Учитывая, что $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ с, получим требуемую плотность энергии ~ 150 Дж·см$^{-2}$.

Поступила 29 III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. **Бисярин В. П., Колосов М. А., Пожидаев В. Н., Соколов А. В.** Взаимодействие лазерного излучения УФ, видимого и ИК диапазонов с водным аэрозолем.— «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1977, № 11.
2. **Землянов А. А., Погодаев В. А., Пожидаев В. Н., Чистякова Л. К.** Оптическая прочность слабопоглощающих капель в интенсивных световых полях.— ПМТФ, 1977, № 6.
3. **Дентон М. Б., Шварц Д. Б.** Усовершенствованный ультразвуковой распылитель для получения концентрированных аэрозолей.— «Приборы для научных исследований», 1967, № 1.
4. **Бузуков А. А., Тесленко В. С.** Давление на фронте ударной волны в ближней зоне пробоя лазерной искры в воде.— ПМТФ, 1970, № 3.
5. **Пожидаев В. Н., Новиков В. И.** О возможности разрушения капель тумана с помощью гигантских импульсов лазеров.— «Оптика и спектроскопия», 1976, т. 40, вып. 3.

УДК 533.7

О РОЛИ ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

А. В. Бурмистров

(*Жуковский*)

Для изучения взаимодействия мощного излучения с веществом широко используется модель установившегося испарения [1—4]. В этой модели поток излучения, падающий по нормали на плоскую поверхность тела, постоянен по величине, что и обеспечивает стационарность распределения параметров в системе координат, связанной с поверхностью. Одним из предположений модели является то, что испарение происходит только с поверхности. Однако, как показано в работах [1, 2], при установившемся испарении металла поверхность находится в жидком перегретом состоянии. Следовательно, механизм испарения может осложниться пузырьковым кипением. Обычно этим процессом пренебрегается на том основании, что коэффициент поверхностного натяжения металлов велик (если температура не слишком близка к критической) и, следовательно, вероятность зарождения пузыря мала [2]. Для обоснования этого утверждения необходимы количественные оценки. Такие оценки проделаны в работах [5, 6], где показано, что существует определенная интенсивность потока q_*, при превышении которой поверхностное испарение сменяется объемным кипением.

Однако в [5, 6] допущен ряд неточностей, которые, как будет показано ниже, в некоторых случаях сильно искажают границу смены механизмов испарения. Цель данной работы — устранение этих неточностей и более корректное вычисление величины q_*.

1. Пузырьки пара возникают в жидкости либо в результате тепловых флуктуаций (флуктуационные пузырьки), либо обусловлены посторонними примесями (стационарные пузырьки) [6].

В кипении участвуют лишь пузырьки, радиус которых больше критического r_*, определяемого из уравнения [7]

$$p_0(T)\exp\left(-\frac{2v\sigma}{r_* kT}\right) = p + \frac{2\sigma}{r_*}, \tag{1.1}$$

где p_0 — давление насыщенного пара над плоской поверхностью; σ — коэффициент поверхностного натяжения; p — давление в жидкости; v — удельный объем жидкости (в расчете на молекулу).

При температурах, не слишком близких к критической, когда возможно разделение жидкой и газообразной фаз, т. е. плотность пара много меньше плотности жидкости ($\rho_п \ll \rho_ж$), уравнение (1.1) имеет приближенное решение

$$r_* = \frac{2\sigma}{p_0(T) - p} = \frac{2\sigma}{\Delta p}. \tag{1.2}$$

Формула (1.2) непригодна лишь в малой окрестности критической температуры, где нарушено неравенство $\rho_п \ll \rho_ж$, и которая для нас не представляет интереса, так как из-за невозможности разделения жидкой и газовой фаз в этой окрестности не имеет смысла говорить ни о поверхности жидкости, ни о пузырьках.

Чтобы оценить влияние кипения на процесс испарения, необходимо рассмотреть возникновение и рост сверхкритических пузырьков в перегретом слое.

2. Получим распределение температуры в испаряемом веществе.

В отличие от работы [6] решим задачу с учетом затрат энергии на разгон паров, плавление, а также с учетом конечной толщины расплавленного слоя. В уравнение сохранения энергии

$$\rho u(h + u^2/2) + q = \text{const}$$

подставим следующие выражения для энтальпии и потока энергии:

$$h = C_p T + h_0,$$

$$q = q_r + q_T = q_r^0(1 - R)\,e^{-\mu x} - K\frac{dT}{dx},$$

где ρ, u, h, T — плотность, скорость, энтальпия и температура; C_p, R, μ, K — теплоемкость, коэффициенты отражения, поглощения и теплопроводности, для простоты предполагаемые постоянными; h_0 — величина, учитывающая энтальпию плавления; q_r^0, q_r и q_T — поток энергии падающего излучения, поток излучения в веществе и тепловой поток.

В результате получаем уравнение для температуры

$$\rho u\left(C_p T + h_0 + \frac{u^2}{2}\right) + q_r^0(1 - R)\,e^{-\mu x} - K\frac{dT}{dx} = \text{const}. \tag{2.1}$$

Плотность конденсированного вещества считается постоянной ($\rho = \rho_0 = \text{const}$), поэтому постоянна и скорость $u = u_0$.

Граничными условиями являются

$$T|_{x=\infty} = 0, \quad \left.\frac{dT}{dx}\right|_{x=\infty} = 0 \tag{2.2}$$

и условия на поверхности плавления

$$h_0(x_{пл} - 0) - h_0(x_{пл} + 0) = \lambda_{пл}, \quad T(x_{пл}) = T_{пл}. \tag{2.3}$$

Положим при $x > x_{пл}$ $h_0 = 0$. Тогда из граничных условий (2.2) определяется константа, стоящая в правой части уравнения (2.1): const $= \rho_0 u_0^3/2$. Уравнение принимает вид

$$\rho_0 u_0 (C_p T + h_0) + q_r^0 (1 - R)\, e^{-\mu x} - K \frac{dT}{dx} = 0,$$

$$h_0 = \begin{cases} 0, & x_{пл} < x, \\ \lambda_{пл}, & 0 < x < x_{пл}, \end{cases}$$

где $\lambda_{пл}$ — удельная теплота плавления.

Вводя для удобства вместо u_0 эффективную теплоту испарения

$$\lambda_{эфф} = \frac{q_r^0 (1 - R)}{\rho_0 |u_0|} \tag{2.4}$$

и безразмерные величины $T^* = T/T(0)$, $x^* = \mu x$, получаем

$$-\beta \frac{dT^*}{dx^*} + e^{-x^*} = \alpha (T^* + h_0^*), \tag{2.5}$$

где $\beta = K\mu T(0)/q_r^0 (1 - R)$; $\alpha = C_p T(0)/\lambda_{эфф} = 1/\lambda_{эфф}^*$; $h_0^* = h_0/C_p T(0)$. Решение уравнения (2.5) имеет вид

$$T^* = \frac{1}{\alpha - \beta} e^{-\frac{\alpha}{\beta} x^*} \left[e^{x^* \left(\frac{\alpha}{\beta} - 1\right)} - 1 + (\alpha - \beta)(1 + \lambda_{пл}^*) \right] - \lambda_{пл}^*, \tag{2.6}$$

где $\lambda_{пл}^* = \lambda_{пл}/C_p T(0)$. Из (2.3), (2.6) имеем для координаты фронта плавления

$$e^{\frac{\alpha}{\beta} x_{пл}^*} = \frac{(\beta - \alpha)(1 + \lambda_{пл}^*) + 1}{(\beta - \alpha)(T_{пл}^* + \lambda_{пл}^*)\, e^{-x_{пл}^*}}. \tag{2.7}$$

Рассмотрим отдельно случаи $\beta \gg \alpha$ и $\beta \ll \alpha$. Первое неравенство имеет место при не слишком больших интенсивностях. Например, для металлов, облучаемых видимым и инфракрасным излучением ($K \simeq 1$ Вт·см$^{-1}$ · град$^{-1}$, $T(0) \simeq 2 \cdot 10^3$ К, $\mu \sim 10^5$ см$^{-1}$), оно выполнено для потоков $q_r^0 (1 - R)\, \beta \ll 3 \cdot 10^8$ Вт/см^2. В режиме установившегося испарения характерное значение $\alpha \sim 10^{-1}$, а $(1 - R) \simeq 0{,}5$, поэтому неравенство $\alpha \gg \alpha$ эквивалентно $q_r^0 \ll 6 \cdot 10^9$ Вт/см^2. При $\beta \gg \alpha$ справедливо неравенство $e^{-x_{пл}^*} \ll (\beta - \alpha)(T_{пл}^* + \lambda_{пл}^*)$, поэтому из (2.7) получаем

$$x_{пл}^* \approx \frac{\beta}{\alpha} \ln \frac{(1 + \lambda_{пл}^*) + 1}{(T_{пл}^* + \lambda_{пл}^*)\beta}, \quad x_{пл} \approx \frac{K \lambda_{эфф}}{q_r^0 (1 - R)\, C_p} \ln \frac{(1 + \lambda_{пл}^*)\beta + 1}{(T_{пл}^* + \lambda_{пл}^*)\beta}.$$

Противоположный предельный случай $\beta \ll \alpha$ соответствует интенсивностям $q_r^0 \gg 6 \cdot 10^9$ Вт/см^2, при которых приведенное рассмотрение поглощающего слоя непригодно, так как механизм разрушения становится гидродинамическим [4]. Тем не менее значение $x_{пл}$, соответствующее случаю $\beta \ll \alpha$, дает качественное представление о поведении толщины расплавленного слоя при высоких интенсивностях. Кроме того, для тех веществ и излучений, у которых коэффициент поглощения $\mu \ll 10^5$ см$^{-1}$, неравен-

ство $\beta \ll \alpha$ может быть достигнуто и при температурах, существенно меньших критической. В этом предельном случае

$$x^*_{\text{пл}} \approx \ln \frac{\lambda^*_{\text{эфф}}}{\lambda^*_{\text{пл}} + T^*_{\text{пл}}}, \quad x_{\text{пл}} \approx \mu^{-1} \ln \frac{\lambda^*_{\text{эфф}}}{\lambda^*_{\text{пл}} + T^*_{\text{пл}}}.$$

Отношение β/α имеет простой физический смысл. Оно равно отношению характерной теплопроводностной длины $\delta_T = K/\rho_0 C_p |u_0|$ к толщине слоя поглощения $\delta_q = \mu^{-1}$. При $\beta \gg \alpha$ толщина прогретого слоя определяется теплопроводностной длиной, а в противоположном случае толщиной поглощения.

Необходимо отметить, что в реальных экспериментах имеется поперечный градиент давления, возникающий вследствие конечного размера пятна и заставляющий жидкость течь вдоль поверхности. Как показано в работе [8], этот эффект существенно влияет на толщину жидкого слоя при интенсивностях $q < q_p$, где

$$q_p = \frac{\lambda \rho_0}{1-R} \left(\frac{a}{d}\right)^{2/3} (2\pi u_x)^{1/3}$$

(a — коэффициент температуропроводности, d — размер пятна, u_x — скорость паров в направлении, перпендикулярном поверхности металла). Для пятна размером $d = 1$ см интенсивность q_p порядка 10^6 Вт/см^2.

В данной работе снос жидкого слоя не учитывается, что оправдано для не слишком малых пятен.

В расплавленном слое имеется максимум температуры:

$$x^*_m = \frac{\beta}{\alpha - \beta} \ln \left\{ \frac{\alpha}{\beta} \left[(\beta - \alpha)(1 + \lambda^*_{\text{пл}}) + 1 \right] \right\},$$

$$T^*_m = \frac{1}{\alpha - \beta} \left\{ \frac{\alpha}{\beta} \left[(\beta - \alpha)(1 + \lambda^*_{\text{пл}}) + 1 \right] \right\}^{\frac{\alpha}{\beta - \alpha}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{\alpha}{\beta} \left[(\beta - \alpha)(1 + \lambda^*_{\text{пл}}) + 1 \right] - 1 + (\alpha - \beta)(1 + \lambda^*_{\text{пл}}) \right\} - \lambda^*_{\text{пл}}.$$

Чтобы перейти к размерной температуре, нужно знать температуру поверхности $T(0)$ и величину $\lambda_{\text{эфф}}$, входящую в параметр α. Для определения обеих этих величин необходимо рассматривать течение паров вблизи поверхности, так как они уносят часть энергии, подводимой к стенке излучением.

В предположении, что пары являются одноатомным идеальным газом с постоянной теплоемкостью, а скорость их за слоем Кнудсена равна скорости звука, что соответствует испарению в вакуум, в работах [1—4] получены следующие соотношения:

$$q_r^{0\Sigma}(1-R) = \rho_0 |u_0| \left[\lambda(T(0)) + \lambda_{\text{пл}} + C_p (T(0) - T(\infty)) - 0{,}334 \frac{k}{M} T(0) \right]; \tag{2.8}$$

$$\rho_0 |u_0| = 0{,}82 p_0(T(0)) \sqrt{M/(2kT(0))}, \tag{2.9}$$

где k — постоянная Больцмана; M — масса молекулы.

Эффективная теплота испарения (см. (2.4)) также определяется из уравнений (2.8), (2.9)

$$\lambda_{\text{эфф}} = \lambda(T(0)) + \lambda_{\text{пл}} + C_p (T(0) - T(\infty)) - 0{,}334 \frac{k}{M} T(0). \tag{2.10}$$

Давление $p_0(T)$ определяется уравнением фазового равновесия, которое, согласно [1], имеет вид

$$\lg p_0(T) = a - b/T. \tag{2.11}$$

Воспользовавшись значениями температуры и давления в точке кипения и в критической точке ($p_{нк} = 1{,}01$ бар, $T_{нк} = 2621$ К, $p_* = 2{,}8\cdot 10^4$ бар, $T_* = 14200$ К [6]), получаем уравнение фазового равновесия алюминия

$$\lg p_0 = 5{,}45 - 14260/T.$$

Зависимость теплоты испарения от температуры аппроксимируется линейной функцией

$$\lambda(T) = \lambda_0(T_* - T)/(T_* - T_{нк}),$$

где λ_0 — теплота испарения при нормальной температуре кипения, для алюминия равная 10^4 Дж/г. Рост сверхкритических пузырьков и сам критический радиус определяются не только температурой, но и давлением в жидкости, создаваемым в данном случае реакцией струи. При испарении в вакуум давление p паров на поверхность отличается константой от равновесного давления p_0, соответствующего температуре поверхности [3, 4]

$$p = 0{,}53 p_0. \tag{2.12}$$

В работе [6] давление p вычислялось по полуэмпирической формуле

$$p = C q_r^0 \quad (C_{Al} = 4 \text{дин}\cdot\text{с/Дж}) \tag{2.13}$$

(пропорциональность между давлением и потоком излучения следует и из формул (2.8), (2.9), (2.12), если учесть, что в соответствии с (2.8), (2.9), (2.11) температура поверхности зависит от q_r^0 лишь логарифмически). Очевидно, что для веществ, у которых значение константы C определено экспериментально, давление целесообразнее вычислять по формуле (2.13), не решая системы (2.8), (2.9), (2.11), что и делалось в [6]. Однако температура поверхности вычислялась в [6] по давлению p непосредственно из уравнения фазового равновесия, что является существенной ошибкой. В действительности равновесие пара и жидкости отсутствует, и поверхность находится в сильно перегретом состоянии (см. (2.12)). Учет перегрева может повлиять на границу смены механизмов испарения q_+, так как скорость образования пузырьков экспоненциально зависит от величины перегрева (как отмечено в самой работе [6], небольшое увеличение температуры приводит к увеличению скорости образования пузырьков на много порядков величины). В работе [5] также использовались сильно заниженные значения перегрева (не более 1° С). В результате авторы пришли к выводу о пренебрежимо малой роли флуктуационных пузырьков.

В данной работе давление струи p вычисляется по формуле (2.13), а температура поверхности — по уравнению фазового равновесия с учетом того, что равновесное давление связано с давлением струи формулой (2.12). Еще одна неточность допущена в [6] при вычислении величины $\lambda_{эфф}$, входящей в параметр α. Она состоит в том, что не учитываются энтальпия и кинетическая энергия паров (последний член в (2.10)), хотя затраты на нагрев металла учитываются. Это некорректно, поскольку неучтенный член того же порядка, что и затраты на нагрев металла, и при высоких температурах дает существенный вклад в $\lambda_{эфф}$. В этих условиях учет энтальпии паров может заметно повлиять на величину перегрева и, следовательно, сильно изменить скорость образования пузырьков.

3. Область применимости модели поверхностного испарения должна определяться из условия малости возмущений, вносимых пузырьками (например, малость отношения пузырькового потока пара к полному расходу массы). Необходимо выбрать определенное значение возмущения, при превышении которого роль кипения считать существенной. Однако конкретный выбор его мало влияет на величину q_*, поскольку количество пузырьков и связанные с ними физические величины резко зависят от интенсивности излучения. По этой же причине достаточно приближенной оценки самих величин, связанных с кипением.

Критерий нарушения поверхностного испарения объемным кипением сформулирован в [6] в виде равенства площади всех сверхкритических пузырьков площади поверхности жидкости и имеет вид

$$K_0 = \pi\delta_{T,q} d_{\text{п}}^2 N_{\text{п}} = 1, \tag{3.1}$$

где $\delta_{T,q}$ — толщина перегретого слоя; $d_{\text{п}}$ — средний диаметр сверхкритических пузырьков; $N_{\text{п}}$ — среднее число их в единице объема.

Рассмотрим физические причины нарушения поверхностного испарения объемным кипением более подробно. Во-первых, благодаря кипению, кроме потока пара непосредственно с поверхности, существует поток, выбрасываемый пузырьками. Критерий нарушения поверхностного испарения этим объемным эффектом имеет вид

$$K_1 = \frac{\pi}{6}\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_0} d_{\text{п}}^3 N_{\text{п}} = 1.$$

Действительно, «пузырьковый» поток пара с единицы поверхности оценивается формулой $(4/3)\pi(d_{\text{п}}/2)^3\rho_{\text{п}}N_{\text{п}}|u_0|$, а поток массы при поверхностном испарении $\rho_0|u_0|$ ($\rho_{\text{п}}$ — плотность пара в пузырьке).

Во-вторых, для образования и роста пузырьков необходимы затраты энергии. Энергия образования пузырька состоит из поверхностной энергии $4\pi(d_{\text{п}}/2)^2\sigma$, энергии испарения $(4/3)\pi(d_{\text{п}}/2)^3\rho_{\text{п}}\lambda$ и работы расширения порядка $(4/3)\pi(d_{\text{п}}/2)^3\rho_{\text{п}}kT$. При докритических температурах $kT < \lambda$, поэтому работа расширения не превышает энергии испарения и в оценках ею можно пренебречь. Следовательно, мощность, затрачиваемая на образование пузырей, оценивается выражением

$$N_{\text{п}}|u_0|\left[4\pi\left(\frac{d_{\text{п}}}{2}\right)^2\sigma + \frac{4}{3}\pi\left(\frac{d_{\text{п}}}{2}\right)^2\rho_{\text{п}}\lambda\right] \simeq \frac{\pi}{6} d_{\text{п}}^3\rho_{\text{п}}\lambda\left(1 + \frac{\rho_0}{\rho_{\text{п}}}\frac{a_0}{d_{\text{п}}}\right)N_{\text{п}}|u_0|,$$

где a_0 порядка размера молекулы (использована приближенная связь $\sigma \simeq \lambda\rho_0 a_0/6$).

Поскольку затраты на испарение непосредственно с поверхности равны $\rho_0|u_0|\lambda$, можно написать следующий «энергетический» критерий нарушения поверхностного испарения объемным кипением

$$K_2 = \frac{\pi}{6}\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_0}\left(1 + \frac{a_0\rho_0}{d_{\text{п}}\rho_{\text{п}}}\right) d_{\text{п}}^3 N_{\text{п}} = 1.$$

В-третьих, выходя на поверхность жидкости, пузырьки «портят» ее, создавая неровности порядка своего радиуса. Можно считать, что поверхность сильно испорчена, если площадь пузырьков, пересекаемых плоской поверхностью жидкости $N_{\text{п}}\pi d_{\text{п}}^3 S$, равна площади самой этой поверхности S. Отсюда

$$K_3 = \pi d_{\text{п}}^3 N_{\text{п}} = 1. \tag{3.2}$$

Условие (3.2) означает, что облучаемая площадь существенно превышает площадь плоской поверхности, что может сказаться на поглощаемой мощности. Из (3.2) также следует, что расстояние между соседними пузырьками порядка их диаметра. Следовательно, структура поглощающего слоя сильно отличается от характерной для поверхностного испарения. Кроме того, выходя на поверхность, вплотную расположенные пузырьки могут выбрасывать жидкость, заполняющую промежутки между ними, в виде частиц примерно того же радиуса, что и пузырьки. О «капельной пелене» такого происхождения говорится, например, в работе [9]. Можно видеть, что при выполнении критерия (3.2) капельный поток массы $\rho_0 |u_0| N_п d_п^3$ порядка полного потока $\rho_0 |u_0|$ (принято, что лопнувший пузырек порождает капельку того же размера). Таким образом, «капельная пелена» существенно влияет на вынос массы. Кроме этого, она может сильно увеличить экранировку поверхности от излучения [4, 9].

Величины K_1, K_2, K_3 растут с увеличением интенсивности q_r^0. При некоторой интенсивности q_* одна из них станет равной единице, что и будет означать смену поверхностного испарения объемным кипением.

Поскольку $K_1 < K_2 \ll K_3$, смена механизмов испарения определяется критерием K_3, а эффекты, связанные с K_1 и K_2, имеют лишь второстепенное значение. Сравнивая K_3 с критерием K_0, использованным в работе [6], имеем $K_0 = K_3 \delta_{T,q}/d_п > K_3$, следовательно, критерий K_0 должен приводить к заниженным значениям величины q_*. Как будет показано ниже, в работе [6] допущена ошибка при оценке среднего диаметра пузырьков, в результате которой критерий K_0 оказался еще более завышенным (завышение достигает четырех порядков). Это, в свою очередь, привело к еще большему занижению q_* (в некоторых случаях более чем на два порядка). Диаметр пузырька в момент соприкосновения с поверхностью равен

$$d_п = \int_0^{t_ж} v(t)\, dt = \int_0^{t_ж} \sqrt{(2/3)\, \Delta p(t)/\rho_0} \cdot dt,$$

где $t_ж$ — время жизни пузырька до соприкосновения с поверхностью; v — скорость роста пузырька (как и в [6], она принимается равной рэлеевской скорости $v = \sqrt{(2/3)\Delta p/\rho_0}$). Для нее достаточно приближенной оценки

$$d_п \simeq v_m t_ж = \sqrt{(2/3)\Delta p_m/\rho_0} \cdot t_ж,$$

где $v_m = \sqrt{(2/3)\Delta p_m/\rho_0}$ — характерная скорость роста пузырьков; $\Delta p_m = p_0(T_m) - p$.

Рост пузырьков происходит в слое с градиентом температуры. Неравномерность температурного поля приводит к несимметрии потока массы через поверхность пузырька и возникновению результирующей силы испарения на пузырек [10]. Оценки, основанные на результатах работы [10], показывают, что для пузырьков размером меньше 10^{-2} см направленная скорость, приобретаемая под действием силы испарения, мала по сравнению со скоростью радиального расширения пузырька. В большинстве практических случаев объемное кипение развивается при высоких интенсивностях, когда толщина жидкого слоя не превышает 10^{-2} см. Поэтому в данной работе эффектами, связанными с силой испарения, пренебрегается. Время жизни пузырька определяется временем до соприкос-

новения с поверхностью жидкости. В работе [6] используются следующие оценки:

$$t_{ж} = \delta_{T,q}/|u_0|, \quad d_{п} = \delta_{T,q}v_m/|u_0|. \tag{3.3}$$

Однако они справедливы лишь в том случае, если пузырек приближается к поверхности со скоростью $|u_0|$. В действительности скорость границы пузырька относительно поверхности равна $|u_0| + v$, поэтому в общем случае корректные оценки имеют вид

$$t_{ж} = \delta_{T,q}/(|u_0| + v_m), \quad d_{п} = \delta_{T,q}v_m/(|u_0| + v_m). \tag{3.4}$$

Выражения (3.3), (3.4) эквивалентны лишь при $v_m \ll |u_0|$, но расчеты показывают, что при интенсивностях, близких к q_*, в действительности имеет место обратное неравенство. (Зависимость $v_m/|u_0|$ от q_* изображена на фиг. 1.) Поэтому оценки (3.3) приводят к сильному завышению $d_п$ и критерия K_0.

Подставляя (3.3) в (3.1), находим

$$K_0 = \pi\delta_{T,q}N_п(v_m/|u_0|)^2.$$

Критерий K_3, вычисленный по формулам (3.4), равен

$$K_3 = \pi\delta_{T,q}N_п v_m^3/(|u_0| + v_m)^3.$$

Ниже вычислим q_* с помощью критерия K_3 и сравним со значениями q_*, получающимися из K_0.

Как показано выше, толщина перегретого слоя $\delta_{T,q}$ при малых интенсивностях определяется теплопроводностной длиной δ_T, а при больших — длиной поглощения δ_q. Поэтому в общем случае примем оценку

$$\delta_{T,q} = \delta_T + \delta_q = \delta_q(1 + \beta/\alpha).$$

После этого K_3 преобразуется к виду

$$K_3 = \pi\delta_q^3(1 + \beta/\alpha)N_п\frac{\sqrt{\frac{2}{3\rho_0}}\frac{\beta}{\alpha^a}\Delta p_m^{1/2}}{1 + \sqrt{\frac{2}{3\rho_0}}\frac{\beta}{\alpha^a}\Delta p_m^{1/2}}.$$

Величина $N_п$ есть количество сверхкритических пузырьков в единице объема, составляющая [6]

$$N_{пs} \simeq 10^{-10}/(2r_{*m}^2),$$

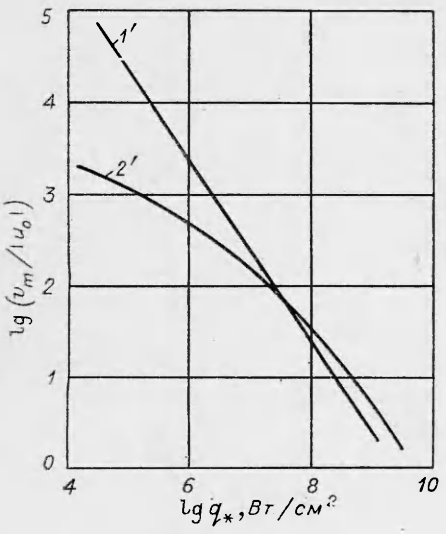
где $r_{*m} = 2\sigma_m/\Delta p_m$ — характерный критический радиус, $\sigma_m = \sigma(T_m)$. Температурная зависимость $\sigma(T)$ (как и $\lambda(T)$) хорошо аппроксимируется линейной функцией

$$\sigma(T) = \sigma_0(T_* - T)/(T_* - T_{нк}).$$

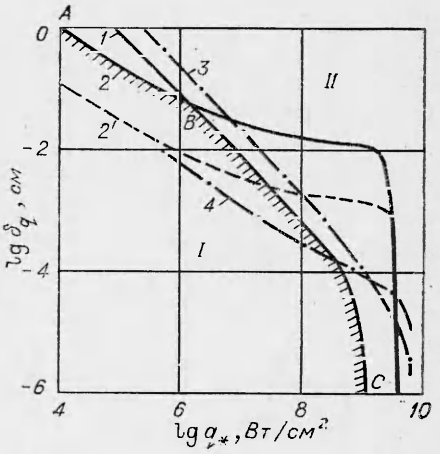
Для алюминия $\sigma_0 = 737$ дин/см [11].

Скорость образования флуктуационных сверхкритических пузырьков, согласно теории Френкеля [12], равна

$$I_f = n_ж\sqrt{\frac{2\sigma}{\pi M}}\exp\left(-\frac{\lambda M}{kT}\right)\exp\left(-\frac{4\pi r_*^2\sigma}{3kT}\right).$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Количество таких пузырьков, образующихся в единице объема за время жизни пузыря, составляет

$$N_{\text{п}f} \simeq I_f(T_m)\, t_{\text{ж}} = I_f(T_m) \frac{\delta_{T,q}}{|u_0| + v_m},$$

где $|u_0|$ можно вычислить по формуле $|u_0| = a/\delta_T = (a\alpha)/(\delta_q\beta)$ (a — коэффициент температуропроводности).

4. На фиг. 2 кривые *1*, *2* представляют результаты расчетов критической интенсивности по критерию K_3 для флуктуационных и стационарных пузырьков соответственно. Кривая *2'* соответствует стационарным пузырькам и вычислена по критерию K_0, не учитывающему собственной скорости роста пузырька. При больших толщинах поглощения δ_q критерий K_0 приводит к значительной ошибке в q_*. Например, при $\delta_q = 10^{-2}$ см ошибка превышает три порядка. Это является следствием того, что при вскипании скорость роста пузырька v_m значительно превышает скорость фронта испарения $|u_0|$. Кривая *2'* на фиг. 1 соответствует стационарным пузырькам, т. е. описывает изменение величины $v_m/|u_0|$ вдоль кривой *2'* на фиг. 2. Кривая *1'* соответствует флуктуационным пузырькам.

На фиг. 2 кривая *1'*, соответствующая флуктуационным пузырькам и критерию K_0, не приведена, так как мало отличается от кривой *1* (интенсивности q_*, вычисленные по K_3 и K_0, разнятся не более чем на несколько процентов).

Это связано с тем, что в случае флуктуационных пузырьков критерии K_3 и K_0 отличаются лишь предэкспоненциальным множителем, который слабо (по сравнению с экспонентой) зависит от интенсивности излучения.

Результаты расчетов существенно отличаются от результатов работы [6], представленных кривыми *3* и *4*. В значительном диапазоне изменения δ_q стационарная зависимость *4* идет ниже флуктуационной *3*. Таким образом, согласно [6], флуктуационное вскипание играет определяющую роль лишь при $\delta_q < 6{,}0 \cdot 10^{-5}$ см. Расположение кривых *1*, *2*, найденных в данной работе, иное: бо́льшая часть флуктуационной кривой *1* находится ниже *2*. В результате флуктуационное кипение оказывается основным механизмом объемного парообразования в значительно более широком диапа-

зоне величины $\delta_q (\delta_q < 5{,}6 \cdot 10^{-2}$ см). Кривая ABC является границей области I, в которой объемное кипение не играет роли.

Автор выражает благодарность М. Н. Когану и Н. К. Макашеву за полезные обсуждения.

Поступила 17 IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. **Батанов В. А., Бункин Ф. В., Прохоров А. М., Федоров В. Б.** Испарение металлических мишеней под действием интенсивного оптического излучения.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, вып. 2.
2. **Prokhorov A. M., Batanov V. A., Bunkin F. V., Fedorov V. B.** Metal evaporation under powerful optical radiation.— «IEEE J. of Quantum Electronics», 1973, vol. QE — 9, N 5.
3. **Анисимов С. И.** Испарение металла, поглощающего лазерное излучение.— ЖЭТФ, 1968, т. 54.
4. **Анисимов С. И., Имас Я. И., Романов Т. С., Ходыко Ю. В.** Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
5. **Рыкалин Н. Н., Углов А. А.** Процессы объемного парообразования при воздействии луча лазера на металлы.— ТВТ, 1971, т. 9, № 3.
6. **Кондратьев В. Н.** О механизме испарения при взаимодействии мощных потоков энергии с веществом.— ПМТФ, 1972, № 5.
7. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Статистическая физика. М., «Наука», 1964.
8. **Батанов В. А., Федоров В. Б.** Вымывание жидкой фазы—новый механизм формирования кратера при плоском развитом испарении металлической мишени лазерным лучом.— «Письма в ЖЭТФ», 1973, т. 17, вып. 7.
9. **Виленская Г. Г., Немчинов И. В.** Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела. —ПМТФ, 1969, № 6.
10. **Казновский С. П., Селиванов Ю. Ф., Субботин В. И., Шаньгин Н. Н.** Сила, действующая на растущий паровой пузырь вследствие реактивной отдачи испаряющихся молекул.— ТВТ, 1976, т. 14, № 5.
11. **Кей Дж., Лэби Т.** Таблицы физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962.
12. **Френкель Я. И.** Кинетическая теория жидкостей.— В кн.: Собр. избранных трудов. Т. 3, гл. 7. М., Изд-во АН СССР, 1959.

УДК 538.4+538.311

ЭЛЕКТРОМАГНИТ С ХОЛЛОВСКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

А. М. Трубачев

(*Новосибирск*)

Корбино в 1911 г. показал, что если диск с током, текущим к оси, поместить в магнитное поле, параллельное оси диска, то из-за ЭДС Холла первоначально прямая линия электрического тока сворачивается в спираль. Это приводит к увеличению длины линии тока, а тем самым и к увеличению сопротивления диска. Эффект изменения сопротивления диска в магнитном поле использован в [1] для переключения тока в цепи индуктивного накопителя энергии.

Если носители электрического тока движутся от края диска к оси, то появление азимутального холловского тока сопровождается усилением магнитного поля внутри диска по сравнению с внешними [2].

Такие же процессы происходят и в гидромагните [3—5], в котором для усиления магнитного поля используется радиальное течение проводящей жидкости в аксиальном магнитном поле.