

ОБ УСТАНОВЛЕНИИ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ИСПАРЕНИЯ
МЕТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. И. Коротченко, А. А. Самохин, А. Б. Успенский

УДК 621.37:536.4

В рамках тепловой модели /1/ рассчитано поведение давления отдачи $p(t)$ при воздействии на свинцовую мишень лазерного излучения с интенсивностью $I \leq 1,5$ МВт/см². Поведение $p(t)$ заметно отличается от имеющихся экспериментальных данных /4/, что обусловлено, по-видимому, неоднородным движением жидкого металла в зоне облучения.

При теоретическом описании процесса взаимодействия оптического излучения с металлом при умеренных интенсивностях $I \leq 10$ МВт/см² обычно предполагается, что перенос энергии в конденсированной среде обусловлен теплопроводностью, а основным механизмом фазового превращения жидкость-пар является поверхностное испарение /1/. Последовательное сопоставление результатов такого подхода с экспериментальными данными до последнего времени, однако, не проводилось ввиду отсутствия достаточной информации о поведении давления отдачи $p(t)$, которое в испарительном режиме является наиболее чувствительной характеристикой процесса. В ранних экспериментах /1-3/ измерялся только интегральный импульс отдачи, а первое сообщение об особенностях поведения $p(t)$ во время установления стационарного режима испарения появилось совсем недавно /4/. В настоящей работе приводятся результаты теоретического анализа поведения $p(t)$ на свинцовой мишени при таких параметрах воздействия, которые соответствуют условиям проведения эксперимента /4/.

В рамках тепловой модели /1/ динамика нагрева и испарения металла определяется из решения краевой задачи для уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial z} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad c\chi \frac{\partial T_0}{\partial z} = \varepsilon v - \Delta I, \quad (I)$$

где χ , c и ε обозначают температуропроводность, теплоемкость и теплоту испарения единицы объема конденсированной фазы, Δ - поглотательная способность облучаемой поверхности. Начало координат в (I) совпадает с границей испарения $z = 0$, движущейся по неподвижному веществу со скоростью

$$v = (p_S/n)(2\pi mkT_0)^{-1/2}, \quad p_S = p_B \exp [a(1 - T_B/T_0)] = 2p, \quad (2)$$

$$p_B = 1 \text{ бар},$$

где m - масса испаряющихся частиц, n - концентрация жидкого металла.

Поскольку зависимость давления отдачи $p(T_0)$ от температуры поверхности T_0 является весьма резкой, то интересующему нас диапазону давлений $p = 3+15$ бар отвечает сравнительно узкий интервал температур $T_0 = (1,2+1,4)T_B$ вблизи нормальной температуры кипения свинца $T_B = 2023$ К. По этой причине в уравнении (I) в первом приближении можно считать параметры Δ , χ , c и ε постоянными и не учитывать скрытую теплоту плавления. В данной работе для свинца использовались следующие значения теплофизических параметров:

$$a = 12 \quad \chi = 0,1 \text{ см}^2/\text{с}, \quad c = 1,6 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{град}, \quad (3)$$

$$\varepsilon/cT_B = 3,11$$

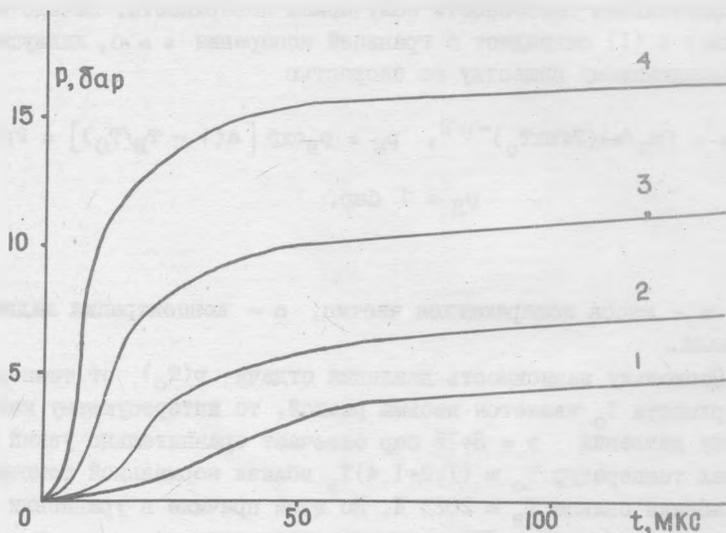
Аналитическое решение задачи (I) известно только для стационарного режима испарения. В этом случае температура поверхности T_0 определяется из уравнения

$$I_0 = v(\varepsilon + c(T_0 - T_\infty)), \quad T_\infty = 300 \text{ К}, \quad (4)$$

которое не содержит коэффициентов переноса. Давление отдачи оказывается при этом примерно пропорциональным поглощаемой на поверхности мишени интенсивности $I_0 = \Delta I$

$$p_{ст} = \left(\frac{\eta n k T_0}{2} \right)^{1/2} \frac{n I_0}{\varepsilon + c(T_0 - T_{\infty})} \equiv b I_0, \quad (5)$$

поскольку коэффициент $b \approx 3,4 \cdot 10^{-5}$ с/см сравнительно слабо зависит от интенсивности I_0 .



Р и с. 1. Поведение $p(t)$ в переходном режиме при $I_0 = 0,18$ (1); 0,25 (2); 0,36 (3) и 0,5 (4) МВт/см²

Процесс установления стационарного режима испарения исследовался численно на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием неявной четырехточечной конечно-разностной схемы. Приближение к стационару контролировалось по уравнению (4). Поведение $p(t)$ при различных значениях I_0 показано на рис. 1. Указанные значения I_0 при $\Delta \geq 0,35$ отвечают диапазону интенсивности падающего излучения I , который использовался в работе /4/.

Как видно из рис. 1, в переходном режиме величина $p(t)/p_{ст}$ при фиксированном t монотонно убывает с уменьшением I_0 . В рассматриваемом диапазоне интенсивностей, однако, уменьшение I_0 не сопровождается таким резким изменением характера поведения $p(t)$,

о котором сообщалось в /4/. При длительности воздействия $t_1 = 0,1$ мс двукратное уменьшение интенсивности в работе /4/ приводило к существенному замедлению скорости нарастания давления $p(t)$ и к снижению максимальной величины p в 3,4 раза. Подобное поведение $p(t)$ выходит за рамки тепловой модели, в которой изменение p является более плавным, а отношение $p(I_0, t_1)/p(I_0/2, t_1)$ равно соответственно 2,35 и 2,6 для $I_0 = 0,5$ и $0,36$ МВт/см².

Отличие экспериментальных результатов /4/ от теоретических кривых $p(t)$ подтверждает сделанное в /4/ предположение о том, что в рассматриваемом диапазоне интенсивностей динамика нагрева зависит не только от теплопроводности, но и от неоднородного гидродинамического движения жидкого металла в зоне облучения, которое существенно замедляет скорость нагрева. Фактические границы применимости тепловой модели /1/ могут быть определены при сопоставлении полученных здесь кривых $p(t)$ с более подробными экспериментальными данными о переходном режиме испарения свинца под действием лазерного излучения.

Поступила в редакцию
17 мая 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходько, Действие излучения большой мощности на металлы, "Наука", М., 1970 г.
2. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Н. В. Морачевский, Г. В. Склизков, ЖТФ, 39, 895 (1969).
3. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров, ЖЭТФ, 63, 586 (1972).
4. С. И. Вальянский, Б. М. Лирыков, Н. И. Липатов, Н. И. Попов, А. А. Самохин, Тезисы докладов IV Всесоюзного совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом, стр. 106, Ленинград, 1978 г.