

РАЗНОЕ

УДК 532.1

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО НЕДОГРЕТОГО КИПЕНИЯ НА ТОРЦЕ ТОНКОГО ВОЛНОВОДА В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

В. А. Косяков^{1,2}, Р. В. Фурсенко^{1,2}, В. М. Чудновский²

В работе численно исследуются характеристики кумулятивной струи, формирующейся при схлопывании парового пузырька на торце тонкого (~ 0.6 мм) волновода при лазерно-индуцированном недогретом кипении при наличии потока жидкости, направленного вдоль оси волновода. Рассматривались случаи течения в обоих направлениях. Получены данные о зависимости скорости струи от скорости потока жидкости. Показано, что существует диапазон значений скорости потока, за пределами которого формирование струи невозможно. Анализ динамики роста и схлопывания парового пузырька позволил объяснить причины невозможности формирования струи при высоких значениях модуля скорости потока.

Ключевые слова: лазерно-индуцированное кипение, одиночный пузырь, двухфазное течение, кумулятивная струя, метод объема жидкости.

Введение. Недавние эксперименты [1] по изучению кипения, инициированного лазерным излучением вблизи конца тонкого оптического волокна, находящегося в холодной жидкости, продемонстрировали возможность формирования высокоинтенсивных струй. Непрерывное лазерное излучение мощностью 3–10 Вт и длиной волны 1.47 мкм создает на торце волновода диаметром 0.2–0.8 мм тепловой поток с плотностью, достигающей десятков МВт/м². Нагрев воды занимает от 10 до 100 мс в зависимости от мощ-

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Россия, Новосибирск; e-mail: kosyakov@itam.nsc.ru.

² Институт прикладной математики ДВО РАН, 690922 Россия, Владивосток.

ности излучения [2]. Это приводит к испарению жидкости около торца волокна и росту парового пузыря, размеры которого варьируются от одного до нескольких диаметров волокна в зависимости от характеристик лазера, таких как мощность и длина волны. После этапа расширения пузыря начинается его схлопывание, вызванное конденсацией пара и межфазным перепадом давления. При этом рост и схлопывание пузырька занимают примерно одинаковые времена, которые варьируются от 100 мкс до 1000 мкс в зависимости от размера пузырька. Важно отметить, что непрерывное лазерное излучение не может обеспечить устойчивость пузырька, так как время, требующееся для испарения жидкости, на два порядка больше времени роста пузырька [2]. Этап схлопывания пузырька заканчивается формированием кумулятивной струи [3, 4]. Эти струи представляют значительный практический интерес как в технике, так и в медицине. Например, в работе [5] была продемонстрирована возможность очистки поверхностей благодаря силе всасывания, генерируемой при росте и схлопывании парового пузырька, которая может отрывать частички грязи. В медицинской практике такие струи находят применение для дробления почечных камней [6], хирургических процедур, перфорации, очистки и нагрева тканей [7]. В частности, при лечении варикозного расширения вен волновод помещается внутри вены, и возникающая горячая струя используется для коагуляции вены.

В работе [8] было показано влияние свойств жидкости на скорость струи, в то время как в [3, 9, 10] исследовались механизмы, определяющие скорость и температуру струи, а также влияние твердых стенок, окружающих волновод. Результаты численного моделирования, применявшегося в этих работах, демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными по размерам пузырька, характерным временам его роста и схлопывания, скорости и температуре струи. Однако все эти исследования предполагали, что волновод погружен в покоящуюся жидкость, в то время как в ряде практических приложений, таких как медицинские процедуры или технические процессы, жидкость может находиться в движении. В настоящей работе, с помощью математической модели, ранее валидированной в [3, 9, 10], исследуется динамика парового пузыря и формирующейся в результате его схлопывания струи при наличии потока жидкости вдоль оси волновода. Впервые получены данные о диапазоне скоростей жидкости, при которых возможно формирование кумулятивной струи в результате лазерно-индуцированного недогретого кипения на торце волновода, что важно для оптимизации практических приложений.

Математическая модель. Для моделирования процессов роста и коллапса парового пузырька в жидкости применялся метод объема жидкости (Volume of Fluid) [11] и модель испарения Ли [12]. В данном подходе численно решаются уравнения сохранения массы, импульса и энергии. Вводятся поля объемных долей жидкости и газа, для которых формулируются законы сохранения [11]. Уравнения импульса и энергии записываются для жидкости с общим полем плотности ρ , полем скорости U и температуры T , причем плотность, вязкость и коэффициент теплопроводности определяются согласно объемным долям, например, $\rho = \alpha_l \rho_l + \alpha_g \rho_g$. В рамках данного исследования газовая фаза представлена водяным паром, который считается сжимаемым, тогда как жидкая фаза, представленная водой, предполагается несжимаемой. Рост парового пузырька инициируется путем задания начального распределения температуры в момент времени ($t = 0$). Начальные распределения температуры, использованные в настоящем исследовании, подбирались таким образом, чтобы качественно соответствовать имеющимся экспериментальным данным [13] о температуре воды вблизи торца волновода. Вблизи торца задавалась область с постоянной температурой 450 К и радиусом 0.15 мм. Эти параметры были получены путем экстраполяции теплофизического состояния зародыша пузырька на область большего радиуса (0.15 мм) следующим образом. На основе экспериментальных данных [14] были установлены зависимости радиуса парового пузыря на стадии его роста от времени $R(t)$, а также его первая и вторая производные. Подставляя полученные зависимости в уравнение Рэлея–Плессета [15], была восстановлена связь радиуса пузыря с давлением. Совместно с зависимостью температуры насыщенного водяного пара от давления это позволило определить значение температуры водяного пара в области с радиусом 0.15 мм на торце волновода. Предложенное приближение обеспечило хорошее соответствие между экспериментальными результатами и численным моделированием [9]. Детальное описание модели, данные о ее валидации, верификации и тестах сеточной сходимости приведено в работах [3, 9, 10].

Рассматривается цилиндрический волновод радиусом 0.3 мм и длиной 5 мм, на границах которого задано условие прилипания. Фрагмент расчетной области размером 1.9×2.1 мм² представлен на рис. 1 кадр a1. Волновод показан белым цветом и расположен в расчетной области, которая ограничена внешними границами с постоянным давлением ($p_0 = 10^5$ Па), что позволяет жидкости свободно втекать и вытекать через эти границы. Также вдоль волновода задается течение жидкости со скоростью U_∞ , где отрицательные значения скорости соответствуют течению справа налево, а положительные значения слева направо. Задача рассматривается в осесимметричной по-

становке (ось симметрии показана на рис. 1 кадр a1 белой штрихпунктирной линией). Размеры расчетной области выбраны на основе предварительных расчетов для минимизации влияния граничных условий на численное решение и на основании предыдущих исследований [3, 9]: длина области составляет 10 мм, радиус – 5 мм, а радиус волновода (R_f) – 0.3 мм. Торец волновода расположен на половине длины расчетной области.

Результаты. В ходе численного моделирования варьировались следующие параметры: безразмерный радиус волновода $R_f/R_{b,\max} = 0.23, 0.39, 0.58$, где $R_{b,\max} = 1.3, 0.7, 0.52$ мм, соответственно; скорость установившегося течения в расчетной области $U_\infty = -10, \dots, 10$ м/с. Обезразмеривание проводилось на эквивалентный радиус пузырька в момент его максимального расширения ($R_{b,\max}$). Эквивалентный радиус пузырька рассчитывался на основе объема газовой фазы, предполагая, что пузырек имеет сферическую форму.

Случай, когда безразмерный радиус волновода меньше единицы ($R_f/R_{b,\max} < 1$) и скорость течения равна 0, соответствует схлопыванию пузырька грибообразной формы с образованием струи, направленной от торца волновода (см. рис. 1 кадры a1-a5). При подаче лазерного излучения через оптическое волокно жидкость вблизи торца волокна локально нагревается выше температуры насыщения, вызывая испарения жидкости и образование парового пузырька с повышенным давлением. Повышенное давление пара приводит к расширению пузырька. В процессе расширения давление внутри пузырька падает, и, когда оно сравнивается с атмосферным, пузырек продолжает расширяться за счет инерции, переходя в неравновесное состояние, при котором давление пара становится ниже, чем в окружающей жидкости [3]. Когда пузырек достигает максимального объема (см. рис. 1 кадр a2), пониженное давление и конденсация пара, вызванная охлаждением окружающей жидкостью, приводят к его быстрому сжатию. При сжатии пузырька формируется сходящийся поток жидкости (см. рис. 1 кадр a3, розовые стрелки), направленный под углом ϕ к оси симметрии (см. рис. 1 кадр a3). Характерное значение угла ϕ для пузырька в покоящейся жидкости составляет примерно 40 градусов. Сходящийся поток жидкости прорезает пузырек и сталкивается на оси симметрии, создавая две кумулятивные струи, направленные в торец волновода и от торца волновода (см. рис. 1 кадры a4, a5). Струя, направленная в торец, рассеивается при падении на его поверхность, а другая, основная, струя распространяется со скоростью $U_{\text{jet}} = 25$ м/с.

На кадрах b1-b5 рис. 1 показана эволюция пузырька в потоке жидкости со скоростью, равной 4 м/с. Из-за течения жидкости вдоль волновода на торце образуется область с вихрем, который на стадии роста пузырька препятствует его расширению вдоль

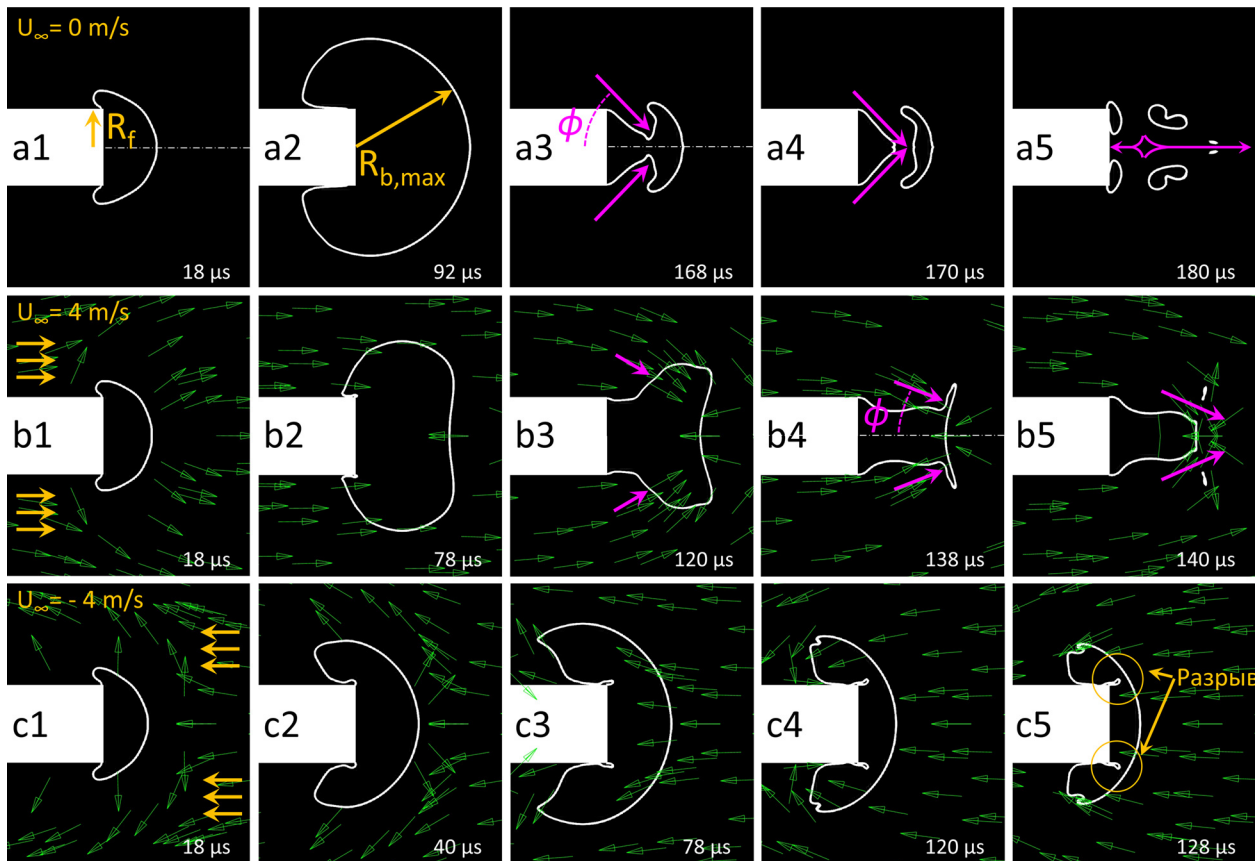


Рис. 1: Эволюции пузырьков, рассчитанные при постоянном $R_f/R_{b,max} = 0.39$ и различных скоростях течения: a1-a5 – 0 м/с, b1-b5 – –4 м/с, c1-c5 – 4 м/с.

оси симметрии. В то же время часть объема пузырька, которая обволакивает волновод по бокам, смещается вправо. В результате в момент максимального расширения (см. рис. 1 кадр b2) пузырек имеет овальную форму с прогибом поверхности пузырька на оси симметрии. На стадии схлопывания сходящийся поток жидкости пререзает поверхность пузырька под меньшим углом ϕ (см. рис. 1 кадр b3-b5), чем в случае с нулевым течением жидкости. Уменьшение угла до значений $\phi \sim 30^\circ$ связано с попутным течением жидкости, которое ускоряет сходящийся поток. Однако наблюдаемое изменение угла не может быть объяснено простым кинематическим сложением скоростей, так как на формирование угла влияют также другие факторы, включая скорость схлопывания пузырька. При угле $\sim 30^\circ$ сходящийся поток не пересекается на оси симметрии внутри пузырька, что исключает формирование кумулятивной струи. Важно отметить, что это предельный случай и по мере уменьшения скорости потока окружающей жидкости угол ϕ будет стремиться к значению угла в случае отсутствия течения. На основании

этого можно сделать вывод, что существует предельная скорость, при которой значения угла ϕ будет достаточным для образования струи. Для данного безразмерного радиуса волновода ($R_f/R_{b,\max} = 0.39$) предельная положительная скорость равна 2.5 м/с (см. рис. 2 оранжевая кривая). При данной скорости течения скорость формирующейся кумулятивной струи (U_{jet}) превосходит скорость струи в покоящейся жидкости ($U_{\text{jet},0}$) в 1.24 раза ($U_{\text{jet}}/U_{\text{jet},0} = 1.24$). Это связано с тем, что смутное течение ускоряет сходящийся поток жидкости. По мере уменьшения скорости течения скорость струи падает, приближаясь к скорости струи в покоящейся жидкости.

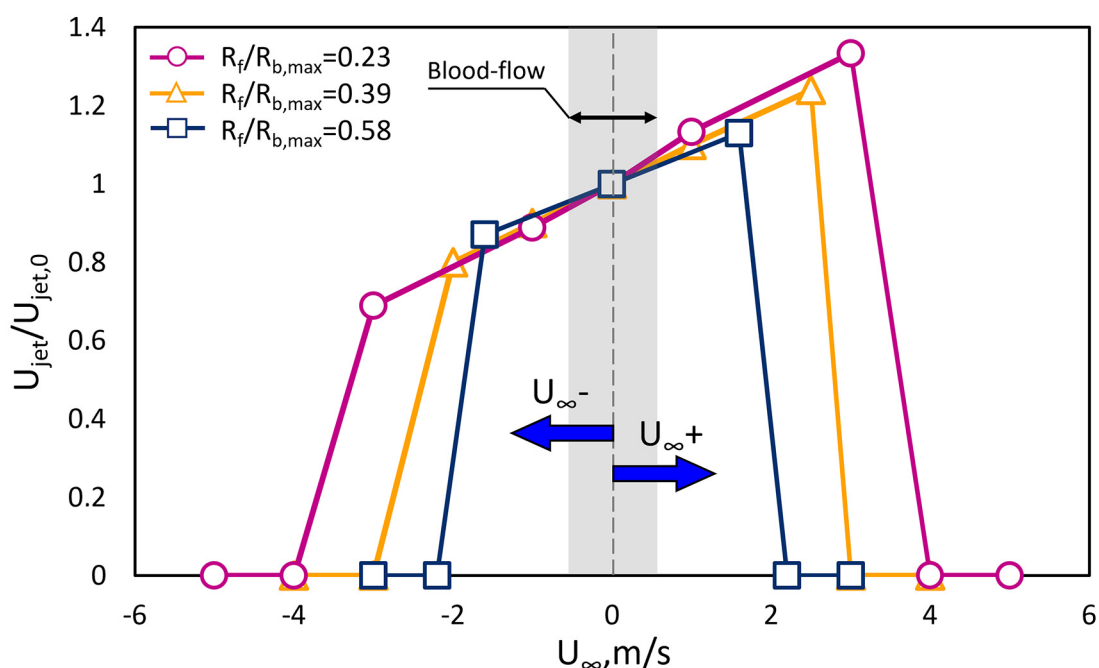


Рис. 2: Зависимости безразмерной скорости струи от скорости течения.

На рис. 2 показаны зависимости безразмерной скорости струи от скорости течения жидкости. Скорость струи обезразмеривалась на скорость струи, формирующейся в случае отсутствия течения окружающей жидкости. На графике представлены кривые для трех безразмерных радиусов волновода ($R_f/R_{b,\max} = 0.23, 0.39, 0.58$). Отрицательные значения скорости потока соответствуют движению потока справа налево, положительные – слева направо. Все зависимости подобны друг другу, различия заключаются только в предельных значениях скорости течения. Чем меньше безразмерный радиус волновода (т.е. чем больше размер пузырька), тем при больших значениях скорости течения возможно формирование кумулятивной струи.

Эволюция пузырька при течении жидкости, направленном на торец волновода ($U_\infty = -4$ м/с), показана на кадрах с1-с5 рис. 1. Поток жидкости смещает пузырь влево, что приводит к увеличению площади поверхности волновода, которая окружена пузырьком. Достигая максимального объема (см. рис. 1 кадр с3), пузырек начинает сжиматься, однако из-за течения жидкости справа налево поверхность слева практически неподвижна, правая часть пузырька смещается к торцу, что приводит к разрыву поверхности пузыря (см. рис. 1 кадр с5). При этом сходящийся поток жидкости не наблюдается, что приводит к невозможности формирования кумулятивной струи. Важно отметить, что это предельный случай и по мере уменьшения скорости течения по модулю существует такая скорость, при которой струя будет формироваться. Для данного безразмерного радиуса волновода предельная скорость равна $U_\infty = -2$ м/с (см. рис. 2 оранжевая кривая). При данной скорости течения формируется кумулятивная струя с меньшей скоростью ($U_{\text{jet}}/U_{\text{jet},0} = 0.8$), так как сходящийся поток жидкости струи движется против течения и замедляется. По мере уменьшения скорости течения по модулю скорость струи растет, достигая 1 в нулевой точке.

Отметим, что скорость течения крови в человеческом организме не превышает 0.5 м/с, и согласно полученным данным (см. рис. 2) такие значения потока жидкости незначительно ($\sim 5\%$) влияют на скорость формирующейся вблизи волновода струи. Это указывает на возможность использования в медицинских приложениях экспериментальных и численных результатов, полученных в покоящейся жидкости с незначительной коррекцией.

Заключение. В работе получены численные данные о диапазоне скоростей потока жидкости, в пределах которого возможно формирование кумулятивной струи. Выявлены механизмы, отвечающие за отсутствие струи как при отрицательных, так и при положительных скоростях потока жидкости для разных безразмерных радиусов волновода. В частности, при больших скоростях потока вдоль волновода формирование струи подавляется из-за изменения угла сходящегося потока жидкости, что препятствует соударению на оси симметрии. Предельная скорость, при которой возможно формирование струи, зависит от $R_f/R_{b,\text{max}}$. При больших по модулю скоростях потока, направленного на торец, струя не образуется вследствие асимметричного сжатия пузырька и смещения его объема ближе к торцу волновода. Ширина диапазона существования струи растет с ростом размеров пузырька, а скорость струи линейно зависит от скорости потока жидкости: возрастает при положительных скоростях и снижается при отрицательных.

Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации практического применения лазерно-индуцированного недогретого кипения в инженерных и медицинских приложениях, которые активно развиваются в последние годы, включая контроль струй в условиях потока жидкости для повышения эффективности очистки поверхностей или разрушения биологических структур.

Данная работа была поддержана Российским научным фондом (проект № 22-19-00189 (продление)).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] V. Chudnovskii, A. Levin, V. Yusupov, et al., *International Journal of Heat and Mass Transfer* **150**, 119286 (2020). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119286.
- [2] V. Yusupov, *Acoustical Physics* **70**, 957 (2025). DOI: 10.1134/S1063771024601894.
- [3] V. Kosyakov, R. Fursenko, V. Chudnovskii, S. Minaev, *International Communications in Heat and Mass Transfer* **148**, 107053 (2023). DOI: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2023.107053.
- [4] V. Chudnovskii, A. Mayor, A. Kiselev, V. Yusupov, *Lasers in Medical Science* **33**, 1821 (2018). DOI: 10.1007/s10103-018-2552-3.
- [5] G. Chahine, A. Kapahi, J. Choi, C. Hsiao, *Ultrasonics Sonochemistry* **29**, 528 (2016). DOI: 10.1016/j.ultsonch.2015.04.026.
- [6] R. Zha, D. Wang, C. Wang, et al., *Physics of Fluids* **37**, 033344 (2025). DOI: 10.1063/5.0255110.
- [7] V. Yusupov, V. Chudnovskii, *The Journal of the Acoustical Society of America* **153**, 1525 (2023). DOI: 10.1121/10.0017436.
- [8] C. Lechner, M. Koch, W. Lauterborn, R. Mettin, *Technische Mechanik* **43**, 21 (2023). DOI: 10.24352/UB.OVGU-2023-042.
- [9] V. Kosyakov, R. Fursenko, V. Chudnovsky, *International Journal of Heat and Fluid Flow* **112**, 109751 (2025). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2025.109751.
- [10] V. Kosyakov, R. Fursenko, S. Minaev, V. Chudnovskii, *Interfacial Phenomena and Heat Transfer* **12**, 51 (2024). DOI: 10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2023049631.
- [11] D. de Niem, E. Kührt, U. Motschmann, *Computer Physics Communications* **176**(3), 170 (2007). DOI: 10.1016/j.cpc.2006.09.007.
- [12] N. Samkhaniani, A. Stroh, *Thermo* **2**, 149 (2022). DOI: 10.3390/thermo2030012.

- [13] A. Levin, A. Chernov, A. Safarov, V. Chudnovsky, *Interfacial Phenomena and Heat Transfer* **8**(1), 25 (2020). DOI: 10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2020032806.
- [14] V. Chudnovsky, M. Guzev, E. Dats, A. Kulik, *Doklady Physics* **68**, 376 (2024). DOI: 10.1134/S1028335823110046.
- [15] R. Löfstedt, B. P. Barber, S. J. Putterman, *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* **5**(11), 2911 (1993). DOI: 10.1063/1.858700.

Поступила в редакцию 8 сентября 2025 г.

После доработки 22 октября 2025 г.

Принята к публикации 24 октября 2025 г.