

ЭКРАНИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПУЧКА НА МЕТАЛЛЫ

Ю.В. Афанасьев, П.П. Волосевич, И.И. Галигузова,
И.Н. Завестовская, А.П. Канавин, Е.И. Леванов, М.В. Якобовский

На основе тепловой модели решена задача о воздействии мощных плазменных и ионных пучков на конденсированное вещество. Показано, что при заданном потоке энергии экранирование поверхности и глубина проплавления существенным образом определяются пробегом ионов плазмы в конденсированном веществе. Интегральный тепловой КПД определяется, в основном, длительностью импульса облучения.

С точки зрения импульсной обработки материалов большие перспективы имеет применение ионных и плазменных пучков, что связано с возможностью генерации ионных пучков с энергией на уровне нескольких килоджоулей [1] и плазменных потоков с энергией, превышающей 100 кДж [2]. Известно значительное число работ, посвященных исследованию воздействия мощного лазерного излучения на конденсированные материалы [3–5]. Исследования взаимодействия мощных плазменных и ионных пучков с конденсированным веществом начаты только в последние годы [6–8].

В настоящей работе на основе тепловой модели рассмотрено влияние процессов экранирования поверхности мишени от плазменного пучка на динамику теплофизических процессов в конденсированном веществе.

Применимость тепловой модели обусловлена тем обстоятельством, что характерные времена установления равновесного состояния в электронной и ионной подсистемах металла ($10^{-13} - 10^{-15}$ с) и время передачи энергии электронов решетке (10^{-11} с [9]) значительно меньше характерных длительностей импульсов ($10^{-8} - 10^{-5}$ с). Кроме того, в слое материала глубиной, сравнимой с пробегом ионов в веществе, реализуются температуры порядка температуры кипения, поэтому можно пренебречь нарушениями структуры, обусловленными каскадами столкновений от отдельных ионов, и считать теплофизические характеристики материалов термодинамически равновесными, соответствующими температуре T . В диапазоне энергий протонов $\epsilon_0 \cong 10-100$ кэВ для различных металлов и сортов ионов длина пробега меняется в пределах $10^{-6} - 10^{-4}$ см [10]. В результате для описания воздействия мощного плазменного пучка на материалы прежде всего необходимо определить генерируемые в веществе температурные поля.

Пусть вещество с постоянной плотностью ρ занимает полупространство $x \geq 0$, и, начиная с момента времени $t = 0$, на его поверхность падает плазменный поток с плотностью мощности q_0 , который равномерно поглощается на глубине пробега ионов x^* . Распределение температуры в материале описывается квазилинейным уравнением теплопроводности:

$$\rho_0 c (T) \frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \right) [\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x}] + Q(x, t), \quad (1)$$

$$q_T = - \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_D} = - \rho D [\Omega_0 + c \rho T_0 + L + \gamma(\gamma + 1) R T_0 / 2(\gamma - 1) \mu],$$

где D – скорость испарения вещества; κ – коэффициент теплопроводности; c – теплоемкость вещества; Ω_0 – удельная теплота испарения; γ – показатель адиабаты; Q – удельное тепловыделение плазменного пучка в веществе, R – универсальная газовая постоянная; μ – молярная масса. Вследствие того, что потери энергии пучка слабо зависят от фазового состояния вещества и главным образом определяются его плотностью, учесть экранирование пучка от конденсированной фазы испаренным веществом можно, положив $Q(x, t) = (q_0/x^*)(1 - m(t)/m^*) \Theta(x^* - x)$, где $m(t)$ – удельная масса испаренного вещества, m^* – массовый пробег ионов в веществе, $\Theta(x)$ – функция Хевисайда. Кинетика испарения здесь рассмотре-

на в случае, когда фазовый переход происходит на границе конденсированной фазы и применима модель поверхностного испарения, развитая для задач воздействия мощного лазерного излучения на вещество /3/.

В процессе теплового нагрева в конденсированной фазе могут происходить фазовые переходы, характеризующиеся теплотой превращения. Учтем лишь наиболее важный с точки зрения затрат энергии переход твердое тело – жидкость. На фронте фазового превращения $x = x_m$ выполняются условия Стефана:

$$T(x_m + 0; t) = T(x_m - 0; t) = T_m,$$

$$q_T(x_m + 0; t) - q_T(x_m - 0; t) = -\rho_0 L dx_m/dt, \quad (2)$$

где T_m – температура плавления, L – удельная теплота плавления.

Система (1), (2) решалась численно с размазыванием фронта плавления /11, 12/, использовалась неявная разностная схема.

Результаты серии расчетов для случая облучения железа водородной плазмой с энергией протонов $\epsilon_0 \cong 10$ кэВ и плотностью потока мощности $q_0 \cong 10$ МВт/см² представлены на рис. 1. С началом облучения температура поверхности $T(0, t)$ быстро растет и достигает максимальной величины $3,5 \cdot 10^3$ К за время 0,4 мкс. В это же время начинается сильная экранировка поверхности металла от плазменного пучка. Уменьшение потока энергии, выделяющейся в конденсированной фазе, сопровождается падением температуры поверхности и резким уменьшением скорости испарения. Через 1–2 мкс температурный режим

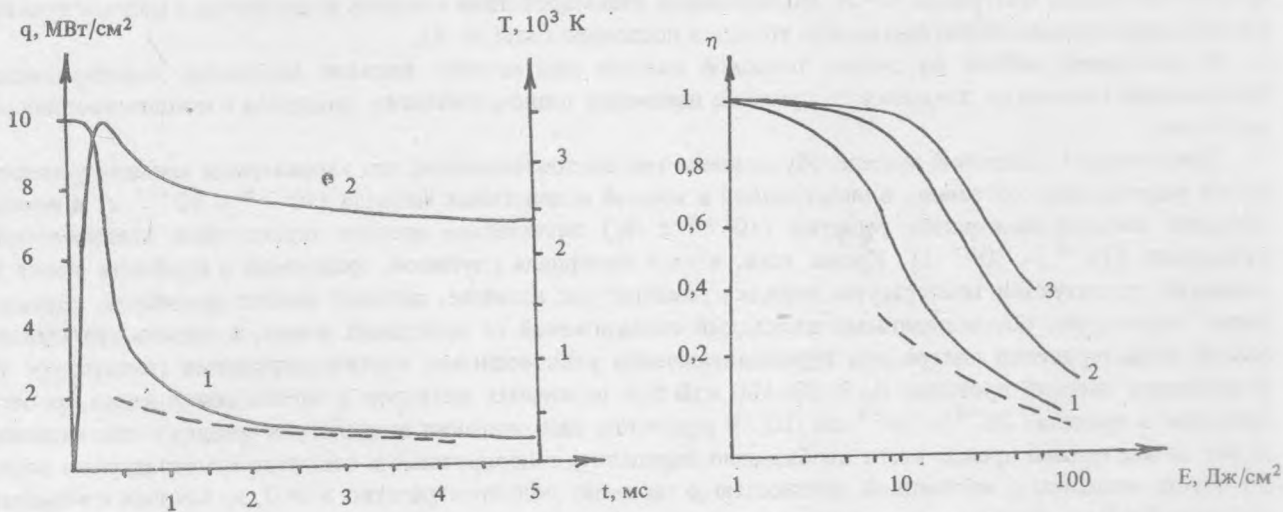


Рис. 1. Зависимость потока (1), достигающего поверхности мишени, и ее температуры (2) от времени для плазмы с энергией протонов $\epsilon_0 = 10$ кэВ и $q_0 = 10$ МВт/см². Пунктир – расчет по формуле (3).

Рис. 2. Зависимость теплового КПД от времени при следующих значениях энергии протонов ϵ_0 и плотности потока q_0 : $\epsilon_0 = 10$ кэВ, $q_0 = 10$ МВт/см² (1), $\epsilon_0 = 1$ МэВ и $q_0 = 10$ МВт/см² (2), $\epsilon_0 = 10$ кэВ и $q_0 = 1$ МВт/см² (3). Пунктир – расчет по формуле (3).

стабилизируется и далее температура поверхности медленно убывает, спадая почти по такому же закону, что и поглощенный поток. К моменту времени 1 мкс поверхности достигает лишь 20 % первоначального потока энергии пучка, при 5 мкс в паровом облаке вблизи мишени поглощается уже более 90 % энергии пучка.

Общий тепловой КПД η (кривая 1 на рис. 2) к этому моменту времени уменьшается примерно до 18 %, падая при 10 мкс до 12 %. Это значение КПД хорошо согласуется с экспериментальными результатами /8/, где получена величина теплового КПД ≈ 10 %. На рис. 2 приведены также зависимости теплового КПД для $q_0 = 10$ МВт/см², $\epsilon_0 = 1$ МэВ (кривая 2) и $q_0 = 1$ МВт/см², $\epsilon_0 = 10$ кэВ (кривая 3). Расчеты

показывают, что эффект экранирования проявляется тем резче, чем меньше глубина пробега ионов в веществе. С ростом x^* временной масштаб, на котором происходят характерные изменения всех величин, возрастает, несколько увеличивается максимальная температура поверхности. С уменьшением q_0 влияние эффекта экранировки поверхности падает. Это особенно сказывается на значении теплового КПД. Из рис. 2 видно, что при одной и той же плотности энергии в пучке E с уменьшением q_0 на порядок значение КПД может возрасти в 5–6 раз. Изменение пространственного распределения выделяющейся в веществе энергии от прямоугольного до треугольного изменяет полученные зависимости примерно на 10 %.

Оценим параметры задачи интегральным методом теплового баланса. Пренебрегая затратами энергии на испарение и плавление, получаем оценку для максимальной температуры поверхности $T_* \approx (\omega/k) \ln(4a^2 q_0^2 x^*/3sk^2 T_e^2)$, где a^2 – коэффициент температуропроводности, s – скорость звука в веществе, ω – энергия испарения на атом, T_e – температура кипения. Время экранирования потока от мишени $\tau_0 \approx 3c\rho k T_*^2/8q_0^2$. При $t > \tau_0$ имеем:

$$q(t) = q_0 / \sqrt{1 + t/\tau_0}; \quad \eta(t) = 2(\sqrt{1 + t/\tau_0} - 1)\tau_0/t. \quad (3)$$

На рис. 1, 2 зависимости (3) изображены штриховыми линиями. Хорошее соответствие этих оценок с численным решением по существу обусловлено тем, что при $t \gg \tau_0$ решение системы (1), (2) стремится к автомодельному $q(t) \propto t^{-1/2}$.

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что с точки зрения теплового воздействия мощных плазменных и ионных потоков на вещество наиболее эффективны потоки в диапазоне 1–10 МВт/см².

ЛИТЕРАТУРА

1. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. М., Энергоиздат, 1984.
2. Умрихин Н.М. Канд. дисс., ИАЭ им. И.В. Курчатова, М., 1984.
3. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. Труды ФИАН, 52, 118 (1979).
4. Веденов А.А., Глядуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М., Энергоиздат, 1985.
5. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник (Под ред. Рыкалина Н.Н., Углова А.А.) М., Машиностроение, 1985.
6. Погребняк Ф.Д. и др. Изв. ВУЗов, сер. Физика, № 1, 52 (1987).
7. Архипов Н.С. и др. Физика плазмы, 13, 632 (1987).
8. Бойко В.И., Евстигнеев В.В. Введение в физику взаимодействия сильноочных пучков заряженных частиц с веществом. М., Энергоиздат, 1988.
9. Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаранов Л.В. ЖЭТФ, 31, 232 (1956).
10. Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М., Атомиздат, 1972.
11. Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. ЖВМТФ, 5, 816 (1965).
12. Мажужин В.И. и др. Препринт ИПМ АН СССР № 122, М., 1985.

Поступила в редакцию 6 сентября 1989 г.

После переработки 25 апреля 1990 г.