

УДК 532.5

MSC2020 35Q79 + 76D07

© Е. П. Дац^{1,2}; А. П. Кудряшов¹; В. М. Чудновский¹

Влияние теплофизических характеристик жидкой фазы на динамику парового пузырька в процессе лазерной кавитации

В работе представлены результаты численного моделирования процесса лазерной кавитации в двухфазной среде жидкость — пар. Полученные результаты позволяют оценить влияние вязкости и степени недогрева жидкости на лазерную кавитацию, что имеет большое практическое значение.

Ключевые слова: *лазеры, теплопроводность, кавитация, численное моделирование.*

DOI: <https://doi.org/10.47910/FEMJ202503>

Введение

Лазерная кавитация или лазероиндуцированная кавитация возникает при вскипании жидкости с недогревом [1], вызванном либо действием сфокусированного лазерного излучения, либо излучением, выходящим из торца кончика оптоволокну, погружённого в жидкость, в которой излучение поглощается. При кипении с недогревом возникает паровой пузырёк, который сначала растёт, а затем по причине контакта с окружающей «холодной» жидкостью в какой-то момент прекращает свой рост и схлопывается с ускорением (коллапс). Такая динамика — рост и последующее схлопывание пузырька — является причиной, по которой пузырёк является кавитационным. Хорошо известно, что кавитационные пузырьки вблизи различных границ генерируют, помимо акустических сигналов и ударных волн, кумулятивные струи [1, 2]. В совокупности эти явления представляют большой практический интерес для селективной очистки и обработки поверхностей, а также в медицине. Использование оптоволокну удобно для доставки лазерного излучения к различным объектам, поскольку оптоволокну обладает большой гибкостью и способно проникать в узкие каналы, щели и иглы для перкутанного (проникающего через кожу) воздействия.

¹ Институт прикладной математики ДВО РАН, 690041, г. Владивосток, ул. Радио, 7.

² Владивостокский государственный университет, 690014, г. Владивосток, ул. Гоголя, 41.

Электронная почта: datsep@gmail.com (Е. П. Дац), alkud1981@mail.ru (А. П. Кудряшов), vm53@mail.com (В. М. Чудновский).

Представленное исследование посвящено проблеме моделирования процесса лазерной кавитации с учетом влияния вязких свойств жидкости и начальной температуры жидкой фазы.

1. Математическая модель

Численное моделирование реализовано с использованием двухфазной модели гидродинамики Volume-Of-Fluid [3]. В качестве двух фаз используется вода и водяной пар. Для каждой фазы записан закон сохранения массы

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

где индексы g и l означают паровую и жидкую фазы, α_g и α_l — объемные доли паровой и жидкой фазы соответственно, $\alpha_g + \alpha_l = 1$. Для паровой фазы выполняется уравнение состояния идеального газа

$$\rho_g = \frac{pM}{RT},$$

где p — давление, M — молярная масса пара, R — универсальная газовая постоянная, T — температура. Для жидкой фазы плотность принимается постоянной: $\rho_l = \text{const}$. В модели используются уравнения Навье — Стокса и уравнение энергии, записанные для смешанной фазы в дивергентной форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) &= -\nabla p + \nabla \cdot \left[\mu \left(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T \right) - \mu \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) I \right], \\ \frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \rho c_p T) &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + S_h, \end{aligned}$$

где S_h — скрытая теплота парообразования-конденсации, I — единичная матрица. Плотность ρ , теплопроводность λ , динамическая вязкость μ и удельная теплоемкость c_p в рамках используемого метода представлены зависимостями

$$\rho = \alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l, \quad \lambda = \alpha_g \lambda_g + \alpha_l \lambda_l, \quad \mu = \alpha_g \mu_g + \alpha_l \mu_l, \quad c_p = \alpha_g c_{pg} + \alpha_l c_{pl}.$$

При описании механизма образования пара используется модель испарения — конденсации [4, 5], в которой скорости парообразования и конденсации пропорциональны разнице между текущей температурой и температурой насыщения T_{sat} :

$$\begin{aligned} \dot{m}_g &= \gamma_g \alpha_l \rho_l \left(\frac{T - T_{sat}(p)}{T_{sat}(p)} \right), \quad T > T_{sat}(p), \\ \dot{m}_l &= \gamma_l \alpha_g \rho_g \left(\frac{T_{sat}(p) - T}{T_{sat}(p)} \right), \quad T < T_{sat}(p), \end{aligned}$$

где γ_g/γ_l — коэффициенты испарения/конденсации, которые определяются из экспериментальных данных. Температура насыщения T_{sat} зависит от давления [6]. Построение функции $T_{sat}(p)$ осуществляется при помощи кусочно-линейной аппроксимации. Учет данной зависимости позволяет качественно и количественно описать динамику движения межфазной границы в соответствии с полученными ранее экспериментальными данными [1].

2. Постановка задачи

Задача решена в цилиндрической системе координат в осесимметричной постановке. Ось симметрии расчетной области совпадает с осью симметрии волновода и начального пузырька. В начальный момент времени $t = 0$ на торце оптоволокна задан паровой пузырек радиусом $r_0 = 150 \text{ мкм}$, ось симметрии которого совпадает с осью симметрии оптоволокна. Начальная скорость дфухфазной среды равна нулю: $\vec{v} = 0$. Внутри пузырька задана начальная температура $T_0 = 450 \text{ К}$, снаружи пузырька задана температура $T_0 = 300 \text{ К}$. Оценка начального распределения температуры в паровой фазе сделана исходя из зависимости температуры насыщения от давления насыщения [6]. Начальное давление внутри пузырька определяется через решение уравнение Рэлея – Плессета [7] при подстановке значений радиуса, скорости и ускорения межфазной границы, определяемых из эксперимента [1]. Давление вне пузырька в начальный момент равно атмосферному.

Для коэффициентов массообмена в модели Ли [4, 5] выбраны значения, найденные по результатам эксперимента: $\gamma_g = 5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ и $\gamma_l = 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Расчет проведен в среде ANSYS FLUENT 2021 с использованием равномерной квадратной сетки с размером элемента 5 мкм .

Граничные условия имеют вид: на оси симметрии $\vec{n} \cdot \nabla p = 0$, $\vec{n} \cdot \nabla T = 0$; на поверхности оптоволокна $\vec{v} = 0$, $\vec{n} \cdot \nabla T = 0$; на остальных границах: $\vec{n} \cdot \nabla T = 0$, $p = 10^5 \text{ Па}$.

3. Результаты расчетов

На рис. 1 представлен численный результат расчета появления паровой фазы в различные моменты времени. Однократный акт кавитации состоит из нескольких стадий: фрагменты (1–3) изображают стадию роста, где на фрагменте (3) показан максимальный размер пузырька. Далее наступает стадия схлопывания (4–5), вызванная падением давления внутри пузырька и началом процесса конденсации. Затем наступает стадия повторного роста (6), после которой пузырек может еще некоторое время повторять циклы роста/схлопывания при постепенном уменьшении максимального размера.

На рис. 2 показано изменение объема парового пузырька в зависимости от времени для различных значений коэффициента вязкости воды. Из расчета следует, что при увеличении коэффициента вязкости уменьшается максимальный радиус пузырька, а при уменьшении вязкости он увеличивается (график-врезка на рис. 2). При уменьшении коэффициента вязкости объем пузырька стремится к некоторому предельному значению, обусловленному силами инерции и скоростью парообразования. При многократном увеличении коэффициента вязкости объем пузырька уменьшается пропорционально увеличению вязкости. В диапазоне температур от 20 К до 100 К , наблюдаемых в эксперименте, коэффициент вязкости может уменьшаться в 10 раз, приводя к увеличению объема пузырька примерно на 10%, а радиуса соответственно на 3%, что с точки зрения динамики формирования струи можно считать несущественным. Интересным является тот факт, что время роста пузырька при различных значениях вязкости жидкой среды примерно одинаковое.

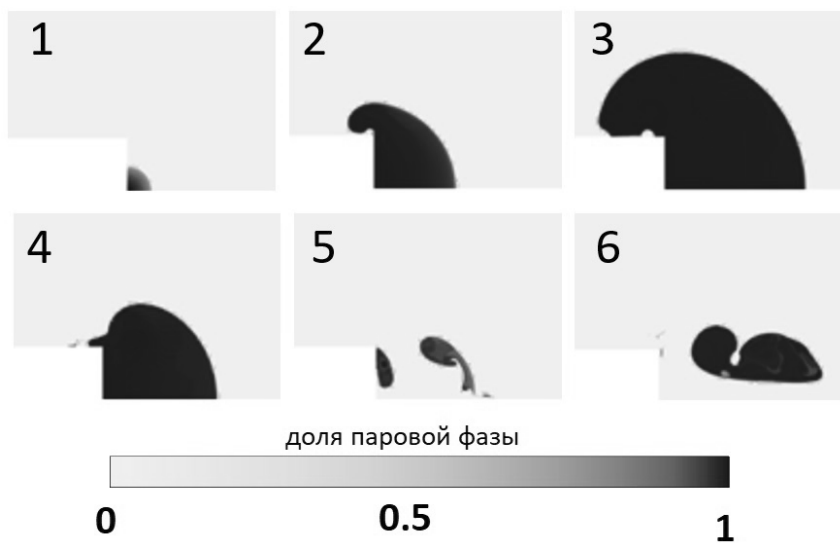


Рис. 1. Распределение паровой фазы в различные моменты времени, $T_0 = 300$ К, $\mu = 0.001$ Па $\cdot$ с.

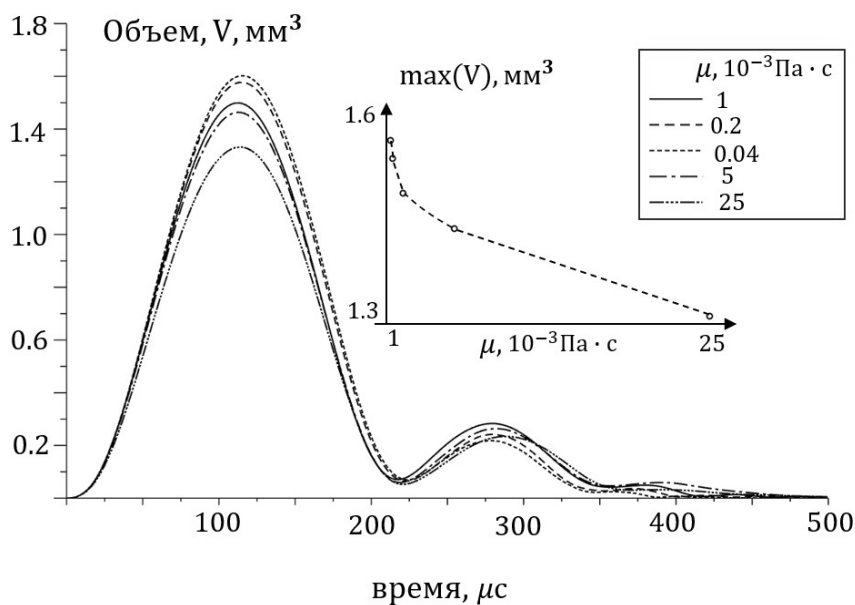


Рис. 2. Изменение объема паровой фазы в процессе лазерной кавитации в зависимости от времени.

На рис. 3 представлены распределения максимальной скорости вдоль оси симметрии в различные моменты времени. Данная скорость соответствует скорости на переднем фронте межфазной границы и последующем ее переходе в передний фронт кумулятивной струи. На графике видно, что для коэффициентов вязкости $\mu = 0.04 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-3}$ Па $\cdot$ с формирующаяся кумулятивная струя имеет значение скорости порядка 15 м/с, а в случае сверхвязкой жидкой фазы при $\mu = 25 \cdot 10^{-3}$ Па $\cdot$ с скорость струи падает примерно в 2 раза.

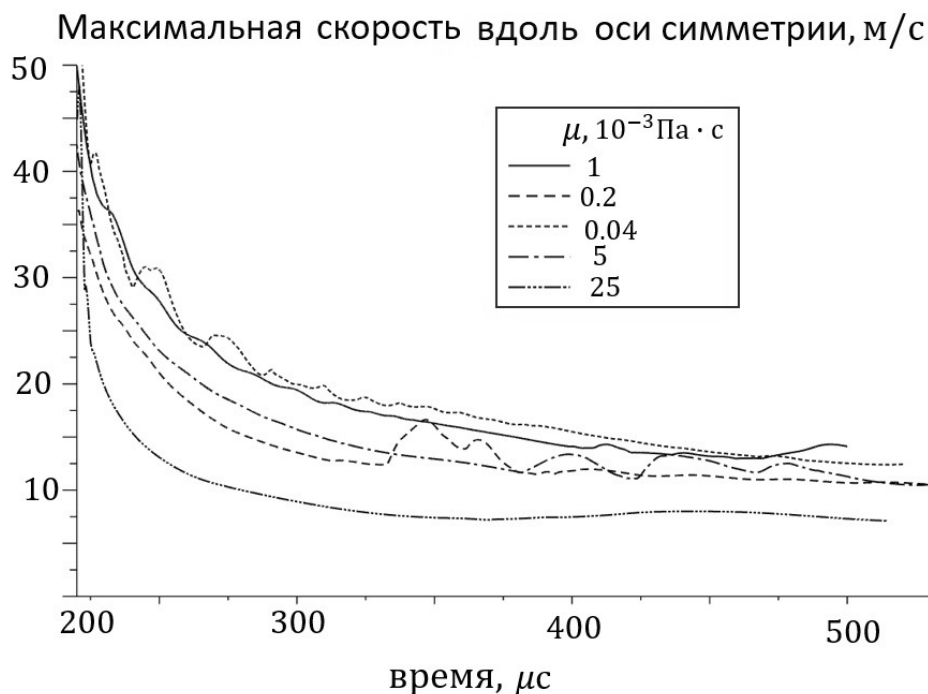


Рис. 3. Максимальная скорость вдоль оси симметрии в зависимости от времени.

На рис. 4 представлено температурное поле кумулятивной струи при различных значениях вязкости. Вычисленные средние значения температуры струи для различных значений вязкости совпадают и составляют порядка 330 К при начальной температуре жидкой фазы $T_0 = 300$ К.

Далее было рассмотрено влияние начальной температуры жидкой среды на динамику парообразования и формирование скорости и температуры внутри кумулятивных струй. Расчеты проводились для коэффициента вязкости $\mu = 0.001$ Па $\cdot$ с. Предполагалось, что максимальное значение температуры перегрева одинаково и составляет 450 К. На рис. 5 показано изменение объема парового пузырька при различных начальных значениях температуры жидкости T_0 . Из расчетов следует, что увеличение T_0 приводит к росту максимального радиуса парового пузырька. Это связано с тем, что при увеличении начальной температуры жидкой фазы уменьша-

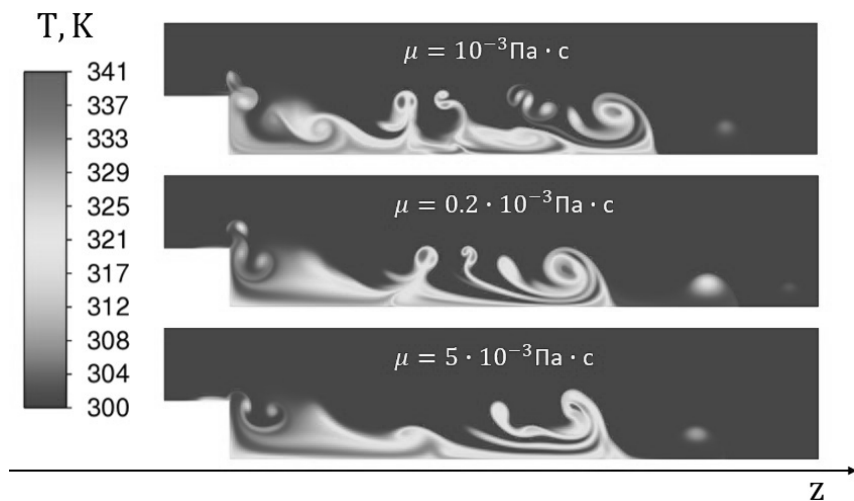


Рис. 4. Температура кумулятивной струи в момент времени $t = 500 \mu\text{с}$ при различных значениях коэффициента вязкости. $T_0 = 300 \text{ K}$.

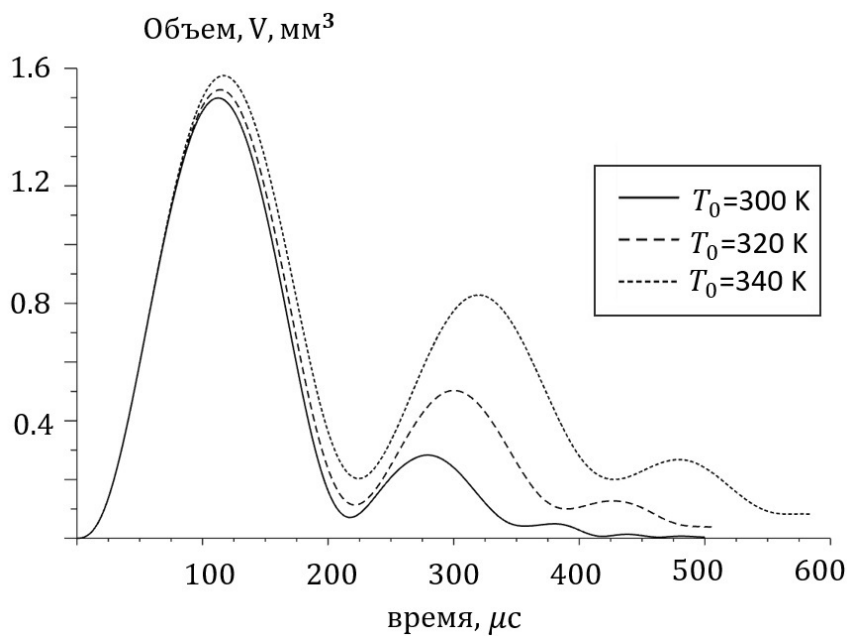


Рис. 5. Изменение объема паровой фазы в процессе лазерной кавитации при различной начальной температуре T_0 жидкой фазы.

ются теплотери на межфазной границе, что приводит увеличению времени парообразования и уменьшению скорости конденсации. Данный факт существенным образом влияет на формирование паровой фазы в процессе повторного вскипания: при $T_0=340$ вторичный паровой пузырек достигает в объеме 50% от объема первого пузырька. Отметим также очевидный факт, что в случае замедления процесса конденсации паровая фаза, имеющая более высокую температуру (близкую к температуре кипения), может существовать внутри кумулятивной струи достаточно долгое время и являться негативным фактором в условиях непрерывного действия лазерного источника.

На рис. 6 представлены результаты расчетов максимальной температуры на оси симметрии в различные моменты времени для различных начальных значений температуры T_0 жидкой фазы. Первое уменьшение температуры с 450 К до 355 К происходит на стадии роста пузырька и наблюдается во времени вплоть до 120 $\mu\text{с}$. Дальнейшее увеличение температуры на интервале от 120 $\mu\text{с}$ до 200 $\mu\text{с}$ соответствует стадии схлопывания пузырька. Резкое повторное падение температуры соответствует моменту пробивания поверхности пузырька на оси симметрии потоками жидкой среды. С этого момента вдоль оси симметрии рассчитывается максимальная температура жидкости. Температура кумулятивной струи вдоль оси симметрии в рассматриваемых случаях увеличивается на 25 К.

Максимальная температура вдоль оси симметрии, К

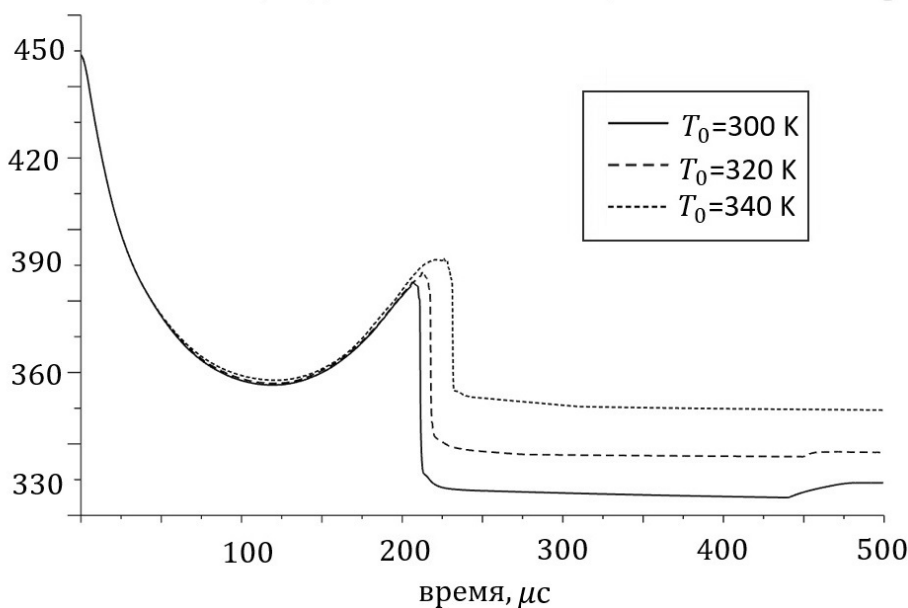


Рис. 6. Изменение максимальной температуры вдоль оси симметрии с течением времени при различной начальной температуре T_0 жидкой фазы.

Значения скорости на оси симметрии для рассматриваемых случаев примерно одинаковые и находятся в диапазоне значений 15–20 м/с.

Заключение

Представленные результаты численного моделирования показывают, что динамика образования парового пузырька и формирующаяся кумулятивная струя слабо зависят от изменения параметра вязкости жидкой фазы на временном интервале вплоть до 500 μ с и данным влиянием можно пренебречь при моделировании многократных актов вскипания, имитирующих процесс длительного лазерного нагрева. В то же время следует учитывать влияние постепенного нагрева жидкой среды на процесс кавитации. Показано, что увеличение температуры воды на 20–40 К существенно не влияет на динамику струи, но может приводить к длительному существованию паровой фазы вследствие вторичных эффектов вскипания и должно учитываться при моделировании, а также использовании непрерывного лазерного нагрева в прикладных задачах.

Список литературы

- [1] Кулик А. В., Мокрин С. Н., Краевский А. М., Минаев С. С., “Features of dynamics of a jet flow generated on a laser heater by surface boiling of liquid”, *Technical Physics Letters*, 2022.
- [2] Чудновский В. М., Юсупов В. И., “Submerged jet generation by laser heating of a liquid surface”, *Technical Physics Letters*, 2020.
- [3] Koch M., J., Lechner C., Reuter F., “Numerical modeling of laser generated cavitation bubbles with the finite volume and volume of fluid method, using OpenFOAM”, *Computers and Fluids*, 2016.
- [4] Lee W. H., “A pressure iteration scheme for two-phase modeling”, *Technical Report LA-UR 79-975, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico*, 1979.
- [5] Zhang Yu., Li G., G Zhang, Ding S., “Development and modified implementation of Lee model for condensation simulation”, *Applied Thermal Engineering*, 2023.
- [6] Wagner W., PruB A., “The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use”, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 2002.
- [7] Plesset M., Prosperetti A., “Bubble Dynamics and Cavitation”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1977.

Поступила в редакцию
16 мая 2025 г.

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

Dats E. P.^{1,2}, Kudryashov A. P.¹, Chudnovskii V. M.¹ The influence of the thermophysical characteristics of the liquid phase on the dynamics of the vapor bubble in the process of laser cavitation. *Far Eastern Mathematical Journal*. 2025. V. 25. No 1. P. 39–47.

¹Institute of Applied Mathematics, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences

²Vladivostok State University, Vladivostok

ABSTRACT

The paper presents the results of numerical modeling of the laser cavitation process in a two — phase liquid — vapor medium. The obtained results allow us to evaluate the influence of viscosity and degree of liquid underheating on laser cavitation, which is of great practical importance.

Key words: *lasers, heat conduction, cavitation, numerical simulation.*