

03

Температура лазер-индуцированной кавитационной струи, возникающей на кончике оптоволоконна, погруженного в жидкость

© Е.П. Дац, А.В. Кулик, М.А. Гузев, В.М. Чудновский

Институт прикладной математики ДВО РАН,
690041 Владивосток, Россия
e-mail: datsep@gmail.com

Поступило в Редакцию 8 августа 2025 г.

В окончательной редакции 25 ноября 2025 г.

Принято к публикации 26 ноября 2025 г.

Экспериментально и численно исследована температура кавитационной струи, возникающей при лазерной кавитации на торце оптоволоконна, погруженного в воду. Лазерный нагрев и вскипание воды с недогревом вызвано действием непрерывного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1.47 \mu\text{m}$, распространяющегося по оптоволокону (термокавитация). При этом показано, что в паровую фазу переходит менее 4% от объема всей перегретой жидкости. Оставшаяся часть перегретой воды, распределенная по поверхности парового пузырька, остывает в процессе его роста и схлопывания, а затем переходит в кавитационную струю. Температура струи при однократном акте роста-схлопывания пузырька достигает 60°C , что может быть использовано в медицинских и технических приложениях.

Ключевые слова: кавитационная струя, оптоволоконно, лазерное излучение.

DOI: 10.61011/JTF.2026.04.62651.207-25

Введение

Температура кумулятивной струи, которая возникает при асимметричном коллапсе кавитационного пузырька, представляет собой фундаментальный параметр, имеющий большое практическое значение в технических приложениях и медицине. Особенно этот параметр важен, когда кавитация возникает при нагреве и вскипании жидкости с недогревом [1–14]. Кипение с недогревом возникает при локальном вскипании некоторого выделенного объема жидкости, окруженного „холодной“ средой, температура которой ниже температуры насыщения. Возникающий при этом пузырек сначала растет, а затем вследствие контакта с „холодным“ окружением, достигнув максимального размера, ускоренно схлопывается, что, собственно, определяет его как кавитационный [2,4,5]. При лазерном нагреве жидкости кипение с недогревом можно инициировать как с помощью импульсного (лазерная кавитация) [3,4,7–9], так и непрерывного (термокавитация) [2,5,6,10–14] лазерного излучения. Механизмы нагрева и вскипания жидкости при использовании импульсного и непрерывного лазерного излучения могут существенно отличаться, что оказывает влияние на характеристики кумулятивной струи, однако определение температуры такой струи в настоящий момент является нерешенной задачей.

В настоящей работе мы исследовали кавитацию, инициированную лазерным нагревом воды в окрестности торца оптоволоконна, по которому распространяется непрерывное лазерное излучение [2,5,6,14]. Использование оптоволоконна очень удобно, поскольку оно обладает большой гибкостью и способно проникать в узкие каналы, трубки, щели и иглы для перкутанного

воздействия, что позволяет генерировать кавитационные пузырьки в условиях, где использование других методов затруднительно либо неосуществимо.

Образование кавитационных струй при вскипании недогретой жидкости в окрестности торца кварцевого оптоволоконна (цилиндра) описано в работах [2,5], где показано, что коллапс парового пузырька приводит к появлению двух кумулятивных струй — одна направлена к торцу, другая от торца вглубь жидкости. В настоящей работе методами численного моделирования дается оценка температуры струи, возникающей в результате схлопывания парового пузырька и распространяющейся в направлении от торца оптоволоконна. Параметры математической модели, связанные с процессом массообмена, выбираются на основе полученных экспериментальных данных. Особое внимание уделено расчету начального температурного поля воды в момент появления парового пузырька.

1. Экспериментальный метод исследований и результаты измерений

В серии экспериментов было определено среднее время нагрева воды при заданных параметрах лазерного излучения от начала работы лазера до появления кавитационного пузырька. Был определен максимальный размер пузырька, среднее время роста и схлопывания парового пузырька, а также время формирования кумулятивной струи. Экспериментальные данные использовались для валидации математической модели парообразования-конденсации.

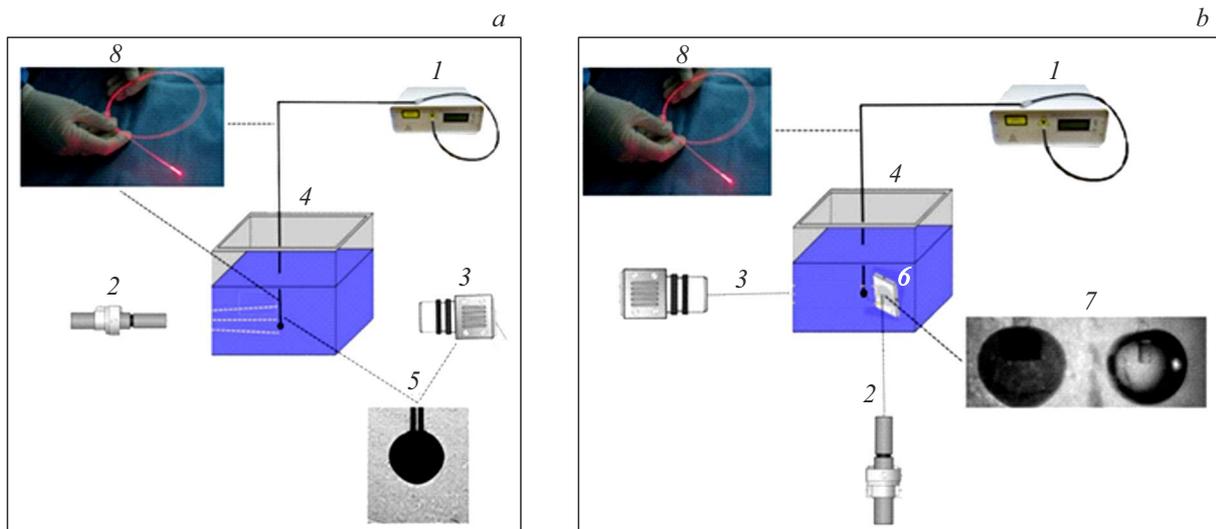


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для регистрации элементарного акта вскипания воды с недогревом в окрестности кончика оптоволокна: *a* — режим shadowgraph, *b* — режим с прямым освещением. 1 — лазер с длиной волны излучения $\lambda = 1.47 \mu\text{m}$; 2 — подсвечивающий лазер с длиной волны излучения $\lambda = 0.52 \mu\text{m}$; 3 — скоростная видеокамера; 4 — рабочая кювета с водой; 5 — изображение пузырька „на просвет“; 6 — светоотражающий экран; 7 — изображение пузырька и его тени на экране при прямом освещении; 8 — оптоволоконно.

В эксперименте нагрев и вскипание воды под действием непрерывного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1.47 \mu\text{m}$ исследовались с использованием скоростной видеокамеры Photron Fastcam SA-Z. Съемка проводилась двумя способами: в прямом освещении и в режиме фиксации тени (shadowgraph). Первый способ обеспечивает четкую фиксацию структуры паровой фазы, тогда как второй способ позволяет хорошо отследить динамику области нагретой жидкости, что обусловлено изменением показателя преломления жидкости, зависящего от температуры [15]. Полученные изображения в цифровом формате обрабатывались попиксельно с целью определения координат межфазной границы пузырька. Размер пикселя составляет $(35 \pm 15) \mu\text{m}$. В эксперименте лазерное излучение распространяется по оптоволоконно, кварцевый кончик которого с диаметром $600 \mu\text{m}$ погружен вертикально вниз в дистиллированную недеаэрированную воду. Вода находится в кювете с размерами $125 \times 23 \times 41 \text{ mm}$ при температуре $T = 16^\circ\text{C}$.

На рис. 1, *a*, показана схема экспериментальной установки, позволяющая в режиме теневой картины (shadowgraph) наблюдать динамику нагрева и вскипания жидкости вблизи кончика оптоволокна. В эксперименте подсвечивающее лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 0.52 \mu\text{m}$ просвечивает кювету вдоль линии, соединяющей объектив видеокамеры и источник подсветки. При этом в объектив видеокамеры попадает тень от кончика оптоволокна, по которому распространяется лазерное „рабочее“ излучение с длиной волны $\lambda = 1.47 \mu\text{m}$, и окружающая кончик оптоволокна жидкость. При выходе из торца оптоволокна рабочее излучение поглощается в воде с коэффициентом $k \sim 2850 \text{ m}^{-1}$ [16], что приводит к эффективному нагреву и последующему локальному

вскипанию воды с недогревом в окрестности кончика оптоволокна.

На рис. 2 показана „теневая“ картина нагрева и вскипания воды с недогревом в окрестности торца оптоволокна, полученная в соответствие схемы рис. 1, *a*. При нагреве плотность воды уменьшается, что приводит к отклонению лучей подсвечивающего излучения и в объективе видеокамеры четко фиксируется тень от нагретой области воды. Область нагрева воды показана на кадрах 1–7 (рис. 2), где под торцом оптоволокна по мере нагрева жидкости возникает увеличивающаяся затемненная область. Время нагрева воды представляет собой относительно длительный период — 70 ms. Далее вода вскипает с образованием парового пузырька, который нарастает и схлопывается за время 0.46 ms, что приблизительно в 150 раз меньше времени нагрева воды. Теневая картина вскипания с недогревом, где пузырек сначала растет, а затем схлопывается, показан на кадрах 8–12 рис. 2. В момент максимального схлопывания (кадр 12 рис. 2) начинает формироваться кумулятивная струя „игольчатого“ типа (needle jet) [9], что практически сразу приводит к вторичному вскипанию в движущейся жидкости (отскоку) [14] (кадр 13 рис. 2). Затопленная струя определяется после схлопывания вторичного пузырька в кадре 14 рис. 2.

В методе теневой видеосъемки начало процесса вскипания (интенсивного парообразования) определяется по резкому увеличению теневой области (более чем в 100 раз) (кадры 8–10 рис. 2). Однако этот метод не позволяет наблюдать непосредственно паровый пузырек отдельно от области нагретой жидкости. Момент появления парового пузырька требуется определить точно, что отчетливо фиксируется в методе „прямого освещения“,

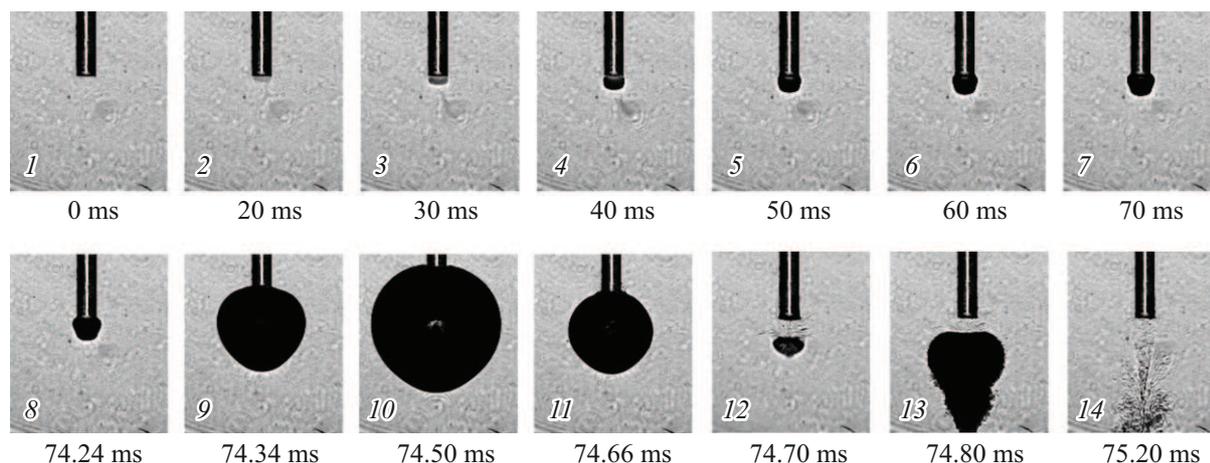


Рис. 2. Элементарный акт вскипания воды в окрестности кончика оптоволокну. Скорость съемки 252 000 fps.

когда в объектив видеокамеры попадает рассеянное излучение от области, где жидкость вскипает. Поэтому для фиксации парового пузырька и одномоментной фиксации его тени конфигурация экспериментальной установки и схема эксперимента были изменены. Чтобы зафиксировать паровой пузырек на фоне его тени, в кювету с водой за оптоволоком поместили плоский светоотражающий экран — матовая алюминиевая пластина, установленная под углом 45° к оси, соединяющей кончик оптоволокну и объектив видеокамеры (рис. 1, б). При этом источник подсветки был развернут на 90° к камере так, чтобы на экране он создавал изображение тени, а в отраженном свете в объективе видеокамеры одномоментно с изображением тени появлялось изображение оптоволокну и пузырька.

На кадрах рис. 3 справа от пунктирной линии показано изображение кончика оптоволокну и пузырька в отраженном свете (прямое освещение), а слева их тень. Пузырек появляется на поверхности торца оптоволокну справа в кадре 3 рис. 4 и далее нарастает с захватом кончика оптоволокну, погруженного в воду. Одномоментно слева фиксируется тень этого процесса. Кадр 1 рис. 3 соответствует моменту начала работы, разогревающей воду лазерной установки ($t = 0$ ms). В кадре 2 (рис. 3), соответствующего моменту времени $t = 68.47$ ms, слева показана тень, отбрасываемая кончиком оптоволокну и областью разогретой воды под торцом оптоволокну. В кадре 3 (рис. 3) показан момент (появления на торце оптоволокну парового пузырька (правая часть кадра 4 (рис. 3)). Кадры 3–6 (рис. 3) демонстрируют рост парового пузырька и его тени. Кадр 6 соответствует максимальному размеру пузырька. Далее пузырек начинает схлопываться (кадры 7, 8). В данном эксперименте время нагрева воды (кадры 1, 2 рис. 3) приблизительно в 170 раз больше времени роста пузырька от момента его появления до достижения максимального размера.

Средняя скорость роста пузырька между кадрами 4, 5 рис. 3: $V \approx 9.1$ m/s, а между кадрами 5, 6: $V \approx 2.2$ m/s.

На рис. 4 выделен момент появления парового пузырька. В кадре 1 (рис. 4) пузырек отсутствует, тогда, как на следующем видеокадре через $5 \mu\text{s}$ появляется пузырек с диаметром $(50 \pm 15) \mu\text{m}$. Еще через $5 \mu\text{s}$ пузырек достигает $(250 \pm 15) \mu\text{m}$ в диаметре. Откуда следует, что средняя скорость роста пузырька между кадрами 2, 3 составляет 20 m/s.

Пузырек по мере нарастания „раздвигает“ окружающую нагретую жидкость, которая образует нагретый слой на поверхности растущего и схлопывающегося пузырька.

Зная объем нагретой до момента вскипания жидкости и сравнивая его с объемом паровой фазы в момент достижения пузырьком максимального размера, нетрудно получить массовую долю вскипевшей воды от предварительно нагретой. Отношение масс вскипевшей воды: m_2 (массы пара, заполняющего пузырек при достижении им максимального размера) к массе нагретой воды: m_1 :

$$m_2/m_1 = \rho_2 V_2 / \rho_1 V_1 = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{D_2}{D_1} \right)^3,$$

где $\rho_2 \approx 0.6$ kg/m³ — плотность пара при температуре 100°C ; V_2 — максимальный объем парового пузырька с учетом вычитания объема погруженного в пузырек кончика оптоволокну; $\rho_1 \approx 10^3$ kg/m³ — плотность нагретой воды; V_1 — объем нагретой воды (объем тени) с учетом вычитания объема части кончика оптоволокну, погруженного в разогретую жидкость; D_2 — диаметр парового пузырька; D_1 — диаметр нагретой воды (тени). Так как форма пузырька и тени представляет собой неидеальную сплюснутую сферу, в настоящей работе используется эквивалентный диаметр, вычисляемый по формуле $D = \sqrt[3]{D_h^2 \sqrt[3]{D_g}}$, где D_h — поперечный диаметр, D_g — продольный диаметр (соосный оптоволокну). Подстановка значений D_1 и D_2 из рис. 3 дает: $m_2/m_1 = 0.04 \pm 0.01$. Это означает, что вскипает (переходит в пар) приблизительно 4% от нагретой воды. Отметим, что это верхняя оценка, которая предполагает, что весь пузырек, когда

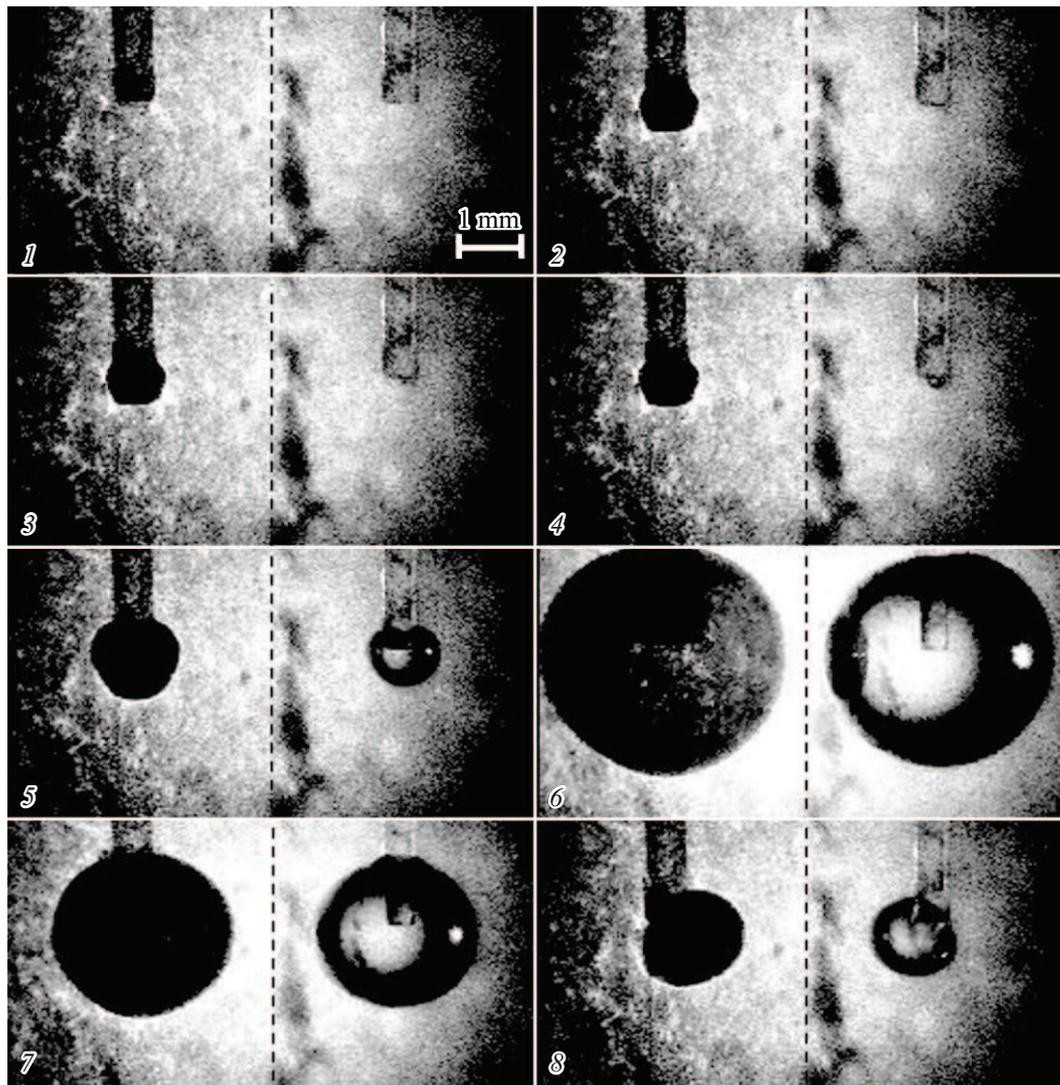


Рис. 3. Одновременное изображение парового пузырька (справа от пунктирной линии) и его тени (слева от пунктирной линии), а также области нагрева воды под действием лазерного излучения, полученное в соответствии со схемой рис. 1, *b*. Скорость видеосъемки 252 000 fps. Время между кадрами 1, 2: $\Delta t_{12} = 68.47$ ms; между кадрами 2, 3: $\Delta t_{23} = 5 \mu\text{s}$; между кадрами 3, 4: $\Delta t_{34} = 5 \mu\text{s}$; между кадрами 4, 5: $\Delta t_{45} = 35 \mu\text{s}$; между кадрами 5, 6: $\Delta t_{56} = 340 \mu\text{s}$; между кадрами 6, 7: $\Delta t_{67} = 234 \mu\text{s}$; между кадрами 7, 8: $\Delta t_{78} = 50 \mu\text{s}$.

его размеры максимальны, наполнен паром. В реальности пузырек значительную часть своего объема получает за счет инерции жидкости, движущейся за границей пузырька. Жидкость по инерции растягивает пузырек, что придает ему дополнительный объем. Поэтому истинная массовая доля вскипевшей воды будет еще меньше приведенной оценки.

2. Модель нагрева воды непрерывным лазерным излучением

Система уравнений, моделирующая нагрев воды, включает уравнение неразрывности (1), уравнение сохранения импульса (2) и энергии (3):

$$\frac{\partial \rho_l \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \rho_l) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_l \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla [\mu_l (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)], \quad (2)$$

$$c_{pl} \frac{\partial \rho_l T}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \rho_l c_p T) = \nabla (\lambda_l \nabla T) + Q. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{v} — скорость; T — температура; p — давление; ρ_l , μ_l , c_{pl} , λ_l — плотность, вязкость, теплоемкость, теплопроводность воды соответственно. Источник в уравнении (3) Q описывает распределение плотности потока лазерного излучения с учетом его поглощения в воде по закону Бугера–Ламберта–Бера [15]:

$$Q = k Q_0 \exp(-kz). \quad (4)$$

Здесь Q_0 — плотность потока лазерного излучения на торце оптоволоконна, z — расстояние от торца оптоволоконна параллельно его оси до точки среды, k — коэффициент поглощения. Действие источника (4) ограничено

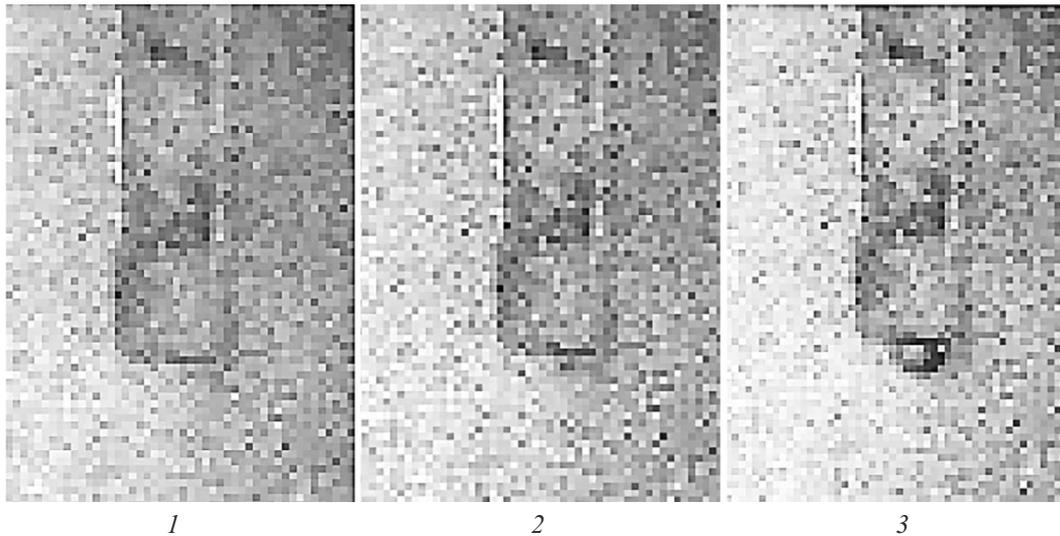


Рис. 4. Кадры появления парового пузырька на торце оптоволокна, погруженного в воду. Время между тремя последовательными кадрами $5 \mu\text{s}$. Скорость видеосъемки $252\,000 \text{ fps}$.

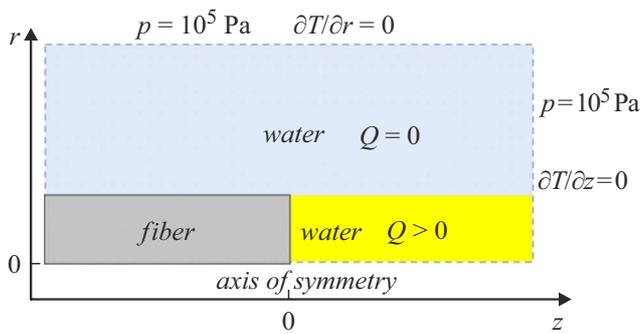


Рис. 5. Расчетная область с размерами $0.005 \times 0.01 \text{ m}$. Размер квадратного элемента сетки $5 \mu\text{m}$. Длина оптоволокна 0.001 m .

цилиндрической областью, примыкающей к торцу оптоволокна (рис. 5). Данное ограничение связано с распространением лазерного излучения вдоль оси оптоволокна и слабым угловым рассеиванием относительно оси, вне данной области функция Q равна нулю. В экспериментах используется лазерное излучение с длиной волны $1.47 \mu\text{m}$, для которой коэффициент $k = 2850 \text{ m}^{-1}$ [16]. $Q_0 = 4P/(\pi D^2) = 1.77 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$, где $P = 5 \text{ W}$ — мощность лазерного излучения, $D = 600 \mu\text{m}$ — диаметр волокна. В уравнении (3) отсутствует источник диссипации, так как влиянием вязкого нагрева в рассматриваемом процессе лазерного нагрева можно пренебречь.

Плотность и вязкость воды зависят от температуры [17] (при атмосферном давлении). Теплоемкость и теплопроводность воды считаются постоянными. Распределение температуры в оптоволокне определяется из уравнения теплопроводности:

$$\rho_q c_{pq} \frac{\partial T_q}{\partial t} = \nabla(\lambda_q \nabla T_q), \quad (5)$$

где индекс q означает принадлежность физических характеристик материалу оптоволокна (кварц).

Задача решается в осесимметричной постановке в цилиндрической системе координат (r, z) . Расчетная область — прямоугольник, состоящий из двух зон — оптоволокна и окружающей его двухфазной среды вода-пар (рис. 5). На стенках и торце оптоволокна задано условие прилипания: $\mathbf{v} = 0$. На поверхностях контакта твердой и жидкой фазы задано условие идеального теплового контакта (равенство температур и тепловых потоков) и условие прилипания. На внешних границах расчетной области, содержащей жидкую среду, задано атмосферное давление и нулевой тепловой поток. В начальный момент времени во всей расчетной области задана нулевая скорость, атмосферное давление $p = 10^5 \text{ Pa}$ и начальная температура $T_0 = 16 \text{ }^\circ\text{C}$.

Решение системы (1)–(5) выполнено в среде физического моделирования ANSYS FLUENT 2021 на равномерной квадратной сетке с размером элемента $d = 5 \mu\text{m}$ в рамках метода конечных объемов. Итерационная процедура расчета давления и скорости реализована в рамках алгоритма SIMPLE [18] для несжимаемой жидкости.

3. Модель парообразования–конденсации

Рассматривается двухфазная среда „вода–пар“. Закон изменения каждой из фаз имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_g \rho_g}{\partial t} + \nabla(\alpha_g \rho_g \mathbf{v}) &= \dot{m}_g, \\ \frac{\partial \alpha_l \rho_l}{\partial t} + \nabla(\alpha_l \rho_l \mathbf{v}) &= \dot{m}_l, \end{aligned} \quad (6)$$

где \mathbf{v} — скорость двухфазной среды; α_g, α_l — объемная доля пара и воды соответственно; $\alpha_g + \alpha_l = 1$. Индексы

g и l — обозначают принадлежность характеристик к паровой и жидкой фазе соответственно; \dot{m}_g/\dot{m}_l — источник массообмена. В качестве механизма межфазного массообмена используется модель испарения-конденсации [19], в которой скорость парообразования и конденсации пропорциональны разнице между текущей температурой и температурой насыщения:

$$\dot{m}_g = -\dot{m}_l = \gamma_g \alpha_l \rho_l \sqrt{\frac{T_{sat}(P_0)}{T_{sat}(P)}} \left(\frac{T - T_{sat}(P)}{T_{sat}(P)} \right),$$

при $T > T_{sat}, \quad \alpha_g > \varepsilon_g,$ (7)

$$\dot{m}_l = -\dot{m}_g = \gamma_l \alpha_g \rho_g \sqrt{\frac{T_{sat}(P_0)}{T_{sat}(P)}} \left(\frac{T_{sat}(P) - T}{T_{sat}(P)} \right),$$

при $T < T_{sat}, \quad \alpha_l > \varepsilon_l,$ (8)

где γ_g/γ_l — коэффициенты парообразования/конденсации; $\varepsilon_g, \varepsilon_l$ — минимальная доля фазы, при которой происходит массообмен; $T_{sat}(P)$ — температура насыщения. Полагаем, что коэффициенты массообмена γ_g, γ_l являются постоянными величинами. Температура насыщения зависит от давления по формуле, являющейся аппроксимацией экспериментальных данных для воды [17]:

$$T_{sat} = 268.283 \text{ K} + 0.04946 \text{ K} \cdot \left(\ln\left(\frac{P}{1Pa}\right) \right)^{3.13115}.$$

Уравнения (5)–(7) дополняются уравнениями изменения импульса и притока тепла в двухфазной среде:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla [\mu (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)] + \mathbf{F}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial c_p \rho T}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \rho c_p T) = \nabla (\lambda \nabla T) + L \cdot \dot{m}_l + W. \quad (10)$$

где W — источник нагрева, обусловленный вязким трением; L — скрытая теплота парообразования (конденсации); \mathbf{F} — объемная сила, действующая на границе раздела фаз и моделирующая поверхностное натяжение; c_p, ρ, λ, μ — теплоемкость, плотность, теплопроводность, и вязкость двухфазной среды соответственно. В уравнении притока тепла (10) опущен источник лазерного нагрева, так как процесс массообмена происходит значительно быстрее, чем процесс разогрева до температуры насыщения (примерно в 50 раз), поэтому влиянием источника (4) при моделировании динамики парового пузырька можно пренебречь.

Характеристики среды „вода-пар“ представляются в виде

$$\begin{aligned} \rho &= \alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l, \quad \lambda = \alpha_g \lambda_g + \alpha_l \lambda_l, \\ \mu &= \alpha_g \mu_g + \alpha_l \mu_l, \quad c_p = \alpha_g c_{pg} + \alpha_l c_{pl}. \end{aligned} \quad (11)$$

Характеристики жидкой фазы соответствуют ранее описанным для системы (1)–(3). Плотность паровой фазы задается при помощи уравнения состояния идеального

газа $\rho_g = pM/(RT)$, где M — молярная масса пара, R — универсальная газовая постоянная. Данное представление (10) соответствует известному методу „объема жидкости“ (Volume of Fluid) [5]. Выражение для объемной силы \mathbf{F} имеет вид [20]:

$$\mathbf{F} = \frac{2\sigma\rho\kappa\nabla\alpha_g}{(\rho_g + \rho_l)}, \quad (12)$$

где $\sigma = (0.073 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}) \cdot (600 \text{ K} - T)$ — коэффициент поверхностного натяжения, линейно зависящий от температуры [17]; κ — кривизна межфазной границы. Теплопроводность λ_g , теплоемкость c_{pg} и вязкость μ_g паровой фазы являются постоянными. В уравнении (9) опущен член, характеризующий естественную конвекцию в поле силы тяжести, поскольку процесс кавитации происходит значительно быстрее процесса всплытия парового пузырька.

Решение системы (5)–(10) как и решение системы (1)–(5) реализовано в среде физического моделирования ANSYS FLUENT 2021. Оптимальный выбор размера сетки $d = 5 \mu\text{m}$ при использовании метода „объема жидкости“ ранее был исследован в работе [5]. Для расчета динамики двухфазной среды применяется алгоритм SIMPLE для несжимаемой жидкости.

В уравнениях с источниками массообмена (7), (8) дополнительно вводятся ограничения на минимальную долю фазы, при которой данные источники работают. Так как в начальный момент времени задается область, в которой присутствует только жидкая фаза ($\alpha_l = 1, \alpha_g = 0$), и область, содержащая паровую фазу ($\alpha_l = 0, \alpha_g = 1$), т.е. паровый пузырек, то массообмен возможен только в окрестности границы раздела двух фаз. Следовательно, при моделировании исключается процесс объемного вскипания жидкой фазы в областях с перегретой водой ($T > T_{sat}$) и процесс объемной конденсации внутри пузырька при $T < T_{sat}$ (T_{sat} — температура насыщения). Таким образом, в рамках рассматриваемой модели сохраняется корректность физической интерпретации численного метода, заключающегося в моделировании поверхностного массообмена. Оценка коэффициентов парообразования и конденсации определяется на основе наблюдаемой экспериментально скорости движения поверхности пузырька на этапе роста и схлопывания. В работе [21] был приведен обзор используемых в исследованиях различных авторов диапазонов значений коэффициентов массообмена, которые варьируются от 0.1 до 10^7 s^{-1} в зависимости от условий нагрева, размера сетки и формы межфазной границы. В представленном исследовании используются значения: $\gamma_g = 10^6 \text{ s}^{-1}, \gamma_l = 10^7 \text{ s}^{-1}$.

4. Результаты моделирования лазерного нагрева воды

Численное решение системы (1)–(5) позволяет найти распределение температурного поля в зависимости от

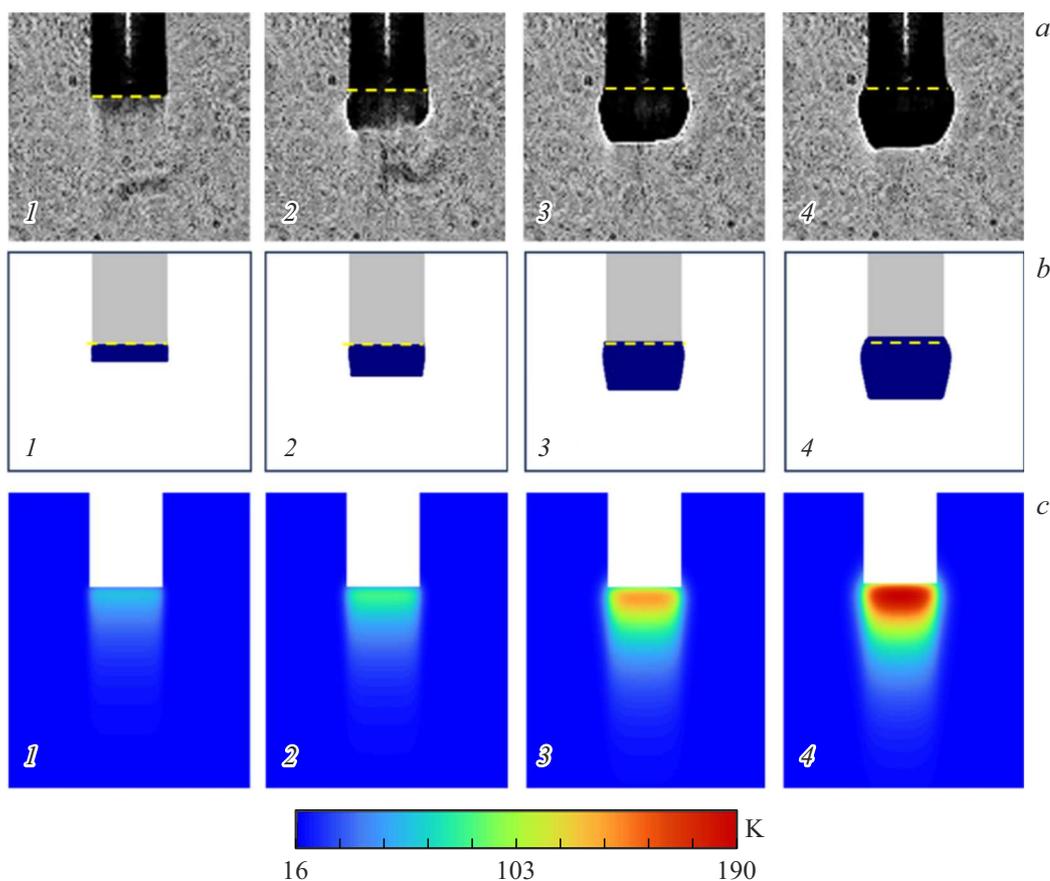


Рис. 6. Нагрев воды вблизи торца оптоволоконна. *a* — фото тени, образующейся в процесс лазерного нагрева; *b* — область, в которой вычисленные значения модуля температурного градиента превышают $5 \cdot 10^5$ K/m; *c* — вычисленное температурное поле. Номера кадров соответствуют времени $t_1 = 10$ ms, $t_2 = 15$ ms, $t_3 = 30$ ms, $t_4 = 45$ ms; $Q_0 = 1.77 \cdot 10^7$ W/m². Пунктирной линией обозначена поверхность торца оптоволоконна.

выбора мощности лазерного излучения и времени его действия. На рис. 6 представлены результаты эксперимента и численного моделирования температуры при лазерном нагреве.

На рис. 6, *a* показана тень, отбрасываемая разогретой водой при съемке „на просвет“. Тень возникает из-за изменения плотности воды при нагреве. Контуры формирующейся темной области определяют границу градиента плотности, при котором преломляющийся луч светового источника перестает попадать в объектив камеры. На рис. 6, *b* показана область в окрестности оптоволоконна, в которой вычисленные в различные моменты времени значения модуля температурного градиента превышают $5 \cdot 10^5$ K/m. На рис. 6, *c* показано вычисленное поле температур. Время моделирования температуры $t = 45$ ms соответствует времени действия лазерного источника в эксперименте, после чего наблюдается явление кавитации.

Известно, что при поверхностном кипении пузырьки начинают расти из микроскопических воздушных зародышей, которые изначально распределены на неровностях поверхности твердой фазы, а также образуются при внесении оптоволоконна из атмосферы в воду. Экс-

перимент показал, что первый паровой пузырек зарождается на поверхности в центре торца оптоволоконна, где проходит граница раздела твердой и жидкой фаз. На рис. 7 показано распределение температуры (рис. 6, *c*, кадр 4) на оси симметрии оптоволоконна, рассчитанное для времени нагрева, при котором впервые наблюдается

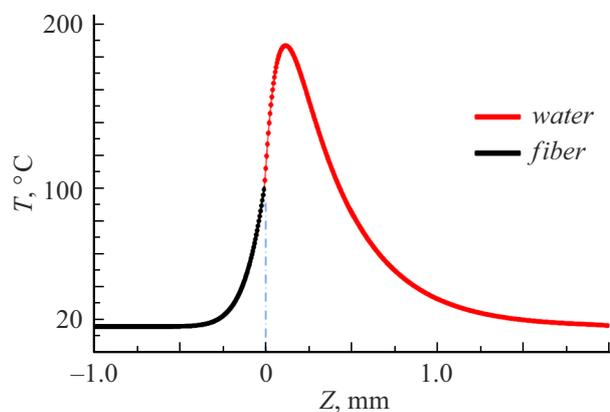


Рис. 7. Распределение температуры вдоль оси симметрии перед началом процесса парообразования.

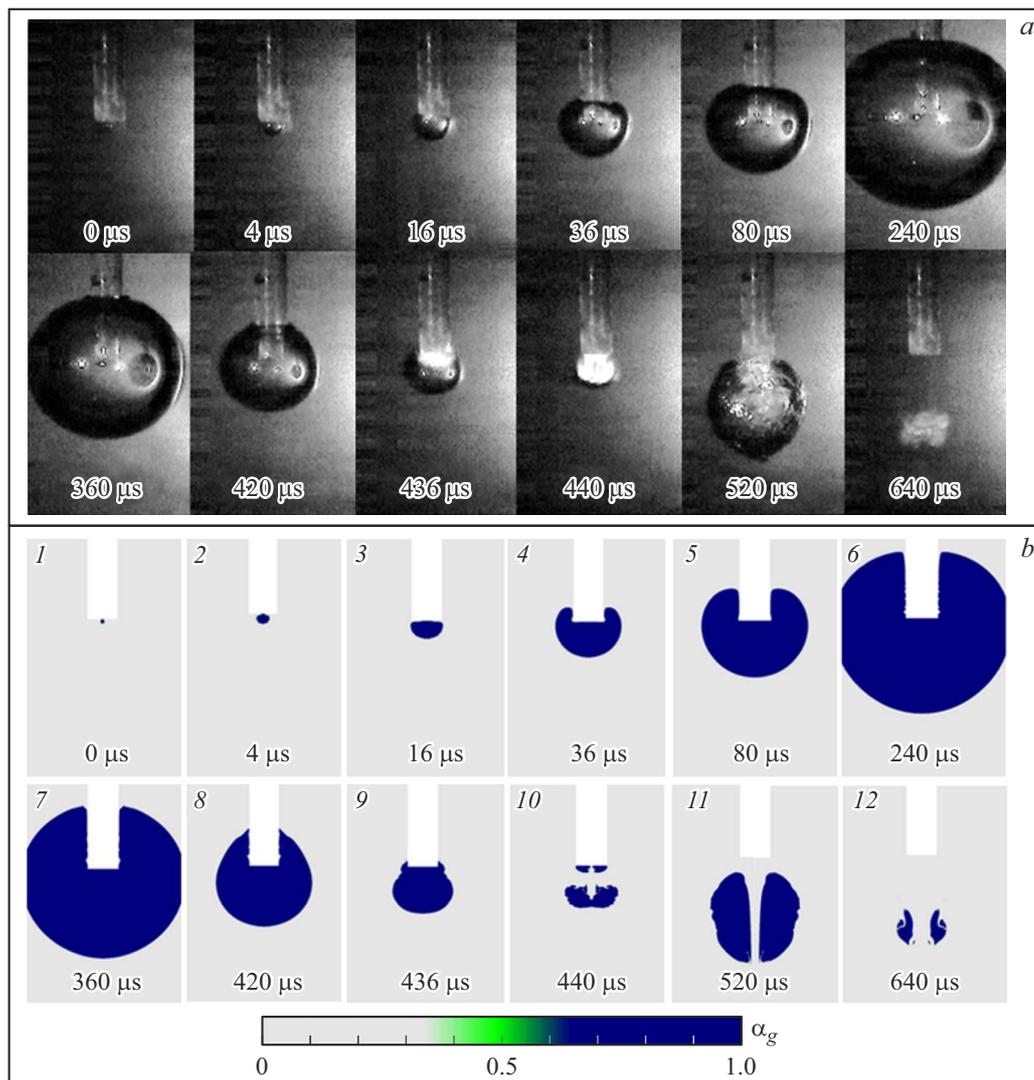


Рис. 8. Изменение размера кавитационного пузырька во времени: *a* — результат экспериментальной съемки, *b* — численный расчет. Фрагменты 1–6 соответствуют стадии роста, фрагменты 7–10 — стадии схлопывания.

кавитация ($t = 45$ ms). Из рис. 7 следует, что процесс кавитации начинается при достижении поверхностью торца оптоволоконна температуры, превышающей температуру насыщения воды, в то время как максимум температуры находится на расстоянии 0.12 mm от торца. В работе [22] было показано, что данный максимум температуры со временем перемещается. Перегрев воды вблизи торца приводит к тому, что образовавшийся на поверхности торца паровой пузырек начинает ускоренно расти за счет интенсивного парообразования в перегретой области.

5. Результаты моделирования процесса роста–схлопывания парового пузырька

Пусть в некоторый новый момент времени $t = 0$ в центре торцевой поверхности оптоволоконна присутствует

пузырек радиусом $r_0 = 50$ μ m, и внутренним давлением $p_0 = 1$ atm. Начальные распределения температуры (рис. 6, *c*, кадр 4) и скорости заданы в виде численных решений системы уравнений (1)–(5). Часть поверхности пузырька соприкасается с областью температур, превышающих 100 $^{\circ}$ C. Таким образом, при $t > 0$ задан процесс парообразования (7). Рост пузырька происходит при преодолении давлением пара силы поверхностного натяжения. На рис. 8 показан процесс эволюции пузырька, наблюдаемый экспериментально (рис. 8, *a*) и полученный в результате численного моделирования (рис. 8, *b*), для различных моментов времени.

Рис. 8 демонстрирует хорошее соответствие численных решений и экспериментальных данных. На рис. 8 (6) показан максимальный размер, а на рис. 8 (10) минимальный размер пузырька, который он приобретает в результате схлопывания. В этот момент начинает формироваться разогретая кумулятивная струя, которая на следующем кадре вторично вскипает (рис. 8 (11)).

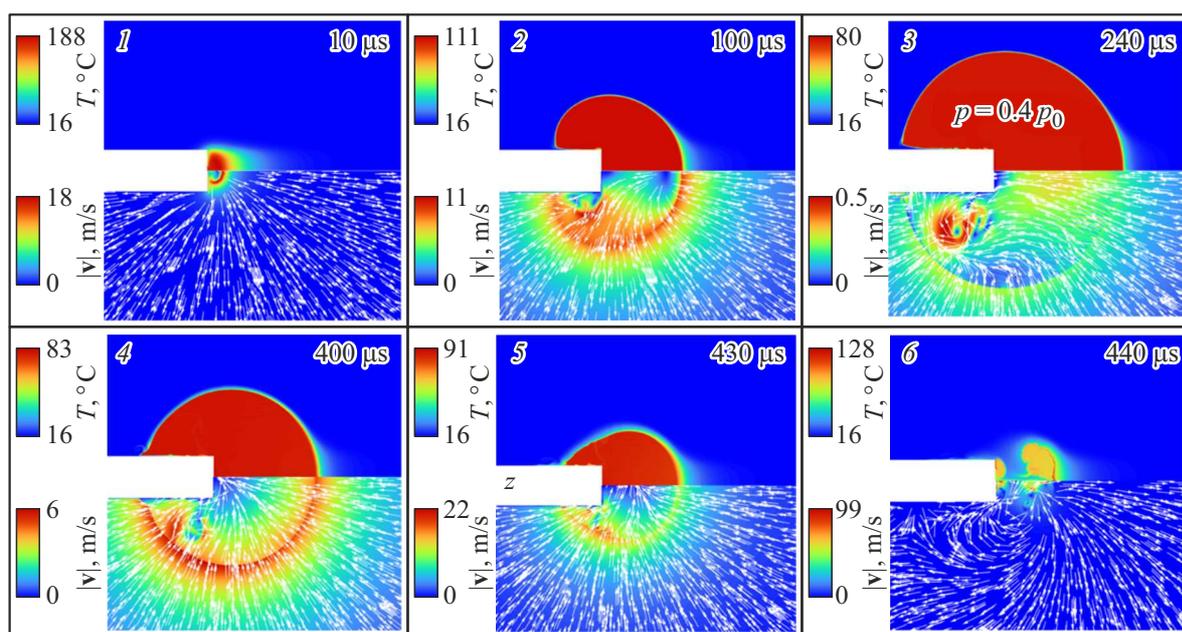


Рис. 9. Температура и скорость двухфазной среды в процессе роста/схлопывания пузырька.

Вторичное вскипание возникает из-за понижения давления в движущейся нагретой жидкости [14]. При этом формируется характерная конусообразная форма совокупности пузырьков, возникающих от вскипающей движущейся жидкости („снаряд“). Вторичный пузырек является тором, по оси которого движется разогретая струя. Далее этот тор также схлопывается с образованием затопленной струи (рис. 8 (12)).

На рис. 9 показано распределение температуры и скорости движения паровой, а также жидкой фаз как в пузырьке, так и окружающей среде в процессе кавитации в различные моменты времени. Из рис. 9 (3) следует, что к моменту начала схлопывания температура в пузырьке достигает значений $\sim 80^\circ\text{C}$, что ниже температуры насыщения, тогда как давление в пузырьке падает до 0.4 atm . Это объясняется инерционным расширением пузырька, которое происходит из-за инерционного движения жидкости вокруг пузырька. Движение по инерции жидкость получила за счет передачи импульса от пузырька на начальной стадии его роста. После достижения максимального размера, пузырек начинает ускоренно схлопываться. При схлопывании пузырька происходит увеличение температуры пара (рис. 9 (4–6)). Из расчетов следует, что в момент коллапса пузырька и последующего отскока (рис. 9 (6)) жидкая фаза приобретает максимальную скорость $\sim 100\text{ m/s}$.

В дальнейшем процесс развивается согласно рис. 10, где показано возникновение и развитие кумулятивной струи.

Согласно данным на рис. 10, на оси симметрии формируется кумулятивная струя, а движение воды приобретает форму тороидального вихря. Первый такой вихрь возникает при пробитии поверхности пузырька водой,

движущейся со скоростью $\sim 30\text{ m/s}$ (рис. 10 (1, 2)). В это время в окрестности торца оптоволокна в результате вторичного вскипания расширяется область с паром. Далее на рис. 10 (3) коллапс вторичной паровой фазы приводит к образованию второй кумулятивной струи, создающей еще один тороидальный вихрь (рис. 10 (4)), в котором движется жидкость. В дальнейшем остатки пара конденсируются и формируется затопленная струя. На рис. 10 (5, 6) показано движение воды в отсутствие паровой фазы.

Температура кумулятивной струи достигает максимального значения $T = 60^\circ\text{C}$ на расстоянии 5 mm от торца оптоволокна, где ее скорость приблизительно равна $\sim 10\text{ m/s}$. Следует отметить, что термокавитация может сопровождаться более чем 3–5 циклами роста-схлопывания пузырька, во время которых формируются тороидальные структуры („ринги“). „Ринги“ препятствуют теплообмену с окружающей средой, что позволяет сохранять тепло заключенной в них жидкости на больших расстояниях. Термокавитация зависит от мощности лазерного излучения, присутствия в жидкости неконденсируемых газов и начальной температуры воды.

Заключение

Результаты экспериментального исследования показывают, что под действием непрерывного лазерного излучения на поверхности торца оптоволокна возникает паровой пузырек, который сначала растет, а затем ускоренно схлопывается. При этом в пар превращается менее 4% нагретой воды. Рост пузырька приводит к образованию на его поверхности изменяющегося во вре-

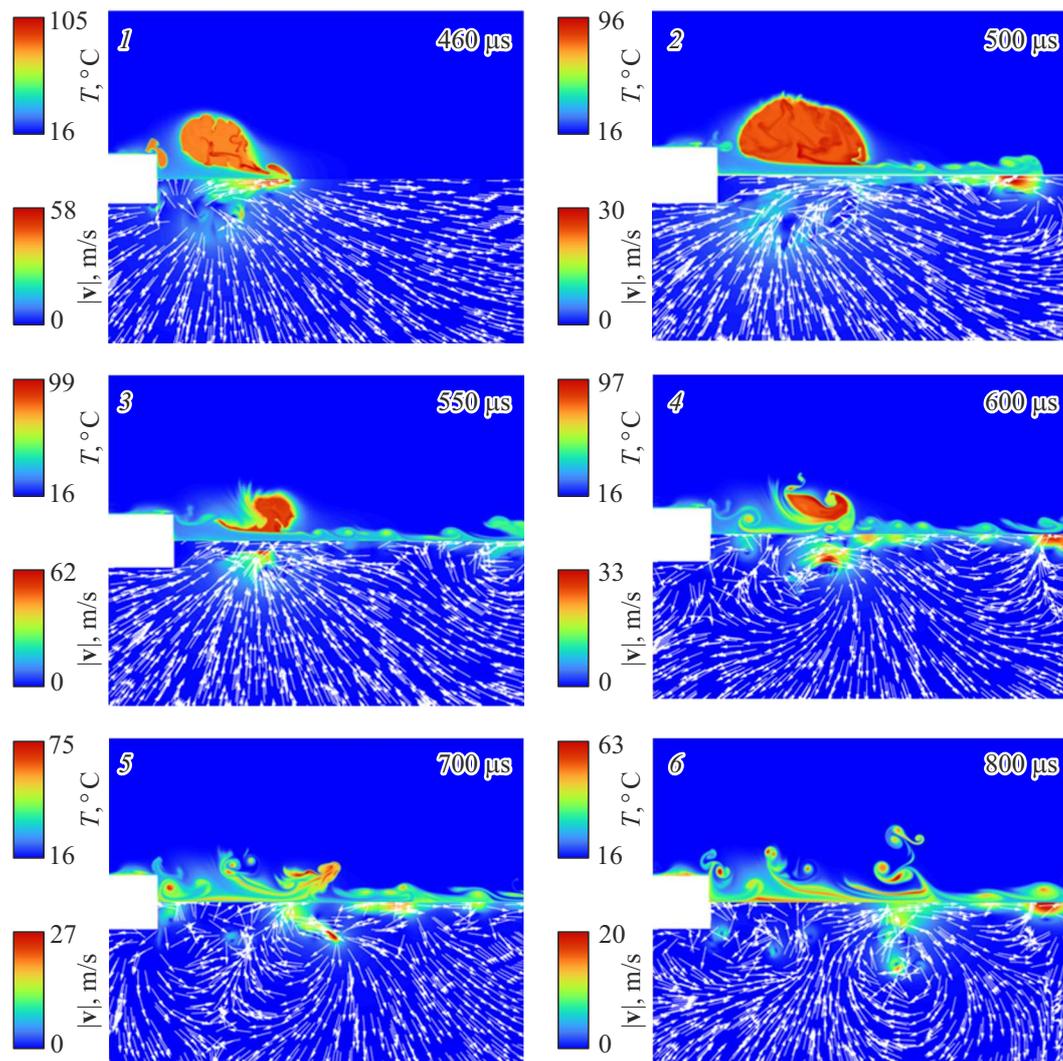


Рис. 10. Скорость и температура кумулятивной струи в различные моменты времени.

мени слоя разогретой, но не вскипевшей воды. Расчеты показывают, что средняя температура данного слоя при схлопывании пузырька меняется в диапазоне от 80°C до 60°C и определяет температуру кавитационной струи. Установлено, что в кавитационной струе формируются тороидальные вихри, которые способствуют переносу тепла на большие расстояния через холодную жидкую среду. Полученная оценка температуры имеет высокую практическую значимость и определяет возможность использовать непрерывное лазерное излучение в жидкой среде в качестве перспективного метода проведения локального хирургического воздействия и в других разделах медицины, а также для санации технических поверхностей.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда № 22-19-00189-П.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.A. Zhukov, S.Yu. Afanas'ev, S.B. Echmaev. Intern. J. Heat Mass Transfer, **46**, 3411 (2003).
- [2] V.M. Chudnovskii, A.A. Levin, V.I. Yusupov, M.A. Guzev, A.A. Chernov. Intern. J. Heat and Mass Transfer, **150**, 119286 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119286> 0017-9310
- [3] M. Felix, A. Ellis. Appl. Phys. Lett., **1971** (19), 484 (1971).
- [4] W. Lauterborn, H. Bolle. J. Fluid Mech., **1975** (72), 391 (1975). <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119286> 0017-9310
- [5] R.V. Fursenko, V.M. Chudnovskii, S.S. Minaev, J. Okajima. Intern. J. Heat and Mass Transfer, **163**, 120420 (2020). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120420

- [6] А.В. Кулик, С.Н. Мокрин, А.М. Краевский, С.С. Минаев, М.А. Гузев, В.М. Чудновский. Письма в ЖТФ, **48** (2), 20 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.02.51944.18949 [A.V. Kulik, S.N. Mokrin, A.M. Kraevskii, S.S. Minaev, M.A. Guzev, V.M. Chudnovskii. Tech. Phys. Lett., **48** (1), 60 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.01.52472.18949]
- [7] M. Koch, J.M. Rosselló, C. Lechner, W. Lauterborn, R. Mettin. Fluids, **2022** (7), 2 (2022). DOI: 10.3390/fluids7010002
- [8] E. Kadivar, T.-H. Phan, W.-G. Park, O. el Moctar. Phys. Fluids, **33**, 113315 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0070847>
- [9] F. Reuter, C.-D. Ohl. Appl. Phys. Lett., **118**, 134103 (2021). DOI: 10.1063/5.0045705
- [10] S. Gonzalez-Avila, F. Denner, C.-D. Ohl. Phys. Fluids, **33**, 032118 (2021). DOI: 10.1063/5.0043822
- [11] V.A. Kosyakov, R.V. Fursenko, V.M. Chudnovskii, S.S. Minaev. Intern. Commun. Heat and Mass Transfer, **148**, 107053 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2023.107053>
- [12] J.P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J.C. Ramirez-San-Juan, R. Ramos-Garcia. Phys. Fluids, **26**, 12 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4904718>
- [13] V.I. Yusupov. Russ. J. Phys. Chem., **13**, 1245 (2019). <https://doi.org/10.1134/S1990793119070297>
- [14] А.А. Чернов, М.А. Гузев, А.А. Пильник, Т.П. Адамова, А.А. Левин, В.М. Чудновский. Докл. РАН. Физика, технические науки, **501**, 54 (2012). DOI: 10.31857/S2686740021060067
- [15] T.G. Mayerhöfer, S. Pahlow, J. Popp. Chem. Phys. Chem., **21** (18), 2029 (2020). DOI: 10.1002/cphc.202000464
- [16] R. Deng, Y. He, Y. Qin, Q. Chen, L. Chen. J. Remote Sensing, **16** (1), 192 (2012).
- [17] Электронный ресурс. Engineering ToolBox (2001) [online] Available at: <https://www.engineeringtoolbox.com> [Accessed 01.12.2024].
- [18] S.V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow* (Hemisphere, Washington, DC, 1980)
- [19] W.H. Lee. *Pressure iteration scheme for two-phase flow modeling* in Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety, Applications, ed. by T. Veziroglu (Hemisphere Publishing, Washington, DC, 1980), p. 407–432.
- [20] J.U. Brackbill, D.B. Kothe, C. Zemach. J. Comput. Phys., **100**, 335 (1992).
- [21] Yu. Zhang, G. Li, G. Zhang, S. Ding. Appl. Thermal Eng., DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2023.120872
- [22] V.I. Yusupov, A.N. Kononov. Intern. J. Thermal Sci., **203**, 109131 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2024.109131>