

УДК: 519.8

## Определение механизма лазерно-индуцированного капиллярного эффекта методами численного моделирования

Е. П. Дац<sup>1,a</sup>, М. А. Гузев<sup>1,b</sup>, Ю. В. Василевский<sup>2,c</sup>, В. М. Чудновский<sup>1,d</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной математики ДВО РАН,  
Россия, 690041, г. Владивосток, ул. Радио, д. 7

<sup>2</sup>Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН,  
Россия, 119333, г. Москва, ул. Губкина, д. 8

E-mail: <sup>a</sup> datsep@gmail.com, <sup>b</sup> guzev@iam.ru, <sup>c</sup> yuri.vassilevski@gmail.com, <sup>d</sup> vm53@mail.ru

Получено 19.03.2026, после доработки — 07.04.2026.  
Принято к публикации 09.04.2026.

В результате численного моделирования впервые определен механизм инициированного кавитацией подъема уровня жидкости в трубках и капиллярах, известного как лазерно-индуцированный светокапиллярный эффект, а также его аналоги — звукокапиллярный и плазмокапиллярный эффекты. Показано, что ключевым условием возникновения подъема жидкости является асимметричное схлопывание относительно крупного одиночного кавитационного пузырька внутри вертикально ориентированной трубки или капилляра. Близость границ (стенки трубки, торца оптоволоконного и другие) нарушает сферическую симметрию пузырька при его коллапсе, что приводит к появлению потока жидкости, который замыкается в долгоживущее тороидальное вихревое кольцо (тороидальный вихрь). Вихрь за счет вязкого увлечения окружающей среды генерирует направленное течение жидкости вверх, а также обеспечивает всасывание новой порции жидкости через открытый нижний конец трубки. Результаты моделирования показывают, что характерное время жизни тороидального вихря значительно превышает время стадий роста и схлопывания кавитационного пузырька, который его породил. Показано, что подъем уровня жидкости в трубке начинается не в момент расширения пузырька, а после его полного исчезновения и за счет инерции вихревого движения продолжается на протяжении относительно длительного промежутка времени. Этот результат полностью согласуется с экспериментальными данными, что подтверждает достоверность предложенного механизма. В работе исследована практически значимая конфигурация лазерно-индуцированного светокапиллярного эффекта с использованием оптоволоконного. Такая конфигурация открывает широкие перспективы для технических и медицинских приложений, в частности в лазерной хирургии. Исследованный механизм может быть использован для создания кавитационных насосов — эффективных инструментов очистки технических поверхностей и поверхностей ран, где процесс удаления поврежденных тканей и инородных тел в результате температурного воздействия будет сопровождаться удалением продуктов очистки через трубку, что существенно повышает эффективность и безопасность процедуры. Полученные результаты представляют собой первое непротиворечивое объяснение класса кавитационно-индуцированных капиллярных явлений и создают основу для их контролируемого применения в биомедицинских и микрофлюидных технологиях.

Ключевые слова: кавитация, лазер, численное моделирование, многофазная среда, парообразование

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

© 2026 Евгений Павлович Дац, Михаил Александрович Гузев, Юрий Викторович Василевский, Владимир Михайлович Чудновский

Статья доступна по лицензии Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Unported License.  
Чтобы получить текст лицензии, посетите веб-сайт <http://creativecommons.org/licenses/by-nd/3.0/>  
или отправьте письмо в Creative Commons, PO Box 1866, Mountain View, CA 94042, USA.

UDC: 519.8

## Mechanism of the laser-induced capillary effect revealed by numerical simulation

E. P. Dats<sup>1,a</sup>, M. A. Guzev<sup>1,b</sup>, Yu. V. Vassilevski<sup>2,c</sup>, V. M. Chudnovskii<sup>1,d</sup>

<sup>1</sup>Institute of Applied Mathematics FEB RAS,  
7 Radio st., Vladivostok, 690041, Russia

<sup>2</sup>Marchuk Institute of Numerical Mathematics RAS,  
8 Gubkin st., Moscow, 119333, Russia

E-mail: <sup>a</sup> datsep@gmail.com, <sup>b</sup> guzev@iam.ru, <sup>c</sup> yuri.vassilevski@gmail.com, <sup>d</sup> vm53@mail.ru

*Received 19.03.2026, after completion — 07.04.2026.  
Accepted for publication 09.04.2026.*

For the first time, numerical modeling has determined the mechanism of the initiated-by-cavitation rise of the liquid level in tubes and capillaries, known as the laser-induced optocapillary effect, as well as its analogues — the acoustocapillary and plasmocapillary effects. It is shown that the key condition for the occurrence of the liquid rise is the asymmetric collapse of a single relatively large cavitation bubble inside a vertically oriented tube or capillary. The proximity of boundaries (the tube wall, the fiber optic tip, and others) disrupts the spherical symmetry of the bubble during its collapse, leading to the appearance of a liquid flow that rolls up into a long-lived toroidal vortex ring. Due to viscous entrainment of the surrounding medium, the vortex generates a directed liquid flow upward and also ensures the suction of a new portion of liquid through the open lower end of the tube. The simulation results show that the characteristic lifetime of the toroidal vortex significantly exceeds the duration of the growth and collapse stages of the cavitation bubble that generated it. It is demonstrated that the rise of the liquid level in the tube does not begin at the moment of bubble expansion, but after its complete disappearance, and continues over a relatively long period due to the inertia of the vortex motion. This result is in complete agreement with experimental data, confirming the validity of the proposed mechanism.

The study investigated the practically significant configuration of the laser-induced optocapillary effect using an optical fiber. This configuration opens broad prospects for technical and medical applications, particularly in laser surgery. The investigated mechanism can be used to create cavitation pumps — effective tools for cleaning technical surfaces and wound surfaces, where the process of removing damaged tissue and foreign bodies due to thermal exposure will be accompanied by the removal of debris through the tube, significantly increasing the efficiency and safety of the procedure.

The obtained results represent the first consistent explanation for a class of cavitation-induced capillary phenomena and create a foundation for their controlled application in biomedical and microfluidic technologies.

**Keywords:** cavitation, laser, numerical simulation, multiphase medium, vaporization

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2026, vol. 18, no. 3, pp. 643–657 (Russian).

This work was supported by the Russian Science Foundation, project No. 22-19-00189 (Extension).

## Введение

Методы кавитационной очистки, упрочнения и закалки поверхностей хорошо известны, однако они получили большое развитие с появлением лазерной кавитации, поскольку стало возможным воздействовать на поверхность локально и на микронных масштабах [Song et al., 2004; Ohl et al., 2006; Wen et al., 2023; Soyama, Iga, 2023; Zhang et al., 2024]. Фундаментальные исследования динамики одиночных кавитационных пузырьков [Lauterborn, Bolle, 1975; Brujan et al., 2018; Koch et al., 2022] заложили основу для понимания процессов, происходящих при лазерном воздействии. Такой подход способствовал развитию приложений в технике, биотехнологиях и медицине [Rau et al., 2004; Vogel et al., 2005; Compton et al., 2013; Chudnovskii et al., 2017; Dollet et al., 2019; Neumann, 2021; Grosfeld et al., 2022; Schoppink, Rivas, 2022; Chang, Sun, 2023; Abushkin et al., 2023].

Лазерная кавитация может быть инициирована как с использованием импульсного [Lauterborn, Bolle, 1975; Vogel, 1989; Song et al., 2004; Rau et al., 2004; Ohl et al., 2006; Sun et al., 2009; Compton et al., 2013; Brujan et al., 2018; Dollet et al., 2019; Reuter, Ohl, 2021; Grosfeld et al., 2022; Koch et al., 2022; Sun et al., 2022; Wen et al., 2023; Soyama, Iga, 2023; Chang, Sun, 2023; Xu et al., 2023; Zhang et al., 2024], так и непрерывного [Zhukov et al., 2003; Padilla-Martinez et al., 2014; Chudnovskii et al., 2017; Yusupov, 2019; Fursenko et al., 2020; Schoppink, Rivas, 2022; Zhang et al., 2022; Adamova et al., 2022; Kulik et al., 2022; Abushkin et al., 2023; Dats et al., 2023; Чудновский и др., 2023; Гузев и др., 2024; Guzev et al., 2025; Kosyakov et al., 2025; Дац и др., 2025] лазерного излучения. Исследования последних лет [Kadivar et al., 2021; Gonzalez-Avila et al., 2021] показывают, что геометрия границ существенно влияет на динамику коллапса.

В обоих случаях кавитация возникает в результате лазерного нагрева и вскипания жидкости, недогретой до температуры насыщения (кипение с недогревом). В таком случае паровой пузырек растет в недогретом (холодном) окружении, что приводит к конденсации пара, вследствие чего рост прекращается, и пузырек, достигнув максимального размера, схлопывается. Такие пузырьки, растущие и схлопывающиеся, называются кавитационными. Если при коллапсе они теряют сферичность, то могут генерировать кумулятивные струи и ударные волны, обладающие большой разрушительной силой [Song et al., 2004; Rau et al., 2004; Ohl et al., 2006; Compton et al., 2013; Padilla-Martinez et al., 2014; Chudnovskii et al., 2017; Dollet et al., 2019; Fursenko et al., 2020; Grosfeld et al., 2022; Schoppink, Rivas, 2022; Zhang et al., 2022; Adamova et al., 2022; Kulik et al., 2022; Wen et al., 2023; Soyama, Iga, 2023; Chang, Sun, 2023; Abushkin et al., 2023; Dats et al., 2023; Чудновский и др., 2023; Zhang et al., 2024; Гузев и др., 2024; Guzev et al., 2025; Kosyakov et al., 2025; Дац и др., 2025]. В отличие от импульсного лазерного нагрева при непрерывном лазерном излучении кавитационные струи, возникающие при несферическом схлопывании пузырька, являются нагретыми [Kosyakov et al., 2025; Дац и др., 2025]. Поэтому их можно использовать не только для очистки, но также для нагрева и санации поверхностей.

Одно из актуальных направлений исследования лазерной кавитации, имеющее большое практическое значение, связано с использованием оптоволоконна, по которому распространяется лазерное излучение. При использовании оптоволоконна конверсия лазерного излучения в тепло происходит в непосредственной окрестности его кончика, погруженного в жидкость, который становится лазерным нагревательным элементом [Padilla-Martinez et al., 2014; Chudnovskii et al., 2017; Fursenko et al., 2020; Schoppink, Rivas, 2022; Zhang et al., 2022; Adamova et al., 2022; Kulik et al., 2022; Abushkin et al., 2023; Dats et al., 2023; Чудновский и др., 2023; Гузев и др., 2024; Guzev et al., 2025]. Обычно диаметр кварцевой жилы оптических волокон, применяемых на практике, мал и находится в пределах 0,1–1 мм, поэтому на торце оптоволоконна формируется большой тепловой поток. В случае когда кончик оптоволоконна погружен в воду, большой тепловой поток в окрестности торца быстро нагревает воду до температуры кипения, вследствие чего возникает растущий

паровой пузырек. Если пузырек растет в среде с температурой меньшей, чем температура насыщения (холодное окружение), то через некоторое время он начинает схлопываться и, таким образом, становится кавитационным. Потеря сферичности в момент схлопывания может привести к генерации кумулятивной струи. К потере сферичности приводит влияние близлежащих границ, из-за которых на поверхности пузырька возникает градиент давления [Brujan et al., 2018; Kadivar et al., 2021; Gonzalez-Avila et al., 2021]. Одной из таких границ является, собственно, цилиндрический кончик оптоволокна, в окрестности которого формируется паровой пузырек. Исследования динамики пузырьков вблизи цилиндрических поверхностей [Kadivar et al., 2021] показывают, что форма границы определяет направление кумулятивной струи.

Отметим, что оптоволокно обладает большой гибкостью и способно проникать в узкие каналы, щели и иглы, генерируя кавитационные пузырьки в условиях, где использование других методов затруднительно либо неосуществимо. Различные поверхности — плоские, конусообразные, сферические, вблизи которых нарастает и схлопывается кавитационный пузырек, а также щели, иглы, трубки и капилляры различных видов — представляют собой примеры различных границ, влияющих на кавитацию и уровень ее воздействия на поверхность.

Трубки и капилляры из этого перечня представляют особый интерес, поскольку с 1987 года известен лазерно-индуцированный светокапиллярный эффект [Растопов, Суходольский, 1987], который, подобно звукокапиллярному эффекту [Ультразвуковой. . . , 1973; Прохоренко и др., 1981; Yeager, Smith, 2020], а также плазменному капиллярному эффекту [Дубинов и др., 2018], возникает в трубках и капиллярах под действием кавитационного пузырька. Современные исследования [Yeager, Smith, 2020] подтверждают, что капиллярные эффекты могут быть усилены при наличии кавитации. Эффект заключается в том, что лазерное [Растопов, Суходольский, 1987] и акустическое [Ультразвуковой. . . , 1973; Прохоренко и др., 1981] излучение, а также импульсный электрический разряд [Дубинов и др., 2018] порождают в трубке, заполненной жидкостью, кавитационный пузырек, который эффективно поднимает уровень жидкости в трубке так, что в принципе это движение может быть использовано для создания микронасоса, перекачивающего жидкость [Растопов, Суходольский, 1987]. Однако механизм этого явления не был известен. Считалось, что подъем жидкости в капилляре вызван действием ударных волн, генерируемых при коллапсе кавитационного пузырька [Растопов, Суходольский, 1987]. Такое объяснение никак не могло описать обнаруженный позднее относительно длительный подъем жидкости уже после полного исчезновения пузырька и всех акустических сигналов, которые он производил в активный период своего существования.

В работе [Чудновский и др., 2023] мы исследовали элементарный акт лазерно-индуцированной паровой кавитации (один пузырек) на кончике оптоволокна, внесенного в трубку с водой. Кавитационный пузырек возникал при вскипании воды с недогревом на кончике оптоволокна. Оказалось, что на стадии схлопывания пузырька в трубке возникает ускоренное течение жидкости снизу вверх от дна кюветы. Течение было вызвано кавитационной струей регулярного типа [Reuter, Ohl, 2021; Xu et al., 2023], которая формировалась от нижнего полюса кавитационного пузырька вверх к торцу оптоволокна и вызывала ускоренное всасывание жидкости в трубку, а также втягивание эластичного дна кюветы в направлении трубки. Было установлено, что управляющими параметрами данного явления являются геометрические параметры границ: внутренний диаметр трубки, расстояние от нижнего конца трубки до дна кюветы, расстояние от кончика оптоволокна до нижнего конца трубки и другие.

Таким образом, была установлена связь между динамикой кавитационного пузырька и втягивающей способностью создаваемых им течений в трубке и за ее пределами. Способность индуцированных капиллярных эффектов втягивать в трубку вещества, например продукты очистки поверхности, и выносить их за пределы трубки ранее не рассматривалась.

В настоящей работе при помощи численного моделирования объясняется наблюдаемый экспериментально механизм лазерно-индуцированного капиллярного эффекта, заключающегося в поднятии уровня воды в трубке и, следовательно, в одновременном всасывании воды в трубку через ее нижний край.

### Экспериментальное наблюдение лазерно-индуцированного капиллярного эффекта

На рис. 1, а представлена схема эксперимента: в кювету с водой вертикально установлена стеклянная трубка, внутри которой расположено оптоволокно. Трубка с оптоволоком погружена в воду на расстоянии 5 мм от нижней стенки. Расстояние от края трубки до торца оптоволоконна — 1,5 мм. Расстояние от дна кюветы до поверхности воды — 15 мм.

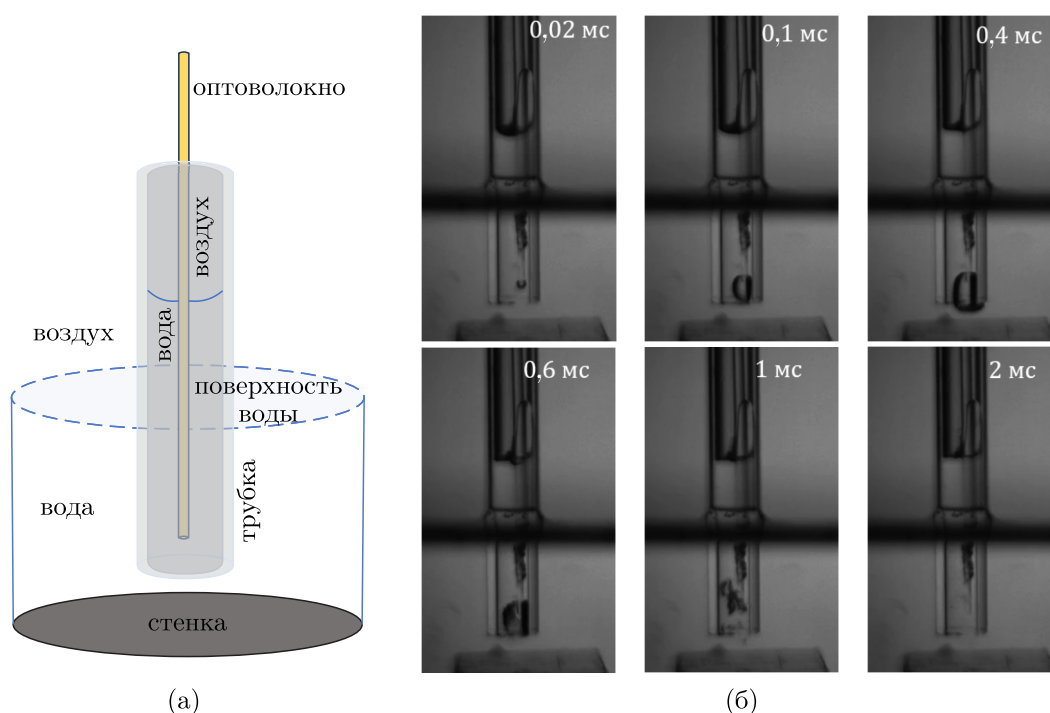


Рис. 1. а) Схема трубки с оптоволоком, погруженной в воду. б) Последовательность кадров экспериментальной съемки процесса кавитации на кончике оптоволоконна в различные моменты времени

На рис. 1, б показана экспериментальная съемка процесса лазерно-индуцированной кавитации: подается непрерывное лазерное излучение длительностью 0,2 с и мощностью 5 Вт, в результате чего лазерная энергия на торце оптоволоконна поглощается водой. Поглощение излучения приводит к локальному перегреву воды и последующему ее вскипанию с недогревом, что характеризуется ростом и схлопыванием парового пузырька.

Рост и схлопывание пузырька являются причиной следующего за этим процесса подъема воды в трубке, показанного на рис. 2. Первый кадр соответствует моменту времени через 10 мс после исчезновения паровой фазы. Время между кадрами составляет 10 мс. Из рис. 2 следует, что время подъема составляет 70 мс, что превышает время роста-схлопывания пузырька примерно в 35 раз. Можно предположить, что при определенной частоте лазерных импульсов при многократном возникновении кавитационных пузырьков возможно возникновение постоянного во времени потока воды в трубке, направленного вверх. Время представленного на рис. 2 последующего спада уровня воды примерно в 1,6 раза дольше времени подъема и составляет 110 мс.



Рис. 2. Динамика подъема и опускания уровня воды в трубке после схлопывания парового пузырька. Время между кадрами – 10 мс

### Математическая модель движения трехфазной среды «вода – пар – воздух»

Для описания наблюдаемого лазерно-индуцированного капиллярного эффекта используется модель трехфазной среды «вода – пар – воздух», соответствующая методу Volume-Of-Fluid [Hirt, Nichols, 1981]. Закон изменения каждой из фаз имеет вид

$$\frac{\partial \alpha_g \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \vec{v}) = \dot{m}_g, \quad \frac{\partial \alpha_l \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{v}) = \dot{m}_l, \quad \frac{\partial \alpha_a \rho_a}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_a \rho_a \vec{v}) = 0, \quad (1)$$

где  $\vec{v}$  – скорость трехфазной среды,  $\alpha_g, \alpha_l, \alpha_a$  – объемная доля пара, воды и воздуха соответственно,  $\alpha_g + \alpha_l + \alpha_a = 1$ . Индексы  $g, l$  и  $a$  обозначают принадлежность характеристик к паровой, жидкой фазе и воздуху соответственно,  $\dot{m}_g, \dot{m}_l$  – источники массообмена. Воздух рассматривается как несжимаемый газ, не участвующий в межфазном массообмене, поэтому источник член в уравнении для воздуха равен нулю. В качестве механизма межфазного массообмена между паром и водой используется модель испарения–конденсации [Lee, 1980], в которой скорость парообразования и скорость конденсации пропорциональны разнице между текущей температурой и температурой насыщения:

$$\dot{m}_g = -\dot{m}_l = \gamma_g \alpha_l \rho_l \sqrt{\frac{T_{\text{sat}}(P_0)}{T_{\text{sat}}(P)}} \left( \frac{T - T_{\text{sat}}(P)}{T_{\text{sat}}(P)} \right) \quad \text{при } T > T_{\text{sat}}, \quad (2)$$

$$\dot{m}_l = -\dot{m}_g = \gamma_l \alpha_g \rho_g \sqrt{\frac{T_{\text{sat}}(P_0)}{T_{\text{sat}}(P)}} \left( \frac{T_{\text{sat}}(P) - T}{T_{\text{sat}}(P)} \right) \quad \text{при } T < T_{\text{sat}}. \quad (3)$$

$\gamma_g, \gamma_l$  – коэффициенты парообразования и конденсации;  $T$  – температура;  $T_{\text{sat}}(P)$  – температура насыщения, зависящая от давления  $P$ ;  $P_0$  – атмосферное давление. Полагаем, что коэффициенты массообмена  $\gamma_g, \gamma_l$  являются постоянными величинами. Температура насыщения зависит от давления по формуле, являющейся аппроксимацией экспериментальных данных для воды:

$$T_{\text{sat}}(P) = 268,283 \text{ К} + 0,04946 \text{ К} \cdot \left( \ln \left( \frac{P}{1 \text{ Па}} \right) \right)^{3,131}. \quad (4)$$

Уравнения (1)–(3) дополняются уравнениями изменения импульса и притока тепла в трехфазной среде:

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla P + \nabla \left[ \mu \left( \nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T \right) \right] + \vec{F}_\sigma + \vec{g}(\rho - \rho_a), \quad (5)$$

$$\frac{\partial c_p \rho T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \rho c_p T) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + L \cdot \dot{m}_l, \quad (6)$$

где  $L$  — скрытая теплота парообразования (конденсации);  $\vec{F}_\sigma$  — объемная сила, действующая на границах раздела фаз и моделирующая поверхностное натяжение в рамках модели континуальной поверхностной силы (Continuum Surface Force, CSF) [Brackbill et al., 1992];  $c_p, \rho, \lambda, \mu$  — теплоемкость, плотность, теплопроводность и вязкость трехфазной среды соответственно;  $\vec{g}$  — ускорение свободного падения. Динамика коллапса кавитационного пузырька и последующее формирование струйных течений подробно исследованы в работах [Lauterborn, Bolle, 1975; Brennen, 1995; Brujan et al., 2018; Prosperetti, Lohse, 2020; Reuter, Ohl, 2021; Koch et al., 2022; Xu et al., 2023].

Характеристики среды «вода – пар – воздух» представляются в виде

$$\begin{aligned} \rho &= \alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l + \alpha_a \rho_a, \\ \lambda &= \alpha_g \lambda_g + \alpha_l \lambda_l + \alpha_a \lambda_a, \\ \mu &= \alpha_g \mu_g + \alpha_l \mu_l + \alpha_a \mu_a, \\ c_p &= \alpha_g c_{pg} + \alpha_l c_{pl} + \alpha_a c_{pa}. \end{aligned} \quad (7)$$

Плотность паровой фазы задается при помощи уравнения состояния идеального газа  $\rho_g = \frac{pM_g}{RT}$ , где  $M_g$  — молярная масса пара,  $R$  — универсальная газовая постоянная. Остальные характеристики (вязкость, теплоемкость, теплопроводность, плотность воды и воздуха) являются постоянными. Предполагается, что в процессе моделирования могут существовать только границы между фазами «вода – пар» и «вода – воздух». Поэтому выражение для объемной силы  $\vec{F}_\sigma$  в модели CSF для трехфазной среды записывается как сумма двух сил для каждой из рассматриваемых межфазных границ:

$$\vec{F}_\sigma = \sigma_{lg} \frac{2\rho\kappa_g \nabla\alpha_g}{\rho_g + \rho_l} + \sigma_{la} \frac{2\rho\kappa_a \nabla\alpha_a}{\rho_a + \rho_l}, \quad (8)$$

где  $\sigma_{lg}$  — коэффициент поверхностного натяжения на межфазной границе «вода – пар»,  $\sigma_{la}$  — коэффициент поверхностного натяжения на межфазной границе «вода – воздух» в предположении, что  $\sigma_{lg} = \sigma_{la} = 0,073$  Н/м;  $\kappa_g, \kappa_a$  — кривизна поверхности раздела «вода – пар» и «вода – воздух» соответственно. Теплопроводность  $\lambda_g$ , теплоемкость  $c_{pg}$  и вязкость  $\mu_g$  паровой фазы также являются постоянными.

Решение системы (1)–(6) реализовано в среде физического моделирования ANSYS FLUENT 2021. Для расчета динамики трехфазной среды применяется алгоритм SIMPLE для несжимаемой жидкости, детально описанный в монографии [Patankar, 1980].

Значение коэффициента  $\gamma_g$  имеет порядок  $5 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$ . Для коэффициента конденсации подобрано значение  $\gamma_l \sim 2 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ . Согласно исследованиям [Zhukov et al., 2003; Yusupov, 2019] такие значения характерны для режимов интенсивного кипения с недогревом.

## Схема расчетной области, постановка задачи

Система уравнений (1)–(8) решается в осесимметричной постановке. На рис. 3 представлена схема расчетной области с размером  $20 \times 30$  мм, состоящей из подобласти с крупной квадратной сеткой со стороной элемента 50 мкм при  $r > 2,5$  мм и мелкой сеткой со стороной элемента 12,5 мкм при  $r < 2,5$  мм, где  $r$  — расстояние до оси симметрии, обозначенной на рис. 3 цифрой 1. Таким образом, внутри трубки и в области под трубкой построена более мелкая сетка для корректного расчета движения межфазных границ и формирующихся при схлопывании пузырька гидродинамических эффектов. Цифрами обозначены границы расчетной области: границы 2–8 соответствуют стенкам, на которых заданы нулевой тепловой поток и нулевой вектор

скорости, на границах 9, 10 заданы атмосферное давление и нулевой тепловой поток. Схема расчетной области соответствует кювете цилиндрической формы с нижней стенкой 7 и боковой стенкой 8. В кювету помещается трубка с внешней стенкой 5 (радиусом 2,5 мм), внутренней стенкой 3 (радиусом 1,5 мм) и торцевой стенкой 4. На внутренней стенке 3 задан угол смачивания  $35^\circ$ . Данный угол обеспечивает процесс адгезии, при котором поверхность внутри трубки рядом со стенкой стремится принять положение под определенным углом, что приводит к классическому капиллярному эффекту. Начальное положение мениска внутри трубки рассчитывается в рамках отдельной квазистатической постановки, и полученное решение является начальным условием для уравнений (1). Влиянием адгезии на поверхности оптоволокна (радиусом 0,3 мм) с боковой стенкой 6 и торцевой стенкой 2 пренебрегаем в силу малости диаметра оптоволокна по отношению к внутреннему диаметру трубки. В начальный момент времени во всей расчетной области задана начальная температура  $T_0 = 300$  К, за исключением области в окрестности торцевой поверхности 2 с центром  $(0, z_0)$ . Здесь задано начальное температурное распределение в виде  $450 - \frac{150 \sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}}{0,008}$  при  $\sqrt{r^2 + (z - z_0)^2} < 0,8$  мм. Данное начальное распределение задает начальную температуру перегрева 450 К и процесс парообразования в центре торца оптоволокна, что соответствует многочисленным экспериментальным наблюдениям появления и развития парового пузырька.

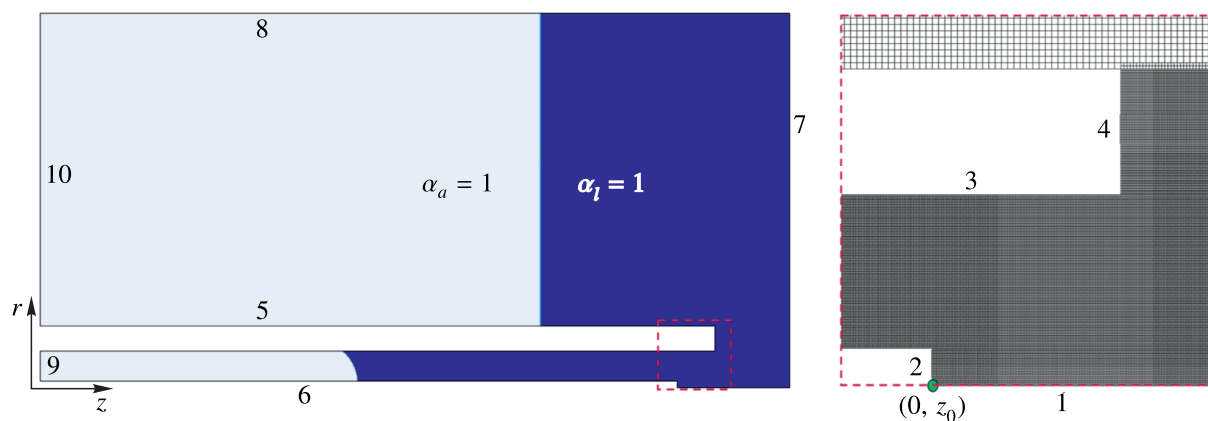


Рис. 3. Схема расчетной области с обозначением границ и начальное распределение фаз. Справа — увеличенный фрагмент расчетной области с обозначением расчетной сетки и границами расчетной области

## Результаты

В результате численного моделирования, выполненного согласно постановке задачи (рис. 3), были получены данные, детально описывающие гидродинамические механизмы, отвечающие за возникновение лазерно-индуцированного капиллярного эффекта. Анализ полученных полей скорости и распределения фаз позволил установить последовательность событий, приводящих к подъему уровня жидкости в трубке после однократного акта лазерной кавитации.

На рис. 4 представлены результаты моделирования, которые демонстрируют заключительную стадию схлопывания парового пузырька вблизи торца оптоволокна. Хорошо видно, что по мере коллапса пузырька его форма перестает быть сферической, что согласуется с классическими работами [Lauterborn, Bolle, 1975; Brujan et al., 2018; Koch et al., 2022]. На дальнем от торца оптоволокна полюсе пузырька формируется характерная кумулятивная струя, направленная в сторону торца оптоволокна. Тип формирующейся струи (регулярный) соответствует описанию в работах [Reuter, Ohl, 2021; Xu et al., 2023]. Прохождение этой струи через центр пузырька и соударение с внутренней стенкой трубки приводят к образованию в окрестности торца устойчивого

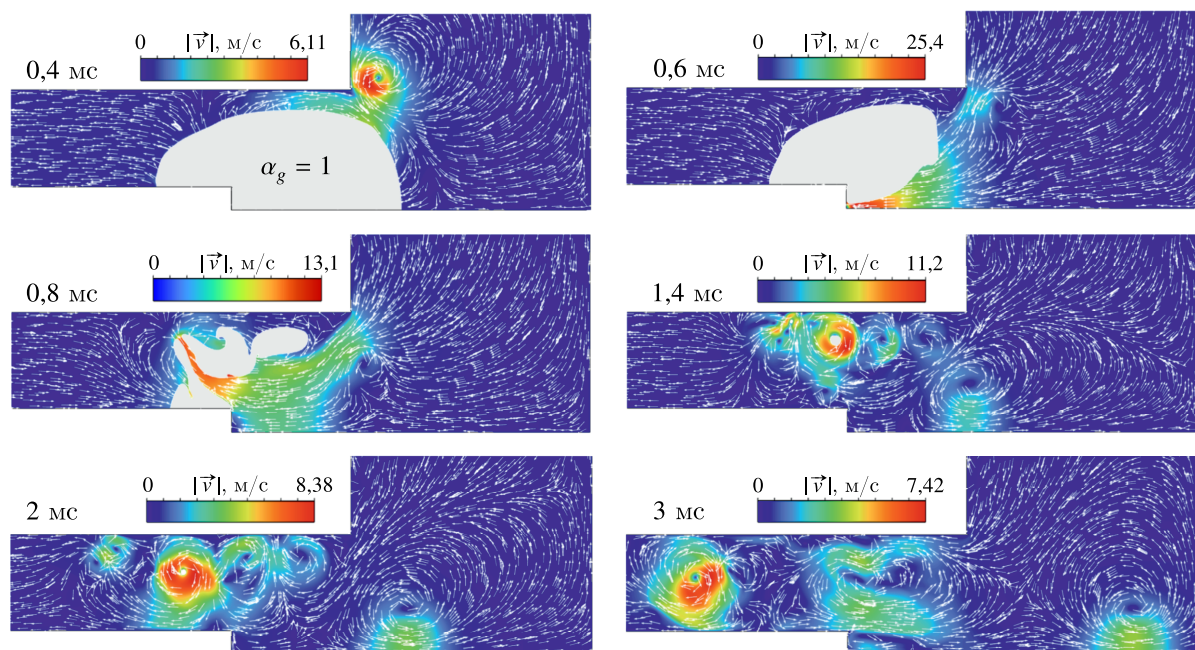


Рис. 4. Формирование тороидального вихря в окрестности торца оптоволоконна при схлопывании парового пузырька

тороидального вихря, в центре которого в начальные моменты времени наблюдается остаточная паровая фаза. Именно этот вихрь играет ключевую роль в дальнейшем подъеме жидкости.

На рис. 5 показана эволюция поля скорости в трубке на разных временных этапах после коллапса пузырька. На первом кадре ( $t = 3$  мс) видно, что сформировавшийся тороидальный вихрь создает мощное восходящее течение между поверхностью трубки и оптоволоконном. На последующих кадрах ( $t = 10$  мс –  $t = 80$  мс) видно, как это возмущение распространяется вверх по трубке. При этом тороидальный вихрь одновременно с вращательным и поступательным движением вверх создает колебательное движение вдоль радиальной координаты, приближаясь и отдаляясь от внутренней поверхности трубки. Как видно из рис. 5, за вихрем остается возмущенное поле скоростей, которое формирует остаточные вихревые структуры, направление вращения которых противоположно направлению вращения первоначального тороидального вихря. На фрагменте  $t = 90$  мс представлен момент времени, при котором движение межфазной границы «вода – воздух» останавливается за счет уравнивания силы тяжести водяного столба и давления, создаваемого тороидальным вихрем. При этом можно заметить продолжающееся вращение тороидального вихря, которое по-прежнему толкает воду вверх в направлении межфазной границы. В результате по закону сохранения массы жидкость, попадая в ограниченный объем, меняет направление на противоположное вблизи межфазной границы и движется вниз вдоль стенок оптоволоконна и трубки. При этом отчетливо наблюдается вытянутая застойная зона с нулевой скоростью на некотором расстоянии от стенок. Под действием силы тяжести, замедления скорости вращения вихря и последующего его разрушения формируется поле течения воды, направленное вниз.

На рис. 6 детально показана структура течения непосредственно под мениском на трех ключевых стадиях процесса. На рис. 6, а показана фаза подъема, при которой вектор скорости направлен вертикально вверх по всей окружности мениска. Жидкость подсасывается снизу и равномерно поднимается, увеличивая столб жидкости в трубке. На рис. 6, б показан момент остановки, когда скорость подъема падает до нуля. Векторы скорости меняют направление — начинается формирование нисходящего течения вдоль стенок трубки и оптоволоконна, в то время

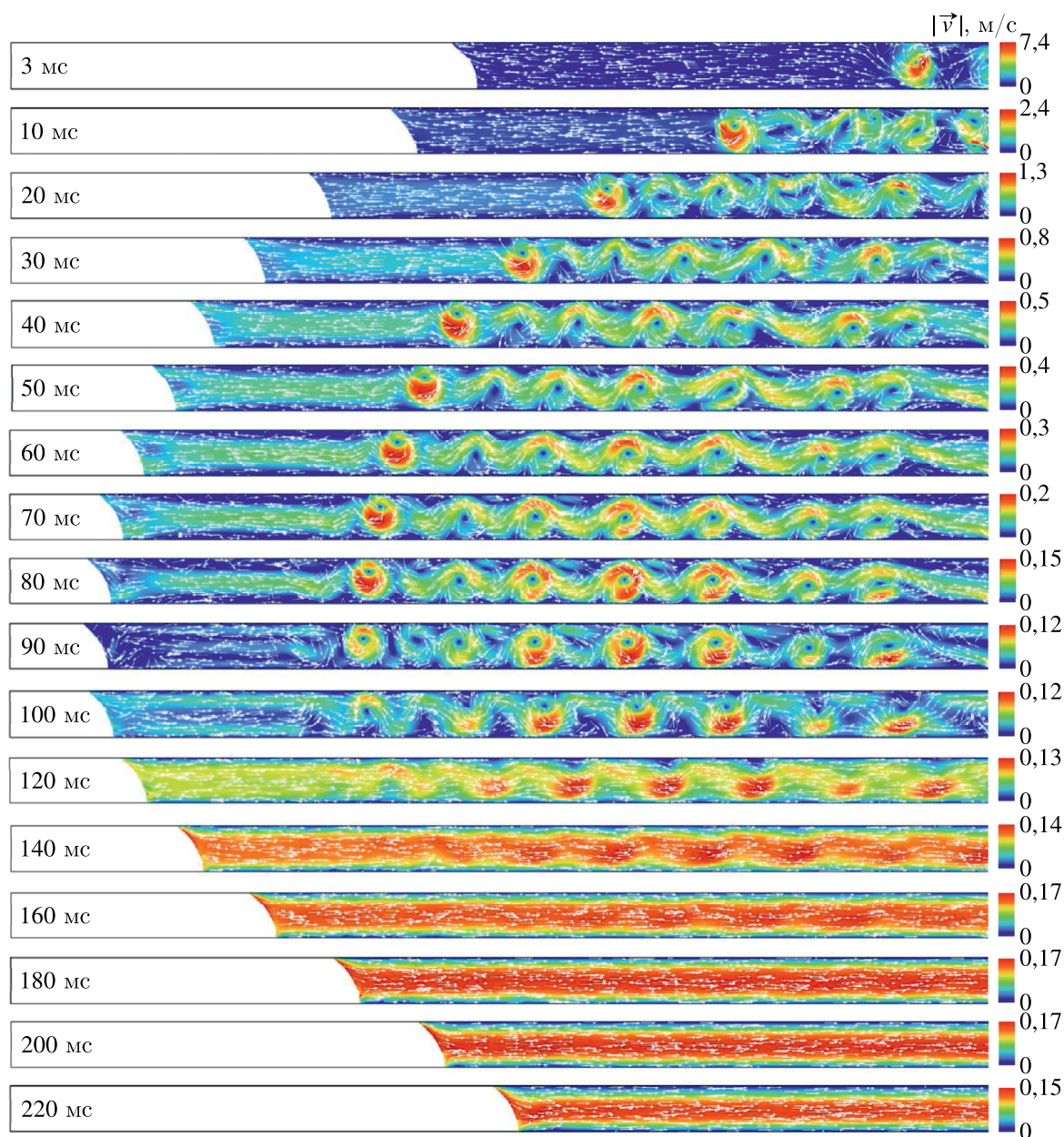


Рис. 5. Поле скоростей в различные моменты времени при моделировании лазерно-индуцированного капиллярного эффекта

как вдали от стенок сохраняется восходящий поток от вихря. Это классическая структура ячейки циркуляции, которая и удерживает столб жидкости на достигнутой высоте в течение некоторого времени. На рис. 6, в показана фаза снижения уровня воды, когда под действием гравитации и вязкого трения жидкость начинает опускаться, возвращаясь к исходному уровню.

На рис. 7 представлен итоговый график зависимости высоты мениска от времени, который является количественной иллюстрацией предложенного механизма. На врезке рис. 7 показано изменение уровня поверхности воды в трубке во время процесса термокавитации. Быстрые осцилляции, соответствующие росту и схлопыванию пузырька в этот период, практически не смещают уровень воды в трубке. Далее в процессе формирования тороидального вихря наблюдается подъем воды примерно на 1 см относительно начального уровня мениска. Отметим, что, так же

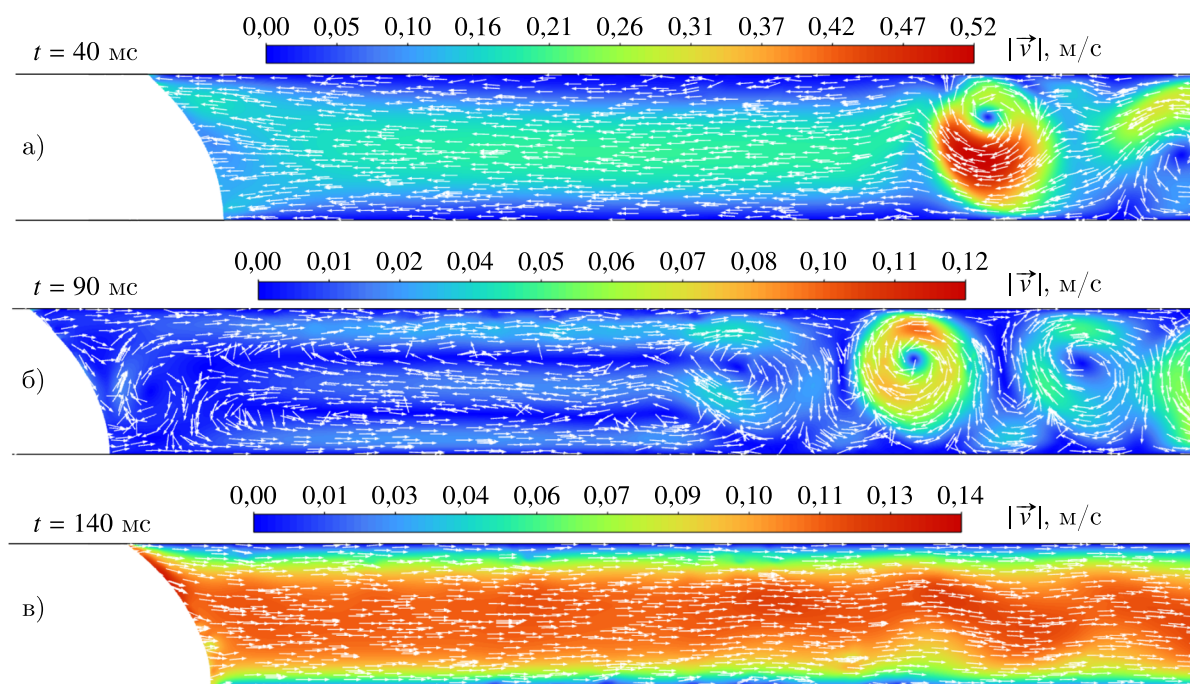


Рис. 6. Поле скоростей вблизи поверхности мениска: а) при подъеме уровня воды; б) в момент остановки подъема уровня воды; в) при опускании уровня воды

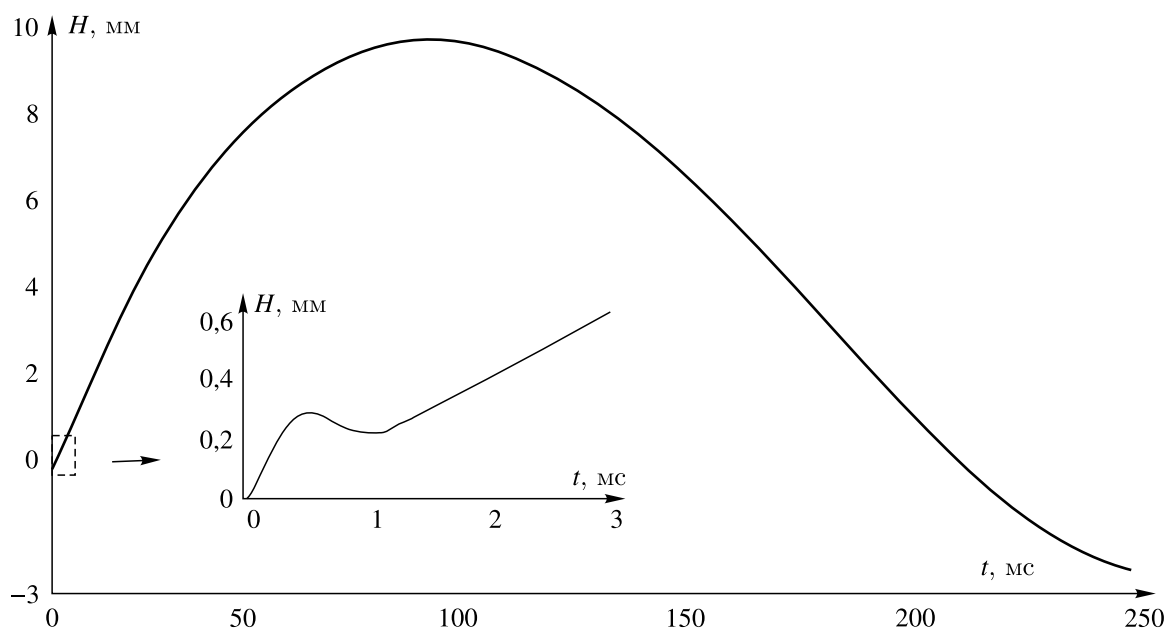


Рис. 7. График зависимости высоты мениска от времени. Врезка соответствует времени процесса кавитации

как и в эксперименте, снижение уровня воды в трубке происходит примерно в полтора раза медленнее, чем подъем, поскольку импульс, передаваемый от кавитационного пузырька, значительно превосходит сопротивление вязкого трения при опускании столба жидкости. Следует отметить, что на конечном этапе моделирования за счет инерции столба жидкости, накопленной при опускании мениска, уровень воды опускается ниже первоначального значения. Этот

эффект также наблюдается в эксперименте. В дальнейшем за счет доминирующего действия сил поверхностного натяжения уровень воды в трубке возвращается к первоначальному состоянию.

## Заключение

В работе в результате численного моделирования впервые установлен механизм наблюдающегося экспериментально эффекта подъема столба жидкости в трубках и капиллярах, вызванного действием кавитации. Данный эффект получил название звукокапиллярного, лазерно-индуцированного светокапиллярного и плазмокапиллярного эффекта в зависимости от способа инициации кавитации в трубке, хотя, собственно, к капиллярному эффекту он отношения не имеет. Капиллярный эффект возникает в результате адгезии молекул воды к внутренним стенкам трубки, объясняет появление мениска и подчиняется закону Жюрена, который описывает подъем или опускание жидкости в узких трубках (капиллярах) под действием поверхностного натяжения. В сущности, наблюдается другое явление, которое вызывает долгоживущий тороидальный вихрь, возникающий при коллапсе кавитационного пузырька. Этот вихрь создает устойчивое восходящее течение, которое и обеспечивает всасывание и подъем жидкости в трубке на временах, значительно превышающих длительность собственно кавитации. Подъем столба жидкости в трубке происходит уже после исчезновения пузырька, запускающего данный процесс. Помимо определения механизма, численное моделирование позволяет исследовать данное явление в любой момент времени и пространства и, таким образом, использовать результаты в технических и медицинских приложениях, в частности для создания кавитационных насосов, востребованных при санации инфицированных ран.

## Список литературы (References)

- Гузев М. А., Василевский Ю. В., Дац Е. П., Абушкин И. А., Хайдуков Е. В., Чудновский В. М. Лазерная кавитация в трубке, погруженной в ограниченный объем, заполненный жидкостью // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. — 2024. — Т. 519. — С. 19–25. — DOI: 10.31857/S2686740024060037
- Guzev M. A., Vassilevskii Yu. V., Dats E. P., Abushkin I. A., Khaidukov E. V., Chudnovskii V. M. Lazernaya kavitatsiya v trubke, pogruzhennoy v ogranichenny ob'em, zapolnenny zhidkost'yu [Laser cavitation in a tube immersed in a confined volume filled with liquid] // Doklady Rossiyskoy akademii nauk. Fizika, tekhnicheskie nauki. — 2024. — Vol. 519. — P. 19–25 (in Russian).*
- Дац Е. П., Гузев М. А., Чудновский В. М. Исследование процесса лазерной кавитации с использованием численного моделирования // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. — 2025. — Т. 525. — С. 21–30. — DOI: 10.7868/S3034508125060033
- Dats E. P., Guzev M. A., Chudnovskii V. M. Issledovanie protsessa lazernoy kavitatsii s ispol'zovaniem chislennogo modelirovaniya [Investigation of the laser cavitation process using numerical simulation] // Doklady Rossiyskoy akademii nauk. Fizika, tekhnicheskie nauki. — 2025. — Vol. 525. — P. 21–30 (in Russian).*
- Дубинов А. Е., Кожжаева Ю. П., Селемир В. Д. Плазменный капиллярный эффект // Теплофизика высоких температур. — 2018. — Т. 56, № 3. — С. 469–471. — DOI: 10.7868/S0040364418030213
- Dubinov A. E., Kozhaeva Yu. P., Selemir V. D. Plazmennyy kapillyarnyy effekt [Plasma capillary effect] // Teplofizika vysokikh temperatur. — 2018. — Vol. 56, No. 3. — P. 469–471 (in Russian).*
- Прохоренко П. П., Дежкунов Н. В., Коновалов Г. Е. Ультразвуковой капиллярный эффект. — Минск: Наука и техника, 1981. — 135 с.
- Prokhorenko P. P., Dezhkunov N. V., Kononov G. E. Ul'trazvukovoy kapillyarnyy effekt [Ultrasonic capillary effect]. — Minsk: Nauka i tekhnika, 1981. — 135 p. (in Russian).*
- Растопов С. Ф., Суходольский А. Т. Лазерно-индуцированный светокапиллярный эффект // Письма в ЖТФ. — 1987. — Т. 13, № 2. — С. 80–82.
- Rastopov S. F., Sukhodolsky A. T. Lazerno-indutsirovannyy svetokapillyarnyy effekt [Laser-induced light-capillary effect] // Pis'ma v ZhTF. — 1987. — Vol. 13, No. 2. — P. 80–82 (in Russian).*
- Ультразвуковой капиллярный эффект // Открытия в СССР. — М.: ЦНИИПИ, 1973.
- Ul'trazvukovoy kapillyarnyy effekt [Ultrasonic capillary effect] // Otkrytiya v SSSR. — Moscow: TsNIIPi, 1973 (in Russian).*

- Чудновский В. М., Гузев М. А., Дац Е. П., Кулик А. В. Эффект ускоренного всасывания жидкости в трубке при лазерной кавитации на лазерном нагревательном элементе // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. — 2023. — Т. 513. — С. 41–47.  
*Chudnovskii V. M., Guzev M. A., Dats E. P., Kulik A. V.* Effekt uskorennoogo vsasyvaniya zhidkosti v trubke pri lazernoy kavitatsii na lazernom nagrevatel'nom elemente [The effect of accelerated absorption of liquid in a tube during laser cavitation on a laser heating element] // Doklady Rossiyskoy akademii nauk. Fizika, tekhnicheskie nauki. — 2023. — Vol. 513. — P. 41–47 (in Russian).
- Abushkin I. A., Chudnovskii V. M., Guzev M. A., Polyayev Yu. A., Garbuzov R. V. Laser interstitial thermotherapy in surgical treatment of vascular anomalies // Bulletin of Experimental Biology and Medicine. — 2023. — Vol. 174, No. 3. — P. 399–403. — DOI: 10.1007/s10517-023-05716-2
- Adamova T. P., Chudnovsky V. M., Elistratov D. S. Spontaneous boiling of submerge jets generated during the collapse of vapor bubbles // Technical Physics Letters. — 2022. — Vol. 48, No. 1. — P. 16–18. — DOI: 10.21883/TPL.2022.01.52459.18991
- Brackbill J. U., Kothe D. B., Zemach C. A continuum method for modeling surface tension // J. Comput. Phys. — 1992. — Vol. 100. — P. 335–354.
- Brennen C. E. Cavitation and bubble dynamics. — Oxford: Oxford University Press, 1995. — 282 p.
- Brujan E.-A., Noda T., Ishigami A., Ogasawara T., Takahira H. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles near two perpendicular rigid walls // J. Fluid Mech. — 2018. — Vol. 841. — P. 28–49. — DOI: 10.1017/jfm.2018.82
- Chang J., Sun X. Laser-induced forward transfer based laser bioprinting in biomedical applications // Front. Bioeng. Biotechnol. — 2023. — Vol. 11. — P. 1–11. — <https://doi.org/10.3389/fbioe.2023.1255782>
- 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 subcooled liquid formed as a result of laser heating // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2020. — Vol. 150. — 119286. — <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119286>
- Chudnovskii V. M., Yusupov V. I., Dydykin A. V., Nevozhai V. I., Kisilev A. Yu., Zhukov S. A., Bagratashvili V. N. Laser-induced boiling of biological liquids in medical technologies // Quantum Electron. — 2017. — Vol. 47, No. 4. — P. 361–370. — <https://doi.org/10.1070/qel16298>
- Compton J. L., Hellman A. N., Venugopalan V. Hydrodynamic determinants of cell necrosis and molecular delivery produced by pulsed laser microbeam irradiation of adherent cells // Biophys. J. — 2013. — Vol. 105, No. 9. — P. 2221–2231. — <https://doi.org/10.1016/j.bpj.2013.09.027>
- Dats E. P., Kulik A. V., Guzev M. A., Chudnovskii V. M. Cavitation at the end of an optical fiber during laser heating of water in a narrow slit // Technical Physics Letters. — 2023. — Vol. 49, No. 8. — P. 73–76. — DOI: 10.61011/TPL.2023.08.56694.19607
- Dollet B., Marmottant P., Garbin V. Bubble dynamics in soft and biological matter // Annu. Rev. Fluid Mech. — 2019. — Vol. 51. — P. 331–355. — <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-010518-040352>
- 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. — Vol. 163. — 120420. — <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120420>
- 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. — Vol. 33. — 032118. — <https://doi.org/10.1063/5.0043822>
- 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. — Vol. 23. — P. 9823.

- Guzev M. A., Chudnovsky V. M., Abushkin I. A.* Application of cavitation on a laser heating element in surgery // Herald of the Russian Academy of Sciences. — 2025. — No. 8. — P. 3–13. — DOI: 10.7868/S30345200250801e7
- Hirt C. W., Nichols B. D.* Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // Journal of Computational Physics. — 1981. — Vol. 39, No. 1. — P. 201–225. — [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5)
- Kadivar E., Phan T.-H., Park W.-G., el Moctar O.* Dynamics of a single cavitation bubble near a cylindrical rod // Phys. Fluids. — 2021. — Vol. 33. — 113315. — <https://doi.org/10.1063/5.0070847>
- 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. — Vol. 7. — P. 2. — <https://doi.org/10.3390/fluids7010002>
- Kosyakov V. A., Fursenko R. V., Chudnovsky V. M.* Numerical study of the temperature of cumulative jet formed as a result of laser-induced subcooled boiling at the end of the waveguide // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2025. — Vol. 112. — 109751. — <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2025.109751>
- 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. — Vol. 48, No. 1. — P. 60–63. — DOI: 10.21883/TPL.2022.01.52472.18949
- Lauterborn W., Bolle H.* Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary // J. Fluid Mech. — 1975. — Vol. 72. — P. 391–399.
- Lee W. H.* Pressure iteration scheme for two-phase flow modeling // Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety, Applications / T. Veziroglu (ed.). — Washington (DC): Hemisphere Publishing, 1980. — P. 407–432.
- Neumann T.* Laser bioprinting: Current status and future trends // Biofabrication. — 2021. — Vol. 13, No. 3. — 032001.
- Ohl C.-D., Arora M., Dijkink R., Janve V., Lohse D.* Surface cleaning from laser-induced cavitation bubbles // Appl. Phys. Lett. — 2006. — Vol. 89. — 074102. — <https://doi.org/10.1063/1.2337506>
- 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. — Vol. 26, No. 12. — 122007. — <https://doi.org/10.1063/1.4904718>
- Patankar S. V.* Numerical heat transfer and fluid flow. — Washington (DC): Hemisphere, 1980.
- Prosperetti A., Lohse D.* The collapse of a cavitation bubble // Annual Review of Fluid Mechanics. — 2020. — Vol. 52. — P. 1–25.
- Rau K. R., Guerra A., Vogel A., Venugopalan V.* Investigation of laser-induced cell lysis using time-resolved imaging // Appl. Phys. Lett. — 2004. — Vol. 84, No. 15. — P. 2940–2942. — <https://doi.org/10.1063/1.1705728>
- Reuter F., Ohl C.-D.* Supersonic needle-jet generation with single cavitation bubbles // Appl. Phys. Lett. — 2021. — Vol. 118. — 134103. — DOI: 10.1063/5.0045705
- Schoppink J., Rivas D. F.* Jet injectors: Perspectives for small volume delivery with lasers // Advanced Drug Delivery Reviews. — 2022. — Vol. 182. — 114109.
- Song W., Hong M. H., Luk'yanchuk B. S., Chong T. C.* Laser-induced cavitation bubbles for cleaning of solid surfaces // Journal of Applied Physics. — 2004. — Vol. 95, No. 6. — P. 2952–2956. — DOI: 10.1063/1.1650531
- Soyama H., Iga Y.* Laser cavitation peening: A review // Appl. Sci. — 2023. — Vol. 13. — 6702. — <https://doi.org/10.3390/app13116702>
- Sun C., Can E., Dijkink R., Lohse D., Prosperetti A.* Growth and collapse of a vapour bubble in a microtube: The role of thermal effects // J. Fluid Mech. — 2009. — Vol. 632. — P. 5–16. — <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112009007381>

- Sun Y., Du Y., Yao Z., Zhong Q., Geng S., Wang F.* The effect of surface geometry of solid wall on the collapse of a cavitation bubble // *J. Fluids Eng.* — 2022. — Vol. 144. — 071402.
- Vogel A.* Optical breakdown in water and ocular media and its use for intraocular microsurgery // PhD Thesis. — RWTH Aachen University, 1989.
- Vogel A., Noack J., Hüttman G., Paltauf G.* Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues // *Appl. Phys. B.* — 2005. — Vol. 81. — P. 1015–1047.
- Wen H.-g., Yao Z.-f., Wu Q., Sun Y.-r., Yang C.-x., Zhong Q.* Investigation of cavitation erosion caused by laser-induced single bubble collapse near alloy coating surface // *Journal of Hydrodynamics.* — 2023. — Vol. 35, No. 5. — P. 876–886. — <https://doi.org/10.1007/s42241-023-0062-7>
- Xu P., Li B., Ren Z., Liu S., Zuo Z.* Dynamics of a laser-induced buoyant bubble near a vertical rigid boundary // *Physical Review Fluids.* — 2023. — Vol. 8. — 083601. — DOI: 10.1103/PhysRevFluids.8.083601
- Yeager E., Smith R.* Ultrasonic capillary effect in microchannels // *Physics of Fluids.* — 2020. — Vol. 32, No. 5. — P. 052001.
- 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>
- Zhang B., Banks D., Robles V., Devia Cruz L.F., Aguilar G.* High resolution optical investigation of laser intensity and solution temperature effects on thermocavitation // *Exp. Therm. Fluid Sci.* — 2022. — Vol. 136. — 110683. — <http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2022.110683>
- Zhang Z., Wei S., Wang P., Qiu W., Zhang G.* Progress in applications of laser induced cavitation on surface processing // *Optics & Laser Technology.* — 2024. — Vol. 170. — 110212. — <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2023.110212>
- 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. — No. 46. — P. 3411–3427.