

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, аргонной 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-

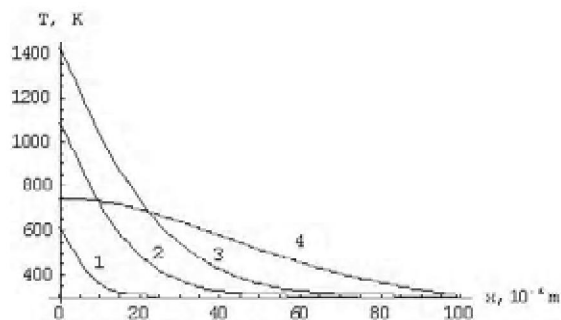


Рис. 1. Профили температуры в образце стали при облучении азотной плазмой в различные моменты времени, мкс: 1 – 1; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 25; $q_0 = 90$ Дж/см²

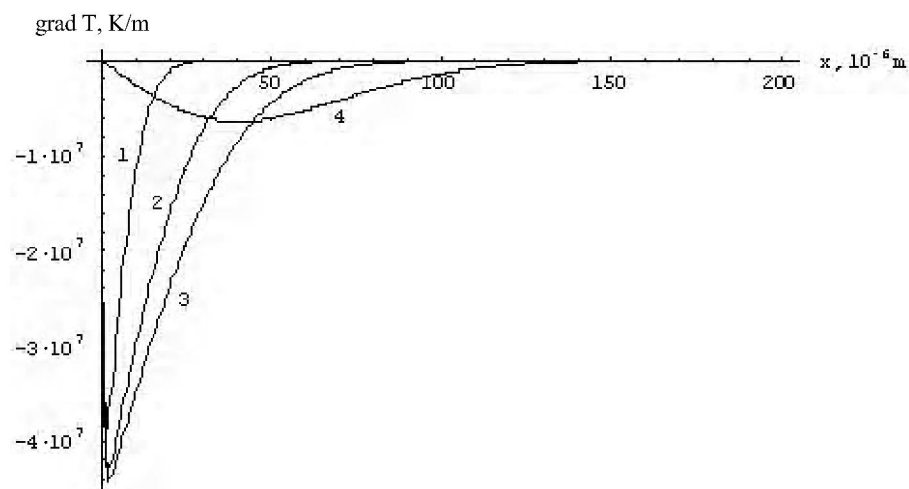


Рис. 2. Профили распределения градиентов температуры в образце стали при облучении азотной плазмой для различных моментов времени, мкс: 1 – 1; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 25; $q_0 = 90$ Дж/см²

диенту, с течением времени смещается в глубь образца. Это связано с тем, что из-за теплопроводности происходит быстрое выравнивание профиля температуры.

Расчеты показывают, что в мишени также возникают упругие деформации из-за температурных перепадов и, как следствие, распространяется волна температурных напряжений (рис. 3). Скорость распространения термонапряжений значительно выше скорости распространения тепла в образце, поэтому с течением времени они быстрее затухают. Максимальная величина термонапряжений определена в моменты времени, соответствующие фронту и срезу импульса (например, кривая 1 на рис. 3), когда существенно изменялась температура, и составила $\sim 10^6$ Па.

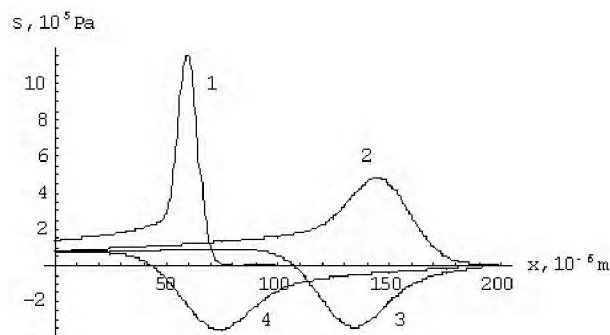


Рис. 3. Распространение волны термонапряжений в приповерхностной области стального образца. Показан профиль волны для различных моментов времени, мкс: 1 – 10.01; 2 – 10.09; 3 – 10.11; 4 – 10.12

Из анализа профилей распределения внедренных примесных ионов азота следует, что концентрация ионов в приповерхностных слоях достигает $\sim 10^{19}$ $1/\text{см}^3$. Из совместного решения уравнений теплопроводности и диффузии получен коэффициент диффузии ионов азота $D=1,05$ $\text{мм}^2/\text{с}$.

Таким образом, для изучения возможности разрушающего влияния термомеханических напряжений при импульсном плазменном воздействии на поверхность металлического образца решена система дифференциальных уравнений, включающая уравнение теплопроводности, описывающее пространственно-временное изменение поля температур, уравнение термоупругости, связывающее температуру и напряжения, и уравнение диффузии, в соответствии с которым происходит распределение ионов примеси в облучаемом образце. Можно отметить, что в резуль-

тате облучения поверхности образца нержавеющей стали импульсным потоком азотной плазмы температура приповерхностных слоев мишени в течение длительности импульса возрастает. Увеличение температуры сопровождается появлением термонапряжений, максимальная величина которых $\sim 10^6$ Па соответствует фронту и срезу импульса. Волна термонапряжений, постепенно ослабевая, неоднократно отражалась от торцов образца. Поскольку в металле всегда присутствуют дефекты, возможно, что следствиями возникновения таких напряжений могут быть перемещение дислокаций, расширение полостей, скольжение, что влечет за собой изменение прочностных свойств, как это следует из [4–6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Богаченков Е.Е., Дюшембиев У.А., Конкашбаев И.К., Ландман И.С. // Физика плазмы. 1993. Т. 19, № 8. С. 963-971.
2. Блейхер Г.А., Кривокозов В.П., Пащенко О.В. // Изв. вузов. Физика. 1997. №2. С. 67-89.
3. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Шульга С.А. // Изв. вузов. Физика. 2000. № 9. С. 19-24.
4. Ибраев Б.М., Пак С.П. // Вестник КазГУ. Сер. физ.: материалы Международной научной конференции «Физика газа, плазмы и жидкости». 1999. №7. С. 275-277.
5. Баимбетов Ф.Б., Ибраев Б.М., Пак С.П. // Вестник КазГУ. Сер. физ. 2000. №1(8). С. 84-87.
6. Баимбетов Ф.Б., Ибраев Б.М., Пак С.П. // Вестник КазГУ. Сер. физ. 1999. №7. С. 88-90.
7. Валаев А.Н., Погребняк А.Д., Братушка С.Н. и др. // ПЖТФ. 1998. Т. 24, вып. 20. С. 72-77.
8. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений: Пер. с англ. М., 1964.
9. Новацкий В. Теория упругости М., 1975.
10. Самарский А.А. Введение в численные методы. М., 1987.
11. Самарский А.А. Теория разностных схем. М., 1977.
12. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. М., 1976.
13. Сергеев О.А. // Теплофизические свойства веществ и материалов. 1978. Вып. 13. С. 133-137. (ГСССД Сер. «Физические константы и свойства веществ»).

Резюме

Тот баспайтын болат үлгінің бетіне энергия тығыздығы $q_0=90$ Дж/см², ұзақтығы $t=10$ мкс, азоттық плазма импульсі әсер еткендегі процестер есептелген, әсіресе, ортадағы жылу өткізгіштік және динамикалық кернеулер таралуы қарастырылады.

Summary

In the paper numerical solution of problem of pulsed nitrogen plasma flux attack on steel sample surface is presented. Time of impulse $\tau=10$ mcs, density of energy flux $q_0=90$ J/cm². Distribution of temperature and dynamical stress is determined.

КазНУ им. аль-Фараби,
г. Алматы

Поступила 10.06.04 г.