучения использовался измеритель мощности FieldMaster с измерительной головкой LM-10HTD (“Coherent”, США).

Динамические процессы, происходящие в жидкости, изучались с помощью скоростной съемки (рис. 1в) и методов оптоакустики. Для этого использовалась скоростная камера Fastcam SA-3 (Photron, Япония) с фронтальной подсветкой (на просвет) со скоростью до 10^5 кадров в секунду. Акустические сигналы в диапазоне частот 0.1 Гц–500 кГц регистрировались широкополосным гидрофоном 8103 (Brüel & Kjær, Дания) с чувствительностью в диапазоне 0.1 Гц–180 кГц –211 дБ отн. 1 В/мкПа и игольчатым гидрофоном диаметром 1 мм (Precision Acoustics, Великобритания) с предусилителем с полосой пропускания 10 кГц–50 МГц (чувствительность –241 дБ относительно 1 В/мкПа). Широкополосный гидрофон устанавливался на расстоянии 25 мм от торца волокна, а игольчатый гидрофон на расстоянии 20 мм. В специальном эксперименте игольчатый гидрофон располагался соосно с оптическим волокном на расстоянии 1.5 мм от его торца.

Для регистрации динамических процессов, кроме того, использовался гелий-неоновый лазер, излучение которого с $\lambda = 632.8$ нм фокусировалось длиннофокусной линзой на расстоянии 100 мкм от торца волокна (рис. 1б). Пройдя через воду, это излучение попадало на быстродействующий фотодиод (рис. 1а). Сигналы с гидрофонов и фотодиода записывались на четырехканальный запоминающий осциллограф GDS 72304 (GW Instek, Тайвань) с полосой пропускания 300 МГц.

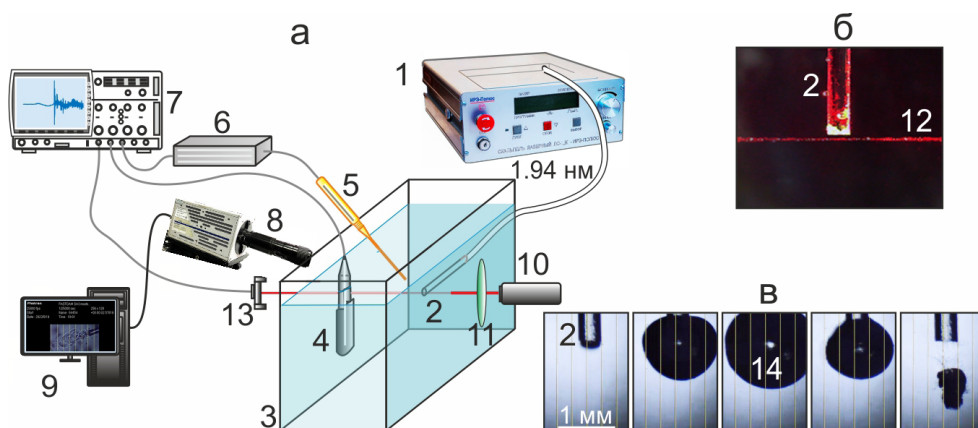


Рис. 1. (а) – Конфигурация установки для исследования термокавитации при непрерывном лазерном воздействии. (б) – Фотография торца волокна с пробным лучом. (в) – Кадры скоростной съемки с образованием и схлопыванием пузырька у торца волокна в результате термокавитации. 1 – лазер, 2 – оптоволоконно, 3 – кювета с водой, 4 – широкополосный гидрофон, 5 – игольчатый гидрофон, 6 – предусилитель, 7 – осциллограф, 8 – скоростная камера, 9 – ПК, 10 – гелий-неоновый лазер, 11 – фокусирующая линза, 12 – пробный луч, 13 – фотодиод, 14 – пузырек.

2.2. Анализ акустических сигналов

Мощность P_{ac} и энергия E_{ac} сигнала акустической эмиссии оценивались в предположении сферичности с помощью выражений:

$$P_{ac} = \frac{4\pi r^2}{\rho c}, E_{ac} = \frac{4\pi r^2}{\rho c} \int p^2 dt, \quad (1)$$

где r — расстояние от точечного источника до гидрофона, ρ — плотность воды, c — скорость звука, p — акустическое давление, t — время. При представлении акустических сигналов давление пересчитывалось для расстояния 1 мм от источника.

Спектральная плотность мощности (СПМ) акустических сигналов вычислялась с помощью метода усовершенствованных периодограмм Уэлча. В отличие от быстрого преобразования Фурье, периодограммы Уэлча позволяют получать лучшую оценку сигнала с нестационарными компонентами [27].

Для анализа акустических сигналов использовалось также непрерывное одномерное вейвлет-преобразование, позволяющее выявлять различные структурные и временные закономерности исследуемых данных [28]. Преобразование состоит в разложении исходного временного ряда по базису, сконструированному посредством масштабных изменений и переносов вдоль оси времени t базового вейвлета $\psi(t)$:

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \Psi_{ab}^*(t) dt, \quad \Psi_{ab}(t) = |a|^{-1/2} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right), \quad (2)$$

где a — масштабный коэффициент, b — параметр сдвига, $*$ — комплексное сопряжение. В качестве базового вейвлета использовался известный вейвлет МНАТ (“мексиканская шляпа” или “сомбреро”) — вторая производная функции Гаусса:

$$\psi = (t^2 - 1) \exp(-t^2/2). \quad (3)$$

Результаты вейвлет-преобразований акустических сигналов представлялись в виде вейвлето-

грамм с частотой по оси ординат и временем по оси абсцисс. По сути, вейвлетограммы напоминают известные спектрограммы, показывающие изменение спектра сигнала со временем. Однако они дают гораздо больше информации благодаря тому, что временное разрешение вейвлетограмм увеличивается пропорционально частоте [28].

Вейвлетограммы позволяют не только, подобно спектрограммам, проследить за эволюцией компонент сигнала с разной частотой во времени, но и выделять участки исходного сигнала с так называемыми “каскадными” и “случайными” процессами [28]. “Каскадные” процессы, в которых имеется определенная связь между различными масштабами, на вейвлетограмме имеют “древовидную” структуру: толстый “ствол” разделяется на более тонкие “ветви”. Каждый этап “каскадного” процесса, каждое дробление масштаба на вейвлетограмме отмечается участком разделения “ветвей”. Для случайного же процесса характерна так называемая “травовидная” структура в виде отдельных возмущений без характерного ветвления.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ДИСКУССИЯ

3.1. Сигнал с фотодиода

Лазерный нагрев воды вблизи торца волокна приводил к ее перегреву и термокавитации с периодическим появлением и схлопыванием парогазовых пузырьков. Следует отметить, что газ в пузырьках появляется из-за выделения ранее растворенного в воде газа при ее нагреве [29]. На рис. 2 показана динамика мощности пробного луча гелий-неонового лазера при начальном и последующих актах термокавитации. В моменты появления пузырька до его схлопывания он почти полностью экранирует пробный луч, в результате чего сигнал с фотодиода падает практически до нуля.

Период между первыми шестью актами термокавитации составляет 14 ± 4 мс. После шестого акта сигнал на некоторое время полностью не восстанавливается, при этом наблюдается

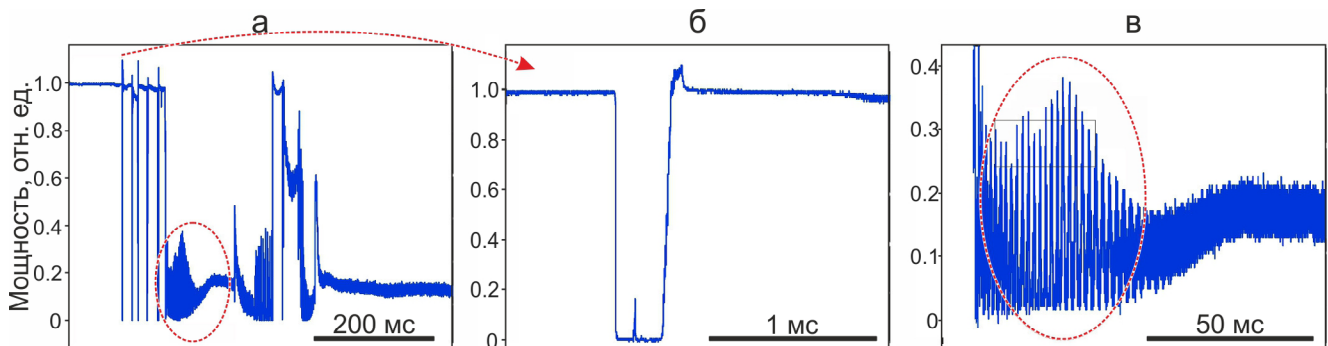


Рис. 2. Динамика мощности пробного луча гелий-неонового лазера при актах термокавитации с $P = 3$ Вт. (а) — Серия актов термокавитации. (б) — Фрагмент сигнала при регистрации первого акта. (в) — Подробная запись участка с флуктуирующим сигналом, обведенного на рис. 2а красным пунктирным эллипсом.

флуктуирующий сигнал с периодом ~ 2 мс (эллипсы на рис. 2а и 2в). Возникновение такого цуга вероятно связано с появлением в объеме жидкости после нескольких актов термокавитации обширных областей, заполненных микропузырьками. Спустя ~ 250 мс после первого акта термокавитации сигнал на короткое время восстанавливается.

Подробная форма сигнала с фотодиода при первом акте термокавитации показана на рис. 2б. При появлении пузырька у торца волокна сигнал быстро падает до нуля, спустя 330 ± 8 мкс возвращается к исходному уровню и далее на некоторое время превышает этот уровень. Можно предположить, что это превышение связано с фокусировкой пробного луча областью с более плотной жидкостью, образующейся при схлопывании пузырька. Наблюдаемый спустя ~ 125 мкс после появления пузырька небольшой локальный максимум, по-видимому, связан с частичным прохождением без отклонения пробного пучка через пузырек при достижении им максимального размера.

3.2. Акустические сигналы с широкополосного гидрофона 8103

На рис. 3а показан акустический сигнал, зарегистрированный гидрофоном 8103 при лазерном нагреве воды непрерывным лазерным излучением. Как видно на детальном фрагменте этого сигнала (рис. 3б), вблизи торца волокна происходит квазипериодическая генерация относительно коротких импульсов с амплитудой давления до 8 атм. Отметим, что структура зарегистрированных гидрофоном коротких импульсов образуется в результате наложения генерирующегося у торца импульса давления и его многочисленных переотражений от боковых стенок и дна кюветы, а также свободной поверхности воды. Из геометрических соображений можно оценить, что импульс, отраженный от поверхности воды, приходит на гидрофон с задержкой ~ 50 мкс, а от дна — с задержкой ~ 70 мкс.

В спектре сигнала отчетливо выделяется мощный узкий пик на частоте ~ 4.5 кГц (рис. 3в). Значительная доля энергии акустического сигнала приходится на диапазоны 1–100 Гц и 2–20 кГц. При этом спектральная плотность мощности наиболее низкочастотных флуктуаций хорошо описывается законом $1/f$ (фликкер-шум), а локальные минимумы СПМ в этом диапазоне ложатся на прямую $1/f^2$.

Динамика мощности акустического сигнала при лазерном нагреве воды показана на рис. 4а. Видно, что сигнал сильно флуктуирует, при этом максимальная пиковая мощность ~ 260 Вт достигается в первом акте термокавитации (красная стрелка на рис. 4а). В данном примере средний период между отдельными актами термокавитации составил 68 мс.

Из графика распределения пиковых мощностей по частотам их повторяемости (рис. 4б) следует, что чем выше пиковая мощность импульсов давления P_{peak} , тем реже они возникают: тренд хорошо описывается зависимостью $P_{\text{peak}} \sim 1/f^{1.4}$. При этом гистограмму распределения актов термокавитации по пиковым мощностям (вставка на рис. 4б) условно можно разбить на два несоприкасающихся участка, в которых сосредоточены самые мощные и все остальные импульсы.

На вейвлетограмме (рис. 4в) наряду со “случайными” (структуры без характерного ветвления) выделяются “каскадные” процессы (“древовидные” структуры, имеющие толстый “ствол”, разделяющийся на “ветви”). Так, судя по вейвлетограмме, самый мощный первый импульс (красная стрелка) относится к “случайному” процессу. В то же время, процесс, связанный с актом термокавитации, отмеченный голубой стрелкой, является “каскадным”. Основание “ствола” располагается в области 0.1 Гц, а первое деление на “ветви” происходит на частоте ~ 0.3 Гц.

Можно предположить, что процесс при первом акте термокавитации идентифицируется на вейвлетограмме (рис. 4в) как “случайный” из-за того, что

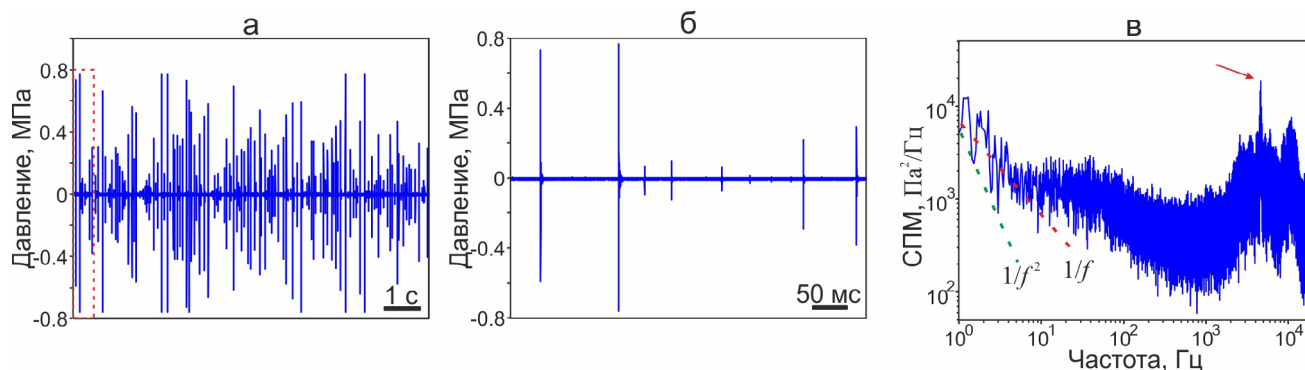


Рис. 3. (а) — Акустический сигнал, зарегистрированный с помощью гидрофона 8103 при лазерном нагреве воды с $P = 1.3$ Вт, (б) — его детальный фрагмент, отмеченный на рис. 3а красным пунктирным прямоугольником, и (в) — спектральная плотность мощности $1/f$ и $1/f^2$. Красной стрелкой отмечен максимальный пик в области 4.5 кГц. Пунктирными прямыми показаны зависимости $1/f$ и $1/f^2$.

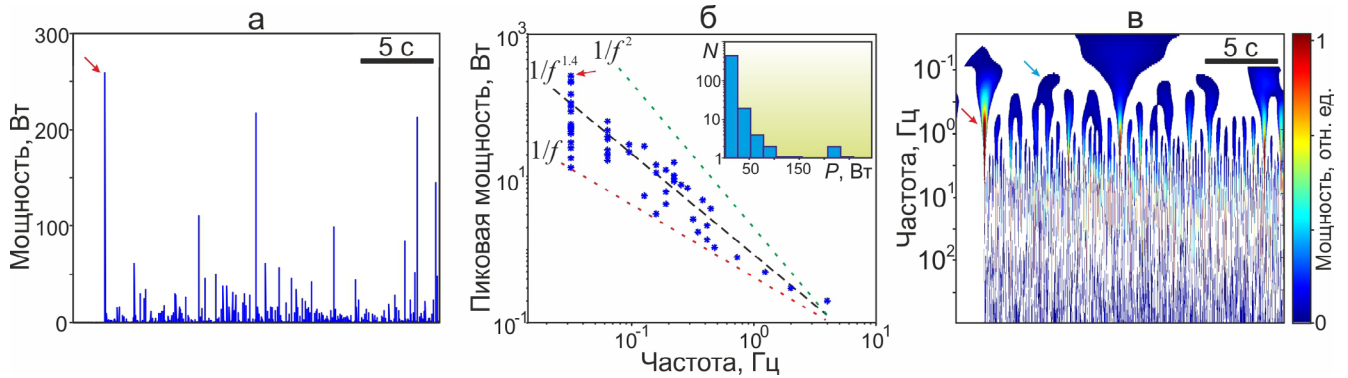


Рис. 4. (а) — Мощность акустического сигнала, зарегистрированного с помощью широкополосного гидрофона 8103 при лазерном нагреве воды с $P = 1.3$ Вт, (б) — распределение пиковых мощностей при актах термокавитации по частотам их повторяемости и (в) — вейвлетограмма мощности. Красной стрелкой отмечен первый акт термокавитации. Голубой стрелкой на рис. 4в отмечена “древовидная” структура. Пунктирными прямыми показаны зависимости $1/f$ и $1/f^2$ и тренд $1/f^{1.4}$. На вставке рис. 4б показана гистограмма распределения актов термокавитации по пиковым мощностям.

он происходит в наименее гидродинамически возмущенной среде. Уже после первого акта взрывного кипения в объеме жидкости развиваются сильные гидродинамические процессы и значительно увеличивается вероятность появления критических зародышей. Возникшие значительные флуктуации показателя преломления приводят даже к частичному перекрытию пробного луча лазера (рис. 2в). Потоки жидкости существенно увеличивают отток тепла из области перед торцом лазерного волокна, что значительно уменьшает частоту актов взрывного кипения. С другой стороны, увеличение крупных зародышей газовой фазы приводит к большой изменчивости амплитуд регистрируемых

акустических импульсов (см. рис. 3а, 3б) из-за того, что отдельные акты термокавитации происходят при разном перегреве воды. Такая определенная связь между отдельными актами может объяснять наблюдаемое на вейвлетограмме появление “каскадных” процессов.

Сопоставим детальную форму акустического сигнала для одного акта термокавитации с кадрами высокоскоростной съемки и сигналом с фотодиода. Как видно из рис. 5а, вблизи торца волокна образуется пузырек, который, достигнув максимального размера с радиусом ~ 0.9 мм, схлопывается. После коллапса происходит отскок пузырька в сторону свободной жидкости, что связано с отсутствием симметрии жестких границ (наличием лазерного волокна с одной стороны) [3, 4, 17, 18, 26, 27]. После такого отскока жидкость вблизи торца замещается на новую, поэтому последующий акт термокавитации проходит практически в тех же условиях.

На рис. 5в видно, что при появлении пузырька он практически мгновенно блокирует пробный луч и сигнал с фотодиода снижается до нуля. Непосредственно перед схлопыванием пузырька, сигнал с фотодиода восстанавливается более плавно. Сравнение полученных результатов с акустическим сигналом (рис. 5б) показывает, что мощный импульс давления генерируется в момент схлопывания пузырька. Отметим, что перед этим мощным импульсом отчетливо регистрируется акустический “предвестник” в виде отрезка синусоиды, в котором первоначально давление возрастает.

Из представленного выше сопоставления (рис. 5) следует, что начало акустического “предвестника” соответствует взрывному вскипанию воды при термокавитации. Интересующая нас динамика этого процесса может быть исследована с помощью значительно более высокочастотного игольчатого гидрофона.

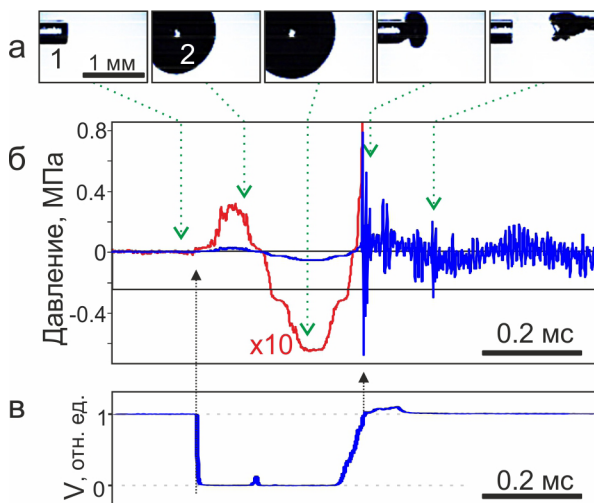


Рис. 5. Сравнение (а) — кадров скоростной съемки с (б) — акустическим сигналом, зарегистрированным с помощью широкополосного гидрофона 8103, и (в) — сигналом с фотодиода во время одного акта термокавитации при лазерном нагреве воды с $P = 3$ Вт. Красная кривая на рис. 5б — часть акустического сигнала, увеличенная по амплитуде в 10 раз.

3.3. Акустические сигналы с игольчатого гидрофона

На рис. 6а представлен пример регистрации акустического сигнала с помощью игольчатого гидрофона. Здесь выделяется первый наиболее мощный импульс с амплитудой ~ 0.25 МПа (красная стрелка) и следующий за ним затухающий пучок высокочастотных колебаний. Более подробно структура этого начального импульса (рис. 6б) показывает, что его полная ширина на полувысоте составляет ~ 0.12 мкс. Однако, следует отметить, что при регистрации импульса давления игольчатым гидрофоном (рис. 6б) при его расположении на удалении 20 мм от торца лазерного волокна искомого акустического “предвестника” не видно.

Энергия акустического сигнала от одного акта термокавитации (рис. 6в) сосредоточена в областях 1–2 кГц и 10–200 кГц. В диапазоне 200–450 кГц СПМ спадает по закону $\sim 1/f^2$, а в диапазоне 0.8–30 МГц $\sim 1/f$. В высокочастотной области отчетливо выделяются два пика ~ 5 МГц и ~ 10 МГц (отмечены стрелками).

Для более детального изучения начального участка термокавитации был проведен специальный эксперимент, в котором акустический сигнал регистрировался игольчатым гидрофоном, расположенным соосно оптическому волокну на расстоянии всего 1.5 мм от торца волокна (рис. 7). В данном случае мощный импульс давления, связанный с схлопыванием пузырька, зашкаливал (рис. 7а), но столь близкое расположение гидрофона к источнику звука позволило детально описать форму акустического сигнала, вызванного взрывным кипением воды в начальный момент термокавитации. Более подробные фрагменты этого сигнала (рис. 7б, 7в) показывают, что на начальном этапе длительностью ~ 250 нс происходит быстрый рост давления со скоростью $\sim 2 \times 10^6$ атм/с.

3.4. Интерпретация полученных акустических измерений

Сравним полученные результаты акустических измерений с известными данными из научной литературы. Как известно, в перегретой жидкости,

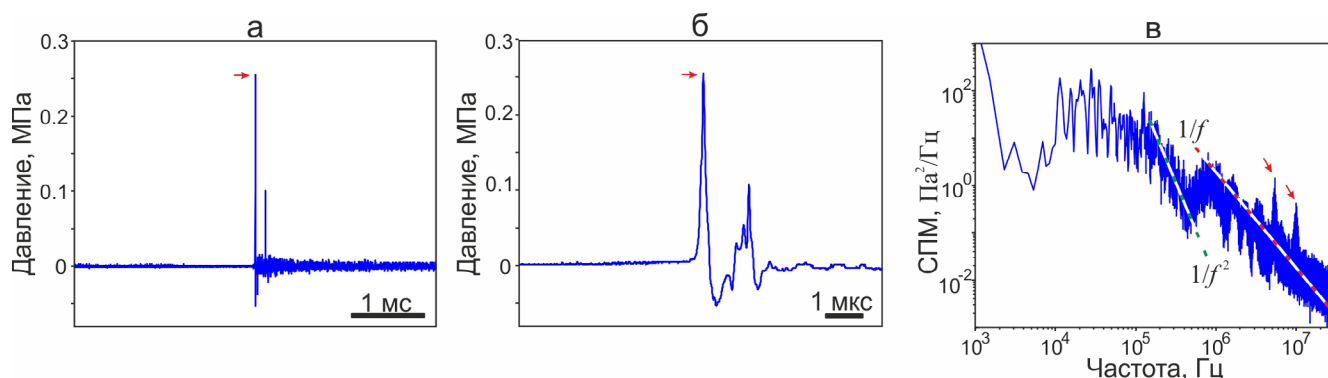


Рис. 6. (а) – Акустический сигнал, зарегистрированный с помощью игольчатого гидрофона при лазерном нагреве воды с $P = 3$ Вт, (б) – детальный фрагмент с наиболее мощным импульсом, отмеченным на рис. 6а красной стрелкой, и (в) – спектральная плотность мощности. Пунктирными прямыми показаны зависимости $1/f$ и $1/f^2$. Красными стрелками на спектре отмечены максимальные пики в области 5.3 и 10 МГц.

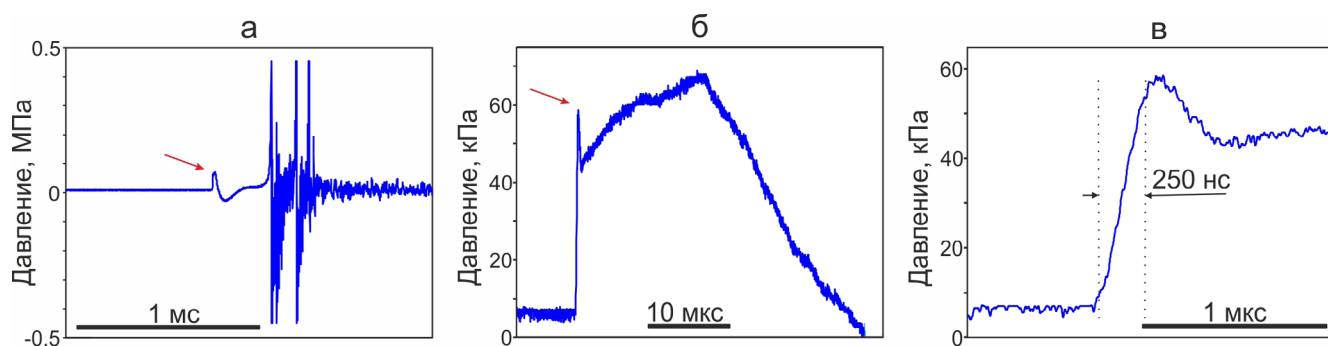


Рис. 7. Акустический сигнал, зарегистрированный с помощью игольчатого гидрофона, расположенного соосно на расстоянии 1.5 мм от торца лазерного волокна. (а) – Акустический сигнал, (б) – детальный фрагмент начального участка, отмеченного красной стрелкой на рис. 6а, (в) – подробный вид начального импульса, отмеченного красной стрелкой на рис. 6б. $P = 3$ Вт.

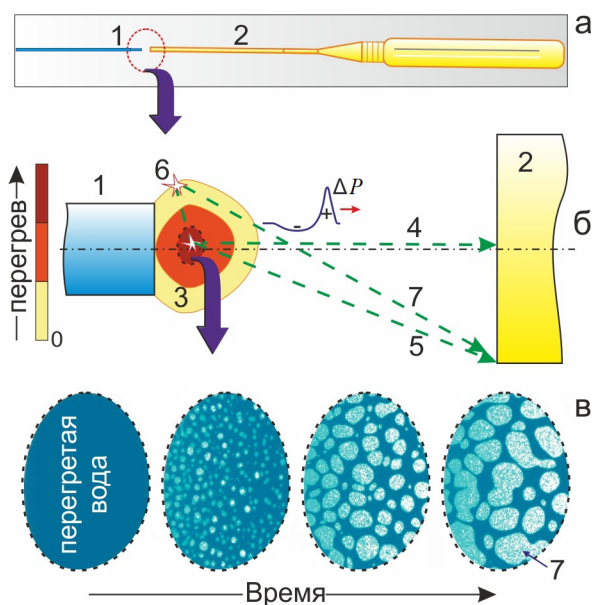


Рис. 8. (а) — Схема специального акустического эксперимента, (б) — возможные траектории распространения ударных и акустических волн и (в) — схематичное представление начальных процессов при термокавитации. 1 — лазерное волокно, 2 — игольчатый гидрофон, 3 — область с перегретой водой, 4, 5, 7 — траектории, 6 — область со взрывным вскипанием, инициированным ударной волной, 7 — микропузырьки, заполненные сжатым паром и микрокаплями воды, образовавшимися при распаде метастабильной жидкости. На рис. 8б условно показана ударная волна со скачком давления ΔP .

находящейся в метастабильном состоянии, взрывное кипение начинается при появлении в ней критических зародышей с радиусом $R_c = 2\sigma/\Delta P$, где σ — поверхностное натяжение, ΔP — разность давлений жидкости и пара. С увеличением перегрева $\Delta T = T - T_s$, где T_s — температура насыщения, R_c быстро уменьшается за счет увеличения давления пара насыщения и уменьшения σ [30]. Так, если при $T = 150^\circ\text{C}$ радиус критического зародыша $R_c = 260$ нм, при $T = 200^\circ\text{C}$ он уменьшается до $R_c = 54$ нм, то при $T = 300^\circ\text{C}$ он составляет всего $R_c = 3.3$ нм.

При включении лазерного источника, излучение, выходящее из волокна, начинает нагревать воду вблизи его торца. Результаты моделирования развивающихся тепловых полей и гидродинамических потоков в аналогичных условиях, выполненного в программе COMSOL Muliphysics, подробно рассмотрены в [31]. Так, было показано, что в этом случае максимальные температуры достигаются в объеме жидкости, а положение максимума T со временем постепенно перемещается от торца и вверх. При этом, значение критической температуры с момента включения лазерного источника достигается всего за 11.5 мс. Скорость образования зародышей быстро возрастает по мере

нагрева и приближения T к спиновальной температуре $T_{sp} = T_c(0.9 + 0.1P/P_c) \approx 585$ К, где $T_c = 647$ К, $P_c = 22.1$ МПа — критические значения для воды, P — атмосферное давление. При появлении критического зародыша происходит взрывное вскипание, при котором перегретая вода, окружающая ядро, частично переходит в сжатый пар. В результате образуется быстро растущий парогазовый пузырек (рис. 5а), и во всех направлениях распространяется импульс давления, который через некоторое время регистрируется гидрофонами (рис. 5б, 7).

Во многих публикациях приводятся данные о временных характеристиках процесса взрывного кипения. При нагреве наночастицы золота в воде непрерывным лазерным излучением парогазовый пузырек образуется за ~ 15 нс [32]. При нагреве воды лазерным излучением с $\lambda = 2.94$ мкм, которое очень хорошо поглощается в воде, характерное время развития процесса взрывного вскипания составляет от единиц [33] до 100 нс [34]. В то же время специальный акустический эксперимент показал, что в процессе начальной фазы термокавитации рост давления происходит примерно за 250 нс (рис. 7в).

Можно предположить, что столь длительный фронт нарастающего давления связан с последовательным образованием вблизи торца лазерного волокна большого количества критических зародышей. Пусть в начальный момент в центре объема сильно перегретой жидкости вблизи торца лазерного волокна образуется критический зародыш (рис. 8). В результате взрывного вскипания воды из этой точки во всех направлениях начнет распространяться волна импульсного давления. Фронт давления максимально быстро достигнет торца игольчатого гидрофона по траектории 4, а наиболее медленно — по траектории 5. В этом случае, учитывая скорость звука в воде ~ 1500 м/с и диаметр торца гидрофона, нетрудно оценить, что задержка между этими сигналами составит ~ 50 нс. Это означает, что при формировании бесконечно короткого импульса давления в точке 1 за счет геометрического фактора длительность акустического сигнала, регистрируемого гидрофоном, составит ~ 50 нс. Заметим, что это уширение не объясняет наш экспериментальный результат: рост давления в течение ~ 250 нс.

Теперь учтем, что первоначальный импульс давления может инициировать взрывное вскипание в других местах перегретой жидкости, как показано в [25, 35, 36]. Таким образом, распространяющиеся ударные волны будут вызывать цепную реакцию появления критических зародышей в объеме перегретой воды. Таким образом, за короткое время возле торца волокна произойдет множество взрывных вскипаний.

Пусть импульс давления, распространяющийся из начальной точки, инициирует взрывное вскипание в точке 6 на краю области с перегретой водой.

Тогда самый длинный путь импульса давления до торца гидрофона будет проходить по траектории 7. Зная геометрические размеры торца волокна, легко оценить, что этот импульс придет на гидрофон с задержкой ~ 240 нс по сравнению с самым первым импульсом (траектория 4). Таким образом, даже в случае генерации очень коротких импульсов при взрывном кипении воды в области отдельных зародышей, фронт сигнала, регистрируемого гидрофоном, растянется на ~ 240 нс. Именно это мы и наблюдаем в эксперименте.

В других работах по изучению взрывного вскипания были получены более короткие времена развития этого процесса. Мы полагаем, что это связано с гораздо меньшим объемом перегретой жидкости, когда взрывное вскипание инициировалось нагретой наночастицей [32], хорошо сфокусированным лазерным импульсом [35] или короткими лазерными импульсами с $\lambda = 2.94$ мкм, которые очень сильно поглощаются в воде [33, 34].

4. ВЫВОДЫ

Статья посвящена изучению особенностей термокавитации воды вблизи торца волокна при ее нагреве непрерывным лазерным излучением с $\lambda = 1.94$ мкм. Динамические процессы изучались с помощью высокоскоростной съемки, с использованием пробного луча лазера с $\lambda = 632.8$ нм, а также методов оптоакустики с использованием широкополосного и игольчатого гидрофонов. В результате удалось получить ответы на поставленные ранее вопросы. Установлено, что импульсы давления на начальном этапе термокавитации, связанные со взрывным вскипанием воды, гораздо меньше, чем при схлопывании образующихся при этом парогазовых пузырьков. Спектр акустического сигнала простирается свыше 10 МГц. Пиковые мощности импульсов давления в отдельных актах термокавитации связаны с частотами их повторяемости зависимостью $\sim 1/f^{1.4}$. Вейвлет анализ показал, что при термокавитации наряду со “случайными” процессами регистрируются “каскадные”, что может объясняться наличием определенных связей между отдельными актами. Показано, что на начальном этапе термокавитации рост давления происходит в течение около 250 нс. Такая относительно большая длительность объясняется тем, что в одном акте взрывного кипения участвует не один, а множество зародышей новой фазы в объеме перегретой жидкости. Полученные результаты могут иметь важное значение для дальнейшего изучения и понимания термокавитационных процессов в жидкостях.

Работа поддержана РНФ (No. 20-14-00286, <https://rscf.ru/en/project/20-14-00286/>) в части изучения динамических процессов, возможных при лазерной биопечати, и проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт” в части изучения термокавитации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chernov A.A., Pil'nik A.A., Levin A.A., Safarov A.S., Adamova T.P., Elistratov D.S. Laser-induced boiling of subcooled liquid: influence of the radiation power on the vapor bubble nucleation and growth // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2022. V. 184. 122298. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122298>
2. Koch M., Rosselló J.M., Lechner C., Lauterborn W., Mettin R. Theory-assisted optical ray tracing to extract cavitation-bubble shapes from experiment // *Exp. Fluids.* 2021. V. 62. P. 1–19. <https://doi.org/10.1007/s00348-020-03075-6>
3. Chudnovskii V.M., Guzev M.A., Yusupov V.I., Fursenko R.V., Okajima J. Study of methods for controlling direction and velocity of liquid jets formed during subcooled boiling // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2021. V. 173. 121250. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121250>
4. Chudnovskii V.M., Yusupov V.I. Submerged jet generation by laser heating of a liquid surface // *Technical Physics Letters.* 2020. V. 46. P. 1024–1031. <https://doi.org/10.1134/S1063785020100211>
5. Sullivan P., Dockar D., Borg M.K., Enright R., Pillai R. Inertio-thermal growth of vapour bubbles // *J. Fluid Mechanics.* 2022. V. 948. A55. <https://doi.org/10.1017/jfm.2022.734>
6. Fan S., Duan F. A review of two-phase submerged boiling in thermal management of electronic cooling // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2020. V. 150. 119324. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119324>
7. Song W.D., Hong M.H., Lukyanchuk B., Chong T.C. Laser-induced cavitation bubbles for cleaning of solid surfaces // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95. P. 2952–2958. <https://doi.org/10.1063/1.1650531>
8. Cheptsov V.S., Tsypina S.I., Minaev N.V., Yusupov V.I., Chichkov B.N. New microorganism isolation techniques with emphasis on laser printing // *Int. J. Bioprinting.* 2019. V. 5. N. 1. <https://doi.org/10.18063/ijb.v5i1.165>
9. Grosfeld E.V., Zhigarkov V.S., Alexandrov A.I., Minaev N.V., Yusupov V.I. Theoretical and experimental assay of shock experienced by yeast cells during laser bioprinting // *Int. J. Mol. Sci.* 2022. V. 23. N. 17. 9823. <https://doi.org/10.3390/ijms23179823>
10. Vogel A., Venugopalan V. Mechanisms of Pulsed Laser Ablation of Biological Tissues // *Chem. Rev.* 2003. V. 103. P. 577–644. <https://doi.org/10.1021/cr010379n>
11. Robles V., Gutierrez-Herrera E., Devia-Cruz L.F., Banks D., Camacho-Lopez S., Aguilar G. Soft material perforation via double-bubble laser-induced cavitation microjets // *Phys. Fluids.* 2020. V. 32. N. 4. 042005. <https://doi.org/10.1063/5.0.007164>
12. Chan K.F., Joshua Pfefer T., Teichman J.M., Welch A.J. A Perspective on Laser Lithotripsy: The Fragmentation Processes // *J. Endourol.* 2001. V. 15. N. 3. P. 257–273.
13. Lekarev V. Yu., Dymov A.M., Vinarov A.Z., Sorokin N.I., Minaev V.P., Minaev N.V., Tsypina S.I.,

- Yusupov V.I.* Mechanism of lithotripsy by superpulse thulium fiber laser and its clinical efficiency // *Appl. Sci.* 2020. V. 10. N. 21. 7480
<https://doi.org/10.3390/app10217480>
14. *Chudnovskii V.M., Yusupov V.I., Dydykin A.V., Nev-ozhai V.I., Kisilev A.Y., Zhukov S.A., Bagratashvili V.N.* Laser-induced boiling of biological liquids in medical technologies // *Quantum Electron.* 2017. V. 47. N. 4. P. 361–370.
<https://doi.org/10.1070/QEL16298>
 15. *Liu H., Wu Y., Hou C., Chen Z., Shen B., Luo Z., Liang H., Ma J., Guan B.O.* Ultrasound pulse generation through continuous-wave laser excited thermo-cavitation for all-optical ultrasound imaging // *APL Photonics.* 2023. V. 8. 046102.
<https://doi.org/10.1063/5.0142684>
 16. *Yusupov V., Chudnovskii V.* The Origin of Loud Claps during Endovenous Laser Treatments // *J. Acoust. Soc. Am.* 2023. V. 153. P. 1525–1533.
<https://doi.org/10.1121/10.0017436>
 17. *Chudnovskii V.M., Levin A.A., Yusupov V.I., Guzev M.A., Chernov A.A.* The formation of a cumulative jet during the collapse of a vapor bubble in a sub-cooled liquid formed as a result of laser heating // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2020. V. 150. 119286.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119286>
 18. *Levin A.A., Safarov A.S., Chudnovskii V.M., Chernov A.A.* Modeling of non-stationary temperature field in the neighborhood of the optical fiber end under laser pulse heating // *Interfacial Phenom. Heat Transf.* 2020. V. 8, N. 1.
<https://doi.org/10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2020032806>
 19. *Padilla-Martinez J.P., Berrospe-Rodriguez C., Aguilar G., Ramirez-San-Juan J.C., Ramos-Garcia R.* Optic cavitation with CW lasers: A review // *Phys. Fluids.* 2014. V. 26. N. 12. 122007.
<https://doi.org/10.1063/1.4904718>
 20. *Yusupov V.I., Chudnovskii V.M., Bagratashvili V.N.* Laser-induced hydrodynamics in water and biotissues nearby optical fiber tip / in: Schulz H.E. (Ed.), *Hydrodynamics – Advanced Topics*, In Tech. 2011. P. 95–118.
<https://doi.org/10.5772/28517>
 21. *Yusupov V.I., Konovalov A.N., Ul'yanov V.A., Bagratashvili V.N.* Generation of acoustic waves by cw laser radiation at the tip of an optical fiber in water // *Acoust. Phys.* 2016. V. 62. P. 537–544.
<https://doi.org/10.1134/S1063771016050183>
 22. *Воробьев Р.И., Сергеичев И.В., Карабутов А.А., Миронова Е.А., Саватеева Е.В., Ахатов И.Ш.* Применение оптоакустического метода для оценки влияния пустот на трещиностойкость конструкционных углепластиков // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 2. С. 148–153.
<https://doi.org/10.31857/S0320791920020161>
 23. *Подымова Н.Б., Карабутов А.А.* Преобразование термооптически возбуждаемых широкополосных импульсов продольных акустических волн в импульсы сдвиговых волн в изотропной твердой пластине в жидкости // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 5. С. 482–492.
<https://doi.org/10.31857/S0320791921040110>
 24. *Rastopov S.F., Sukhodol'sky A.T.* Cluster nucleation in the process of CW laser induced thermocavitation // *Phys. Lett. A.* 1990. V. 149. N. 4. P. 229–232.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(90\)90334-K](https://doi.org/10.1016/0375-9601(90)90334-K)
 25. *Lauterborn W., Vogel A.* Shock wave emission by laser generated bubbles / *Bubble dynamics and shock waves.* Springer: Berlin/Heidelberg, Germany. 2013. P. 67–103.
 26. *Deng R., He Y., Qin Y., Chen Q., Chen L.* Measuring pure water absorption coefficient in the near-infrared spectrum (900–2500 nm) // *J. Remote Sensing.* 2012. V. 16. N. 1. P. 192–206.
 27. *Welch P.D.* The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short modified periodograms // *IEEE Trans. Audio and Electroacoustics.* 1967. V. 15. P. 70–73.
<https://doi.org/10.1109/TAU.1967.1161901>
 28. *Астафьева Н.М.* Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // *Успехи физических наук.* 1996. Т. 166. № 11. С. 1145–1170.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0166.199611a.1145>
 29. *Chudnovskii V.M., Maior A.Y., Yusupov V.I., Zhukov S.A.* Laser-induced boiling of biological fluids. *High Temperature.* 2019. V. 57. N. 4. P. 531–538.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X19040035>
 30. *Vargaftik N.B., Volkov B.N., Voljak L.D.* International tables of the surface tension of water // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1983. V. 12. P. 817–820.
<https://doi.org/10.1063/1.555688>
 31. *Yusupov V.I., Konovalov A.N.* Features of heat/mass transfer and explosive water boiling at the laser fiber tip // *Int. J. Therm. Sci.* 2024. V. 203. 109131.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2024.109131>
 32. *Hou L., Yorulmaz M., Verhart N.R., Orrit M.* Explosive formation and dynamics of vapor nanobubbles around a continuously heated gold nanosphere // *New J. Phys.* 2015. V. 17. P. 013050.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/17/1/013050>
 33. *Samokhin A.A., Vovchenko V.I., Il'ichev N.N., Shapkin P.V.* Explosive boiling in water exposed to q-switched erbium laser pulses // *Laser Phys.* 2009. V. 19. P. 1187–1191.
<https://doi.org/10.1134/S1054660X09050508>
 34. *Takamizawa A., Kajimoto S., Hobley J., Hatanaka K., Ohta K., Fukumura H.* Explosive boiling of water after pulsed IR laser heating // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2003. V. 5. P. 888–895.
<https://doi.org/10.1039/B210609D>
 35. *Vogel A., Busch S., Parltitz U.* Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 100. P. 148–165.
<https://doi.org/10.1121/1.415878>
 36. *Frost D.L.* Initiation of explosive boiling of a droplet with a shock wave // *Exp. Fluids.* 1989. V. 8. P. 121–128.
<https://doi.org/10.1007/BF00195785>

Features of laser-induced thermocavitation of water

V. I. Yusupov^{a,*}

^aNational Research Center “Kurchatov Institute”,
Moscow, pl. Akademika Kurchatova, 1, 123182

*e-mail: iouss@yandex.ru

The article examines the features of thermocavitation of water near the fiber tip when it is heated by continuous laser radiation with a wavelength of 1.94 μm . Dynamic processes were studied by optical and acoustic methods. It has been established that pressure pulses in the initial section of thermocavitation, associated with the explosive boiling of water, are significantly smaller compared to pressure pulses during the collapse of the vapor-gas bubbles. The spectrum of the generated acoustic signal extends over 10 MHz, while the spectral distributions of the lowest frequency and highest frequency fluctuations are described by the $1/f$ law. It has been shown that the peak powers of pressure pulses in individual acts of thermocavitation are related to their repetition rates by the dependence $\sim 1/f^{1.4}$. Wavelet analysis showed that during thermocavitation an alternation of “random” and “cascade” processes is observed. In a special acoustic experiment, it was found that at the initial stage of thermocavitation, the pressure rise occurs within approximately 250 ns. The relatively long increase in pressure is explained by the fact that explosive boiling occurs at many points in the volume of superheated liquid, and the chain reaction of the sequential appearance of critical nuclei is associated with the propagation of shock waves.

Keywords: continuous laser radiation, acoustic pulses, optical fiber, explosive boiling, wavelet analysis