

## Исследование процесса лазерной кавитации с использованием численного моделирования

Е.П. Дац<sup>a,b,\*</sup>, академик РАН М.А. Гузев<sup>a</sup>, В.М. Чудновский<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Институт прикладной математики Дальневосточного отделения Российской академии наук,

Владивосток, Российская Федерация

<sup>b</sup>Владивостокский государственный университет,

Владивосток, Российская Федерация

\*E-mail: datsep@gmail.com

**Аннотация.** Выполнено численное моделирование процесса роста и схлопывания парового пузырька, возникающего на кончике оптоволокна (лазерного нагревательного элемента), погруженного в воду. Построенные численные решения позволяют при появлении пузырька найти распределение температурного поля в перегретой жидкости, получить значения скорости и температуры кавитационной струи, возникающей при схлопывании пузырька.

**Ключевые слова:** лазерная кавитация, численное моделирование, модель парообразования-конденсации, двухфазная среда

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 22-19-00189-П.

**Ссылка для цитирования:** Дац Е.П., Гузев М.А., Чудновский В.М. Исследование процесса лазерной кавитации с использованием численного моделирования // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки / Doklady Physics. 2025. Т. 525. С. 21–30. DOI: 10.7868/S3034508125060033.

Поступила в редакцию 28.07.2025

После доработки 28.07.2025

Принята к публикации 03.09.2025

## Study of laser cavitation process using numerical simulation

Е.П. Dats<sup>a,b,\*</sup>, Academician of the RAS М.А. Guzev<sup>a</sup>, V.M. Chudnovskii<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Institute of Applied Mathematics, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences,

Vladivostok, Russian Federation

<sup>b</sup>Vladivostok State University, Vladivostok, Russian Federation

\*E-mail: datsep@gmail.com

**Abstract.** The work presents a numerical simulation of the process of growth and collapse of a vapor bubble that occurs at the tip of an optical fiber (laser heating element) immersed in water. The constructed numerical solutions allow us to find the temperature field distribution in a superheated liquid when a bubble appears, and to obtain the values of the velocity and temperature of the cavitation jet that occurs when the bubble collapses.

**Keywords:** laser cavitation, numerical simulation, vaporization-condensation model, two-phase medium

**Funding.** This work was supported by the Russian Science Foundation, project No. 22-19-00189-П.

**ФИЗИКА****PHYSICS**

*For Citation:* Dats E.P., Guzev M.A., Chudnovskii V.M. Study of laser cavitation process using numerical simulation. *Doklady Rossiyskoy Akademii Nauk. Fizika, Tekhnicheskie Nauki / Doklady Physics.* 2025, vol. 525, pp. 21–30. (In Russ.) DOI: 10.7868/S3034508125060033.

Received July 28, 2025

Revised July 28, 2025

Accepted September 3, 2025

Лазерная кавитация – явление роста и схлопывания паровых пузырьков при интенсивном локальном лазерном нагреве некоторого выделенного объема жидкости до температуры, превышающей температуру кипения. Возникающий при этом пузырек сначала растет в процессе парообразования, а затем, при достижении максимального размера, ускоренно схлопывается, что и определяет его как кавитационный [1, 2]. При схлопывании пузырька формируется нагретая кумулятивная струя, благодаря которой происходит быстрый перенос тепла через “холодное” окружение (теплоотвод), что имеет большое практическое значение в технических приложениях и медицине [1–6].

При лазерном нагреве жидкости процесс парообразования можно инициировать с помощью импульсного [5–8] или непрерывного лазерного излучения [1–4, 9, 10]. Механизмы нагрева и вскипания жидкости для этих случаев излучения могут существенно отличаться [10], что оказывает влияние на характеристики кумулятивной струи. Из экспериментальных данных известно, что максимально достижимая температура перегрева при поверхностном кипении при атмосферном давлении не превышает 120 °C [10, 11]. Однако лазерное излучение может проникать вглубь жидкости, что позволяет разогревать объем, не содержащий растворенных веществ и примесей, вдали от контактных поверхностей. Это приводит к тому, что внутри объема жидкости может возникнуть значительный локальный перегрев, теоретически вплоть до температуры спинодали (305 °C) [10, 12, 13].

В работе предложен и реализован подход к моделированию лазерного нагрева воды и вызванный этим процессом однократный акт роста и схлопывания пузырька с последующим формированием и развитием кумулятивной струи. При построении модели лазерного нагрева используются стандартные соотношения механики сплошной среды (1)–(4). Численное решение соответствующих уравнений позволяет найти распределения в воде температуры и скорости, значения которых являются начальными при моделировании процесса эволюции пузырька.

Для описания процесса парообразования-конденсации широкое применение получила модель Ли [14]. В ней предполагается, что процесс объемного массообмена происходит при температуре, близкой к температуре насыщения. Для рассматриваемого нами

случаю лазерного нагрева происходит значительный перегрев некоторого объема воды выше температуры насыщения, поэтому использование данной модели приводит к мгновенному образованию паровой фазы во всей области перегрева и, как следствие, некорректному моделированию динамики роста парового пузырька. В работе на основе метода “объема жидкости” предложен подход к моделированию процесса поверхностного массообмена, при котором скорость процесса парообразования-конденсации, как и в модели Ли, определяется разницей между текущей температурой среды и температурой насыщения, однако массообмен происходит только на межфазной границе. Таким образом, при перегреве некоторого объема воды исключается возможность его перехода в паровую fazu одновременно в каждой точке перегрева, а процесс парообразования начинается только при наличии начальной паровой фазы. В результате моделирования получаем описание процесса лазерной кавитации, соответствующее экспериментально наблюдаемому.

### МОДЕЛЬ НАГРЕВА ВОДЫ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Система уравнений для воды включает уравнение неразрывности (1), уравнение изменения импульса (2) и уравнение притока тепла (3):

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

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

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

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

$$Q = kQ_0 \exp(-kz), \quad (4)$$

где  $Q_0$  – плотность потока лазерного излучения на торце оптоволокна,  $z$  – расстояние от торца оптоволокна параллельно его оси до точки среды,

$k$  – коэффициент поглощения. Действие источника (4) ограничено цилиндрической областью, примыкающей к торцу оптоволокна (рис. 1). 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 мкм, для которой коэффициент  $k = 2850^{-1}$  [16].

$$Q_0 = 4P/(\pi D^2) = 1.77 \times 10^7 \text{ Вт}/\text{м}^2,$$

где  $P = 5$  Вт – мощность лазерного излучения,  $D = 600$  мкм – 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 согласно экспериментальным данным [17] (при атмосферном давлении). Теплоемкость и теплопроводность воды считаются постоянными. Распределение температуры в оптоволокне определяется из уравнения теплопроводности:

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

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

Задача рассматривается в осесимметричной постановке в цилиндрической системе координат. Расчетная сетка состоит из двух областей, в каждой из которых заданы характеристики материала оптоволокна и окружающей его воды (см. рис. 1). Область с водой ограничена внешней границей  $\Gamma_2$ , границей  $\Gamma_1$  и осью симметрии оптоволокна. Область с оптоволокном ограничена границами  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_3$  и осью симметрии.

На границе контакта оптоволокна и воды  $\Gamma_1$  задана нулевая скорость, при этом температуры воды

и оптоволокна равны, а нормальные компоненты вектора теплового потока оптоволокна и воды совпадают:

$$\Gamma_1: \vec{v} = 0, \lambda_q \frac{\partial T_q}{\partial n} = \lambda_l \frac{\partial T}{\partial n}, T_q = T.$$

На границе  $\Gamma_2$  задано условие равенства давления воды атмосферному, нормальная компонента вектора теплового потока равна нулю:

$$\Gamma_2: p = 10^5 \text{ Па}, \frac{\partial T}{\partial n} = 0.$$

На поверхности  $\Gamma_3$  нормальная компонента вектора теплового потока равна нулю:

$$\Gamma_3: \frac{\partial T_q}{\partial n} = 0.$$

В начальный момент времени во всей расчетной области задана нулевая скорость, атмосферное давление  $p = 10^5$  Па, начальная температура  $T_0 = 16$  °C.

Решение системы (1)–(4) было реализовано в среде физического моделирования ANSYS FLUENT 2021 на равномерной квадратной сетке с размером элемента  $d = 5$  мкм в рамках метода конечных объемов. Поскольку уравнение состояния воды в рассматриваемой модели не включает давление, а плотность зависит только от температуры, то для решения системы уравнений (1)–(4) используется алгоритм SIMPLE [18]. Он связывает давление и скорость в уравнении изменения импульса (2) с помощью итерационной процедуры, в ходе которой корректируется поле давления так, чтобы полученное поле скоростей удовлетворяло уравнению неразрывности (1).

## МОДЕЛЬ ПАРООБРАЗОВАНИЯ–КОНДЕНСАЦИИ

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

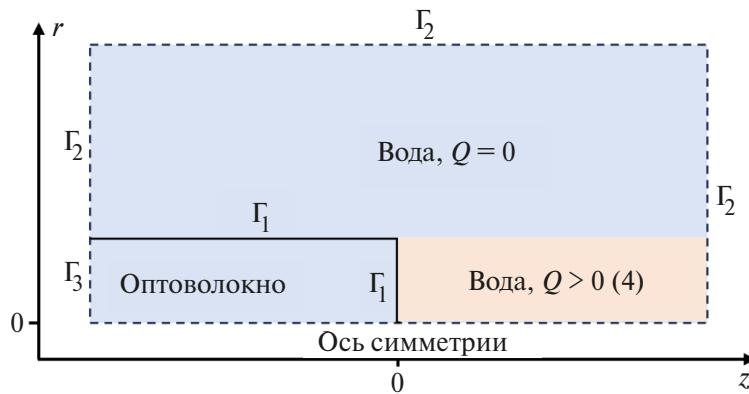


Рис. 1. Расчетная область размером  $0.005 \times 0.01$  м. Размер квадратного элемента сетки 5 мкм. Длина оптоволокна 0.001 м

Fig. 1. Computational domain with dimensions  $0.005 \times 0.01$  m. The size of a square mesh element is 5 μm. Optical fiber length: 0.001 m

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_g \rho_g \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \vec{v}) &= \dot{m}_g, \\ \frac{\partial \alpha_l \rho_l \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{v}) &= \dot{m}_l, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\vec{v}$  – скорость двухфазной среды,  $\alpha_g, \alpha_l$  – 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 [14], 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  $T > T_{sat}$ ,  $\alpha_g > \varepsilon_g$ ; (6)

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

при  $T < T_{sat}$ ,  $\alpha_l > \varepsilon_l$ , (7)

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

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

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) &= \\ = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T)] + \vec{F}, & \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_p \rho T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \rho c_p T) &= \\ = \nabla(\lambda \nabla T) + L \cdot \dot{m}_l + W, & \end{aligned} \quad (9)$$

где  $W$  – источник нагрева, обусловленный вязким трением,  $L$  – скрытая теплота парообразования (конденсации),  $\vec{F}$  – объемная сила, действующая на границе раздела фаз и моделирующая поверхностное натяжение,  $c_p$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  – теплоемкость, плотность, теплопроводность и вязкость двухфазной среды соответственно. В уравнении притока тепла (9) 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:

$$\begin{aligned} \rho &= \alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l, \quad \lambda = \alpha_g \lambda_g + \alpha_l \lambda_l, \\ \mu &= \alpha_g \mu_g + \alpha_l \mu_l, \quad c_p = \alpha_g c_{pg} + \alpha_l c_{pl}. \end{aligned} \quad (10)$$

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) [3]. Выражение для объемной силы  $\vec{F}$  имеет вид [19]

$$\vec{F} = \frac{2\sigma\rho k \nabla \alpha_g}{(\rho_g + \rho_l)}, \quad (11)$$

где  $\sigma = (0.073 \text{ Нм}^{-1}) \cdot (600 \text{ К} - T)$  – коэффициент поверхностного натяжения, линейно зависящий от температуры [17],  $k$  – кривизна межфазной границы. Теплопроводность  $\lambda_g$ , теплоемкость  $c_{pg}$  и вязкость  $\mu_g$  паровой фазы являются постоянными. В уравнении (8) опущен член, характеризующий естественную конвекцию в поле силы тяжести, поскольку процесс кавитации происходит значительно быстрее процесса всплытия парового пузырька.

Решение системы (5)–(9), как и решение системы (1)–(4), реализовано в среде физического моделирования ANSYS FLUENT 2021. Оптимальный выбор размера сетки  $d = 5 \text{ мкм}$  при использовании метода “объема жидкости” ранее был исследован в работе [3]. Для расчета динамики двухфазной среды применяется алгоритм SIMPLE для несжимаемой жидкости.

Особенностью рассматриваемого в работе подхода является ограничения на минимальную долю фазы во время действия источников массообмена (6), (7). Так как в начальный момент времени задается область, в которой присутствуют только жидккая фаза ( $\alpha_l = 1, \alpha_g = 0$ ) и область, содержащая паровую fazu ( $\alpha_l = 0, \alpha_g = 1$ ), т.е. паровой 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 из наблюдаемой экспериментально скорости движения поверхности пузырька на этапе роста и схлопывания. Значение коэффициента  $\gamma_g$  имеет порядок  $\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Для коэффициента конденсации подобрано

значение  $\gamma_l \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Величины данных коэффициентов обратно пропорциональны, с точностью до размерного коэффициента, толщине межфазной границы (размеру элемента расчетной сетки  $d$ ). В работе [20] был приведен обзор используемых в исследованиях различных авторов диапазонов используемых значений коэффициентов массообмена, которые варьируются от  $0.1 \text{ с}^{-1}$  до  $10^7 \text{ с}^{-1}$  в зависимости от условий нагрева, размера сетки и формы межфазной границы.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА ВОДЫ

Численное решение системы (1)–(5) позволяет найти распределение температурного поля в зависимости от выбора мощности лазерного излучения и времени его действия. На рис. 2 представлены результаты эксперимента и численного моделирования температуры при лазерном нагреве.

На рис. 2а показана тень, отбрасываемая разогретой водой при съемке “на просвет”. Тень возникает вследствие изменения плотности воды при нагреве, где контуры формирующейся темной области определяют границу градиента плотности, при котором преломляющийся луч светового источника перестает попадать в объектив камеры. На рис. 2б показана область в окрестности оптоволокна, в которой вычисленные в различные моменты времени значение модуля температурного градиента превышают  $5 \cdot 10^5 \text{ K/m}$ . На рис. 2в показано соответствующее рассчитанное температурное поле. Время моделирования

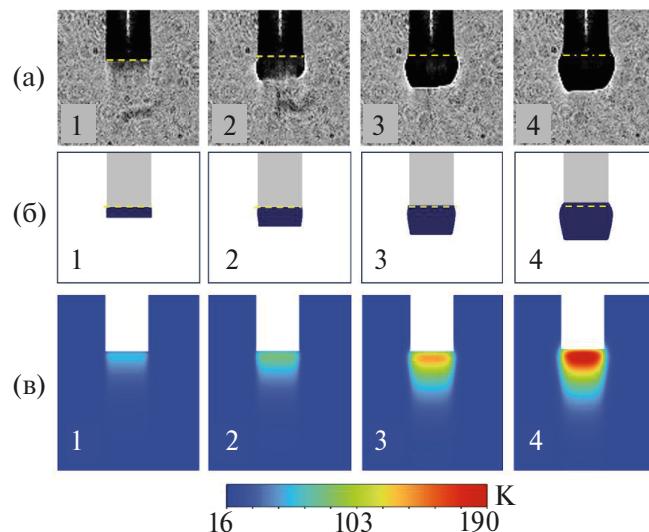
температуры  $t = 45 \text{ мс}$  соответствует времени действия лазерного источника в эксперименте, после чего наблюдается явление кавитации.

На рис. 3 показаны рассчитанные значения температуры воды и оптоволокна вдоль оси симметрии в зависимости от расстояния  $z$  от торца оптоволокна, где отрицательные значения  $z$  соответствуют оптоволокну. Как следует из рис. 3, вода перед торцом оптоволокна существенно перегрета. Например, на расстоянии  $z \sim 120 \text{ мкм}$  температура воды может достигать  $190^\circ\text{C}$ .

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 оптоволокна из атмосферы в воду. Эксперимент показал, что первый паровой пузырек зарождается на поверхности в центре торца оптоволокна, где проходит граница раздела твердой и жидкой фазы. Перегрев воды выше температуры насыщения приводит к тому, что образовавшийся на поверхности торца оптоволокна паровой пузырек начинает ускоренно расти за счет интенсивного парообразования в перегретой области.

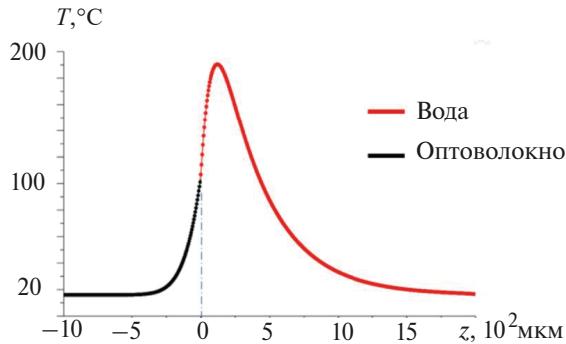
## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА РОСТА–СХЛОПЫВАНИЯ ПАРОВОГО ПУЗЫРЬКА

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



**Рис. 2.** Нагрев воды вблизи торца оптоволокна. а – Фото тени, образующейся в процессе лазерного нагрева; б – область, в которой вычисленные значения модуля температурного градиента превышают  $5 \cdot 10^5 \text{ K/m}$ ; в – вычисленное температурное поле. Номера кадров соответствуют времени  $t_1 = 10 \text{ мс}$ ,  $t_2 = 15 \text{ мс}$ ,  $t_3 = 30 \text{ мс}$ ,  $t_4 = 45 \text{ мс}$ ;  $Q_0 = 1.77 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}$  (мощность 5 Вт). Штриховой линией обозначена поверхность торца оптоволокна

**Fig. 2.** Heating of water near the end face of an optical fiber. a – Shadow image formed during laser heating; b – region where the calculated temperature gradient magnitude exceeds  $5 \cdot 10^5 \text{ K/m}$ ; c – calculated temperature field. Frame numbers correspond to times  $t_1 = 10 \text{ ms}$ ,  $t_2 = 15 \text{ ms}$ ,  $t_3 = 30 \text{ ms}$ ,  $t_4 = 45 \text{ ms}$ ;  $Q_0 = 1.77 \cdot 10^7 \text{ W/m}$  (power 5 W). The dashed line indicates the optical fiber end surface

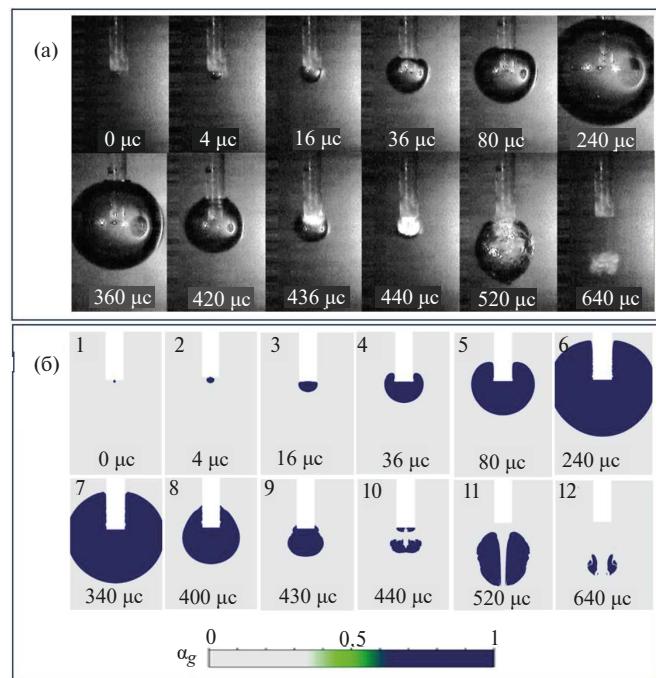


**Рис. 3.** Распределение температуры вдоль оси симметрии ( $r = 0$  мкм) перед началом процесса парообразования,  $z = 0$  мкм – координата торца оптоволокна  
**Fig. 3.** Temperature distribution along the symmetry axis ( $r = 0$  μm) before the onset of vaporization,  $z = 0$  μm corresponds to the optical fiber end face coordinate

присутствует пузырек радиусом  $r_0 = 50$  мкм и внутренним давлением  $p_0 = 1$  атм. Начальные распределения температуры и скорости в двухфазной среде получены с помощью численных решений системы уравнений (1)–(5). Часть поверхности пузырька соприкасается с областью температур, превышающих 100 °С. Таким образом, при  $t > 0$  задан процесс парообразования (6). Рост пузырька происходит при преодолении давлением пара силы поверхностного натяжения. На рис. 4 показан процесс эволюции пузырька, наблюдаемый экспериментально (рис. 4а) и полученный в результате численного моделирования (рис. 4б), для различных моментов времени.

На рис. 4 видно хорошее согласование численных решений и экспериментальных данных. На рис. 4б(6) показан максимальный размер, а на рис. 4б(10) минимальный размер пузырька в процессе схлопывания. Схлопывание пузырька приводит к росту давления, в результате чего наблюдается вторичный рост паровой фазы (отскок) [3]. С другой стороны, в момент максимального схлопывания пузырька начинает формироваться разогретая кумулятивная струя, которая на следующем кадре вторично вскипает (см. рис. 4б(11)). Вторичное вскипание возникает из-за понижения давления в движущейся нагретой жидкости [21]. Далее вторичная паровая фаза, имеющая торOIDальную форму, схлопывается с образованием затопленной струи (см. рис. 4б(12)).

На рис. 5 показано распределение температуры и скорости движения паровой и жидкой фаз в пузырьке и окружающей среде в различные моменты времени. Из рис. 5(3) следует, что к моменту начала схлопывания температура в пузырьке достигает значений ~80 °С, что ниже температуры насыщения, тогда как давление в пузырьке падает до 0.4 атм. Понижение давления и температуры связано с расширением из-за инерционного движения жидкости вокруг пузырька.

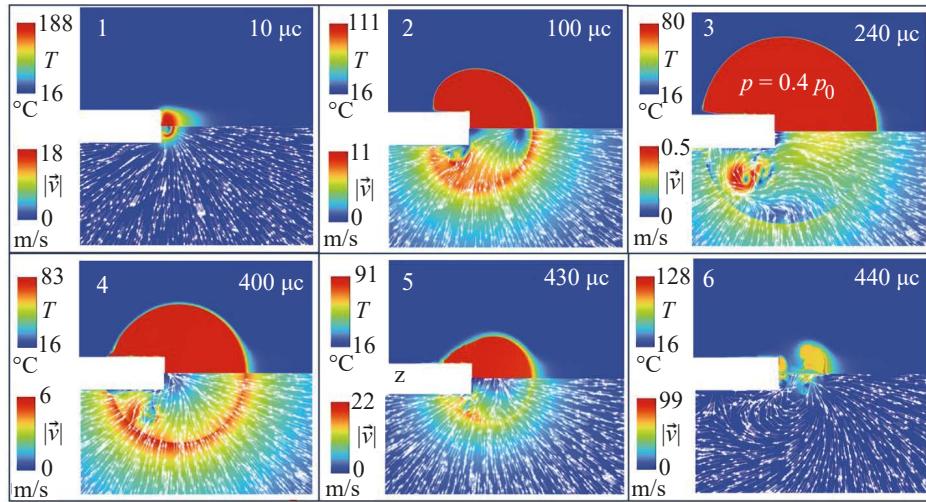


**Рис. 4.** Стадия изменения размера кавитационного пузырька во времени. а – Результат экспериментальной съемки; б – численный расчет. Фрагменты 1–6 соответствуют процессу роста, фрагменты 7–10 – процессу схлопывания, фрагменты 11–12 соответствуют процессу вторичного роста и схлопывания паровой фазы

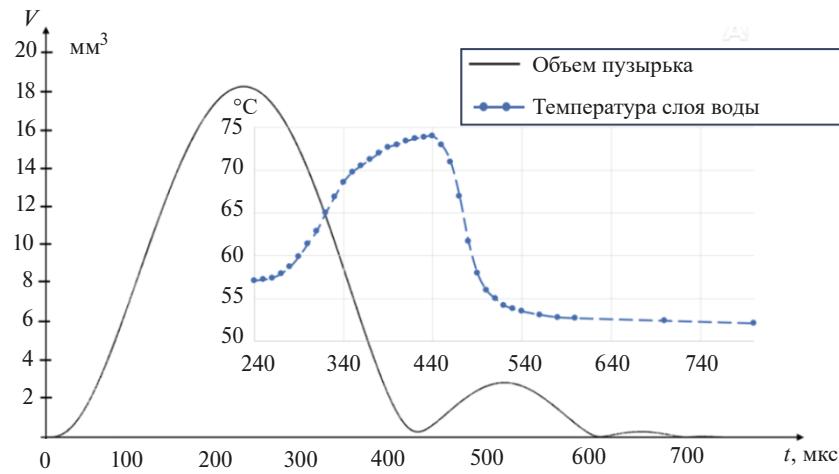
**Fig. 4.** Stage of variation in the cavitation bubble size over time. a – Experimental recording; b – numerical simulation. Frames 1–6 correspond to bubble growth, frames 7–10 to collapse

После достижения максимального размера пузырек начинает ускоренно схлопываться. При его схлопывании происходит увеличение температуры пара (см. рис. 5(5, 6)). Из расчетов следует, что в момент коллапса пузырька и последующего отскока (см. рис. 5(6)) жидкую фазу приобретает максимальную скорость ~100 м/с.

Моделирование кавитации происходит в условиях, когда нарастающий пузырек “раздвигает” окружающую нагретую не вскипевшую жидкость. При этом вокруг пузырька образуется слой нагретой жидкости, толщина которого изменяется в соответствии с динамикой роста–схлопывания кавитационного пузырька. На рис. 6 показано изменение во времени объема пузырька и соответствующее ему изменение среднего значения температуры в слое воды на поверхности пузырька на стадии его схлопывания, а также усредненное значение температуры затопленной струи. Температура слоя воды измеряется вдоль оси симметрии в точках, где значения температуры не меньше 30 °С. Из рис. 6 следует, что в момент достижения пузырьком максимального размера слой воды на поверхности пузырька имеет среднюю температуру ~57 °С.



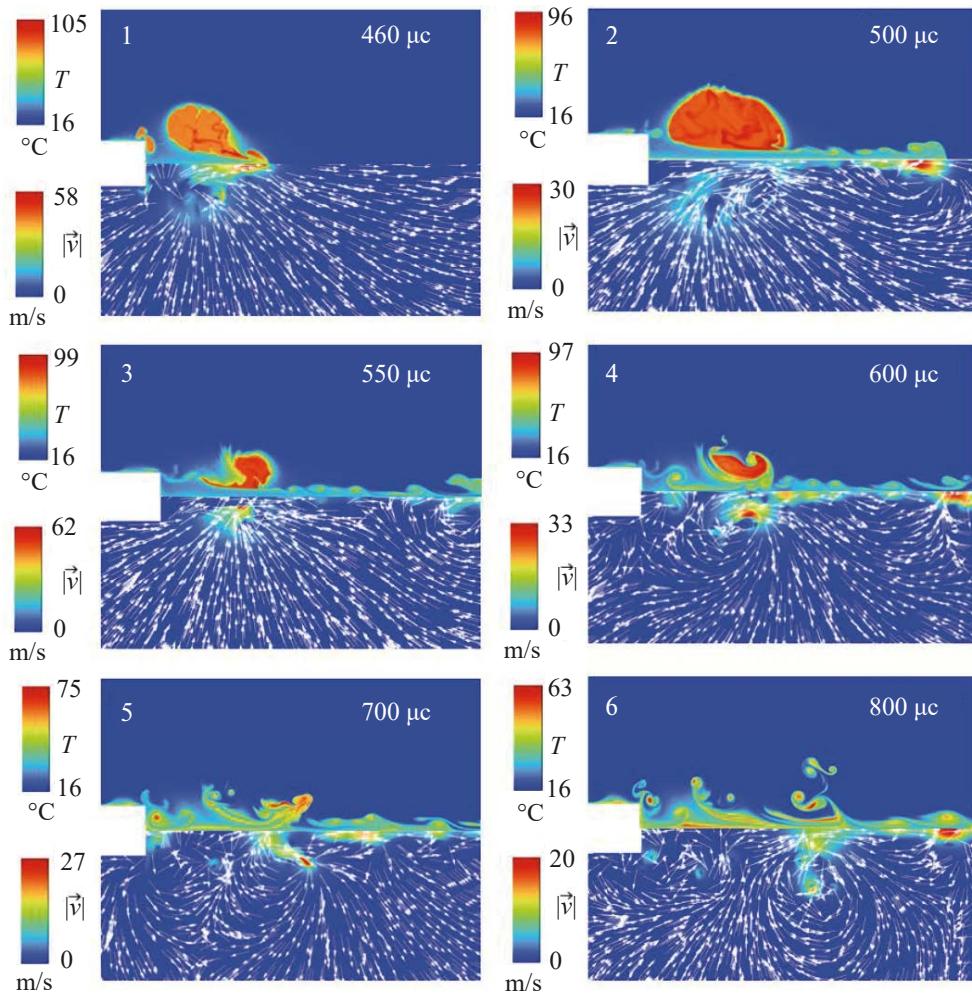
**Рис. 5.** Температура и скорость двухфазной среды в процессе роста–схлопывания пузырька  
**Fig. 5.** Temperature and velocity of the two-phase medium during bubble growth and collapse



**Рис. 6.** Изменение объема пузырька и температуры слоя воды на его поверхности во времени  
**Fig. 6.** Change in bubble volume and temperature of the water layer at its surface over time

После схлопывания пузырька картина процесса с течением времени развивается согласно рис. 7. На нем видно, что на оси симметрии формируется струя, а движение воды приобретает форму тороидального вихря. Первый такой вихрь возникает при пробитии поверхности пузырька водой, движущейся со скоростью  $\sim 30 \text{ м/с}$  (см. рис. 7(1, 2)). В это время в окрестности торца оптоволокна в результате “отскока” либо вторичного вскипания расширяется область с паром (вторичная паровая фаза). Коллапс вторичной паровой фазы (см. рис. 7(3)) приводит к образованию второй кумулятивной струи, создающей еще один тороидальный вихрь (см. рис. 7(4)), в котором жидкость вращается. Далее остатки пара конденсируются и формируется затопленная струя, в которой вихри не образуются. На рис. 7(5, 6) показано движение воды в отсутствие паровой фазы.

Температура кумулятивной струи достигает максимального значения  $T = 60 \text{ }^{\circ}\text{C}$  на расстоянии 5 мм от торца оптоволокна и  $47 \text{ }^{\circ}\text{C}$  на оси симметрии, где ее скорость равна  $\sim 20 \text{ м/с}$ . Средняя температура затопленной струи достигает  $\sim 53 \text{ }^{\circ}\text{C}$ , что примерно соответствует температуре слоя воды на поверхности пузырька в момент достижения им максимального размера (см. рис. 5(3)) и при следующем после схлопывания процессе вторичного роста паровой фазы (см. рис. 7(3, 4)). Отметим, что кавитация может сопровождаться более чем 3–5 циклами роста–схлопывания пузырька, в которых формируются тороидальные структуры (“ринги”), где жидкость вращается. “Ринги” препятствуют теплообмену с окружающей средой, что позволяет переносить тепло заключенной в них жидкости на большие расстояния.



**Рис. 7.** Скорость и температура кумулятивной струи в различные моменты времени

**Fig. 7.** Velocity and temperature of the cumulative jet at various time moments

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен численный подход к решению задачи лазерного нагрева воды и последующего роста и схлопывания парового пузырька в процессе парообразования–конденсации. Данный подход способен описывать процесс поверхностного массообмена на границе раздела “вода–пар”, благодаря чему время роста и схлопывания парового пузырька соответствует наблюдаемому в эксперименте. Результаты моделирования показывают, что кавитационный пузырек

в процессе роста приводит к образованию слоя разогретой, но не вскипевшей воды на своей поверхности. Средняя температура слоя меняется в зависимости от размера пузырька и определяет температуру кумулятивной струи, формирующуюся в результате схлопывания. Показано, что в кумулятивной струе формируются тороидальные структуры, в которых вращающаяся жидкость препятствуют теплообмену с окружающей средой, что позволяет переносить тепло на большие расстояния.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Felix M., Ellis A. Laser-induced liquid breakdown – A step-by-step account // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. P. 484–486.
2. Lauterborn W., Bolle H. Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary // J. Fluid Mech. 1975. V. 72. P. 391–399.
3. Fursenko R.V., Chudnovskii V.M., Minaev S.S., Okajima J. Mechanism of high velocity jet formation after a gas bubble collapse near the micro fiber immersed in a liquid // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2020. V. 163. 120420.

4. *Kulik A.V., Mokrin S.N., Kraevskii A.M., Minaev S.S., Guzev M.A., Chudnovskii V.M.* Features of dynamics of a jet flow generated on a laser heater by surface boiling of liquid // Technical Physics Letters. 2022. V. 48. No. 1. P. 60–63.  
DOI: 10.21883/TPL.2022.01.52472.18949
5. *Koch M., Rosselló J.M., Lechner C., Lauterborn W., Mettin R.* Dynamics of a Laser-Induced Bubble above the Flat Top of a Solid Cylinder – Mushroom-Shaped Bubbles and the Fast Jet // Fluids. 2022. No. 7. 2.
6. *Kadivar E., Phan T.-H., Park W.-G. et al.* Dynamics of a single cavitation bubble near a cylindrical rod // Phys. Fluids. 2021. V. 33. 113315.  
<https://doi.org/10.1063/5.0070847>
7. *Reuter F., Ohl C.-D.* Supersonic needle-jet generation with single cavitation bubbles // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. 134103.  
DOI: 10.1063/5.0045705
8. *Gonzalez-Avila S., Denner F., Ohl C.-D.* The acoustic pressure generated by the cavitation bubble expansion and collapse near a rigid wall // Phys. Fluids. 2021. V. 33. 032118.  
<https://doi.org/10.1063/5.0043822>
9. *Kosyakov V.A., Fursenko R.V., Chudnovskii V.M., Minaev S.S.* Physical mechanisms controlling a vapor bubble collapse and formation of a liquid jet during a laser-induced subcooled boiling near the end face of a thin waveguide // International Communications in Heat and Mass Transfer. 2023. V. 148. 107053.  
<https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2023.107053>
10. *Padilla-Martinez J.P., Berrospe-Rodriguez C., Aguilar G., Ramirez-San-Juan J.C., Ramos-Garcia R.* Optic cavitation with CW lasers: A review // Physics of Fluids. 2014. V. 26. 12.  
<https://doi.org/10.1063/1.4904718>
11. *Zhukov S.A., Afanas'ev S.Yu., Echmaev S.B.* Concerning the magnitude of maximum heat flux and the mechanisms of superintensive bubble boiling // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2003. № 46. P. 3411–3427.
12. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость / В. П. Скрипов. М.: Наука, 1972. 342 с.
13. Yusupov V.I. Formation of Supercritical Water under Laser Radiation. Russ. // J. Phys. Chem. B. 2019. V. 13. P. 1245–1253.  
<https://doi.org/10.1134/S1990793119070297>
14. Lee W.H. “Pressure iteration scheme for two-phase flow modeling” in Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety, Applications / Ed. T. Veziroglu. Washington (DC): Hemisphere Publishing, 1980. P. 407–432.
15. Mayerhöfer T.G., Pahlow S., Popp J. The Bouguer-Beer-Lambert Law: Shining Light on the Obscure // Chemphyschem. 2020. V. 21 (18). P. 2029–2046.  
DOI: 10.1002/cphc.202000464
16. Deng R., He Y., Qin Y., Chen Q., Chen L. Measuring pure water absorption coefficient in the near-infrared spectrum (900–2500 nm) // Yaogan Xuebao – J. Remote Sensing. 2012. V. 16. No. 1. H. 192–206.
17. Engineering ToolBox. 2001. [online] Available at: <https://www.engineeringtoolbox.com> [Accessed 01.12.2024].
18. Patankar S.V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. Washington (DC): Hemisphere, 1980.
19. Brackbill J.U., Kothe D.B., Zemach C. A continuum Method for Modeling Surface Tension // J. Comput. Phys. 1992. V. 100. P. 335–354.
20. Zhang Yu., Li G., Zhang G., Ding S. Development and modified implementation of Lee model for condensation simulation // Appl. Thermal Engineering. 2023.
21. Чернов А.А., Гузев М.А., Пильник А.А., Адамова Т.П., Левин А.А., Чудновский В.М. Влияние вторичного вскипания на динамику струи, формирующейся при коллапсе парового пузырька, индуцированного лазерным нагревом жидкости // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2021. Т. 501. С. 54–58.  
DOI: 10.31857/S2686740021060067

## REFERENCES

1. Felix, M. and Ellis, A. *Laser-Induced Liquid Breakdown – A Step-by-Step Account.* Appl. Phys. Lett., 1971, Vol. 19, p. 484–486.
2. Lauterborn, W. and Bolle, H. *Experimental Investigations of Cavitation-Bubble Collapse in the Neighbourhood of a Solid Boundary.* J. Fluid Mech., 1975, Vol. 72, p. 391–399.
3. Fursenko, R.V., Chudnovskii, V.M., Minaev, S.S., and Okajima, J. *Mechanism of High Velocity Jet Formation after a Gas Bubble Collapse near the Micro Fiber Immersed in a Liquid.* Intern. J. Heat and Mass Transfer, 2020, Vol. 163, p. 120420.

4. Kulik, A.V., Mokrin, S.N., Kraevskii, A.M., Minaev, S.S., Guzey, M.A., and Chudnovskii, V.M. *Features of Dynamics of a Jet Flow Generated on a Laser Heater by Surface Boiling of Liquid*. *Technical Physics Letters*, 2022, Vol. 48, No. 1, p. 60–63.  
DOI: 10.21883/TPL.2022.01.52472.18949
5. Koch, M., Rosselló, J.M., Lechner, C., Lauterborn, W., and Mettin, R. *Dynamics of a Laser-Induced Bubble above the Flat Top of a Solid Cylinder – Mushroom-Shaped Bubbles and the Fast Jet*. *Fluids*, 2022, Vol. 7, No. 2.
6. Kadivar, E., Phan, T.-H., Park, W.-G. et al. *Dynamics of a Single Cavitation Bubble near a Cylindrical Rod*. *Phys. Fluids*, 2021, Vol. 33, p. 113315.  
<https://doi.org/10.1063/5.0070847>
7. Reuter, F. and Ohl, C.-D. *Supersonic Needle-Jet Generation with Single Cavitation Bubbles*. *Appl. Phys. Lett.*, 2021, Vol. 118, p. 134103.  
DOI: 10.1063/5.0045705
8. Gonzalez-Avila, S., Denner, F., and Ohl, C.-D. *The Acoustic Pressure Generated by the Cavitation Bubble Expansion and Collapse near a Rigid Wall*. *Phys. Fluids*, 2021, Vol. 33, p. 032118.  
<https://doi.org/10.1063/5.0043822>
9. Kosyakov, V.A., Furseko, R.V., Chudnovskii, V.M., and Minaev, S.S. *Physical Mechanisms Controlling a Vapor Bubble Collapse and Formation of a Liquid Jet during a Laser-Induced Subcooled Boiling near the End Face of a Thin Waveguide*. *Intern. Commun. Heat and Mass Transfer*, 2023, Vol. 148, p. 107053.  
<https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2023.107053>
10. Padilla-Martinez, J.P., Berrospe-Rodriguez, C., Aguilar, G., Ramirez-San-Juan, J.C., and Ramos-Garcia, R. *Optic Cavitation with CW Lasers: A Review*. *Phys. Fluids*, 2014, Vol. 26, No. 12.  
<https://doi.org/10.1063/1.4904718>
11. Zhukov, S.A., Afanas'ev, S.Yu., and Echmaev, S.B. *Concerning the Magnitude of Maximum Heat Flux and the Mechanisms of Superintensive Bubble Boiling*. *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 2003, No. 46, p. 3411–3427.
12. Skripov, V.P. *Metastable Liquid*. Moscow: Nauka, 1972, 342 p.
13. Yusupov, V.I. *Formation of Supercritical Water under Laser Radiation*. *Russ. J. Phys. Chem. B.*, 2019, Vol. 13, p. 1245–1253.  
<https://doi.org/10.1134/S1990793119070297>
14. Lee, W.H. *Pressure Iteration Scheme for Two-Phase Flow Modeling*. In: *Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety, Applications*. Ed. by T. Veziroglu. Washington (DC): Hemisphere Publishing, 1980, p. 407–432.
15. Mayerhöfer, T.G., Pahlow, S., and Popp, J. *The Bouguer–Beer–Lambert Law: Shining Light on the Obscure*. *ChemPhysChem*, 2020, Vol. 21, No. 18, p. 2029–2046.  
DOI: 10.1002/cphc.202000464
16. Deng, R., He, Y., Qin, Y., Chen, Q., and Chen, L. *Measuring Pure Water Absorption Coefficient in the Near-Infrared Spectrum (900–2500 nm)*. *Yaogan Xuebao – J. Remote Sensing*, 2012, Vol. 16, No. 1, p. 192–206.
17. *Engineering ToolBox*, 2001. [Online] Available at: <https://www.engineeringtoolbox.com> [Accessed 01.12.2024].
18. Patankar, S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Washington (DC): Hemisphere, 1980.
19. Brackbill, J.U., Kothe, D.B., and Zemach, C. *A Continuum Method for Modeling Surface Tension*. *J. Comput. Phys.*, 1992, Vol. 100, p. 335–354.
20. Zhang, Yu., Li, G., Zhang, G., and Ding, S. *Development and Modified Implementation of Lee Model for Condensation Simulation*. *Appl. Thermal Engineering*, 2023.
21. Chernov, A.A., Guzey, M.A., Pilnik, A.A., Adamova, T.P., Levin, A.A., and Chudnovskii, V.M. *Influence of Secondary Boiling on the Jet Dynamics Formed during the Collapse of a Vapor Bubble Induced by Laser Heating of a Liquid*. *Doklady RAN. Physics, Technical Sciences*, 2021, Vol. 501, p. 54–58.  
DOI: 10.31857/S2686740021060067