

З. С. МАЖИТ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПОТОКА АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТЬ ОБРАЗЦА НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

Методом прогонки решена система уравнений, описывающая физические процессы, происходящие в образце нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т при облучении импульсным плазменным потоком с энергией частиц 10^4 эВ, включающая уравнения теплопроводности, термоупругости и диффузии.

Облучение импульсными потоками заряженных частиц и плазмы поверхности металлов и полупроводников приводит к изменению их химических, физических и механических свойств. Метод обработки материалов, основанный на подобном воздействии, является эффективным для получения модифицированных конструкционных материалов, что важно для микроэлектронной промышленности. Исследование воздействия плазмы на поверхности металлов в особенности актуально при изучении взаимодействия пристеночной плазмы термоядерного реактора с пластиной дивертора – первой стенкой реактора [1].

При облучении материалов пучками заряженных частиц, плазмой происходят плавление тонкого поверхностного слоя, распространение тепла в глубь вещества, структурно-фазовые превращения. В случае ионной имплантации в поверхностном слое может быть получена определенная концентрация вводимых атомов, однако образуется большое число дефектов. Имеются работы, посвященные исследованию теплопереноса и связанного с ним процесса генерации

термомеханических напряжений в твердом теле [2, 3]. При описании теплопереноса в основном могут быть использованы две модели. Первая, так называемая тепловая модель, представляет собой исследование процесса распространения тепла в веществе без образования пара, вторая модель отличается тем, что включает образование плазмы паров вблизи поверхности образца вследствие испарения. В последние годы появились работы, в которых основной упор делается на исследование эволюции дефектов в веществе [3].

В работах [4–6] теоретически и экспериментально исследовано влияние воздействия импульсных потоков азотной, аргоновой и водородной плазмы на физические свойства приповерхностных слоев нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Показано, что критическое значение поверхностной плотности энергии облучения $q_{кр} \sim 90–95$ Дж/см². При этом значении q_0 в приповерхностных слоях образца начинается плавление. Выше этого значения в образце изменяются физико-механические приповерхностные свойства и структура, что подтверждается измерениями микротвердости,

результатами нейтронной дифрактометрии и численным решением тепловой задачи. Обработка материала потоком плазмы, поверхностная плотность энергии которого меньше критической, приводит к упрочнению поверхностного слоя исследуемой стали. После воздействия с $q_0 > q_{0кр}$ наблюдается ухудшение прочностных свойств. Так, установлено, что микротвердость поверхности стандартно подготовленной нержавеющей стали 12Х18Н10Т, облученной импульсами азотной плазмы $q_0 < 90-95$ Дж/см², увеличивается на ~20% по сравнению с необлученным образцом. На кривой распределения микротвердости по глубине образцов отожженной стали, облученных импульсными потоками плазмы, обнаружены два максимума. Наличие первого максимума на глубине ~50 мкм авторы объясняют образованием высокой концентрации дефектов и дислокаций вследствие закалки из жидкого состояния при интенсивном нагреве, плавлении и частичном испарении в процессе обработки, образование второго максимума – формированием и распространением ударных волн на глубинах порядка 100 мкм и более, а также увеличением концентрации дефектов в облучаемом материале. Поверхностная плотность энергии плазменного потока, при которой уже необходимо учитывать наличие второй фазовой границы «пар–жидкость», ≈ 270 Дж/см².

В работе [7] предлагается критерий образования ударной волны в виде

$$\frac{PS}{\tau} > C_e^4 \rho_0 R_0,$$

где P – мощность, приходящаяся на 1 площади облучаемой поверхности S , $S \sim 1$ см², R_0 – пробег ионов в материале, $R_0 \sim 1$ мкм, $C_e = 5 \cdot 10^3$ м/с, $\rho_0 = 7,9 \cdot 10^3$ кг/м³. Подстановка значений величин дает следующее: $PS/\tau \sim 10^{11}$ Вт/с, $C_e^4 \rho_0 R_0 \approx 10^{12}$ Вт/с. Поскольку неравенство не соблюдается, вряд ли имеет смысл говорить об образовании ударной волны.

В связи с недостаточной разработанностью методов диагностики плазмы в экспериментах [4–6] не контролировались потоки и энергии частиц, бомбардирующих поверхность, концентрации примесных ионов по глубине мишени. Тем не менее на основе обширного экспериментального материала [4–6] возможно создание модели физических процессов, происходящих при облучении импульсной азотной плазмой образца

нержавеющей стали 12Х18Н10Т прежде всего для того, чтобы восполнить «пробелы», допущенные по объективным причинам в экспериментальных исследованиях, а также установить распределение температуры и поля термомеханических напряжений в веществе мишени.

Неоднородный нагрев мишени и распространение тепла в глубь материала описываются уравнением теплопроводности [2–4]:

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \alpha^2 \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} + \frac{S(x,t)}{\rho c}, \quad (1)$$

где x – расстояние от поверхности; t – время; ρ – плотность вещества мишени; c – теплоемкость; α^2 – коэффициент температуропроводности:

$$\alpha^2 = \frac{k}{\rho c} \quad (k \text{ – коэффициент теплопроводности});$$

$S(x,t)$ – функция источников тепла, которую в первом приближении можно записать в виде [3]

$$S(x,t) = \frac{1}{\tau} EN(x,t)f(t). \quad (2)$$

Здесь $f(t)$ – функция включения: $f(t) = 1, t \in (0, \tau)$;

$f(t) = 0, t \geq \tau$; τ – длительность импульса; E – энергия частиц плазмы; $N(x,t)$ – концентрация примесных ионов.

В результате импульсного теплового воздействия в мишени возникает и распространяется акустическая волна термонапряжений. Уравнение, описывающее этот процесс (уравнение термоупругости), имеет вид [8, 9]

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \rho \alpha_1 \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}. \quad (3)$$

Здесь σ – напряжение, α_1 – коэффициент линейного расширения, μ – коэффициент Пуассона, v – скорость звука в среде.

Перераспределение ионов примеси при импульсном воздействии плазмой описывается уравнением диффузии [3]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D(T) \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{D(T)}{kT} (F_T + F_G) \frac{\partial N}{\partial x}. \quad (4)$$

В уравнении (4) $D(T)$ – коэффициент термодиффузии частиц; F_T – сила, действующая на ион примеси в результате возникновения поля температур; F_G – сила, действующая на ион примеси в результате возникновения поля термоупругих напряжений. F_T определяется как [3]

$$F_T = -\frac{1}{3} \Omega_0 c(T) \rho \left\langle \frac{\sigma_0}{\sigma_i} \right\rangle \frac{\partial T}{\partial x},$$

где $\left\langle \frac{\sigma_0}{\sigma_i} \right\rangle$ – усредненное отношение сечений рассеяния фононов атомами кристалла (кремния) и примеси (азота); Ω_0 – элементарный объем атома мишени.

Силу F_G можно записать в виде [3]

$$F_G = \frac{4(1-\mu^2)}{3(1-2\mu)^2} G(\Omega_1 - \Omega_0) \alpha_i \frac{\partial T}{\partial x},$$

где G – модуль сдвига, Ω_1 – элементарный объем атома примеси.

Решение системы уравнений (1)–(4) выполнено методом сеток (конечных разностей) [10, 11]. Число узлов по координате – n , шаг по времени τ_0 фиксированный. На каждом временном шаге задача решалась с помощью итераций. В качестве исходных данных итерационного процесса задавались температурный профиль ${}^0T_i^1$, профиль напряжений ${}^0\sigma_i^1$ и начальный профиль распределения концентрации ${}^0N_i^1$, $i=1, n$. Поле температур определяли посредством явной разностной схемы, причем шаги по времени и пространственной координате h связаны соотно-

шением $\frac{\alpha^2 \tau_0}{h^2} \leq \frac{1}{2}$. Значения концентрации примесных ионов в (2) определялись из решения уравнения диффузии. С помощью метода прогонки вычислялись искомые величины в узлах сетки.

Результаты численного решения уравнения теплопроводности приведены на рис. 1 и 2, где представлены пространственные профили распределения температуры и градиента температуры в приповерхностных слоях образца в различные моменты времени. Расчет проводился для следующих параметров плазменного потока: поверхностная плотность поглощенного потока энергии $q_0=90$ Дж/см²; длительность импульса $\tau=10$ мкс. Теплофизические характеристики мишени полагались постоянными: $\rho=7,9$ г/см³; $c=561$ Дж/(кг·К); $k=20,0$ Вт/(м·К); $\alpha_i=1,1 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹ [12, 13]. Температура плавления нержавеющей стали 12X18H10T $T_{\text{пл}} \cong 1413$ К. Упругие константы: $\mu=0,29$; $\nu=6100$ м/с [12].

Из рис. 2 видно, что максимальный градиент температуры наблюдается в приповерхностной области образца в момент окончания импульса, его величина составляет $\text{grad}(T) \approx 4,4 \cdot 10^7$ К/м. Точка, соответствующая максимальному гра-

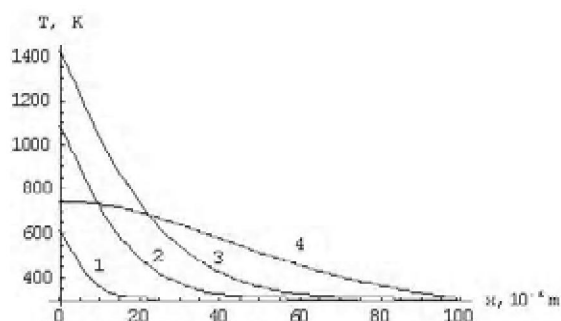


Рис. 1. Профили температуры в образце стали при облучении азотной плазмой в различные моменты времени, мкс: 1 – 1; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 25; $q_0 = 90$ Дж/см²

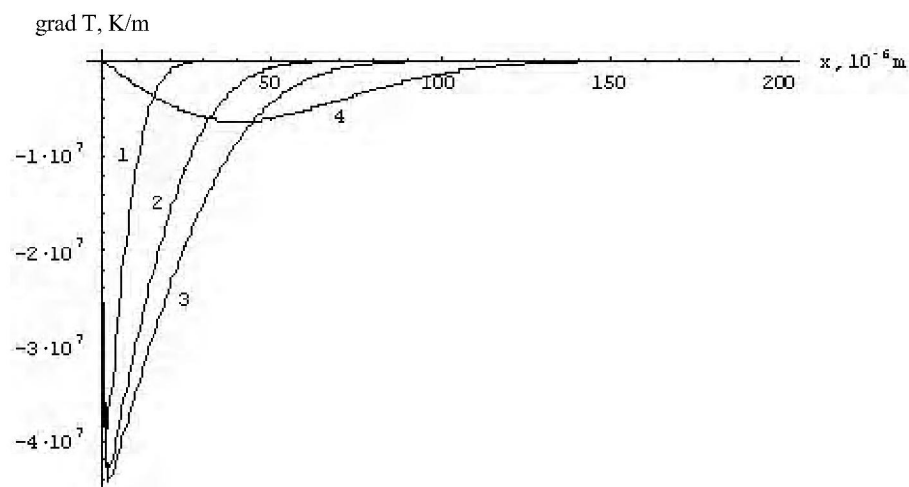


Рис. 2. Профили распределения градиентов температуры в образце стали при облучении азотной плазмой для различных моментов времени, мкс: 1 – 1; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 25; $q_0 = 90$ Дж/см²

