

03;07

Гидродинамические аспекты формирования каверны при глубоком проникновении излучения CO₂-лазера в жидкости

© В.С. Голубев, Ф.Х. Мирзоев

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
Шатура
E-mail: mirzo@laser.nictl.msk.su

Поступило в Редакцию 9 сентября 2002 г.

Показано, что учет гидродинамических явлений, сопровождающих развитие и поддержание глубокой лазерной каверны в жидкости, позволяет оценить по порядку величины глубину каверны, скорость ее роста и характерные частоты неустойчивостей стенок каверны и генерируемых акустических возмущений, согласующиеся с экспериментальными данными.

Исследование процессов формирования и устойчивости глубокой парогазовой каверны (ПГК) при проникновении сфокусированных пучков лазерного излучения в жидкие среды представляет значительный интерес с точки зрения как фундаментальной физики, так и практических приложений лазеров [1,2]. Так, при лазерной обработке материалов, в частности при резке, удастся повысить производительность и качество процесса, если материал покрыт слоем жидкости (воды, масла и др.), что улучшает условия его охлаждения. Начаты исследования лазерной сварки под водой, которая представляет значительный интерес в задачах судостроения и создания морских сооружений (нефтегазопроводы, платформы, плавучие аэродромы и пр.).

В последние годы наблюдается большой прогресс в применении интенсивного лазерного излучения для обработки гетерогенных материалов (например, композиций) [3] и в хирургических операциях с кровеносными органами, прежде всего в лазерной трансмиокардиальной реваскуляризации (ЛТМР) [4]. При операции ЛТМР длинный импульс лазерного излучения должен пробить узкий канал в мышце сердца, достигнув наполненной кровью полости левого желудочка, но, не про-

никнув глубоко в эту полость. Исследование процесса проникновения канала в кровь важно для разработки технологии предотвращения образования пузырьков и твердых фрагментов в крови, а также для создания „on-line“ диагностики идентификации типа биотканей во время их перфорации лазерным излучением. Такая диагностика разрабатывается на основе принципов регистрации акустической эмиссии [5], а также доплеровского рассеяния лазерного излучения на фрагментах биотканей, испускаемых из каверны вместе с потоком пара [6].

Экспериментальные наблюдения ПГК в жидкости (в основном — в воде), образуемого при проникновении сфокусированного пучка CO₂-лазера мощностью от 50 W до 5 kW, проводились, в частности, в работах [4–8]. Показано, что глубина ПГК в воде возрастает до значений $\sim 1 \div 5$ см при мощностях до 1–5 kW. В случае вязкой жидкости (глицерин) глубина ПГК была в несколько раз больше [7,8], причем стенки ПГК были значительно стабильнее, чем в случае воды. „Прорастание“ и поддержание ПГК в воде сопровождается разного рода неустойчивостями ее поверхности в виде „гофр“ [2,4], образованием и схлопыванием микропузырьков размером $\sim 10\text{--}10^2$ мкм, эмиссией акустических волн в окружающую воду и в атмосферу. Спектры акустических частот занимали полосу до 1.5 kHz [5] и до 10–15 kHz при амплитуде звукового давления до 0.1 atm [4]. Скорость „прорастания“ ПГК на начальной стадии ее формирования при включении лазерного пучка интенсивностью $\sim 10^5$ W/cm² составляла ~ 5 m/s, уменьшаясь до значений ≤ 1 m/s через время $\sim 10^{-2}$ s [4]. В работе [8] измерено поле скоростей конвективного замкнутого (вихревого) течения воды в зоне вблизи ПГК; размер поля течений составил величину одного порядка с глубиной ПГК, а скорость конвекции достигала 10 cm/s, что соответствовало турбулентному характеру течения.

Целью настоящей работы явилась разработка самодостаточной качественной модели ПГК в жидкости, учитывающей турбулентные гидродинамические течения, возникающие в ее объеме, и соответственно турбулентную конвективную теплопроводность жидкости, определяющую баланс энергии ПГК, ее глубину в квазистационарном случае и скорость прорастания в фазе развития, после включения лазерного пучка.

Применение общеизвестного соотношения для определения глубины h ПГК в функции мощности P лазерного пучка, учитывающего молекулярную (ламинарную) теплопроводность в механизме теплоотвода от ПГК, приводит к чрезвычайно высоким значениям h . Так, в случае воды:

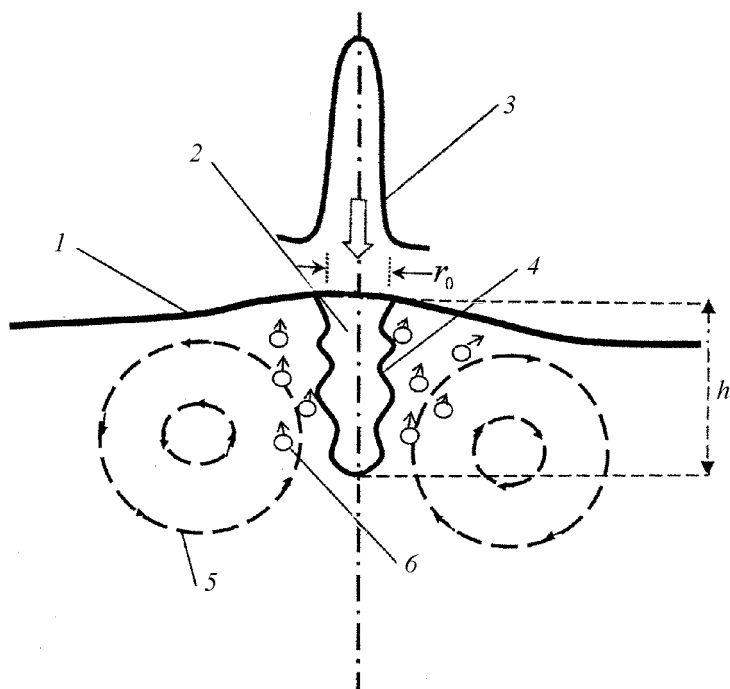


Рис. 1. Схема квазистационарной парогазовой каверны, поддерживаемой в жидкости сфокусированным лазерным пучком: 1 — поверхность жидкости, 2 — парогазовая каверна, 3 — распределение интенсивности лазерного излучения, 4 — гофры, 5 — вихревое конвекционное течение жидкости, 6 — пузырьки.

$h/P = 10^3 \text{ cm/kW}$, что на три порядка превышает экспериментальные данные [4,7,8].

Мы сделали качественную оценку величин h и средней скорости и турбулентной конвекции в маловязкой жидкости (т.е. в воде), приводящей к интенсивному теплоотводу от ПГК (рис. 1). Балансные уравнения для энергии, импульса и массы основывались на модели Колмогорова для однородной изотропной турбулентности [9]. Максимальный (внеш-

ний) размер турбулентности предполагался равным глубине (h) ПГК, а минимальный (внутренний) размер Λ_i по порядку величины составляет $\Lambda_i \approx h(Re/Ri)^{-3/4}$, где $Re = v_m h/\nu$; $Ri \approx 2 \cdot 10^2$ — критическое число Рейнольдса по внутреннему размеру, v_m — средняя скорость жидкости во внешней области, ν — вязкость жидкости. Причиной конвекции является либо тепловое расширение жидкости и ее всплывание (архимедова конвекция), либо термокапиллярная сила („эффект Марангони“). В случае ПГК в воде архимедова конвекция, по нашим оценкам, должна преобладать при мощностях $P > 10^2$ W. Величина турбулентной теплопроводности принималась равной по порядку величины $\varepsilon v_m h$ в соответствии с концепцией однородной изотропной турбулентности Колмогорова [9], где ε — интенсивность турбулентности, которая, согласно [10], имеет порядок величины $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$. Скорость конвекции определяется балансом сил: движущей (подъемная сила Архимеда либо сила термокапиллярного увлечения поверхностного слоя) и тормозящей — силы турбулентной вязкости. Кинематическая вязкость принималась также равной $\varepsilon v_m h$ (в случае жидкостей с числом Прандтля $Pr \sim 1$).

Уравнение баланса энергии для ПГК принималось в стандартной форме [1], но с использованием коэффициента турбулентной диффузии: $\chi_r \approx \chi Ri \approx 0.5 \text{ cm}^2/\text{s}$. Оправданием для такого предположения служит тот факт, что $\Lambda_i < r_0$, где r_0 — средний радиус ПГК. Окончательная формула, описывающая зависимость глубины ПГК от мощности, имеет вид

$$h = \frac{P}{2\pi\chi Ri\rho C(T_B - T_0)},$$

где T_0 — начальная температура, T_B — температура кипения жидкости, ρ — плотность, C — теплоемкость. В случае воды $\rho C(T_B - T_0) \approx 3 \cdot 10^2 \text{ J/cm}^3$, $\chi = 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$, отсюда находим оценку $h/P \approx 1 \text{ cm/kW}$, которая удовлетворительно согласуется с экспериментальными наблюдениями [8] (рис. 2).

Были также сделаны оценки скорости v_z роста глубины ПГК после включения лазерного пучка в начальной стадии (когда $h > r_0$). Мы исходили из предположения о конвективном турбулентном теплопроводе из дна ПГК обтекающим потоком жидкости, возникающим вследствие „расталкивания“ частиц жидкости, внедряющимся в нее вдоль своей оси ПГК со скоростью v_z . В случае „прорастания“ ПГК в воде получена оценочная формула $v_z \approx 10^{-2} \bar{q}$, где \bar{q} — интенсивность

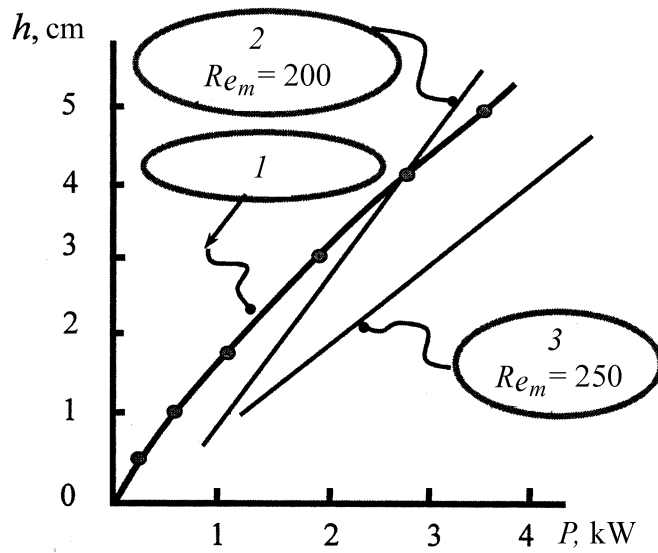


Рис. 2. Зависимость глубины (h) ПГК в воде от мощности лазерного луча (P): 1 — эксперимент, 2 — модель $Re_m = 200$, 3 — модель $Re_m = 250$.

на оси лазерного пучка, приведенная к удельной энергии единицы объема жидкости при $T = T_B$: $\bar{q} = \bar{q}/\rho C T_B$. В экспериментах [4] при $\bar{q} \cong 10^5$ см/с измерена величина $v_z \cong 6 \cdot 10^2$ см/с (в начальной стадии роста ПГК). По нашей формуле $v_z \cong 10^3$ см³/с.

Сильная нестабильность формы стенок ПГК в слабвязкой жидкости, прежде всего, вызвана периодически повторяющимся капиллярным коллапсом, когда цилиндрические жидкие стенки принимают вид гофр с пространственным периодом $\sim r_0$ вдоль оси ПГК и со временем развития гофр $\tau_g \approx (\sigma/\rho r_0^3)^{-1/2}$, где σ — поверхностное натяжение (в случае воды $\tau_g \cong 0.3r_0^{3/2} \sim (2 \div 5) \cdot 10^{-3}$ с). Периодические перетяжки ПГК, образовавшиеся в результате схлопывания гофр (капиллярного коллапса), имеют размер (вдоль оси ПГК) $\Delta z \approx r_0$ и они вновь „пробиваются“ лазерным пучком за время $\tau_q \cong \Delta z/v_z \cong (0.3-3) \cdot 10^{-4}$ с. В момент „пробоя“ должны генерироваться всплески давления пара, повторяющиеся с частотой $\Omega \sim \tau_g^{-1} \sim 10^2-10^3$ с⁻¹ и продолжительностью $\sim \tau_q$. Эти всплески давления пара при выходе его струи из ПГК в

атмосферу могут генерировать акустические возмущения со спектром частот от $10^2 - 10^3 \text{ s}^{-1}$ до $3 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Похожая картина спектров акустических частот была отмечена в экспериментальных работах [5,8].

Таким образом, учет гидродинамических явлений (турбулентная, термокапиллярная и архимедова конвекции; капиллярный коллапс стенок ПГК в виде гофра, „пробиваемых“ периодически лазерным пучком), сопровождающих развитие и существование лазерной каверны в жидкости, позволяет по порядку величины оценить глубину каверны, скорость ее роста и характерные частоты некоторых нестабильностей стенок каверны и акустических возмущений, согласующиеся с экспериментальными данными по образованию ПГК в воде.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 02-02-16001).

Список литературы

- [1] Ведышев А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [2] Голубев В.С. Анализ моделей динамики глубокого проплавления материалов лазерным излучением. // Препринт ИПЛИТ РАН. 1999. № 83.
- [3] Шуганов И.И. // Докторская диссертация. М: МГТУ им. Н. Баумана, 1999.
- [4] Jansen E.D., Frenz M., Kadipasaoglu K. et al. // Optoelectronic Reports. Aug. 1996. P. 9–12.
- [5] Kubyshkin A.P., Vasil'tsov V.V., Panchenko V.Ya., Zelenev Ye.V. // Proc SPIE. 2001. V. 4644. P. 201–206.
- [6] Гордиенко В.М., Панченко В.Я., Улянов В.А., Коновалов А.Н. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. № 10. С. 869–871.
- [7] Антонов А.А., Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков М.А. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 8. С. 1747–1753.
- [8] Cybulski A., Mucha Z. // Welding International. 1992. V. 11. P. 212–220.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика жидкости. М.: Мир, 1971.
- [10] Кутателадзе С.С. // Справочник по теплопередаче. Л.; М.: Госэнергоиздат, 1958.