

**О МЕХАНИЗМЕ ИСПАРЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
МОЩНЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ С ВЕЩЕСТВОМ****В. Н. Кондратьев**

(Москва)

Рассмотрены поверхностный и объемный механизмы испарения вещества при воздействии на него мощных потоков излучения. Расчеты делались в предположении наличия в веществе как флуктуационных пузырьков, так и стационарных при учете наличия перегрева вещества перед бегущей вглубь волной испарения. Для алюминия, меди и свинца получены зависимости плотности падающего потока энергии от средней толщины зоны энерговыделения, при превышении которых происходит переход от поверхностного к объемному механизму испарения.

1. Существуют две различные точки зрения на вопрос о механизме испарения вещества при падении на него больших потоков излучения, например излучения ОКГ на металлы. Ряд авторов [1-3] считают, что вещество испаряется с поверхности, в других работах [4-6] предполагается, что преобладает механизм объемного испарения в прогретой зоне. В условиях, близких к условиям экспериментов [6], безусловно, преобладающим является механизм объемного испарения. Дело в том, что в этих экспериментах толщина нагретого слоя велика, а температура вещества была высокой (близка к критической). При расширении вещества уменьшается поверхностное натяжение, что значительно облегчает гетерофазные флуктуации.

В общем случае, к сожалению, количественные оценки пределов того или иного механизма испарения затруднены отсутствием надежных сведений о целом ряде факторов, например о скорости роста пузырей в металлических жидкостях и т. д. Экспериментальные же данные [1,3], как правильно отмечается в [3], не могут пока позволить однозначно ответить на этот вопрос, так как различие в параметрах, измеряющихся в этих работах, при различных предположениях о механизме испарения невелики. Ниже сделана попытка оценить диапазоны преобладающего действия того или иного механизма испарения.

2. Для случая воздействия излучения оптического диапазона при сравнительно невысоких плотностях потока, даже на непрозрачные вещества, образовавшийся слой паров является прозрачным (по крайней мере при небольших толщинах такого слоя) [1-3]. В результате испарения излучение получает возможность проникать в более глубокие слои вещества, нагревать их и вызывать испарение и т. д. — возникает волна испарения. Поглощение излучения и фазовый переход происходят в довольно тонком слое, и можно ограничиться рассмотрением лишь плоской задачи. Так как основная часть энергии в этом режиме расходуется на испарение, то оценить его скорость и расход массы \dot{m} можно по следующему соотношению:

$$\dot{m} = \rho_0 D = q_r^\circ (1 - K_r)/Q \quad (2.1)$$

где ρ_0 — плотность конденсированного тела, D — скорость фронта волны испарения, q_r° — плотность падающего на тело постоянного потока излучения, K_r — средний коэффициент отражения этого излучения, Q —

теплота испарения на 1 г вещества. При выводе (2.1) было принято, что температурой холодного вещества, поступающего в волну испарения, можно пренебречь по сравнению с температурой фазового перехода T_v . Энтальпия конденсированного абсолютно холодного вещества считается равной $(-Q)$, а энтальпия газообразного абсолютно холодного вещества — нулю. Кроме того, для простоты пренебрегли энтальпией пара h и его кинетической энергией $1/2 u^2$, где u — массовая скорость, по сравнению с Q .

Уравнение (2.1) при $q_r^0 (1 - K_r) = 5 \text{ Мвт/см}^2$ и $Q = 10 \text{ кдж/г}$ (Al) дает $\rho_0 D = 5 \cdot 10^2 \text{ г/см}^2 \text{сек}$ и $D = 2 \text{ м/сек}$. Таким образом, волна испарения движется по отношению к веществу перед ней с существенно дозвуковой скоростью. Такой квазистационарный режим ее распространения устанавливается, естественно, лишь через некоторое время после начала испарения. Здесь не рассматриваются те особенности, которые могут быть связаны с нестационарностью движения волны испарения. Ограничимся рассмотрением квазистационарной задачи.

Пусть падающий на твердое тело постоянный поток излучения q_r^0 уменьшается с глубиной по экспоненциальному закону

$$q_r = q_r^0 (1 - K_r) \exp [-(x - x_v)/l_0] \quad (2.2)$$

где q_r — плотность потока излучения на глубине x , x_v — движущаяся вправо граница испарения, l_0 — характерная толщина зоны энерговыделения в твердом теле. Для простоты считаем, что отражение происходит на поверхности твердого тела.

Аналогичная волна испарения может распространяться по веществу и при воздействии на него других видов энергии, например при энерговыделении за счет джоулева тепла при протекании электрического тока, возникающего благодаря проникновению в вещество мощного магнитного поля [7]. Резкое понижение проводимости в парах приводит к их «прозрачности» для магнитного поля. Граница энерговыделения смещается вслед за испарившимся веществом. Глубина проникновения поля в медь составляет $3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ к моменту времени порядка 1 мксек . Эта толщина значительно больше глубины проникновения излучения оптического диапазона в металл. В других случаях (например, при воздействии мощного пучка электронов) также возможно распространение зоны испарения, хотя и нестационарной, и с экранировкой слоем паров. В этом случае расчеты по стационарной задаче могут быть использованы для оценок, причем под q_r^0 следует понимать плотность потока энергии, проникающей к зоне испарения. Наконец, и для случая оптического излучения величины l_0 могут заметно превышать характерную глубину в металлах, например, для полупрозрачных веществ в опыте [6].

Плотность потока энергии путем обычной теплопроводности определяется соотношением

$$q_T = -K \partial T / \partial x \quad (2.3)$$

где K — коэффициент теплопроводности, T — температура тела. Уравнение энергии имеет вид

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (q = q_T + q_r) \quad (2.4)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении, t — время, q — плотность общего потока тепла.

Будем искать решение (2.4) в виде $T = T(x - Dt)$. Из уравнения (2.4), используя граничное условие $T \rightarrow 0$ при $q \rightarrow 0$, получим

$$q = \rho_0 c_p D T \quad (2.5)$$

Заметим, что плотность потока излучения на границе твердого тела q_r° с учетом отражения некоторой его части должна удовлетворять условию

$$q_r^\circ (1 - K_r) = \rho_0 D (c_p T_0 + Q) \quad (2.6)$$

Из (2.2), (2.3), (2.5) и (2.6) получим

$$-\frac{K}{q_r^\circ (1 - K_r)} \frac{\partial T}{\partial x} + \exp[-(x - x_v)/l_0] = \frac{T}{T + Q/c_p} \quad (2.7)$$

Приведем (2.7) к безразмерному виду, вводя $T^* = T/T_0$, $x^* = x/l_0$

$$-\beta \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + \exp(-x^* + x_v^*) = T^* \alpha, \quad \alpha = \frac{1}{1 + Q/c_p T} \quad (2.8)$$

$$\beta = \frac{KT_0}{q_r^\circ (1 - K_r) l_0}$$

Решение уравнения (2.8) имеет вид

$$T^*(x^*) = \frac{1}{\alpha + \beta} \exp\left(-\frac{\alpha x^*}{\beta}\right) \left[\exp\left(x^* \left(\frac{\alpha}{\beta} - 1\right)\right) - 1 + \alpha - \beta \right] \quad (2.9)$$

Из этого уравнения следует, что перед бегущей вглубь волной испарения всегда имеется некоторый перегрев конденсированного тела ($T/T_0 > 1$) благодаря теплопроводности.

Физический смысл его состоит в том, что испарение вещества при поверхностном испарении происходит благодаря подводу тепла механизмом обычной теплопроводности из некоторой зоны, где выделяется энергия излучения (испарение происходит благодаря подводу тепла изнутри). Так, на фиг. 1 показано распределение температуры по глубине, отнесенной к l_0 , для значения $\alpha = 0.25$.

Видно, что перегрев увеличивается с уменьшением значения параметра β , например с увеличением входящего в β значения q_r° .

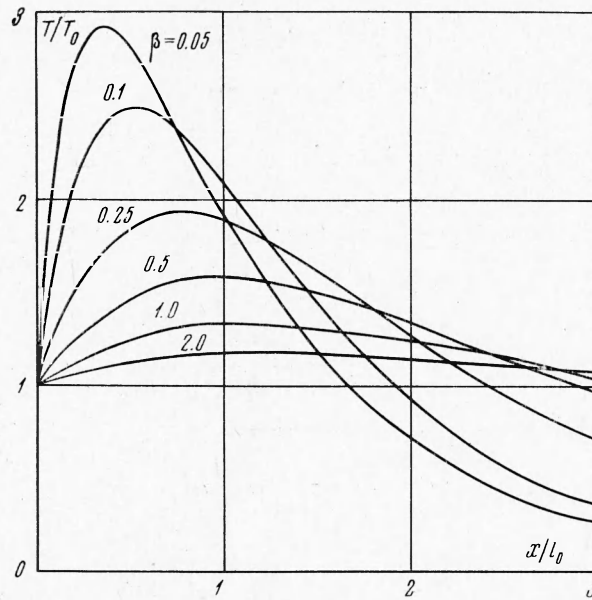
На фиг. 2 показана зависимость максимального перегрева T_{\max}/T_0 от параметра δ_T/l_0 , где δ_T — ширина зоны прогрева благодаря теплопроводности. Величина δ_T и время t_T пребывания частицы конденсированного тела в зоне прогрева могут быть оценены по очевидным соотношениям

$$\delta_T = \sqrt{at_T}, \quad t_T = \delta_T / D, \quad \delta_T = a / D$$

Здесь a — температуропроводность вещества ($a^2 = K/c_p \rho_0$).

Обратим внимание на то, что с уменьшением плотности потока излучения q_r° и скорости D увеличивается толщина δ нагреваемого слоя, а также время пребывания частицы в нагретом слое. Если при скорости $D = 10$ м/сек (для $q_r^\circ (1 - K_r) = 30$ Мвт/см²) и при температуропроводности $0,1-1$ см²/сек получаем $\delta_T = 10^{-3} \div 10^{-4}$ см и $t_T = 10^{-1} \div 10^{-2}$ мксек, то при скорости 1 м/сек, т.е. при плотности потока $q_r^\circ (1 - K_r) = 3$ Мвт/см² толщина δ_T увеличивается до $10^{-2} \div 10^{-3}$ см, а время пребывания в ней — до 10—100 мксек.

Из фиг. 2 видно, что при $l_0 = \text{const}$ с уменьшением коэффициента теплопроводности λ , следовательно, δ_T увеличивается максимальный перегрев вещества. Время пребывания частиц вещества в зоне волны испарения $t_{T,q}$ определяется как отношение ширины прогретой зоны $\delta_{T,q}$ т. е. большей из величин l_0 и δ_T , к скорости движения волны испарения D . Эту скорость в свою очередь можно определить, задавая q^0_r , из соотношения (2.6).



Фиг. 1

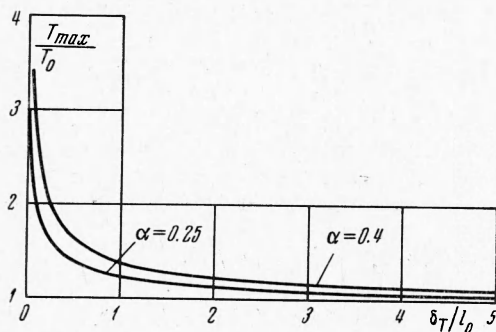
Рассмотрим процесс нагрева жидкости (теплотой плавления пренебрегаем по сравнению с теплотой испарения) при постоянном давлении, равном давлению фазового перехода $p_v(T_v)$. Расчеты проведем для алюминия, меди и свинца. Необходимые физические константы брались из соответствующих справочников, например, зависимость $p_v(T_v)$ представлялась в виде

$$\lg p_v = A - B/T_v$$

где A и B — константы, и экстраполировалась до критической точки, которая за неимением других сведений определялась как $p_c = \rho_0 c_0^2 / 27$ [6], где c_0 — скорость звука для вещества в нормальном состоянии. Для свинца значение критического давления p_c бралось из работы [3].

В диапазоне температур кипения при давлениях от нормального до критического для Al, Cu и Pb значения параметра α изменяются соответственно в следующих пределах: $0.18 \div 0.56$, $0.18 \div 0.57$ и $0.26 \div 0.39$.

Значения коэффициента отражения K_r брались равными 0.52, 0.50 и 0.66 соответственно для Al, Cu и Pb.



Фиг. 2

Величина коэффициента теплопроводности K бралась из [9,10], причем K скачком уменьшался примерно вдвое с переходом через температуру плавления.

Давление p_v определялось из соотношения

$$p_v/q_r^\circ = C \quad (2.10)$$

где C — константа в стационарном случае. Соотношение (2.10) можно рассматривать как интерполяцию экспериментальных данных. Оно соответствует практически всем теоретическим расчетам (по любой из теорий). Величины C бралась равными 4, 3 и 18 *дин·сек/дж* соответственно для Al, Cu и Pb.

Увеличивая температуру жидкости $T = T_v + \Delta T$, где ΔT — абсолютный перегрев вещества, и поддерживая постоянным давление $p = p_v$, давление в пузырьках пара будет возрастать. Давление пара, как показано в [11], является только функцией температуры.

В этих условиях пузырек радиуса

$$r_c = 2\sigma / \Delta p \quad (\Delta p = p(T) - p_v(T_v)) \quad (2.11)$$

будет находиться в неустойчивом равновесии с жидкостью. Здесь r_c — критический радиус, при превышении которого пузырек продолжает расти самопроизвольно.

3. Исходя из теории гетерофазных флуктуаций [11,12], можно оценить скорость I образования сверхкритических пузырей (зародышей) за 1 *сек* в 1 *см*³ жидкости

$$I = N_0 \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m_p M}} \exp\left(-\frac{\omega}{kT}\right) \exp\left(-\frac{4\pi r_c^2 \sigma}{3kT}\right) \quad (3.1)$$

Здесь N_0 — число молекул в 1 *см*³, σ — коэффициент поверхностного натяжения, m_p — масса протона, M — молекулярный вес, ω — теплота испарения, отнесенная к одной молекуле, k — постоянная Больцмана, $T = T_v + \Delta T$ — температура вещества. Величины σ и ω , следуя [13], бралась в виде

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{T_c - T}{T_c - T_v}\right), \quad \omega = \omega_0 \left(\frac{T_c - T}{T_c - T_v}\right) \quad (3.2)$$

где σ_0 и ω_0 соответствуют значениям при температуре кипения при нормальном давлении.

Реальная жидкость имеет примеси твердых частиц, неоднородности и т. п., а также некоторое стационарное распределение пузырьков $N_s(r)$ по размерам в 1 *см*³. Попытаемся выяснить влияние на механизм испарения отличия реальной жидкости (в данном случае жидкого металла) от идеально чистой. М. Г. Сиротюк [14] измерил зависимость числа пузырей в 1 *см*³ дистиллированной воды $N_s^\circ(r)$, имеющих радиусы, большие r . Между зависимостями $N_s(r)$ и $N_s^\circ(r)$ существует, очевидно, следующая связь:

$$N_s^\circ(r) = \int_r^\infty N_s(r) dr$$

Экспериментальную зависимость $N_s^\circ(r)$ и $N_s(r)$ можно приблизить с точностью до порядка величины функциями

$$N_s^\circ(r) = \frac{10^{-10}}{2r^2}, \quad N_s(r) = \frac{10^{-10}}{r^3} \quad (3.3)$$

причем значение входящих в (3.3) констант играет малую роль.

Зависимость числа пузырьков в 1 см^3 по теории Я. И. Френкеля [11] вблизи точки кипения $N_f(r)$, имеет вероятностный характер

$$N_f(r) = N_0 \exp(-4\pi sr^2/3kT) \quad (3.4)$$

К сожалению, для металлов не найдены зависимости $N_s^\circ(r)$ и $N_s(r)$, поэтому примем для оценки, что зависимости (3.3) справедливы и для указанных выше расплавленных металлов. Отметим, что воздухом насыщение воды в опытах [14] равнялось $0.025 \text{ см}^3/\text{мл}$, а для металлов может быть и большим, например у чугуна $3.2 \text{ см}^3/\text{мл}$ [15].

Условие сопоставимости поверхностного и объемного механизмов испарения зададим равенством элементарной площади s_0 , на которую падает излучение, и суммарной площади s_b всех выросших из уже находившихся s_1 и образовавшихся s_2 пузырей за время пребывания в волне прогрева t

$$s_b = s_1(t) + s_2(t) = \int_{r_c(t)}^{\infty} N(r, t) s(t) dr + \int_0^t \int_{r_c(t)}^{\infty} I(r, t) dr s(t) dt$$

$$s(t) = 4\pi R^2(t), \quad R(t) = r_c(t) + \int_0^t v(t) dt \quad (3.5)$$

Здесь $s(t)$ и $R(t)$ — площадь и радиус пузырька, $r_c(T(t))$, $\Delta p(T(t))$, $\sigma(T(t))$, $T(t)$ берутся по формулам (2.11), (3.2), (2.9) и используется равенство $x = Dt$, $N(r, t)$ по (3.3) или (3.4) в зависимости от природы пузырьков, и в случае флуктуаций $I(r, t)$ находится по формуле (3.1).

Входящая в (3.5) величина $v(t)$ представляет собой скорость роста пузырька по радиусу. В первом приближении в пренебрежении эффектом вязкости v можно положить равной предельной Рэлеевской скорости

$$v(t) = \sqrt[3]{\Delta p(T(t)) / \rho_0} \quad (3.6)$$

Отметим, что в формуле (3.5) не учитывается кипение на центрах парообразования — впадинках на поверхности теплоотдающей стенки, заполненных газом или паром, так как рассматривается плоский случай без наличия стенок и гидрофобных частиц.

Для оценки можно принять, что площадь пузырьков в случае флуктуационной теории s_f будет равна

$$s_f = 4\pi (vt_{T,q})^2 I_{T,q} \delta_{T,q} \quad (3.7)$$

Здесь относительно (3.6) сделаем следующие допущения:

$$T(t) = T_{\max}, \quad r_c = 0, \quad v(t) = v(T_{\max}), \quad I = I(T_{\max}), \quad t = t_{T,q}$$

и пренебрежем членом, отвечающим за рост уже имевшихся пузырьков.

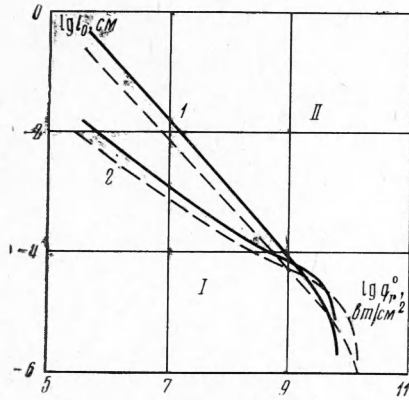
В случае наличия стационарных пузырьков, наоборот, второй член в (3.5) обратится в нуль, и при тех же допущениях получим, что их площадь s_s равна

$$s_s = 4\pi (vt_{T,q})^2 N_s \delta_{T,q} \quad (N_s = N_s(r_c)) \quad (3.8)$$

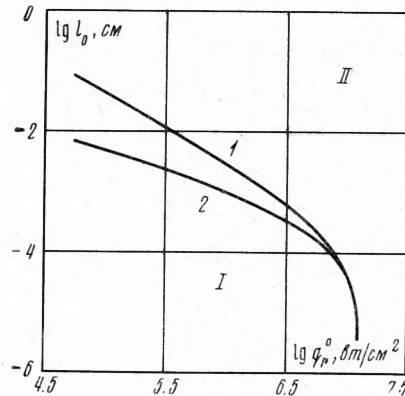
Выполнение указанного выше условия равенства площадей позволяет найти зависимость плотности падающего потока q_r° от характерной толщины зоны энерговыделения l_0 . На фиг. 3а и 3б показаны полученные зависимости соответственно для Al, Cu (пунктирные линии) и Pb.

На фиг. 3а и далее зависимости, относящиеся к флуктуационным пузырькам, обозначены цифрой 1, а к стационарным — цифрой 2.

Видно, что при обоих предположениях (имеются ли только флуктуационные пузырьки или только стационарные) при увеличении q_r° уменьшается l_0 , при котором происходит переход от поверхностного (область I) к объемному (область II) вскипанию. Отметим, что в случае стационарных пузырьков в значительном диапазоне изменения q_r° эта зависимость идет ниже флуктуационной. Это свидетельствует о том, что при наличии стационарных пузырьков уменьшаются значения l_0 ,



Фиг. 3, а



Фиг. 3, б

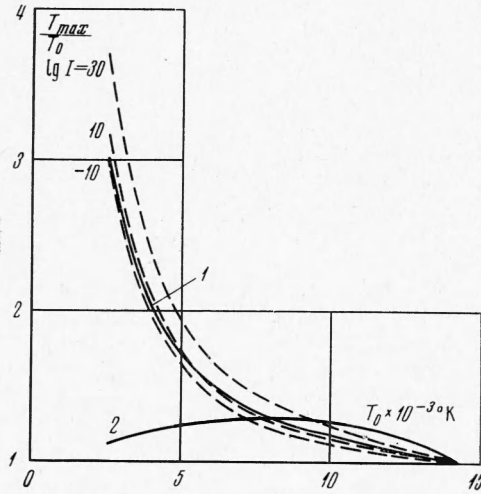
для которых при одних и тех же значениях q_r° происходит переход от поверхностного к объемному вскипанию.

Очевидно, при естественном предположении о существовании пузырьков той и другой природы обобщенная зависимость $q_r^\circ(l_0)$ будет соответствовать более низким частям кривых при одном и том же значении q_r° , т.е., например, для алюминия при $l_0 < 6.0 \cdot 10^{-5}$ см главную роль в переходе от поверхностного к объемному парообразованию будут играть флуктуационные пузырьки, при $6.0 \cdot 10^{-5}$ см $\leq l_0 \leq 1.2 \cdot 10^{-2}$ см — стационарные, при $1.2 \cdot 10^{-2}$ см $< l_0 \leq 5.0 \cdot 10^{-1}$ см — вновь флуктуационные, а при $l_0 > 5.0 \cdot 10^{-1}$ см испарение в любом случае будет объемным.

Для примера укажем, что при взаимодействии излучения ОКГ с длинной пробега излучения $l_0 = 10^{-5}$ см с алюминием получается, что переход от поверхностного механизма испарения к объемному происходит при превышении значения $q_r^\circ = 5.0 \cdot 10^9$ вт/см² при флуктуационных пузырьках и $q_r^\circ = 6.0 \cdot 10^9$ вт/см² в предположении наличия стационарных пузырьков [14]. В случае наличия тех и других пузырьков переход между границами механизмов испарения будет осуществляться на нижнем значении $q_r^\circ = 5.0 \cdot 10^9$ вт/см², т.е. в данном случае флуктуационные пузырьки будут определяющими. Заметим, что на фиг. 3а и 3б шкале значений q_r° соответствуют значения соответствующих температур поверхности, полученных по формуле (2.10) и зависимости $p_v(T_v)$. Так, началу кипения Al при $p = 1$ атм ($T_v = 2621^\circ$ K) соответствует $q_r^\circ = 5 \cdot 10^5$ вт/см², а критической точке ($T_c = 14200^\circ$ K) — $q_r^\circ = 7 \cdot 10^9$ вт/см².

Максимальные величины перегрева (T_{\max}/T_0), получающиеся при условии $s_0 = s_b$ по флуктуационной теории и в предположении существования стационарных пузырей, показаны для Al на фиг. 4 в зависимости от температуры поверхности T_0 . Видно, что эти зависимости сильно отличаются друг от друга особенно при плотностях потока, равных или немного превышающих плотность потока излучения, вызывающего испаре-

ние. Указанные значения равны $T_{\max}/T_0 = 3.0$ и 1.1 соответственно по флуктуационной теории и в предположении наличия стационарных пузырьков. При дальнейшем повышении q_r° кривые этих зависимостей сближаются и даже пересекаются. Это, как указывалось выше, говорит о смене преобладающей роли видов пузырьков в переходе от поверхностного к объемному испарению. При увеличении T_0 до T_c максимальные перегревы T_{\max}/T_0 , естественно, стремятся к единице, ибо $\sigma \rightarrow 0$



Фиг. 4

и $\omega \rightarrow 0$. В предположении наличия обоих типов пузырьков обобщенная зависимость перегревов будет представляться нижними частями кривых на фиг. 4.

На фиг. 4 показаны рассчитанные по флуктуационной теории [11,12] перегревы T/T_0 в зависимости от T_0 , достаточные для получения скоростей образования критических пузырьков I , равных 10^{30} , 10^{10} и $10^{-10} \text{ сек}^{-1} \text{ см}^{-3}$ для расплавленного Al в стационарных условиях. Видно, например, что сравнительно небольшое изменение T/T_0 приводит к изменению I на порядки величины. Это обстоятельство использовалось при оценке s_b .

Таким образом, как показали расчеты в рамках сделанных предположений, при воздействии на полупрозрачные вещества излучения ОКГ (с толщиной зоны энерговыделения, много большей средней длины пробега оптического излучения в металлах $l_0 \sim 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ см}$) наличие стационарных пузырьков может во многом облегчить процесс перехода от поверхностного к объемному испарению. Однако при типичных для ОКГ значениях l_0 для металлов с увеличением q_r° должен осуществляться сначала поверхностный, а затем объемный механизм испарения с переходом при $q_r^\circ = 5 \cdot 10^9$, $3 \cdot 10^9$, 10^7 вт/см^2 для Al, Cu и Pb соответственно, причем наличие стационарных пузырьков в этом случае, по-видимому, мало влияет на границу смены преобладающей роли механизмов испарения.

Автор благодарит И. В. Немчинова за предоставление темы и ценные дискуссии.

Поступила 20 IV 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
2. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Испарение вещества под действием излучения лазера. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 4, стр. 966—975.
3. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н., Морачевский Н. В., Склизков Г. В. Исследование газодинамических процессов, возникающих при испарении твердого вещества под воздействием излучения лазера. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 5, стр. 894—905.
4. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания. ПММ, 1967, т. 31, вып. 2, стр. 300—319.

5. В и л е н с к а я Г. Г., Н е м ч и н о в И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела. ПМТФ, 1969, № 6, стр. 3—19.
6. К а л м ы к о в А. А., К о н д р а т ь е в В. Н., Н е м ч и н о в И. В. О разлете мгновенно нагретого вещества и об определении его уравнения состояния по величине давления и импульса. ПМТФ, 1966, № 5, стр. 3—16.
7. С а х а р о в А. Д. Взрывомагнитные генераторы. Усп. физ. н., 1966, т. 88, № 4.
8. З а д у м к и н С. Н. Приближенная оценка критических температур металлических жидкостей. Инж. физ., ж., 1960, т. 3, № 10, стр. 63—65.
9. Ф и л и п п о в Л. П. Исследование теплопроводности жидкостей. М., Изд-во МГУ, 1970.
10. Ц е з а р л я н А., Т о л у к я н А. Обобщение и расчет теплопроводности металлов с помощью закона соответственных состояний. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, № 1, стр. 75—85.
11. Ф р е н к е л ь Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Собр. избр. тр., гл. 7, т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1959.
12. V o l m e r M. Kinetik der Phasenbildung. Dresden — Leipzig, T. Steinkopff, 1939.
13. В е г е н е р П. П., М а к Л. М. Конденсация в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах. В сб.: «Проблемы механики», вып. 3, М., Изд-во иностр. лит., 1961.
14. С и р о т ю к М. Г. Кавитационная прочность воды и распределение в ней зародышей кавитации. Акуст. ж., 1965, т. 11, вып. 3, стр. 380—386.
15. В е р т м а н А. А., С а м а р и н А. М. Свойства расплавов железа. М., «Наука», 1969.