

ВЛИЯНИЕ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ НА КИНЕТИКУ ИСПАРЕНИЯ
ВЕЩЕСТВА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Самохин

УДК 621.37:536.4

Теоретически исследовано изменение кинетики докритического режима поверхностного испарения вещества при возникновении сильного поглощения в эрозионной плазме.

Докритический режим поверхностного испарения зависит от кинетики неравновесного фазового превращения. При действии на поглощающие конденсированные среды достаточно интенсивного излучения в потоке испаренного вещества возникает плазма, которая может заметно влиять на кинетику испарительного процесса. Плазменный слой ослабляет падающее излучение, что приводит к уменьшению температуры облучаемой поверхности T_0 и к снижению скорости испарения, которая зависит от T_0 . Экранирующая роль эрозионной плазмы известна уже давно /1/, однако этот эффект не является единственным проявлением плазменного поглощения. При наличии сильного поглощения в плазме скорость испарения при неизменном значении T_0 может уменьшаться также из-за реактивного давления со стороны плазменного потока, которое препятствует свободному разлету пара /2-4/. В настоящей работе исследуется влияние этих эффектов на кинетику испарительного процесса.

В рамках интерполяционной кинетической модели испарительного газодинамического разрыва /5/ из законов сохранения потоков массы, импульса и энергии следует

$$(1 - \beta)j_0 = \rho v, \quad (I)$$

$$(1 + \beta)p_0/2 = p + \rho v^2, \quad (2)$$

$$2\varepsilon_0 = \mu kT + mv^2. \quad (3)$$

Здесь поток массы j_0 и давление насыщенного пара $p_0(T_0)$ связаны соотношением Герца-Кнудсена $j_0 = p_0(m/2\mu kT_0)^{1/2}$, $2\varepsilon_0 = \mu kT_0$, μ есть теплоемкость при постоянном объеме в единицах $k/2$, а ρ , T и V обозначают соответственно плотность, температуру и скорость газодинамического потока.

Для поддержания стационарного режима испарения к поверхности раздела фаз должна подводиться интенсивность

$$I_0 = (1 - \beta)j_0\lambda_0/m, \quad (4)$$

где λ_0 включает в себя затраты на нагрев частиц конденсированной фазы до температуры T_0 и скрытую теплоту перехода. Заметим, что λ_0 зависит также от степени неравновесности испарительного процесса, однако эта зависимость является относительно слабой и в рамках рассматриваемого подхода может не учитываться. При наличии поглощающего плазменного слоя соотношения (3), (4) заменяются на следующие:

$$I_1 = (1 - \beta)j_0(\alpha\mu kT + mv^2 - 2\varepsilon_0)/2m, \quad (5)$$

$$I = (1 - \beta)j_0(\lambda_1 + \lambda_0)/m + I_1. \quad (6)$$

Величины λ_1 и I_1 характеризуют затраты на ионизацию и нагрев плазменного потока. В области однократной ионизации значение λ_1 определяется произведением относительной концентрации электронов $\alpha - 1$ и потенциала ионизации E . Для простоты в (6) не учитываются потери, связанные с переизлучением и отражением от плазменного слоя и от поверхности фазового раздела.

Параметр β характеризует степень неравновесности испарительного процесса, которая зависит от T_0 , T , α , числа Маха $M = V/V_s$ и показателя адиабаты γ :

$$\beta = \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon}, \quad \varepsilon = \frac{M}{1 + \gamma M^2} \sqrt{\frac{\pi \chi T_0}{2 \alpha T}} \quad (7)$$

Минимальное значение этого параметра $\beta_0 = 0,18$ получается при испарении в вакуум без подогрева потока, когда $M = \alpha = 1$. При заданной величине M ионизация и нагрев потока увеличивают значение β , т.е. уменьшают степень неравновесности процесса.

Интенсивность I , необходимая для такого режима испарения, превосходит величину I_0 , которая в отсутствие плазменного поглощения поддерживает ту же самую температуру облучаемой поверхности

$$\frac{I}{I_0} = \frac{(1 - \beta)\lambda}{(1 - \beta_0)\lambda_0}, \quad \lambda = \lambda_0 + \lambda_1 + \frac{\alpha}{2} \mu kT + \frac{mV^2}{2} - \varepsilon_0 \quad (8)$$

Если, например, $\lambda/\lambda_0 = 20$ и $\beta = 0,8$, то $I = 5I_0$. При таком увеличении интенсивности скорость испарения уменьшается в 4 раза, а отношение скорости испарения к давлению отдачи $p_r = p + \rho v^2$ уменьшается в 6 раз.

Аналогичное сопоставление режимов испарения при одной и той же интенсивности показывает, что возникновение сильно поглощающего плазменного слоя уменьшает поток вещества и давление отдачи соответственно в 20 и 3,3 раза. В случае слабого поглощения скорость испарения и давление отдачи убывают примерно одинаково.

Как уже отмечалось ранее /2/, реализуемому в эксперименте степень неравновесности испарительного процесса можно определить по измеренным значениям потока массы $j = (1 - \beta)j_0$ и давления отдачи p_r . Из (1), (2) следует

$$\varepsilon = (j/2p_r) \sqrt{2\pi kT_0/m} \quad (9)$$

При заданном значении давления отдачи температура поверхности T_0 заключена в сравнительно узком интервале и не превышает температуру насыщения при $p_0 = p_r$.

В экспериментальной работе /6/ при облучении алюминиевого образца было зарегистрировано максимальное давление $p_r = 800$ бар, импульс отдачи $J = 6$ дин·с и число испаренных частиц $N = 9 \cdot 10^{16}$.

При температуре поверхности $T_0 = 6 \cdot 10^3$ К, отвечающей давлению насыщения $p_0 = p_r$, формула (9) для таких значений J и N дает усредненное значение $g = 0,1$. Напомним, что при свободном испарении в вакуум $g = 0,7$.

Если на границе испарительного скачка газ имеет температуру $T = T_0$ и $g = 0,1$, то из (7) следует, что $M = 0,07$ и концентрация $n = p_r / kT_0 = 10^{21}$ см⁻³. В области плазменного слоя, где $M = 1$, получаем $\alpha T = 30T_0$ и концентрацию тяжелых частиц (атомов и ионов) $n = p_r / \alpha kT(1 + \gamma) = 1,2 \cdot 10^{19}$ см⁻³. При $\alpha = 2$ (полная однократная ионизация) температура $T = 9 \cdot 10^4$ К. Оценка поглощаемой интенсивности по формулам (5), (6) дает

$I = 0,1$ ГВт/см², что на порядок меньше пикового значения падающей интенсивности в эксперименте /6/. Теоретическая оценка I может быть несколько заниженной, в частности, из-за использования усредненного значения g и неучета двукратной ионизации. Необходимо иметь в виду также, что в рассматриваемом приближении интенсивность $I \approx p_r V_g$ квадратично зависит от импульса отдачи, и экспериментальная погрешность в определении p_r может заметно сказаться на оценке величины I .

Поскольку затраты на нагрев и испарение конденсированной фазы существенно меньше интенсивности, то оптическая толщина плазменного слоя должна быть достаточно большой, $\eta > 1$. При толщине слоя $h = 10^{-2}$ см это дает для среднего коэффициента поглощения величину $\alpha = \eta/h > 10^2$ см⁻¹. Такое значение α может быть обеспечено, например, тормозным поглощением в однократно ионизованной плазме с $T = 3 \cdot 10^4$ К и $n = 10^{20}$ см⁻³.

Таким образом, сильное поглощение в эрозионной плазме уменьшает поток испаренного вещества и степень неравновесности испарительного процесса на фазовой границе жидкость-пар. Приближение p_r к давлению насыщения p_0 уменьшает также вероятность объемного вскипания перегретой метастабильной жидкости в зоне облучения. Некоторые вопросы, связанные с неравновесностью испарительного процесса, обсуждались в работе /7/. Отметим в заключение, что при одинаковых условиях воздействия влияние эрозионной плазмы может проявляться сильнее или слабее в зависимости от потенциала ионизации и теплофизических параметров

облучаемого вещества /8/.

Поступила в редакцию

17 июня 1982 г.

После переработки

25 октября 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. Г. Виленская, И. В. Немчинов, ДАН СССР, 186, 1048 (1969).
2. В. Д. Лохныгин, А. А. Самохин, ТВТ, 15, 1152 (1977).
3. Б. М. Жиряков, Н. И. Попов, А. А. Самохин, ВЭТФ, 75, 494 (1978).
4. Б. Я. Мойжес, В. А. Немчинский, ЖТФ, 52, 684 (1982).
5. А. А. Самохин, Краткие сообщения по физике ФИАН № 6, 3 (1982).
6. P. Krehl, F. Schwirzke, A. W. Cooper, J. Appl. Phys., 46, 4400 (1975).
7. В. В. Афанасьев, О. Н. Крохин, в сб. "Физика высоких плотностей энергии", "Мир", М., 1974 г., с. 311.
8. В. И. Лучин, Изв. вузов, Радиофизика, 23, 177 (1980).