Письма в ЖТФ, том 21, вып. 20 26 октября 1995 г.

01;02;03;05.3;07
©1995

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ УСТОЙЧИВЫХ КАВЕРН И ИХ ГОФРИРОВАННЫЕ ФОРМЫ ПРИ ГЛУБОКОМ ПРОНИКНОВЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА В МЕТАЛЛ

Н.Е.Галич, В.А.Петрущенков

Проблема формирования паровой каверны (кавитация) при глубоком проникновении лазерного луча в металл при атмосферном внешнем давлении $p = p_a$ является ключевой для ряда лазерных технологий и обсуждалась неоднократно [1–4]; существующие теории определяют при различных предположениях гладкие каверны, в экспериментах не наблюдаемые. Самосогласованное решение описанной ниже задачи о каверне со свободными границами фазового перехода, взаимосвязанными с газодинамикой пара, отсутствует. Решение самосогласованной задачи устанавливает множественность гофрированных форм термодинамически реализуемых каверн.

Рассмотрим каверну в расплаве металла, пренебрегая плавлением и затвердеванием вследствие определяющей роли испарения, конденсации и газодинамических процессов при кавитации. Отношение скрытой теплоты плавления к теплоте испарения L в металлах, как правило, меньше 0.1, что и определяет точность принятого подхода. Термодинамически корректная и самосогласованная постановка задачи [5] приводит к отсутствию глубоких каверн в металлах. Модификация и уточнение условий испарения и конденсации позволяют определить множество глубоких каверн с высотой $h \gg r$, r — радиус каверны.

Квазистационарная в системе координат, связанной с дном каверны (рис. 1, *a*), квазиодномерная задача о движении пара описывается уравнениями газодинамики [5] в общепринятых обозначениях [1–5]: v — продольная скорость течения пара, ρ — плотность, T — температура, m — мольная масса молекул пара, $()' = d_x()$, R — универсальная газовая постоянная:

$$(\rho v r^2)' = (2r/\sin\theta) j_m, \quad [(p+\rho v^2) r^2]' = (2r/\sin\theta) j_p,$$

$$\left[\rho v r^2(\varepsilon + 0.5v^2) + p v r^2\right]' = (2r/\sin\theta) j_e, \; p = \rho R T/m, \; \varepsilon = C_p T + L, \tag{1}$$

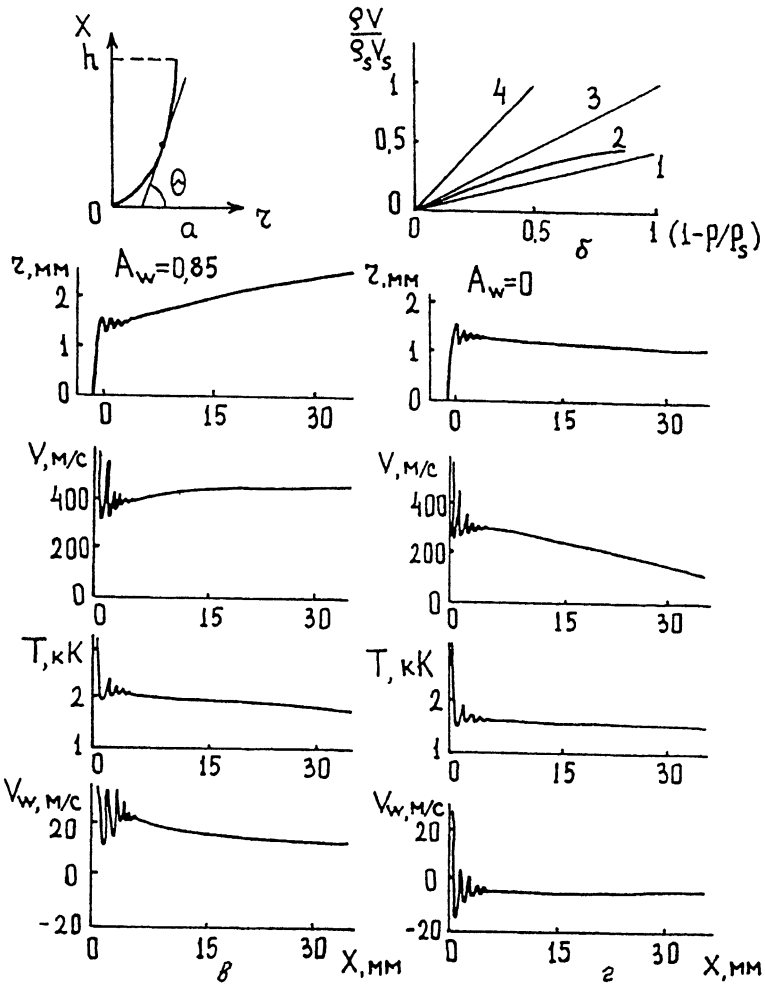

Рис. 1. Формы каверны и параметры течения пара в каверне: *а* — система координат в квазистационарной каверне; *б* — поток массы в различных моделях испарения — конденсации: линия *1* — формула Герца–Кнудсена, *2* — модель [7], *3* — модель [6], *4* — модель [8]; *в* — форма каверны и параметры истечения пара из каверны в расплаве железа при мощности излучения $P = 20$ кВт, $q_0 = 5.03 \cdot 10^8$ Вт/м^2, $h = 35$ мм при поглощении излучения стенками каверны ($A_w = 0.85$); v_w — скорость истечения пара со стенок каверны; *г* — аналогичные показанным на рис. 1, *в* параметры при отсутствии поглощения излучения стенками каверны ($A_w = 0$).

где поток массы j_m при относительно слабом испарении, при числах Маха $M < 0.05$ определяется формулой Герца–Кнудсена с поправкой на кривизну поверхности

$$j_m = j_+ - j_-, \;\; j_+ = p_s(m/2\pi RT_s)^{0.5}, \;\; j = (p - k\sigma)(m/2\pi RT)^{0.5}, \tag{2}$$

σ — коэффициент поверхностного натяжения, $k = \sin\theta/r + (\sin\theta)'/(r')$, индекс s соответствует состоянию насыщения пара, "+" и "–" соответствуют потоку втекающих в каверну и покидающих ее молекул с тепловой скоростью $v_+ = (8RT_s/\pi m)^{0.5}$; $v_- = (8RT/\pi m)^{0.5}$, а поток импульса $j_p = j_+v_+\cos\theta - \beta j_- + p\cos\theta$, где $\beta < 1$ учитывает унос пара средним течением ($\beta \approx 0.01$ [5]). Для изотермической каверны с температурой стенок $T = T_s$ (при $p = p_a$) поток энергии j_e определяется условиями поглощения излучения стенками каверны

$$q = A_wP/(2\pi rh) = \lambda(T_s - T_\infty)/\left[\mathrm{rin}(2h/r)\right] + j_e, \tag{3}$$

где коэффициент A_w характеризует поглощение излучения стенками каверны, P — мощность излучения, T_∞ — температура расплава вдали от каверны, множитель $\ln(2h/r)$ соответствует отводу тепла теплопроводностью от цилиндрической каверны с $h \gg r$ в массив расплава с теплопроводностью λ. Условие равновесия стенок каверны

$$\gamma(h - x) + k\sigma + p_a = j_+v_+ + j_-v_-, \quad p(x = h) = p_a, \tag{4}$$

где γ — удельный вес расплава. Ширина луча меньше диаметра каверны, и ее боковая поверхность подвержена действию скользящих лучей, в то время как на дне поток излучения направлен по нормали к поверхности, и плотность мощности излучения на дне превышает интенсивность излучения на стенках. Поэтому испарение со дна и со стенок каверны различно. Каверна устойчива, если устойчиво и ее дно, где уравнения баланса имеют вид

$$q_0 = A_0P/\left[\pi(r_0\sin\theta_0)^2\right] =$$

$$= \rho_0v_0L + \lambda(T_s - T_\infty)/\left[r_0\ln(2h/r_0)\right], p_0 + \rho_0v_0^2 = p_a + \gamma h + 2\sigma/r_0,$$

$$\lg p_s = -a/T_s + b + c\lg T_s + dT_s, \quad \rho_0v_0 = j_{m0}(p/p_s, T_s), \tag{5}$$

где индекс "0" соответствует параметрам дна каверны и вместо соотношения Клапейрона–Клаузиуса используется более точная полуэмпирическая связь p_s и T_s с константами a, b, c, d, вычисляемыми на основании справочных данных [4].

Численное решение задачи (1)–(5) методом Рунге–Кутта четвертого порядка точности и перебор различных условий и моделей испарения и конденсации [6–8] и их сочетаний, определяющих поток массы j_m, показал, что глубокие каверны ($h \gg r$) существуют только, если испарение и конденсация на стенках описываются соотношениями типа (2), а на дне — соотношениями типа $j_{m0} = j_0(1 - p/p_s)$ [6–8]. Вычисления показали, что наиболее адекватные результаты дает модель [6]; известная модель [7] приводит к термодинамически недопустимым сверхзвуковым режимам течения пара вблизи дна и убыванию глубины h с ростом мощности излучения P, а модель [8] приводит к нереально большим значениям мощности, необходимым для достижения заданной глубины каверны h. Причина различий связана с разной точностью аппроксимаций зависимостей $j_m = f(p/p_s, T)$ для сильного испарения ($M > 0.05$) в разных моделях, показанных для $j_m j_0 = \rho v/\rho_s v_s$, v_s — скорость звука, на рис. 1, *б*. В моделях Герца–Кнудсена и [7] эта зависимость занижена, а в модели [8] — завышена по сравнению с [6], где $j_{m0} = \rho_s v_s[1 - (p - k\sigma)/p_s]$.

Рассматривались два предельных случая поглощения излучения CO_2-лазера с длиной волны 10.6 мкм в каверне в расплаве железа: когда луч намного уже каверны и 15% энергии излучения поглощается дном (для расплава железа коэффициент поглощения считался равным 0.15), а 85% — стенками каверны, $A_0 = 0.15$, $A_w = 0.85$; и другой предельный случай, когда излучение поглощается только дном, $A_0 = 0.15$, $A_w = 0$. Типичная форма каверны и параметры пара для гауссова пучка излучения с шириной 2.8 мм и мощностью $P = 20$ кВт показаны для обоих предельных случаев на рис. 1, *в, г*. В первом случае при наличии поглощения излучения стенками каверна поддерживается испарением стенок, а во втором — конденсацией пара на стенках. Форма каверны при этом не претерпевает радикальных изменений, за исключением увеличения угла раскрытия каверны при поглощении излучения стенками (рис. 1, *в, г*). Типичным является гофрированность боковых стенок каверны. Гофр обусловлен конкуренцией и нелокальной связью испарительного, лапласова и динамического давления пара при его движении вдоль каверны; предположение $(\sin\theta)'/(r') = 0$ в слагаемом $k\sigma$ в уравнении (4) приводит к исчезновению гофра. Типичная максимальная высота и шаг гофра составляют приблизительно 0.1 и 1 мм и отношение шага к высоте приблизительно равно 10. Форма каверны, как и параметры гофра, совпадают с наблюдаемыми в экспериментах [2,3,9]. Учет затухания и поглощения за счет гофрированности стенок каверны в соответствии с теорией [9] не приводит

к заметным и радикальным изменениям формы каверны по сравнению с представленными результатами, влияя лишь на значения параметров A_w и A_0 в (3) и (5).

Диаграмма состояний — область существования и параметры глубоких каверн при $A_0 = 0.15$, $A_w = 0.85$ показаны на рис. 2. Следует отметить весьма узкий диапазон существования глубоких каверн по q_0 (рис. 2, *а*). Область ABC соответствует различным кавернам, реализуемым при разной мощности излучения, показанной в кВт цифрами вдоль кривой ABC. Линии AB соответствуют широкие каверны, а линии BC — узкие. На линии AB поток энтальпии пара на выходе из каверны намного больше, чем на линии BC. Внутри области ABC нанесены линии, соответствующие параметрам каверны при данной мощности излучения, показанной цифрами (в кВт). Из рис. 2, *а* видно, что одной и той же мощности P, даже при отсутствии флуктуаций P, соответствует множество каверн с разными h. Кроме того, зависимость высоты (глубины) каверны от плотности мощности излучения q_0 неоднозначная. Одной и той же плотности мощности q_0 на дне каверны при одинаковой мощности излучения соответствуют два типа каверн — низкие и высокие, отличающиеся параметрами пара на выходе из каверны. Низкая каверна "сбрасывает" избыток энтальпии относительно более высокоскоростным и высокотемпературным потоком пара, а высокая каверна характеризуется малыми скоростями истечения сильно переохлажденного пара. Например, при мощности $P = 10$ кВт и $q_0 = 5.03 \cdot 10^8$ Вт/м^2 высокой каверне с $h = 19$ мм соответствуют параметры истечения пара на выходе $T = 1774$ К, $v = 449$ м/с, а низкой с $h = 5$ мм — $T = 2855$ К, $v = 591$ м/с при $T_s = 3307$ К. Каверна существует, если скорость пара на выходе $v_h > 0$. Зависимость v_h от q_0 и P немонотонна и неоднозначна (рис. 2, *б*). На рис. 2, *б* показаны линии v_h от P, соответствующие различным уровням плотности мощности $q_0 \sim 5 \cdot 10^8$ Вт/м^2. Реальные значения q_0 определяются переносом излучения над каверной и в каверне и зависят от начальной фокусировки и углового спектра падающего излучения. Из рис. 2, *б* видно, что увеличение q_0 приводит к несуществованию (коллапсу) глубокой каверны в определенных интервалах значений мощности, поскольку при $\nu_h \leqslant 0$ каверна неустойчива. Реальные флуктуации давления p' турбулентной струи пара и эжектируемого воздуха над каверной еще более сужают диапазон существования каверн, ограничивая область их устойчивости условием $0.5\rho v^2 \geqslant p'$. Штрихпунктирная линия, соответствующая флуктуациям внешнего давления p'/p_a, равным 10%, и ограничивающая каверны внутри ABC, показана на рис. 2, *а*.

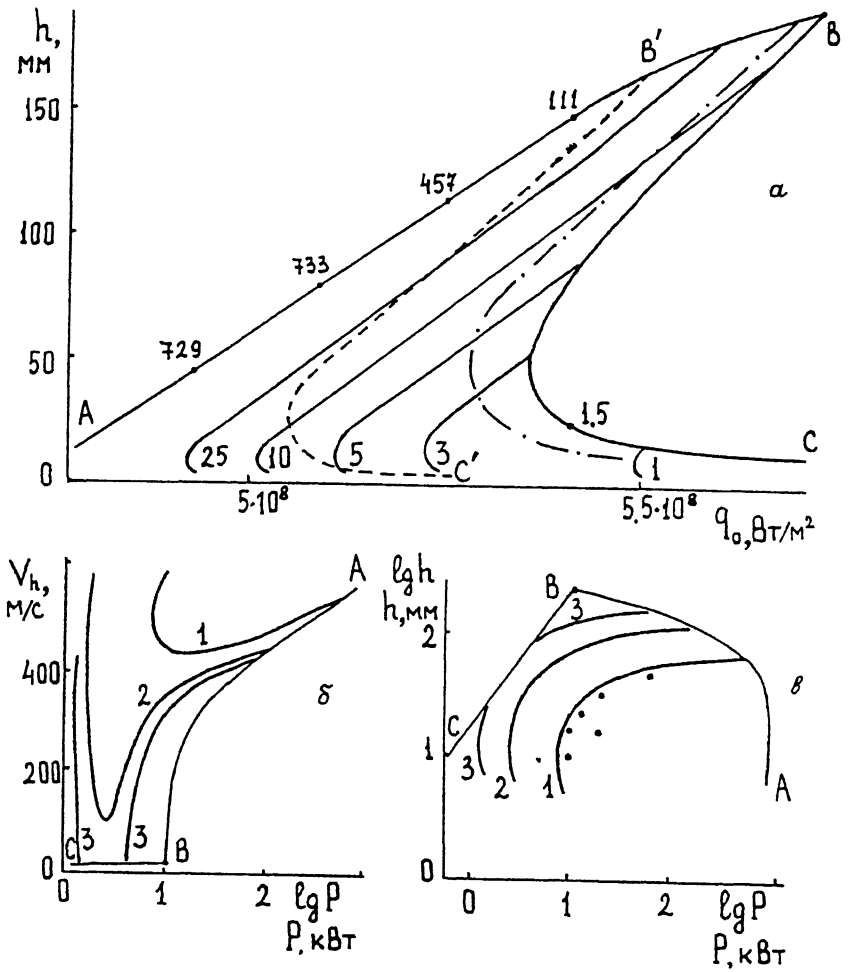

Рис. 2. Диаграммы областей существования и параметры глубоких каверн в расплаве железа: *а* — область существования глубоких каверн в переменных $h - q_0$ ограничена линией ABC ($A_w = 0.85$). *Сплошные линии* внутри ABC соответствуют заданной мощности излучения P, кВт. *Сплошная линия* BC соответствует кавернам при флуктуациях внешнего давления $p'/p_a = 0.1\%$, *штрихпунктирная линия* — флуктуациям $p'/p_a = 10\%$. *Пунктир* — линия $B'C'$ соответствует линии BC при $A_w = 0$; *б* — зависимость скорости истечения пара из каверны v_h от мощности P при разных q_0: *1* — $q_0 = 5.03 \cdot 10^8$ Вт/м^2, *2* — $q_0 = 5.35 \cdot 10^8$ Вт/м^2, *3* — $q_0 = 5.41 \cdot 10^8$ Вт/м^2. Точки A, B, C соответствуют ABC на рис. 2, *а*; *в* — зависимость глубины каверны h от мощности излучения P при разных q_0: *точки* — экспериментальные данные [3,4]; *1* — $q_0 = 5.03 \cdot 10^8$ Вт/м^2, *2* — $q_0 = 5.22 \cdot 10^8$ Вт/м^2, *3* — $q_0 = 5.41 \cdot 10^8$ Вт/м^2. Другие обозначения аналогичны показанным на рис. 2, *а*, *б*.

На рис. 2, *в* показана зависимость высоты каверны h от мощности излучения P. На пограничной линии BC зависимость h от P линейна. Внутри области ABC зависимость h от P неоднозначна и зависит от q_0. Универсальных зависимостей $h(P)$ при разных q_0 не существует. Имеющиеся различные экспериментальные данные [3,4] по зависимости h от P показаны точками на рис. 2, *в* и соответствуют $q_0 \approx 5 \cdot 10^8$ Вт/м^2.

Представленные результаты справедливы для времени воздействия излучения $\geqslant 10^{-5}$ с и большей длительности, когда газодинамику истечения пара можно считать стационарной.

Значения плотности мощности $q_0 \sim 10^9$ Вт/м^2, необходимые для существования глубокой каверны, могут быть в несколько раз ниже, чем это обычно считается, для идеальной фокусировки излучения, распространяющегося в вакууме [3]. Расчеты показывают, что такие значения q_0 обеспечиваются в реальных экспериментах нелинейной рефракцией (самодефокусировкой) излучения в струе продуктов эрозии и горячего ионизированного воздуха, эжектируемого из атмосферы над обрабатываемым материалом. Расчеты показали также, что поперечное перемещение луча в металле при учете плавления и затвердевания расплава по методу, предложенному в [10], не изменяет качественно основных выводов работы. Подобные результаты были получены и для алюминия.

Список литературы

[1] *Веденов А.А., Гладуш Г.Г.* Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 207 с.

[2] *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.

[3] *Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В.* Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985. 495 с.

[4] *Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А.* Воздействие лазерного излучения на материалы. М.: Наука, 1989. 367 с.

[5] *Веденов А.А., Гладуш Г.Г., Явохин А.Н.* // Журн. прикл. мех. и техн. физ. 1983. № 1. С. 48–50.

[6] *Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н.* Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974. С. 311–352.

[7] *Knight C.J.* // AIAA J. 1979. V. 17. P. 519–523.

[8] *Самохин А.А.* // Кратк. сообщ. по физике ФИАН. 1982. № 6. С. 3–6.

[9] *Боркин А.Г., Дрозябко С.В., Левченко Е.Б.* // Квант. электрон. 1985. Т. 12. № 11. С. 2300–2311.

[10] *Dowden J., Chang Wu Sheng, Kapadia P.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1991. V. 24. N 4. P. 519–532.

Санкт-Петербургский
государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
14 июля 1995 г.