

ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОСТРУКТУР В ОБЪЕМЕ ДЕТАЛИ ПРИ ДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ

Введение

Для получения нанокристаллических структур на поверхности, как известно, необходимо создание определенных температур (или скорости ее нарастания), давлений в необходимом объеме и наличия атома металла, вокруг которого формируется наноструктура.

Как показано в работах [1–10], действие заряженных частиц на конструкционные материалы приводит к появлению на глубине довольно высоких температур, при действии индивидуальных ионов разных сортов и зарядности и электронов в зоне теплового воздействия есть вероятность появления температурных напряжений значительной величины, что подтверждает возможность появления локальных зон, где достигаются условия появления наноструктур. Для того чтобы такие условия реализовались в значительном объеме: действие высоких температур и напряжений также необходимо обеспечить максимальное заполнение объема полями температур с повышенными температурами и в то же время сохранить зоны с максимальными градиентами температур, когда реализуются высокие значения температурных напряжений. Очевидно, простым увеличением плотностей ионного и электронного тока этого достичь будет нельзя, так как с ростом плотности тока градиенты температур в зоне действия соседних частиц снижаются, а, следовательно, снижаются величины температурных напряжений и условия образования наноструктур не выполняются.

Работа выполнялась в рамках программы Министерства образования и науки "Новые и ресурсосберегающие и технологии в энергетике, промышленности и агропромышленном комплексе" (подсекция 13 – "Аэрокосмическая техника и транспорт") и по темам "Создание физико-технических основ повышения качества материала аэрокосмических конструкций" и "Разработка технологических основ интегрированных технологий плазменно-ионной обработки деталей аэрокосмической техники", а также в рамках хозяйственных работ и договоров о сотрудничестве.

Состояние вопроса

В работах [16-19] исследовано влияние размера зерна на физико-механические и электрические свойства материалов, так в работах [16-18] обнаружено наличие максимума микротвердости в зависимости от размера зерна.. В работе [17] наблюдалось слабое влияние размера зерна на микротвердость нитрида в магнетронных нанокompозитах nc –

TiN/ α Si₃N₄ при различных температурах отжига, тогда как для вакуумно-дуговых нанокompозитов есть размеры зерен, для которых реализуется максимальная микротвердость рис. 1 - 4.

В работах [1-5] получены высокие значения микротвердости для покрытия 0.8ZrN+0.2HfN при комбинированной обработке до 45 ГПа, повышение износостойкости и стойкости режущего инструмента до 20 раз, а при нанесении только покрытия 0.8ZrN+0.2HfN микротвердость составляла около 35ГПа, что превышает микротвердость отдельных компонентов более чем в 2 раза, все это дает возможность предполагать, что даже при нанесении только покрытия реализуется появление наноструктур, тогда как дополнительная электроннолучевая модификация позволит получать более эффективные наноструктуры с улучшенными свойствами и на значительной глубине (до 1 мм).

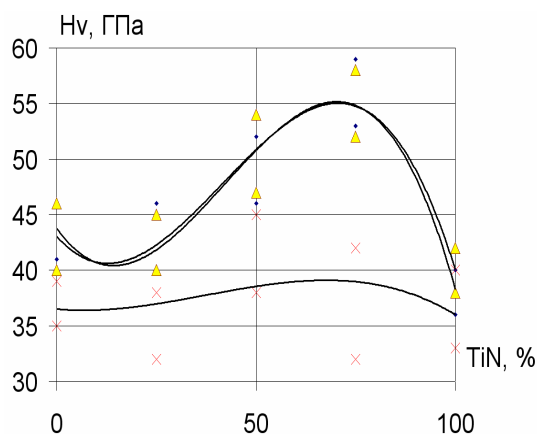


Рисунок 1 – Зависимость микротвердости от процентного состава TiN в покрытии TiB₂+TiN (размер кристаллов 3-10,2нм) [18]

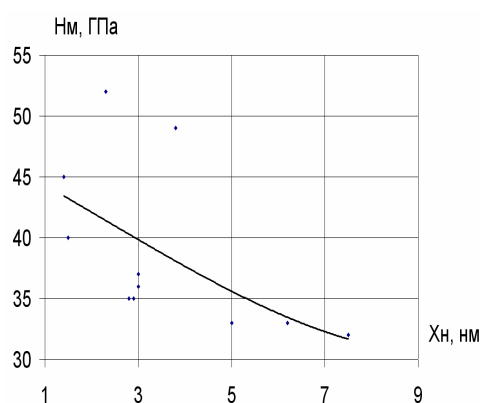


Рисунок 2 – Микротвердость покрытия в зависимости от размера кристалла [17]

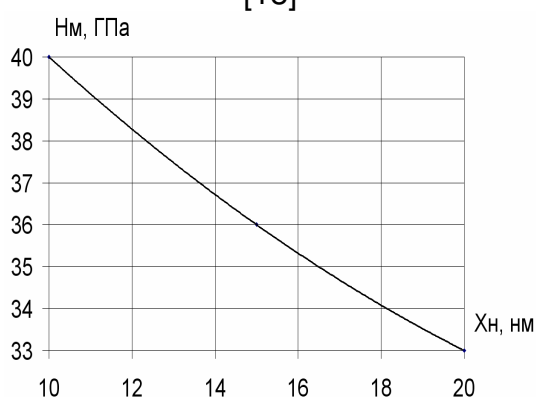


Рисунок 3 – Микротвердость покрытия от размера зерна по данным работы [19]

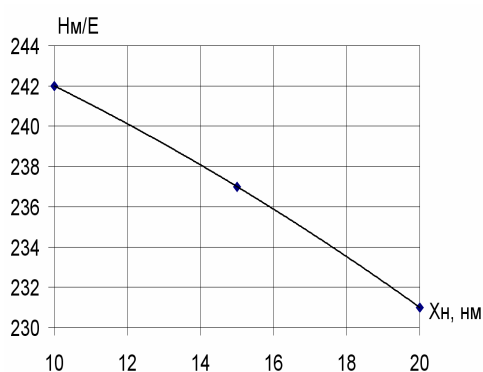


Рисунок 4 – Зависимость микротвердости от размера зерна по данным работы [19]

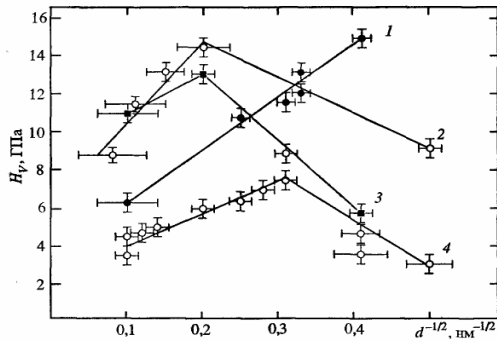


Рисунок 5 – Зависимость микротвердости H_v от размера зерна дисперсных фаз, выделяющихся в нанокристаллических сплавах, получаемых кристаллизацией аморфных сплавов: 1- $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$; 2 – $\text{Fe}_{81}\text{Si}_7\text{B}_{12}$; 3 – $\text{Fe}_5\text{Co}_{70}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$; 4- $\text{Pd}_{81}\text{Cu}_7\text{Si}_{12}$ [16]

За счет действия ионов различных сортов, энергий, зарядности и электронов и их плотностей токов есть возможность сохранения достаточных температур (за счет соответствующего распределения температур по глубине обеспечивается высокая средняя температура), в то же время, выбирая расположение по глубине (варьируя энергии, зарядности и сорта ионов и электронов) обеспечиваем высокие градиенты температур. Следовательно, в довольно большом объеме материала будут действовать значительные по величине напряжения, т.е. будут выполняться условия для получения нанокристаллических структур.

Поэтому, несколько модернизировав модель действия индивидуальных частиц на конструкционные материалы [1,10] получим модель, учитывающую необходимые факторы (в частности, в модели не учитывалась зарядность иона и характер их сложного взаимовлияния в довольно большом рассматриваемом объеме) и одновременное действие электронов.

1. Модель действия индивидуального иона и электрона на конструкционный материал

Взаимодействие потоков заряженных частиц и плазменных потоков с конструкционными материалами связано с реализацией широкого круга процессов: столкновительных, теплофизических, термомеханических, термоусталостных, диффузионных, термохимических и плазмохимических, но в настоящее время отсутствуют работы, учитывающие эти факторы и, тем более, их взаимосвязь. Все эти процессы влияют как на характер теплообмена в объеме детали, так и на поверхности, поэтому учет этих процессов необходим как в балансе энергии в элементарном объеме металлической мишени, так и в теплообмене на поверхности мишени, т.е. в граничных условиях.

1.1. Баланс тепла в элементарном объеме детали

Изменение количества тепла в единичном объеме (первое слагаемое в левой части равенства) реализуется за счет: перемещения потока частиц вдоль обрабатываемой поверхности или перемещения мишени относительно потока плазмы со скоростью V_p (второе слагаемое), теплофизических процессов: влияние на теплообмен

конечной скорости распространения тепла (третье слагаемое), теплопроводности (первое слагаемое справа), смещения фронта испарения (второе слагаемое), плавления (третье слагаемое); столкновительных процессов: объемного источника тепла за счет действия частицы (четвертое слагаемое), затраты энергии на смещение атомов (пятое слагаемое); термоупругих, термопластических и термоусталостных процессов, определяющих энергию деформирования материала элементарного объема (шестое слагаемое); диффузионных процессов, определяющих теплоперенос диффундирующим материалом (седьмое слагаемое); термохимических процессов, связанных с реализацией химических реакций между материалом мишени и бомбардирующими ионами или же между компонентами сплавов и композитных материалов (восьмое слагаемое) и ленц-джоулев нагрев за счет растекания тока (девятое слагаемое - для ионного и электронного потоков) и энергия кристаллизации (последнее слагаемое).

$$\begin{aligned}
 & C[T] \cdot \gamma[T] \frac{dT(x, y, z, t)}{dt} + C[T] \cdot \gamma[T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} \cdot V_n + \\
 & + C[T] \cdot \gamma[T] \cdot \tau_p \frac{d^2 T(x, y, z, t)}{dt^2} = \nabla \lambda [T \cdot \nabla T](x, y, z, t) + \\
 & + C[T] \cdot \gamma[T] \cdot V_{tm} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} - \\
 & - A \cdot L \cdot \gamma[T] \frac{dV}{dt} + B \cdot j_{i,e} \cdot \mu_{i,e} \frac{\partial E_{i,e}}{\partial x} - E_{см} \cdot S_{см} \frac{j_{i,e}}{\lambda_{ср i,e}} \pm \\
 & \pm D \frac{dW(x, y, z, t)}{dt} \pm m_a \cdot C_a [T_a] \frac{dn_a}{dt} (T_a - T(x, y, z, t)) \pm \\
 & \pm P_{T,x} (n_A, n_B, T, t_e) \frac{dn_{A(B)}}{dt} L_{T,x,p} + \rho [T] \cdot j^2(x, y, z, t)
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $C[T]$ и $\gamma[T]$ – теплоемкость и плотность материала мишени, соответствующие температуре T ;

τ_p – время релаксации температуры на один Кельвин;

V_n – скорость перемещения плазменного, электронного или ионного потока или мишени относительно него;

$L_{пл}$ и $L_{T,x,p}$ – удельные теплота плавления и термохимической реакции;

$V_{ф}[T]$ – скорость смещения фронта испарения;

$V_{пл}$ – объем расплавленного металла;

$j_{i,e}$ – плотность тока ионов, электронов или плазменного потока;

$\mu_{i,e}$ – коэффициент аккомодации иона и электрона;

$\frac{\partial E_{i,e}}{\partial x}$ – потери энергии иона и электрона на глубине мишени;

$E_{см}$ – энергия смещения атомов;

$S_{см}$ – число смещенных атомов в результате действия иона или электрона;

$\lambda_{ср i,e}$ – средняя линейная длина свободного пробега ионов и электронов

в материале мишени;

$W(x, y, z, t)$ – энергия деформирования единичного объема мишени;

m_a – масса диффундирующего атома;

$C_a[T_a]$ – теплоемкость диффундирующего материала при температуре T_a ;

$P_{T.X}(n_A, n_B, T, t_{B3})$ – вероятность термохимической реакции, зависящая от концентрации реагентов n_A и n_B , температуры T и времени взаимодействия t_{B3} ;

n_A и n_B – концентрация реагента, определяющего возможность реакции;

$\rho[T]$ – удельное электрическое сопротивление при температуре T ;

$j(x, y, z, t)$ – плотность тока с учетом растекания тока.

$W_{кр}$ – энергия кристаллизации.

Энергию деформирования единичного объема определим как:

$$W = G \left[\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2 + 2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2) + \frac{\mu}{1-\mu} \ell^2 - \frac{2(1+\mu)\alpha_1}{1-2\mu} \ell(T(x, y, z, t) - T) \right], \quad (2)$$

где $2\varepsilon_{ik} = 2\varepsilon_{ki} = \frac{\partial u_k}{\partial i} + \frac{\partial u_i}{\partial k}$ ($k, i = x, y, z$); $\ell = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$,

$\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$ – удлинения;

$\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx}$ – сдвиги относительно соответствующих осей;

u_x, u_y, u_z – перемещение относительно соответствующих осей;

α_1 – коэффициент линейного расширения материала мишени;

μ – коэффициент Пуассона (отношение поперечной деформации к продольной, значения μ заключены между 0 и 0,5);

G – модуль сдвига (модуль второго рода);

T_n – начальная температура. Для железа $G = 3,5 \dots 5,3 \cdot 10^{10}$ Н/м², $\mu = 0,23 \dots 0,31$.

Деформация сдвигов ε_{ik} не могут задаваться произвольно, они связаны дифференциальными соотношениями - условиями совместности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{xy}}{\partial x \partial y}; & \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y \partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{yz}}{\partial z \partial y}; & \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x \partial z} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[-\frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} + \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} \right] \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{zx}}{\partial x \partial z}; & \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y \partial x} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[-\frac{\partial \varepsilon_{yx}}{\partial z} + \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{xz}}{\partial y} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

этимися условиями проверяется правильность определения удлинений и сдвигов, а их корректировка – вводом дополнительных напряжений.

Для определения удлинений $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$ и сдвигов $\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx}$ воспользуемся выражением термоупругого потенциала перемещений Φ .

$$\Delta\Phi - \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)} \cdot \frac{\gamma}{G} \cdot \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \cdot \alpha_1 \cdot [T(x, y, z, t) - T], \quad (4)$$

где γ – плотность материала мишени.

Учитывая, что решение задачи проводится в подвижной системе координат и при выходе на стационарный или близкий к нему режим, второе слагаемое в левой части уравнения (4) становится незначительным, получим:

$$\Delta\Phi = \frac{1+\mu}{1-\mu} \cdot \alpha_1 \cdot [T(x, y, z, t) - T] \quad (5)$$

По величине термоупругого потенциала перемещений и по известным соотношениям находим величины удлинений и сдвигов:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{\partial^2\Phi}{\partial i\partial k}, \quad (i, k = x, y, z) \quad (6)$$

Величины температурных напряжений определим по выражению:

$$\sigma_{ik} = 2G \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial i\partial k} - \Delta\Phi \cdot \delta_{ik} \right), \quad (7)$$

где δ_{ik} подчиняется условиям: $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$ ($i, k = x, y, z$) $\delta_{ik} = 1$ при $i = k$.

В седьмом слагаемом формулы (1), учитывающем теплоперенос диффундирующим материалом, масса диффундирующего атома определяется как:

$$m_a = M \cdot m_p, \quad (8)$$

где M – атомный вес наносимого материала;

m_p – масса протона.

Изменение концентрации диффундирующих атомов в единицу времени можно при $t < t_k$ определить как:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{j}{e \cdot z \cdot \sqrt{\alpha t}}.$$

При $t \geq t_k$

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{j}{e \cdot z \cdot L_D}, \quad (9)$$

где j – плотность тока;

e – заряд электрона;

z – зарядовое число наносимого материала;

L_D – толщина детали;

t_k – время, за которое деталь прогреется на всю толщину, $t_k = L_D^2/\alpha$;

α – коэффициент температуропроводности.

Формула для расчета коэффициента диффузии:

$$K_{\text{диф}} = a_d \cdot d_3^2 \cdot V_0 \cdot \exp(-U/(kT)) \quad (10)$$

где a_d – множитель порядка 0,1, определяемый типом кристаллической решетки;

d_0 – расстояние между ближайшими эквивалентными положениями вакансий в кристалле;

V_0 – величина порядка частоты атомных колебаний в кристалле ($10^{12} - 10^{14} \text{ c}^{-1}$);

U – потенциальный барьер, который необходимо преодолеть вакансии при смещении в соседнее положение;

k – постоянная Больцмана;

T – абсолютная температура.

$q_n(x, \tau)$ – объемная плотность теплового потока излучения на расстоянии $(0, l, \delta)$ за время износа τ , $\delta = 10^{-5} \div 10^{-4}$ – толщина слоя, в котором поглощается энергия ионизирующего излучения, $1-R$ – поглощательная и α – коэффициент поглощения.

1.2. Теплообмен на поверхности детали

Тепловой поток на поверхности мишени создается за счет:

1. Столкновительных процессов: тепла, выделяемого на поверхности вследствие действия электрона или иона (первое слагаемое справа), отводится тепловой поток с распыленными частицами (третье слагаемое), с термоэлектронами (четвертое слагаемое), для ионов - отводится тепловой поток с ионно-ионной эмиссией или вторичной ионной эмиссией (пятое слагаемое), потенциальной ионно-электронной эмиссией (шестое слагаемое), кинетической ионно-электронной эмиссией (седьмое слагаемое), характеристическим рентгеновским излучением (восьмое слагаемое), тормозным рентгеновским излучением (девятое слагаемое), переходным излучением (десятое слагаемое), для электронов осуществляется теплоотвод с вторичными электронами (одиннадцатое слагаемое), с вторичными фотонами (двенадцатое слагаемое), с излучением Черенкова (тринадцатое слагаемое), с переходным излучением (четырнадцатое слагаемое), с тормозным рентгеновским излучением (пятнадцатое слагаемое), с характеристическим рентгеновским излучением (семнадцатое слагаемое).

2. Теплофизических процессов: отводится тепловой поток с испаренным материалом (восемнадцатое слагаемое), с ушедшим материалом в жидкой фазе, если создаются условия для его выброса (девятнадцатое слагаемое), с тепловым излучением нагретой поверхности (двадцатое слагаемое) и с конденсированными атомами, ранее испаренными (двадцать первое слагаемое).

3. Плазмохимических процессов, реализующихся за счет реакций потока плазмы или потока ионов с распыленным и испаренным материалом мишени или с адсорбированным излучением.

Передача энергии также осуществляется за счет излучения потока ионов, электронов или плазмы (последнее слагаемое):

$$-\lambda [T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} = F_{i,e} + q(r) - F_{расп} - F_{м.э.} - [F_{\text{вс}} + F_{\text{эф}} + F_{\text{и.э}} + F_{\text{ни}} + F_{\text{x.пу}} + F_{\text{мпу}} + F_{\text{ниэ}}] - \quad (11)$$

$$- [F_{\text{и.э.е}} + F_{\text{и.ф.э}} + F_{\text{и.э.э}} + F_{\text{кис}} + F_{\text{x.пу}} + F_{\text{мпу}} + F_{\text{ни}}] - F_{\text{исп}} - F_{\text{пл}} - \sigma \mathcal{E}^*(0, y, z, t) \pm F_{\text{конд}} + F_{\text{пх}} + \sigma \varepsilon_c T_c^*$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана;

ε и ε_c – степень черноты поверхности мишени и среды;

T_c – температура среды.

Рассмотрим более подробно каждое слагаемое в формуле (11):

Плотность теплового потока вследствие действия налетающих частиц равна:

$$F_{i,e} = \mu_{i,e} E_{i,e} J_{i,e} - K_{\text{отр } i,e} J_{i,e} E_{\text{отр } i,e}, \quad (12),$$

где $\mu_{i,e}$ – коэффициент аккомодации иона или электрона, определяющий максимальную долю энергии, которую ион или электрон может передать атому;

$E_{i,e}$ – энергия налетающих частиц;

$K_{\text{отр } i,e}$ – коэффициент отражения ионов или электронов;

$E_{\text{отр } i,e}$ – энергия отраженных частиц.

Кнудсен определили коэффициент аккомодации как:

$$\mu = \lim_{E_1 \rightarrow E_0} \frac{E_2 - E_0}{E_1 - E_0},$$

(13)

где E_0 – энергия налетающей частицы;

E_1 – энергия атомов на поверхности;

E_2 – энергия покидающей частицы.

2. Результаты расчета полей температур и температурных напряжений при действии потока плазмы и получение наноструктур

Исследованы теплофизические процессы при действии плазменного потока в широком диапазоне интенсивности потока частиц.

Для индивидуальных частиц ($j \leq j'_{\text{кр}}$) и потока как сплошной среды ($j \leq j''_{\text{кр}}$) можно пользоваться результатами, приведенными в [1]. Исследование проведем в основном для случая взаимовлияния соседних частиц ($j < j' < j''_{\text{кр}}$).

Для индивидуальных частиц ($j \leq j'_{\text{кр}}$) и потока как сплошной среды ($j \leq j''_{\text{кр}}$) можно пользоваться результатами, приведенными выше. Исследование проведем в основном для случая взаимовлияния соседних частиц ($j < j' < j''_{\text{кр}}$).

1. Рассмотрим три случая теплового действия плазмы на деталь. Действие частиц плазменного потока как индивидуальных тепловых источников, т.е. случай отсутствия наложения температурных полей соседних ионов и электронов ($j \leq j'_{\text{кр}}$).

2. Совместное тепловое действие ряда частиц при наложении их температурных полей ($j \leq j' \leq j''_{\text{кр}}$).

3. Действие плазменного потока как сплошной среды ($j \geq j''_{кр}$).

Рассмотрим действие электронов и ионов средних энергий в плазменном потоке при условии, что $j \leq j'_{кр}$. Если плотность тока лежит между первой и второй критической, т.е. когда наблюдается наложение температурных полей от действия соседних частиц, задача усложняется. Проанализируем действие только четырех тепловых источников, первые два из которых - это ионы с энергией \dot{E}_i , а остальные - электроны с энергией \dot{E}_e (рис. 6), причем в рассматриваемой области выделяется только четвертая часть энергии каждой из четырех частиц. Эта область ограничивается прямоугольным параллелепипедом со сторонами, равными расстоянию между частицами в потоке l_r , и высотой, равной максимальной глубине проникновения температурного поля. Тепловые источники - электроны - действуют в точках $A(0, 0, 0)$ и $C(0, l_r, l_r)$, в точках же $B(0, l_r, 0)$ и $D(0, 0, l_r)$ действуют ионы (вдоль вертикалей, проходящих через эти точки).

В общем случае рассмотрение температурных полей в зоне действия плазменного потока проводилось при плотностях тока, равных первой критической и при промежуточных значениях. Такое рассмотрение позволяет выявить все экстремальные ситуации и оценить правомочность разделения теплофизических задач по плотностям тока (интенсивностям) в плазменном потоке.

На рис. 7 представлена картина распределения температур в зоне действия на деталь из железа (стали) плазменного потока с ионами азота (средняя энергия $\dot{E}_i=800$ эВ) и электронами ($\dot{E}_e=3$ эВ) на следующих поверхностях:

- 1) $x=0$; 2) $x=0,75\lambda_{ср}$; 3) $x=1,5\lambda_{ср}$ (где $\lambda_{ср} = 1/2(\lambda_e + \lambda_i)$) за время

$t = \frac{\tau_{bi} + \tau_{be}}{2} = \tau_{бср}$, $t=2\tau_{бср}$, $t=10\tau_{бср}$. Плотности тока в плазменном потоке

составляли:

$j=j'_{кр}=7 \times 10^6$ А/м² (рис.2а); $j=8 \times 10^7$ А/м² (рис. 7, б); $j=j''_{кр}=0,3 \times 10^8$ А/м² (рис.7, в). Видно, что при малых плотностях тока температурные поля в зоне действия частиц остаются такими же, как при действии иона с энергией 800 эВ и электрона с энергией 3 эВ, максимальная температура наблюдается в зоне действия ионов и составляет величину 2100 К, тогда как в зоне действия электрона температура значительно ниже. На рассмотренных глубинах распределения температур отличаются значительно, наблюдается несколько более высокие температуры на глубине $0,75\lambda_{ср}$. Распределение температур по исследованным поверхностям существенно неоднородное.

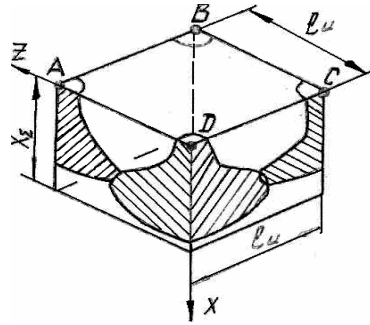


Рисунок 6 – Дальнейшее увеличение плотности тока до второй критической, приводит к выравниванию распределения температур

При увеличении плотности тока в потоке до $8 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ наблюдается наложение температурных полей соседних частиц, характер изменения температур в исследованных плоскостях становится более равномерным. В центральной части рассматриваемых поверхностей величины температур заметно увеличиваются, но максимальная температура остается такой же, как и в предыдущем случае. Однако и в этом случае градиенты температуры существенны, а характер распределения температуры на исследованных глубинах сохраняется (рис. 7, б).

Дальнейшее увеличение плотности тока до второй критической, приводит к выравниванию распределения температур - они приближаются к максимальным. Не значительный градиент температур наблюдается по диагонали, где действуют электроны (рис. 7, в). Дальнейшее увеличение плотности тока приводит к выравниванию распределения температур по поверхности.

При действии плазменного потока на алюминиевую деталь ($E_i=800 \text{ эВ}$, $E_e=38 \text{ эВ}$, ионы титана) характер распределения температур по глубине изменяется, наблюдается их различие. Так, при плотности тока, равной первой критической ($j=j'_{кр}$, рис. 8, а), просматривается существенная неоднородность температур по глубине мишени и в исследованных плоскостях. Характер распределения в зоне действия частиц такой же, как при действии ионов с энергией 800 эВ (максимальная температура 637 K наблюдается на глубинах $x=0,6\lambda_{ср}$ для ионов). Реализуются значительные градиенты температур. При увеличении плотности тока в пучке до $3 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ (рис. 8, б) происходит некоторое их выравнивание в исследованных плоскостях, максимальная температура и немонотонность ее по глубине сохраняются, градиенты падают по сравнению с предыдущими случаями.

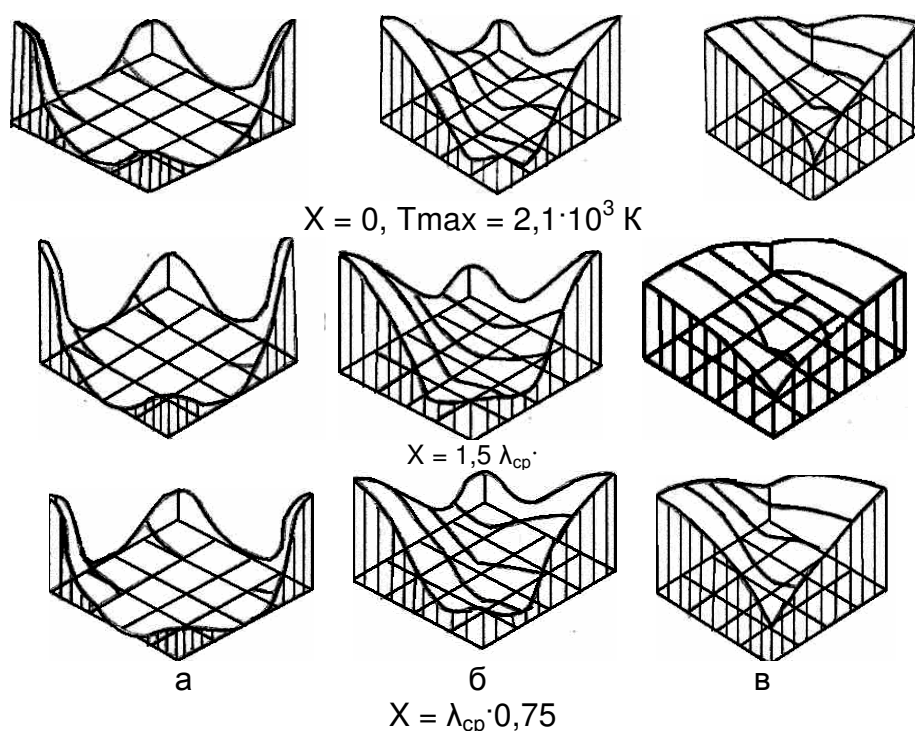


Рисунок 7 – Температурные поля в зоне действия плазменного потока на железо $E_{ср} = 800 \text{ эВ}$, $E_{срI} = 3 \text{ эВ}$ при различных плотностях тока: а - $j = j_{кр}^I = 7 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; б - $j = 8 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$; в - $j_{кр}^{II} = 3,3 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ ($T_{max} = 2,1 \cdot 10^3 \text{ К}$ ионы азота)

Дальнейшее увеличение плотности тока до второй критической ($2,1 \times 10^8 \text{ Ам}^2$, рис. 8, в) приводит к выравниванию распределения температур в исследованных плоскостях и приближению их к максимальной в диагональной плоскости действия электронов. Таким образом, увеличение плотности тока приводит к выравниванию температурных полей. После завершения цикла облучения наблюдается выравнивание температурных полей по поверхностям и некоторый рост температуры в глубине, после чего она снижается.

Исследование полей температур показало наличие высоких по величине градиентов температур, что говорит о возможности реализации температурных напряжений значительных по величине. Результаты расчета температурных напряжений представлены на рис. 9 и 10. Так для случая действия плазменного потока с ионами азота $E_i = 800 \text{ эВ}$ и $E_e = 3 \text{ эВ}$ на железо реализуются максимальные температурные напряжения $1,4 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$ на глубине $0,6 X_{ср}$ при плотности тока равной первой критической ($7 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$) с ростом плотности тока происходит снижение при плотностях тока $j = 8 \cdot 10^6$ и становятся совсем незначительными при плотностях токов равных второй критической $j = 6,3 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$. Причем для первой критической плотной тока температурные напряжения на поверхности достигают значений $5,7 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$, которые с ростом плотности тока снижаются (рис. 9).

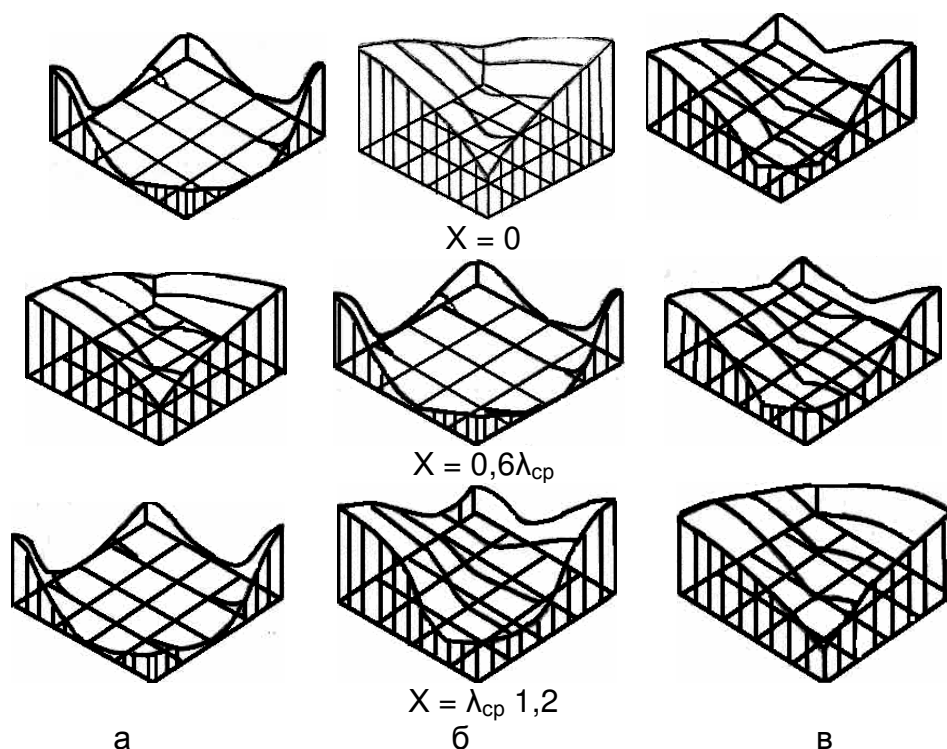


Рисунок 8 – Температурные поля на поверхностях $X=0$, $X=0,6\lambda_{cp}$ и $X=1,2\lambda_{cp}$ в зоне действия плазменного потока $E_i = 800\text{эВ}$ - T_i , $E_e = 3,8\text{эВ}$ с плотностью токов: а - $j = j_{кр}^I = 2,7 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$; б - $j = 3 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$; в - $j = j_{кр}^{II} = 3,7 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$ на алюминиевую мишень. $T_{max} = 637 \text{ K}$

В случае действия плазменного потока с ионами титана $E_i=800 \text{ эВ}$ и электронами, $E_e=3 \text{ эВ}$ на алюминиевую деталь при плотности тока равной первой критической плотности тока ($j_{кр}^I = 2,7 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$) максимальные значения температурных напряжений реализуются на глубине равной $0,6 \lambda_{cp}$ и равны $5,4 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ в тоже время на поверхности и на глубине авной $1,2 X_{cp}$ они малы. С ростом плотности тока до второй критической ($j_{кр}^{II} = 2,1 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$) они существенно снижаются даже на глубине $X = 0,6X_{cp}$. В этом случае температурные напряжения на поверхности и на глубине равной $1,2 X_{cp}$ незначительны, что связано с теплофизическими и механическими характеристиками обрабатываемой детали (рис. 10).

Интегральное действие плазменного потока может быть рассмотрено как для случая действия потока частиц как сплошной среды [1] но там динамика температур и температурных напряжений существенно незначительна и высоких значений температур и температурных напряжений ожидать не следует, а тем более высоких скоростей нарастания температур.

Выводы

Показано, что достигаются требуемые температуры и скорости нарастания температур, величины температурных напряжений (давлений) достаточные для получения наноструктур в объеме детали, в то же время для повышения эффективности этого процесса можно подавать в плазменном потоке небольшую долю ионов катализатора.

Список использованных источников

1. Костюк Г.И. Физические процессы плазменно-ионных, ионно-лучевых, плазменных, светолучевых и комбинированных технологий. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий: моногр. / Г.И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2002. – Кн. 1. – 587 с.

2. Костюк Г.И. Физико-технические основы напыления покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированной технологии. Справочник для расчета основных физических и технологических параметров, оценки возможностей, выбора типа технологий и оборудования. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий: моногр. / Г.И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2002. – Кн. 2. – 441 с.

3. Костюк Г.И. Эффективный режущий инструмент с покрытием и упрочненным слоем: справ. / Г.И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2003. – 414 с.

4. Костюк Г.И. Наноструктуры на базе фуллеренов: Физика, свойства, применение / Г.И. Костюк // Вопросы проектирования и производства конструкций летательных аппаратов: сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н.Е. Жуковского «ХАИ». – Вып. 3(50). – Х., 2007. – С. 78 – 96.

5. Костюк Г.И. Об аномально высокой микротвердости слоев из одно- и многокомпонентных покрытий из нитридов, карбидов и карбонитридов металлов / Г.И. Костюк, Л.В. Лобанова, И.А. Сыпченко, А.Н. Куринный // Вісті Академії інженерних наук України: Науково-технічний та громадський часопис Президії Академії інженерних наук України. – Вип.3 (30). – Київ, 2006. – С. 222 – 231.

6. Костюк Г.И. Трибологические свойства алмазоподобных углеродных покрытий и возможные области их применения / Г.И. Костюк, И.А. Сыпченко // Вісті Академії інженерних наук України: Науково-технічний та громадський часопис Президії Академії інженерних наук України. – Вип.3 (30). – Київ, 2006. – С. 251 – 259.

7. Костюк Г.И. Научные основы создания современных технологий: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т, 2008. – 551 с.
8. Костюк Г.И. Физико-технические основы роботизированного производства / Г.И. Костюк. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 2006. – 614 с.
9. Гречихин Л.И. Физика наночастиц и нанотехнологий / Л.И. Гречихин. – Минск: УП «Технопринт», 2004. – 397 с.
10. Kostyuk G.I. The effective cutting tools having the coating and hardened layers: monograph-reference book / G.I. Kostyuk. – Kharkov: “КНАІ”, 2007. – 633 p.
11. Шнейдер П. Инженерные проблемы теплопроводности / П. Шнейдер. – М.: Иностран. лит-ра, 1960. – 488 с.
12. Аксенов И.И. Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы / И.И. Аксенов. – Изд-во НИИ «ХФТИ», Х., 2005. – 211 с.
13. Хаякава С. Физика космических лучей. Кн. 2.: Ядерно-физический аспект / С. Хаякава. – М.: Мир, 1973. – 701 с.
14. Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях / Ю.В. Готт. – М.: Атомиздат, 1978. – 271 с.
15. Гусев А.И. Нанокристаллические материалы: методы получения и свойства / Изд-во РАН, Уральское отделение, Екатеринбург, 1998. – 302 с.
16. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии / А.И. Гусев. – М.: «Физматлит»2005, 416 с.
17. Решетняк Е.Н. Синтез упрочняющих наноструктурных покрытий / Е.Н. Решетняк, В.И. Стрельницкий // Вопросы атомной науки и техники, 2008. – №2. – С. 119 – 130.
18. Андриевский Р.А. Наноматериалы: концепция и современные проблемы / Р.А. Андриевский // Физика металлов и металловедение, 2003. – Т. 91. – № 1. – С. 50 – 56.
19. Гончаров А.А. Состав, структура и свойства наноструктурных пленок боридов тантала / А.А. Гончаренко, П.И. Игнатенко, В.В. Петухов, В.А. Коновалов и др. // ЖТФ, 2006. – Т. 76.