

ОБРАЗОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР ПРИ ДЕЙСТВИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАТЕРИАЛЫ

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 лазерного излучения на конструкционные материалы приводит к появлению на глубине до 10^{-6} мм довольно высоких температур при действии ионизирующего излучения и в зоне теплового воздействия есть вероятность появления температурных напряжений значительной величины по глубине и объему, что подтверждает возможность появления локальных зон, где достигаются условия появления наноструктур. Для того чтобы такие условия реализовались в значительном объеме, необходимо обеспечить действие высоких температур и напряжений, также 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 теплового потока этого достичь будет нельзя, так как с ростом плотности теплового потока градиенты температур при длительном действии лазерного облучения (ЛО) снижаются, а следовательно, снижаются величины температурных напряжений и не выполняются условия образования наноструктур.

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.

1. Состояние вопроса

В работах [16–18] 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 $\text{TiN}/\alpha\text{Si}_3\text{N}_4$ при различных температурах отжига, тогда как для вакуумно-

дуговых нанокompозитов есть размеры зерен, для которых реализуется максимальная микротвердость (рис. 1 – 5).

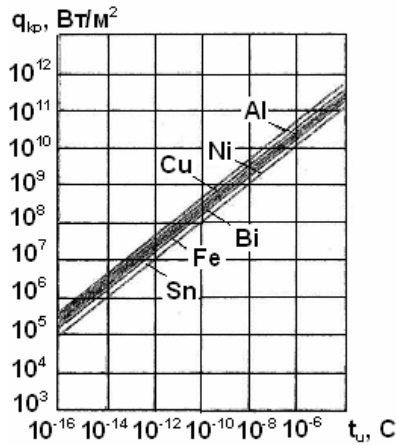


Рисунок 1 – Зависимость критических плотностей тепловых потоков от времени их действия

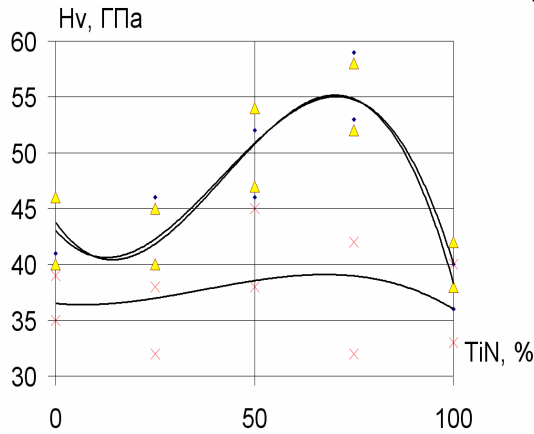


Рисунок 2 – Зависимость микротвердости от процентного состава TiN в покрытии TiB₂+TiN (размер кристаллов 3-10,2нм) [18]

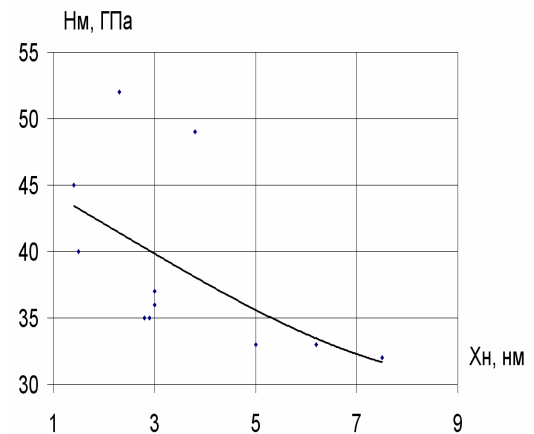


Рисунок 3 – Микротвердость покрытия в зависимости от размера кристалла [17]

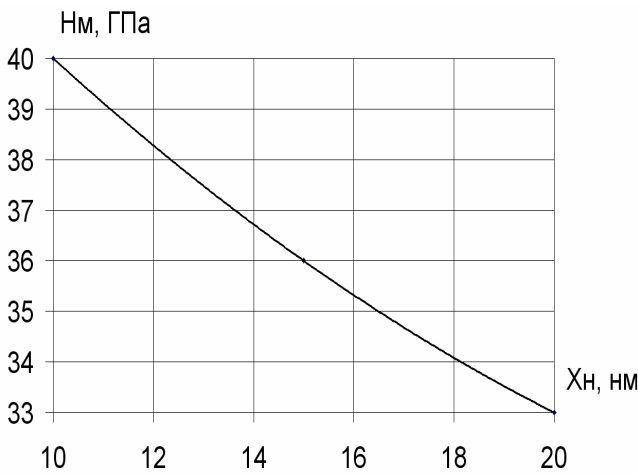


Рисунок 3 – Микротвердость покрытия от размера зерна по данным работы [19]

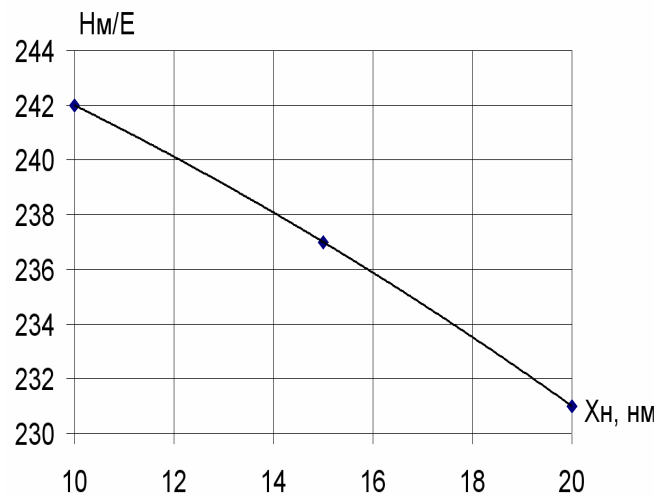


Рисунок 4 – Зависимость микротвердости от размера зерна по данным работы [19]

В работах [1 - 5] получены высокие значения микротвердости для покрытия $0.8\text{ZrN}+\text{HfN}$ при комбинированной обработке до 45 ГПа, повышение износостойкости и стойкости режущего инструмента до 20 раз, а при нанесении только покрытия $0.8\text{ZrN}+0.2\text{HfN}$ микротвердость составляла около 35 ГПа, 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 электронно-лучевая модификация позволяет получать более эффективные наноструктуры с улучшенными свойствами и на значительной глубине (до 0,1 мм).

За счет действия ионов различных сортов, энергий, зарядности, 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 сорт частиц), обеспечиваем высокие градиенты температур. Следовательно, в довольно большом объеме материала будут действовать значительные по величине напряжения, т.е. будут выполняться условия для получения кристаллических структур.

Поэтому, несколько модернизировав модель действия индивидуальных частиц на конструкционные материалы [1, 10], получим модель, учитывающую необходимые факторы (в частности, в модели не учитывался характер взаимовлияния полей температур и температурных напряжений в довольно большом рассматриваемом объеме).

Так как рассматриваем импульсное действие ЛО, то будем учитывать конечную скорость распространения тепла.

2. Задача о действии лазерного излучения с учетом конечной скорости распространения тепла

В ранее рассмотренных задачах [1] о действии лазерного излучения предполагалась бесконечно большая скорость распространения тепла. При изучении теплового действия ЛИ, время действия которого мало, весьма вероятно, что будет сказываться эффект конечной скорости распространения тепла. Дифференциальное уравнение теплопроводности с учетом конечной скорости распространения тепла в левой части имеет слагаемое, пропорциональное произведению второй производной температуры по времени и времени релаксации – τ_p . С учетом сказанного левая часть уравнения баланса тепла принимает вид:

$$\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} + \tau_p \frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial t^2} . \quad (1)$$

Для анализа условий, в которых может быть существенным эффект конечной скорости распространения тепла, перепишем правую часть этого уравнения в конечных разностях:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} + \tau_p \frac{\Delta T^2}{\Delta t^2} = \frac{\Delta T}{\Delta t} \left(1 + \tau_p \frac{\Delta T}{\Delta t} \right). \quad (2)$$

Отсюда следует, что если $\tau_p \frac{\Delta T}{\Delta t} \ll 1$, то учитывать эффект конечной скорости не следует. При решении задач о действии лазерного излучения (ЛИ) частиц достаточная точность решения лежит в пределах 2...3% и, если изменения температуры будут лежать в этих пределах, то условие можно переписать в виде:

$$\frac{0,03}{\tau_p} \geq \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad \text{или} \quad \Delta T \leq \frac{0,03}{\tau_p} \Delta t. \quad (3)$$

Здесь Δt – это шаг по времени при решении задачи методом конечных разностей, которое можно принять равным t_p/n ; t_p – время, в течение которого рассматривалась тепловая задача. Тогда, воспользовавшись уравнением для изменения температуры на поверхности в пространстве (одномерный случай распространения тепла), получим выражение для критических тепловых потоков, при которых необходимо учитывать эффект конечной скорости распространения тепла:

$$q_{кр} = 0,015\sqrt{\pi} \frac{2}{\sqrt{a\tau_p}} \sqrt{\frac{t_p}{n}}. \quad (4)$$

где n – число шагов по времени при расчете.

Приняв шаг по времени при расчете равным $0,1 \tau_u$ (τ_u – время действия теплового источника), получим выражение для критической плотности теплового потока:

$$q_{кр} = 8,36 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{\tau_u}}{\sqrt{a\tau_p}}. \quad (5)$$

В случае тепловых потоков большой плотности необходимо рассматривать задачу с конечной скоростью распространения тепла.

Для расчета критических плотностей тепловых потоков необходимо определить время релаксации тепловых колебаний атома решетки.

2.1. Определение времени релаксации теплового колебания атома

Считаем, что тепловое смещение атома решетки приводит к сдвигу материала, т.е. материал обладает упругостью, но в то же время постепенно из-за внутреннего трения происходит уменьшение амплитуды колебаний решетки, т.е. тело обладает вязкостью (текучестью). Подобный феноменологический подход был рассмотрен еще Максвеллом в 1868 году при рассмотрении свойств аморфных тел.

При рассмотрении упругого деформирования угловую деформацию объема единичного размера под действием силы P_{xy} можно определить по формуле

$$\varphi_1 = \frac{P_{xy}}{\sigma}, \quad (6)$$

где σ – модуль упругости второго рода.

Предположим, что тело обладает вязкими свойствами, а не упругими, тогда рассматриваемый объем под действием силы P_{xy}

потечет и в нем установится градиент скорости $\frac{\partial V_z}{\partial y}$:

$$\frac{\partial V_x}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{d\varphi_2}{dt} = \frac{P_{xy}}{\eta}, \quad (7)$$

где η – коэффициент внутреннего трения (вязкости).

Так как твердое тело обладает свойствами упругости и вязкости, то для получения результирующей деформации продифференцируем уравнение (2.45) и сложим (2.46) и (2.47):

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = \frac{1}{G} \frac{dP_{xy}}{dt}, \quad \frac{d\varphi_2}{dt} = \frac{1}{\eta} P_{xy}. \quad (8)$$

Обозначив $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$, получим

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{G} \frac{dP}{dt} + \frac{P}{\eta}. \quad (9)$$

Это уравнение описывает твердое тело, обладающее свойствами упругости и вязкости.

Рассмотрим поведение такого упруготекучего тела в случае прекращения действия силы, т.е. подвода тепла. Для нахождения закона изменения силы при релаксации приравняем правую часть к нулю, так как деформация постепенно обратится в нуль, т.е. положим:

$$\frac{1}{G} \frac{dP_{xy}}{dt} + \frac{P}{\eta} = 0. \quad (10)$$

Интегрируем

$$\frac{1}{G} \frac{d}{dt} \ln P_{xy} + \frac{G}{\eta} = 0 \quad (11)$$

и получаем

$$\ln P = -\frac{Gt}{\eta} \quad (12)$$

или

$$P = e^{-\frac{Gt}{\eta}} \quad (13)$$

Сила P_{xy} в момент времени $t = 0$ остается постоянной как в случае твердого упругого тела, однако постепенно релаксирует и в конце концов обращается в ноль.

Практически скорость релаксации можно определить как промежуток времени, за который сила убывает в e раз. Тогда время определим по формуле

$$\frac{\sigma t}{\eta} = 1, \text{ т.е. } t_p = \frac{\eta}{\sigma}. \quad (14)$$

Видно, что время релаксации зависит от величины коэффициента вязкости и модуля упругости второго рода, т.е. является характеристикой материала. Очевидно, время передачи энергии равно времени релаксации, так как за это время осуществляется передача энергии от одного атома к другим.

Время релаксации теплопереноса, очевидно, связано с диссипативными (вязкими) свойствами материала, т.е. такая аппроксимация справедлива.

Так, в таблице приведено сравнение величины времени релаксации теплопереноса и периода колебаний атомной решетки. Видно, что снижение амплитуды колебаний в e раз происходит на несколько десятков колебаний, что говорит о реальности полученных величин времени релаксации этим методом. Величина времени релаксации лежит в пределах от $4 \cdot 10^{-11}$ до $1,38 \cdot 10^{-10}$ с.

Таблица 1

Материал	Al	Bi	Fe	Cd
$\tau_p \cdot C$	$4,42 \cdot 10^{-11}$	$1,38 \cdot 10^{-10}$	$8,05 \cdot 10^{-11}$	$9,85 \cdot 10^{-11}$
Материал	Cu	Ni	Sn	Pb
$\tau_p \cdot C$	$7,9 \cdot 10^{-11}$	$5,06 \cdot 10^{-11}$	$1,28 \cdot 10^{-10}$	$4,58 \cdot 10^{-10}$
Материал	Ag	Zn	–	–
$\tau_p \cdot C$	$1,28 \cdot 10^{-10}$	$8,35 \cdot 10^{-11}$	–	–

2.2. Анализ характеристик тепловых источников, при которых необходимо учитывать конечную скорость распространения тепла

Выражение (6) показывает взаимосвязь критической плотности потока (превышение которой говорит о необходимости учета конечной скорости распространения тепла), времени релаксации тепловых колебаний атомной решетки, времени действия источника, а также с теплофизическими характеристиками материала. Для мишеней из алюминия, никеля, меди, железа, олова и висмута даны зависимости критической плотности теплового потока от времени действия теплового источника (рис. 6). Тепловые источники с параметрами, лежащими выше соответствующих кривых, требуют учета конечной скорости распространения тепла. А для тепловых источников меньшей плотности (ниже кривых) рассмотрение бесконечной скорости распространения тепла не приведет к ошибкам больше 2...3 %, т.е. задача может решаться классическими методами. Если воспользоваться данными анализа параметров тепловых источников в зоне действия лазерного излучения на железо, олово, медь, никель, висмут и алюминий, практически всегда выполняются условия, при которых учет конечной скорости распространения тепла не влияет на расчетные значения коэффициента эрозии, но для ряда параметров могут реализоваться условия, при которых необходимо учитывать конечную скорость распространения тепла (особенно при малом времени действия – $10^{-8} \dots 10^{-7}$ с).

2.3. Особенности постановки задачи об эрозионных процессах в зоне действия лазерного излучения при учете конечной скорости распространения тепла

С учетом конечной скорости распространения тепла уравнение теплопроводности в элементарном объеме материала запишем в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial T} + \tau_p \frac{\partial^2 (x, y, z, t)}{\partial t^2} + \\ & + a[T(x, y, z, t)] \cdot \Delta T(x, y, z, t) + \\ & + \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} \cdot V_0 + \frac{\rho[T(x, y, z, t)]}{C_v[T(x, y, z, t)]} j^2 \times \\ & \times (x, y, z, t) \frac{B \cdot L_{пл}}{C_v[T(x, y, z, t)]} \end{aligned} \quad (15)$$

где последнее слагаемое учитывает затраты энергии на плавление металла при температуре плавления. Постоянная B удовлетворяет следующим условиям:

если $T(x, y, z, t) \geq T_{пл}$, то $B = \Delta V_{пл}$;

если $T(x, y, z, t) < T_{пл}$, то $B = 0$.

Второе слагаемое в левой части учитывает конечную скорость распространения тепла. Остальные слагаемые те же, что и в работе [1]. Граничные условия на поверхности $x=0$ соответствуют работе [1]. Граничные условия на поверхности $x=x_n, y=y_n, y=y_k, z=z_n, z=z_k$, очевидно, должны измениться, что связано с изменением границ рассматриваемого объекта и изменением условий теплообмена. Рассматриваемая область пространства должна быть переменной во времени, так как на границе зоны распространения тепла и зоны, где температурное поле еще не распространилось, можно считать, что в данный момент отсутствует теплообмен между этими зонами (т.е.

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0).$$

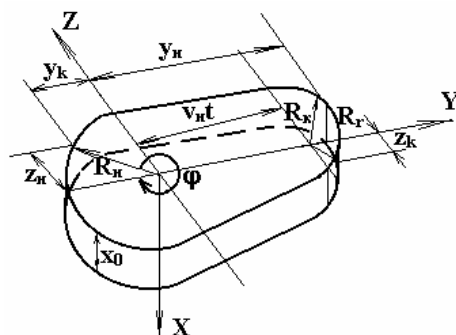


Рисунок 6 – Схема рассматриваемой зоны в задаче теплопроводности с учетом конечной скорости распространения тепла

На рис. 6 изображена схема рассматриваемой области электрода. Видно, что на глубине слой, где распространяется температурное поле, различен, что связано со временем его распространения. Координата x_k изменяется во времени и равна:

$$x_k = \sqrt{at} , \text{ если } \frac{R_{п}}{V_{п}} = t' \geq t ; \quad (16)$$

$$x_k = \sqrt{at'} , \text{ если } \frac{R_{п}}{V_{п}} = t' < t , \quad (17)$$

где t' – эффективное время пребывания теплового источника в одном месте.

Границы в плоскости z, y на периферии являются радиальными, причем на месте первоначального положения теплового источника радиус границы больше, что связано со временем распространения тепла в радиальном направлении. Радиусы в начальном (R_n) и конечном (R_k) положениях определяются так:

$$R_H = R_H + \sqrt{at}; \quad R_K = \begin{cases} R_n + \sqrt{at}, & \text{если } \frac{R_n}{V_n} = t' \geq t; \\ R_n + \sqrt{at'}, & \text{если } \frac{R_n}{V_n} = t' < t. \end{cases} \quad (18)$$

Тогда граничные координаты рассматриваемой области пространства вдоль осей представим в следующем виде:

$$\begin{aligned} y_H &= V_n \cdot t + R_K \sin \varphi_1, & 0 \leq \varphi_1 \leq \pi; \\ y_K &= -R_H \sin \varphi_2, & \pi \leq \varphi_2 \leq 2\pi; \\ z_H &= \begin{cases} R_H \cdot \cos \varphi_2, & \text{если } y \leq 0; \\ R_K \cdot \cos \varphi_1, & \text{если } y > 0; \end{cases} \\ z_K &= \begin{cases} R_H \cdot \cos \varphi_2, & \text{если } y \leq 0; \\ R_K \cdot \cos \varphi_1, & \text{если } y > 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (19)$$

При отсутствии теплообмена на границах граничные условия в данном случае запишем в виде

$$\begin{aligned} x = x_K \quad \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} &= 0; \\ y = y_H \quad \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} &= 0; \\ y = y_K \quad \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} &= 0; \\ z = z_H \quad \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} &= 0; \\ z = z_K \quad \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Начальные условия в уравнении (15) остаются аналогичными выражению из работы [1].

Для того чтобы существенно не изменять метод решения задачи по сравнению с рассмотренным ранее, решение уравнения (15) проводили следующим образом. На первом шаге по времени второе слагаемое в левой части уравнения (15) принимали равным нулю, на втором шаге по величине $\frac{\Delta T}{\Delta t}$ определяли величину $\tau_p \left(\frac{\Delta T}{\Delta t} \right)^2$, которая учитывалась при решении уравнения на втором шаге, т.е. второе слагаемое на $n+1$ -м шаге вычисляли по величине $\frac{\Delta T}{\Delta t}$, определенном на n -м шаге. Такое решение не приводило к заметным ошибкам из-за большого числа шагов по времени, которое выбиралось при расчетах.

3. Результаты расчетов и их обсуждения

Проведены расчеты полей температур и температурных напряжений. Так на рис. 7 показаны температурные поля в стали 45 на поверхностях $x = 0$, $x = 0.5\sqrt{\alpha\tau}$ и $x = \sqrt{\alpha\tau}$ при тепловом потоке $3 \cdot 10^{10}$ Вт/м², $V_{II}=0$, $\tau_n = 10^{-6}$ с при рассмотрении задачи теплопроводности с учетом конечной скорости распространения тепла, а на рис. 8 – температурные поля для тех же условий, полученные для бесконечной скорости распространения тепла (см. рис. 3).

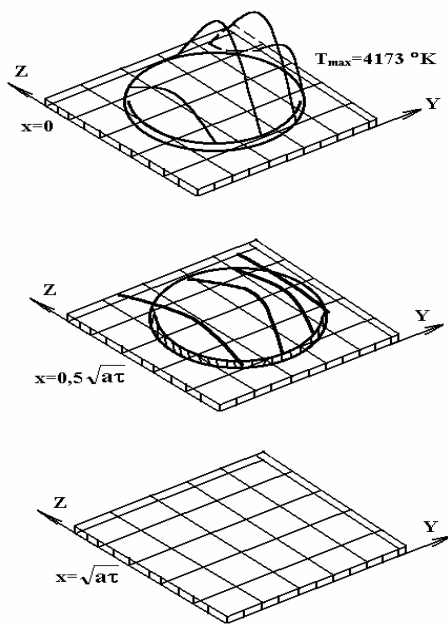


Рисунок 7 – Температурные поля в зоне действия ЛИ на стали 45 при учете конечной скорости распространения тепла ($q = 3 \cdot 10^{10}$ Вт/м²)

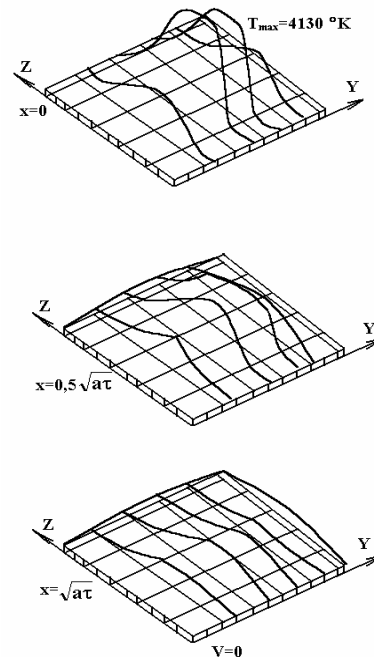


Рисунок 8 – Температурные поля в зоне действия ЛИ на стали 45 при бесконечной скорости распространения тепла

Сравнение этих рисунков позволяет провести анализ результатов. Так видно, что учет конечной скорости распространения тепла приводит к получению температур на 65 К больше, на поверхностях $x = 0$ и $x = 0,5$ реализуются скачки температур в зоне границы распространения тепла. Эти скачки температур, очевидно, связаны с конечной скоростью распространения тепла и будут в процессе развития температурных полей перемещаться от центральной части к периферии, протяженность зоны скачка, логично предположить, будет равна периоду решетки. Градиенты температур, несмотря на небольшой скачок по величине из-за малости зоны, будут велики, могут приводить к значительным динамическим температурным напряжениям. Были рассчитаны температурные напряжения при дополнении задачи теплопроводности задачей термоупругости.

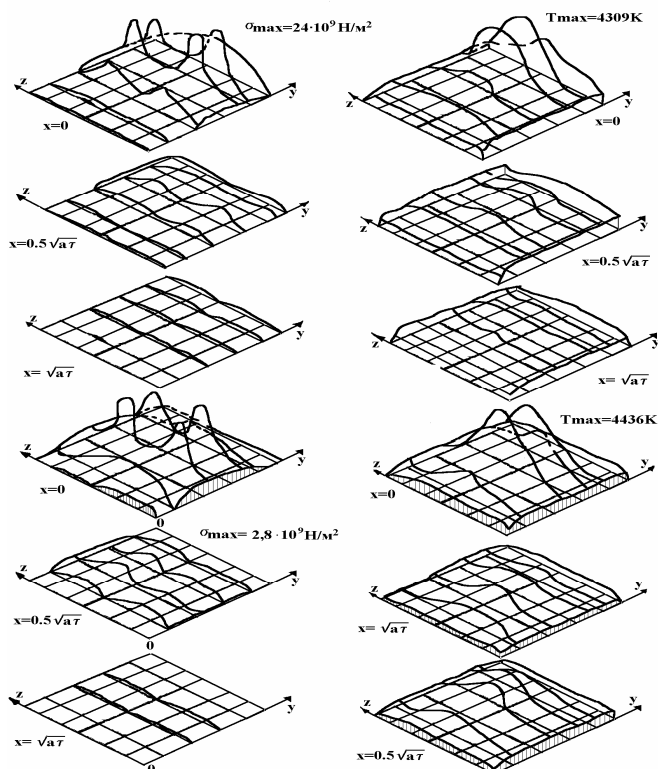


Рисунок 9 – Распределение температурных напряжений и температур в зоне действия перемещающегося (а – $V_{II} = 20 \text{ м/с}$) и неподвижного (б) светолучевых потоков ($q_{ЛИ} = 2,6 \cdot 10^{12} \text{ Вт/м}^2$) и времени действия импульса $\tau_u = 10^{-6} \text{ с}$, $R = 10^{-4} \text{ м}$ для стального образца

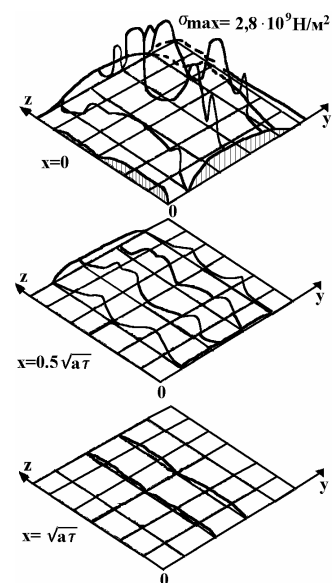


Рисунок 10 – Распределение температурных напряжений в зоне неподвижного пятна при действии ЛИ ($q = 10^{10} \text{ Вт/м}^2$, $\tau_n = 10^{-6}$) на сталь 45

Так, на рис. 10 видно, что в отличие от характера распределения полей температурных напряжений, полученных при рассмотрении бесконечной скорости распространения тепла, температуры (рис. 9) за счет более значительных градиентов температур для конечной скорости распространения тепла в зоне (рис.10) теплового воздействия приводят к более значительным температурным напряжениям, а в зоне скачка температур появляется еще один максимум температурных напряжений, причем значения максимальных напряжений в обоих максимумах соизмеримы ($\sigma_{\max} = 2,8 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$ и $\sigma'_{\max} = 9,2 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$), что говорит о необходимости учета последних, особенно для случая малого времени действия лазерного излучения.

Выводы

В заключение следует отметить, что учет конечной скорости распространения тепла влияет на характер распределения температур:

- появляются скачки температур, приводящие к появлению высоких градиентов температур;
- повышается максимальная температура за счет снижения влияния эффекта теплопроводности;

- повышается величина температурных напряжений в зоне распространения (максимальных градиентов температур) тепла на 3...7 %;
- появляется дополнительный максимум температурных напряжений в зоне скачка температур, соизмеримый с основным максимумом (30...35 % от σ_{\max});
- величина температур и температурных напряжений говорит о реальности получения наноструктур в поверхностном слое детали толщиной до 10^{-6} м. Появляются дополнительные максимумы температурных напряжений в зоне скачка температур (зона перехода от изменяющейся температуры к начальной), где величины температурных напряжений близки к необходимым для получения наноструктур;
- диапазон значений времени действия ЛИ для эффективного получения наноструктур составляет $10^{-7} \dots 10^{-6}$ с;
- внесение в зону ЛИ атомов катализатора повысит эффективность получения наноструктур.

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: справ. / Г.И. Костюк. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 2007. – 610 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: наук.-техн. та громадський часопис Президії Академії інженерних наук України. – Вип. 3 (30). – К., 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: наук.-техн. та громадський часопис Президії Академії інженерних наук України. – Вип. 3 (30). – К., 2006. – С. 251 – 259.
7. Костюк Г.И. Научные основы создания современных технологий: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х., 2008. – 601 с.
8. Костюк Г.И. Физико-технические основы роботизированного производства: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х., 2006. – 614 с.
9. Гречихин Л.И. Физика наночастиц и нанотехнологий / Л.И. Гречихин. – Мн: УП «Технопринт», 2004. – 397 с.
10. Kostyuk G. The effective cutting tools having the coating and hardened layers: monograph-reference book / G. Kostyuk. – Kharkov, «KhAI», 2007. – 633 p.
11. Шнейдер П. Инженерные проблемы теплопроводности / П. Шнейдер. – М.: Иностран. лит., 1960. – 488 с.
12. Аксенов И.И. Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы / И.И. Аксенов. – Х.: Изд-во НИИ «ХФТИ», 2005. – 211 с.
13. Хаякава С. Физика космических лучей. / С. Хаякава. – М.: Мир, 1973. – Кн. 2.: Ядерно-физический аспект. – 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 / А.И. Гусев. – Екатеринбург: Изд-во РАН, Уральское отделение, 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. Анарлевский Р.А. Наноматериалы: концепция и современные проблемы / Р.А. Анарлевский. – 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. Гончаров, П.И. Игнатенко, В.В. Петухов и др. // ЖТФ. – 2006. – Т. 76. – С. 10.
20. Костюк Г.И. Наноструктуры и нанопокрyтия: перспективы и реальность: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т, 2009. – 406 с.