

УДК 621.9.044

*Г.И. КОСТЮК***ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕЖУЩИХ ИНСТРУМЕНТОВ ИЗ БЫСТРОРЕЖУЩЕЙ СТАЛИ Р6М5К5 ЗА СЧЕТ ОБРАБОТКИ ЛУЧЕМ ЛАЗЕРА, РАБОТАЮЩЕГО В ФЕМТОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ**

Проведено теоретичне дослідження дії фемтосекундних лазерів на швидкорізальну сталь Р6М5К5. Доведено реальну можливість отримання наноструктур і знаходження технологічних параметрів на основі дослідження полів температур, швидкостей росту температур, температурних напружень залежно від щільності теплового потоку лазерного випромінювання і часу його дії. Доведено можливість отримання наноструктур внаслідок дії температурних напружень, що перевищують 10^{10} Па, а також внаслідок дії температур і швидкості їх зростання. Надано залежності об'єму зерна від технологічних параметрів та оцінено максимальну і мінімальну глибину залягання зерна від технологічних параметрів. Усе це дозволяє провести експрес оцінку параметрів для отримання нано зерна.

Ключові слова: фемтосекундний лазер, наноструктурне зерно, технологічні параметри, швидкорізальна сталь.

Проведено теоретическое исследование действия фемтосекундных лазеров на быстрорежущую сталь Р6М5К5. Доказаны реальная возможность получения наноструктур и нахождения технологических параметров на основе исследования полей температур, скоростей роста температур, температурных напряжений в зависимости от плотности теплового потока лазерного излучения и времени его действия. Показана возможность получения наноструктур вследствие действия температурных напряжений превышающих 10^{10} Па, а также вследствие действия температур и скорости их роста. Даны зависимости объема зерна от технологических параметров и оценена максимальная и минимальная глубина залегания зерна от технологических параметров. Всё это позволяет провести экспресс оценку параметров для получения нанозерна.

Ключевые слова: фемтосекундный лазер, наноструктурное зерно, технологические параметры, быстрорежущая сталь.

A theoretical study of the effect femtosecond lasers W6Mo5Co5 speed steel. It shows the real possibility of finding nanostructures and process parameters based on the temperature fields of research, temperature stress increase speeds of thermal stresses depending on the density of the laser radiation and heat flow time of its action. The possibility of obtaining nanostructures due to the action of the temperature stress exceeding 10^{10} Pa, and also due to the influence of temperature and the rate of their growth. Given the volume of grain, depending on the process parameters and estimate maximum and minimum depth of the grain on the technological parameters. all this allows a rapid assessment of the technological parameters for nanostructure.

Keywords: femtosecond laser, nanostructured grain, technological parameters, quickly cutting steel.

Введение. К сожалению, в настоящее время быстрорежущие стали практически не применяются на производстве, так как наиболее эффективная быстрорежущая сталь Р18 дорога из-за большого содержания вольфрама, а остальные показывают невысокую эффективность и работоспособность. Всё это приводит к тому, что все наработки по быстрорежущим сталям не используются в производстве. Как показано зарубежными авторами, использование фемтосекундных лазеров может приводить к существенному снижению коэффициента трения: для сухого – более чем в четыре раза, для жидкостного – более чем в два раза. К тому же обнаружено появление наноструктур при действии фемтосекундного лазера.

Наноструктуры обладают высокой микротвердостью, а, следовательно, могут снижать абразивный износ РИ. В то же время ряд наноструктур может обладать свойствами как органического вещества, так и неорганического, что может существенно повлиять на снижение коэффициента трения при наличии органических смазок в СОЖ. Всё это также показывает, что наноструктуры могут существенно повысить работоспособность и эффективность РИ.

Состояние вопроса. Фемтосекундный лазер имеет преимущество в том, что он способен обеспечить высокую плотность теплового потока при малой мощности лазера. Это значит, что средняя температура обработки будет невысокой и есть большая перспектива обработки только рабочей части режущего инструмента, что обеспечит экономическую целесообразность данного технологического процесса. Фемтосекундные лазеры используются для получения

регулярных структур на поверхности летательных аппаратов в целях обеспечения снижения вероятности обледенения в верхних слоях атмосферы.

Очевидно, что появление наноструктур на поверхности приведет к существенному изменению физико-механических характеристик, существенно повысится микротвердость, предел текучести и, вероятно, снизится модуль упругости, что позволит поверхности режущего инструмента выдерживать ударные нагрузки без потери геометрии режущего инструмента.

Для того чтобы эффективно получать наноструктуры, необходимо оценить параметры обработки фемтосекундным лазером. Теоретическому исследованию образования наноструктур в РИ посвящены монографии [1–7], обобщению результатов экспериментальных исследований – монографии [8–9], на основе которых и были предложены критерии образования наноструктур при действии лазерного излучения.

Для лазерного излучения можно применять такие критерии: достижение необходимых температур (500...1500 К), обеспечение скорости роста температуры, превышающей 10^7 К/с и обеспечение действия температурных напряжений 10^8 ... 10^{10} Па. Кроме этих критериев, очевидно, необходимо учитывать волновые процессы в материале вследствие различных эффектов. Это – взаимодействие световой волны с фонным газом в материале, с электронным газом в материале, а также движение термоупругой волны, которая обеспечит при высокой скорости волновое взаимодействие со световым потоком. Все эти волны,

© Г.И. Костюк, 2016

за счет интерференции, могут существенно усилить амплитуды волн и обеспечить высокие значения дополнительных давлений, что совместно с действием температурных напряжений может приводить непосредственно к образованию наноструктур.

Всё изложенное выше говорит о важности исследования вопроса создания режущего инструмента с наноструктурами, полученного в результате действия фемтолазера.

Физика процессов при действии лазерного излучения на конструкционные материалы

Особенности описания источника тепла при действии лазера на непрозрачные материалы. В технологических целях используют фокусированный источник когерентного излучения, плотность теплового потока которого распределена в фокальной плоскости следующим образом:

$$q(r) = q_0 \left[\frac{2I_1(Br)}{(Br)^2} \right]^2, \quad (1)$$

где $I_1(Br)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка;

$$B = I_1 D / \lambda F. \quad (2)$$

Здесь D – диаметр линзы;

λ – длина волны излучения;

F – фокусное расстояние;

q_0 – интенсивность в центре пятна, рассчитываемая по формуле

$$q_0 = \frac{I_1 D^2}{4\lambda^2 F^2} P_0, \quad (3)$$

где P_0 – мощность излучения, поглощенная материалом.

Плотность теплового потока может быть получена от произведения функции, зависящей только от времени, и функции координат поверхности:

$$q_n(r, \tau) = A \varphi(\tau) q(r). \quad (4)$$

Здесь A – поглощательная способность обрабатываемого материала, зависящая в общем случае как от состояния поверхности (степени обработки, шероховатости), так и от ее температуры;

$q(r)$ – пространственное распределение мощности излучения, рассчитываемое по формуле (1) с учетом (2) и (3);

$\varphi(\tau)$ – описывает временную структуру импульса; например, для импульса лазера, работающего в пучковом режиме с упорядоченной генерацией, функция может быть представлена в виде

$$\varphi(\tau) = (1 - \cos \omega \tau). \quad (5)$$

Для огибающей пучков справедливо выражение

$$\varphi(\tau) = \tau^n \exp(br^m), \quad (6)$$

где n и m – некоторые числа (целые или дробные).

Модулирование добротности лазера позволяет получить моноимпульсы излучения длительностью $\approx 10^{-8}$ с, временная структура которых может быть описана функцией, близкой к треугольной, крутизна переднего фронта может быть отлична от заднего.

Падающий на поверхность материала световой

поток частично отражается, а остальная часть его проходит внутрь объема тела и поглощается. Внутри и на поверхности тела действует тепловой источник, распределенный в пространстве и времени.

Плотность поглощенного теплового потока практически для всех технологических применений лазера изменяется внутри объема материала по закону Бугера

$$q_V(z) = q_{V_0} (1 - R) e^{-\alpha z}, \quad (7)$$

где $q_V(z)$, q_{V_0} – соответственно объемные плотности теплового потока излучения на расстоянии z и на поверхности, Вт/см³;

$$q_{V_0} = \frac{q_n(r, \tau)}{0,1\delta}. \quad (8)$$

Здесь $\delta \approx 10^{-4} \dots 10^{-5}$ м – слой, в котором световой поток поглощается при взаимодействии с электронами проводимости;

R и α – соответственно отражательная способность и коэффициент поглощения света.

Модель взаимодействия светолучевых потоков и конструкционных материалов. С учетом действия объемного источника и облучения, объемная плотность которого рассчитывается по выражению (7) с учетом (8) и поверхностного источника тепла с плотностью теплового потока по выражению (4) с учетом (5), (6), решаются уравнения теплопроводности.

Баланс тепла в элементарном объеме детали.

Баланс тепла представлен выражением

$$\begin{aligned} C[T] \gamma [T] \frac{dT(x, y, z, t)}{dt} + C[T] \gamma [T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} V_n + C[T] \gamma [T] \frac{d^2 T(x, y, z, t)}{dt^2} = \\ = \nabla \lambda [T] \nabla T(x, y, z, t) + C[T] \gamma [T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} - AL_{пл} \gamma [T] \frac{dV_{nz}}{dt} + \\ + B \frac{q_n(r, \tau)}{0,1\delta} \pm D \frac{dW(x, y, z, t)}{dt} \pm m_a C_a [T_a] \frac{dn_a}{dt} (T_a - T(x, y, z, t)) \pm \\ \pm P_{T,x,p}(n_A, n_B, T, t_e) \frac{dn_{A(B)}}{dt} L_{T,x,p} + q_V(z) \end{aligned} \quad (9)$$

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 потока лазерного излучения или мишени относительно него;

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

$V_\phi [T]$ – скорость смещения фронта испарения;

V_{nz} – объем расплавленного металла;

$W(x, y, z, t)$ – 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 реагентов, определяющих возможность реакции.

Изменение количества тепла в единичном объеме (первое слагаемое в левой части равенства) реализуется перемещением потока лазерного излучения вдоль обрабатываемой поверхности или перемещени-

ем мишени относительно потока лазерного излучения со скоростью V_n (второе слагаемое); теплофизических процессов: влияния 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 вследствие действия лазерного излучения (четвертое слагаемое), термоупругих, термопластических и термоусталостных процессов, определяющих энергию деформирования материала элементарного объема (пятое слагаемое); диффузионных процессов, определяющих теплоперенос диффундирующим материалом (шестое слагаемое); термохимических процессов, связанных с реализацией химических реакций между материалом детали и материалом покрытия или же между компонентами сплавов и композитных материалов, объемного источника тепла вследствие действия светолучевого потока.

Теперь рассмотрим подробнее, как рассчитать каждое значение в формуле (9). Используя дискретные значения теплоемкости при различной температуре, зависимость теплоемкости от температуры можно выразить эмпирической формулой

$$c[T] = (a + b(T - 273) + c(T - 273)^2) \cdot 4186,8, \quad (10)$$

где a , b , c – коэффициенты, значения которых приведены в табл. 1 для различных материалов.

Для определения зависимости изменения плотности материала от температуры можно также пользоваться эмпирической формулой

$$\rho[T] = d - e(T - 273), \quad (11)$$

где d и e – коэффициенты, выбираемые в зависимости от материала. Так, например, для хромистых нержавеющей сталей 1X13, 2X13, 3X13 и 4X13 $d = 7700$, $e = 0,286$, а для аустенитных хромоникелевых сплавов X18H9 и X18H25C2 – $d = 7920$, $e = 0,410$.

Таблица 1 – Коэффициенты a , b и c для расчета теплоемкости в выражении (10)

Материал	a	$b \cdot 10^4$	$c \cdot 10^8$
Для чистых металлов			
Al	0,214	1	0
W	0,032	0,047	0
Fe	0,105	0,8	0
Cu	0,0926	0,208	0
Mo	0,0603	0,14	0
Ni	0,1023	1,12	0
Ti	0,13	0,53	0
Для хромистых нержавеющей сталей		Для сталей (1X13, 4X13)	
X18H9	0,1095	0,193	6
X18H25C2	0,117	0,58	2,1

В случае, когда поток лазерного излучения не перемещается вдоль поверхности мишени, второе слагаемое слева в формуле (9) обращается в нуль. Если же имеется перемещение потока параллельно обрабатываемой поверхности, то V_n – это скорость по координате y .

В третьем слагаемом слева учитывается конечная скорость распространения тепла. Время релаксации тепловых колебаний можно вычислить по форму-

ле

$$\tau_p = \frac{\eta}{G}, \quad (12)$$

где η – коэффициент вязкости (внутреннего трения);

G – модуль упругости второго рода (модуль сдвига), его можно вычислить из модуля упругости первого рода:

$$G = E / 2(1 + \mu),$$

где μ – коэффициент Пуассона.

Так, например, для железа $\eta = 14 \cdot 10^9$ кг/(м · с), $G = 4,6 \cdot 10^{10}$ Н/м², откуда $\tau_p \approx 3 \cdot 10^{-3}$ с; для алюминия $\eta = 1,25 \cdot 10^9$ кг/(м · с), $G = 6,85 \cdot 10^{10}$ Н/м², $\mu = 0,365$, откуда $\tau_p = 2,67 \cdot 10^{-4}$ с.

В первом слагаемом справа учтено изменение количества тепла за счет теплопроводности. Зависимость коэффициента теплопроводности λ от температуры в каждый момент времени представляется эмпирическими зависимостями, различными для различных материалов. Для аустенитных хромоникелевых сплавов зависимость λ от T дана в виде

$$\lambda = (13,3 - a + (1,1 + b) \cdot 2(T - 273)) \cdot 1,163, \quad (13)$$

где $a = 10(\sigma - 0,5)$; $b = 1,15(\sigma - 0,5)$;

$$\sigma = C / 12 + Si / 28 + Mn / 55 + Cr / 52 + Ni / 59 + W / 184 + Nb / 93 + Mo / 96.$$

Здесь вместо названия элемента подставляется процентное значение содержания данного элемента в сплаве. Так, для стали X18H9(ЭЯ-1)

$$\sigma = 0,14 / 12 + 0,8 / 28 + 2 / 55 + 18 / 52 + 10 / 59 = 0,592$$

тогда, $a = 0,92$, $b = 0,1058$.

Для чистых металлов можно воспользоваться аппроксимацией табличных значений справочников. На графиках рис. 1 нанесены значения теплопроводности в зависимости от температуры. Из рисунка видно, что приближенно аппроксимировать эту зависимость можно линейной функцией вида

$$\lambda = -cT + e. \quad (14)$$

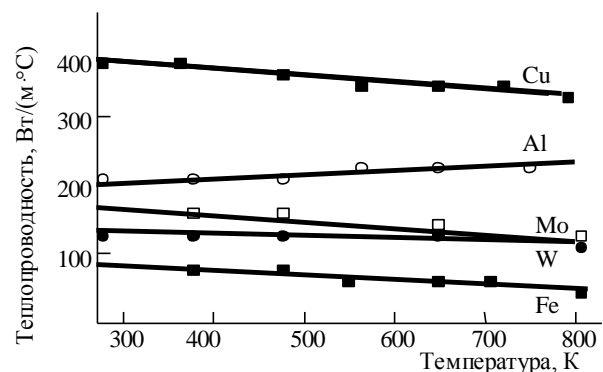


Рис. 1 – Зависимость теплопроводности от температуры материала

Для вычисления коэффициентов c и e можно воспользоваться программой аппроксимации табличных значений методом наименьших квадратов для степенной функции. Для данной функции размер базиса равен единице. Значения коэффициентов приведены в табл. 2.

Видно, что из этих материалов только у алюминия с ростом температуры понижается теплопроводность, у остальных она растет.

Таблиця 2 – Значения коэффициентов c и e в формуле (14)

Материал	c	e
Al	-0,0512	209,34
W	0,0785	159,33
Fe	0,0978	94,203
Mo	0,0291	140,72

Во втором слагаемом справа формулы (9), учитывая смещение фронта испарения, скорость испарения материала $V_{исп}$ при температуре, меньшей температуры плавления материала детали (ленгмюровский механизм), рассчитывается по формуле Дэшмана

$$V_{tm} = \frac{10^4}{\gamma_m} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \left(\exp\left(A - \frac{B}{T}\right) - P_{ост} \right), \quad (15)$$

где A и B – табулированные константы, значения которых приведены в табл. 3; R – газовая постоянная; γ_m – плотность материала детали; M – молекулярный вес материала детали; $P_{ост}$ – остаточное давление газов.

Таблиця 3 – Коэффициенты A и B в выражении (15)

Материал	Cu	Al	Ti	Zr
A	11,69	11,79	12,50	12,33
$B \cdot 10^{-3}$	16,98	110,94	23,22	30,26
Материал	Mo	W	Fe	–
A	11,64	12,40	12,44	–
$B \cdot 10^{-3}$	30,85	40,68	19,97	–

При испарении из слоя расплавленного металла (френкелевский механизм) скорость испарения определяется по формуле

$$V_{\phi} = V_0 \exp\left(\frac{T^*}{T(O, x, y, z, t)}\right), \quad (16)$$

где V_0 и T^* – критические скорость испарения и температура поверхности.

Для определения этих величин воспользуемся аппроксимацией графиков зависимости V_0 и T^* от плотности теплового потока q , показанных на рис. 2. Для хорошей аппроксимации подходит квадратичная функция, коэффициенты которой можно определить по программе аппроксимации функции со степенным базисом по методу наименьших квадратов. На графиках значения q и V_0 указаны по логарифмической шкале, поэтому воспользуемся такими подстановками:

$$V_0 = 10^{z-3}; \quad q = 10^{s+8}; \quad \Rightarrow \quad S = \lg q - 8. \quad (17)$$

Величину плотности теплового потока q можно определить по формуле (4).

Зависимости V_0 и T^* от q через вспомогательные переменные имеют такой вид:

$$\begin{aligned} Z &= (nS^2 + kS + p) \cdot 10^{-1}; \\ T^* &= (mS^2 + rS + f) \cdot 10^{-2}. \end{aligned} \quad (18)$$

Коэффициенты в формулах (18) для различных материалов приведены в табл. 4.

В третьем слагаемом справа формулы (9) учитывается изменение количества тепла при плавлении и рассчитывается для того объема материал $V_{пл}$, в котором рассчитываемая температура превышает температуру плавления.

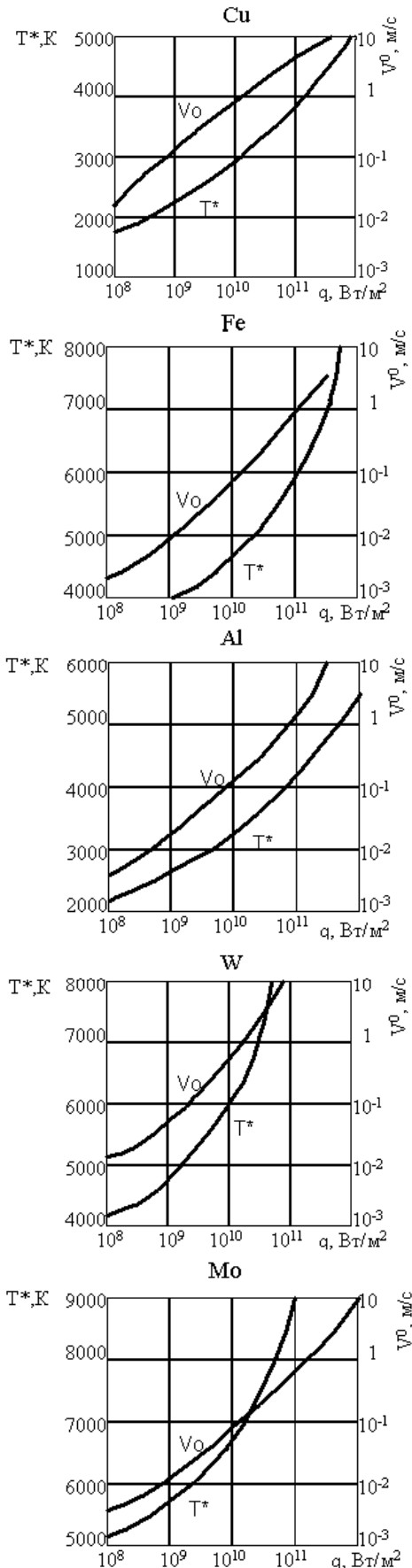


Рис. 2 – Графики зависимостей значений T^* и V_0 в формуле (18) от плотности теплового потока для ряда материалов

Таблица 4 – Коэффициенты n, k, p, m, r, f в формуле (18)

Материал	n	k	p
Al	1,619	3,0952	8,8571
W	1,7143	10,2857	9,9997
Fe	1,751	3,2502	10,5021
Mo	0,8928	4,7321	10,9731
Cu	-0,0858	1,1319	1,0605
Материал	m	r	f
Al	1,4048	2,5833	3,2321
W	3,2857	3,4428	1,8032
Fe	3,2849	-1,9286	37,942
Mo	4,5357	-1,6752	53,652
Cu	0,8451	3,9713	19,116

Удельную теплоту плавления $L_{пл}$ можно вычислить по формуле

$$L_{пл} = nT_{пл}f(T_{пл}) \cdot 4186,8, \quad (19)$$

где n – число атомов в молекуле; $f(T_{пл})$ – функция зависимости $L_{пл}$ от $T_{пл}$, которую приближенно можно выразить как линейную зависимость вида

$$f(T_{пл}) = (1,57T_{пл} + 1428) \cdot 10^{-3}. \quad (20)$$

Например, для железа $f(T_{пл}) = 3,5$ кал/г. Удельная теплота плавления $L_{пл}$ в формуле (12) измеряется в калориях на грамм.

В четвертом слагаемом формулы (9) вычисляется изменение количества тепла вследствие действия лазерного излучения как объемного источника тепла.

Пятое слагаемое формулы (9) учитывает энергию, затрачиваемую на деформирование тела за время действия теплового источника t_u , и возвращаемую материалу энергию при релаксации напряжений (за время, большее t_u и меньшее $t_u + \tau_p$). На рис. 3 показано значение коэффициента D в различные моменты времени.

Энергию деформирования единичного объема определим по формуле

$$W = G \left[\frac{\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2 + 2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2)}{1 - \mu} \ell^2 - \frac{2(1 + \mu)\alpha_1}{1 - 2\mu} \ell(T(x, y, z, t) - T) \right], \quad (21)$$

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

$$\ell = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz};$$

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

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

u_x, u_y, u_z – перемещения относительно соответствующих осей;

α_1 – коэффициент линейного расширения материала мишени;

μ – коэффициент Пуассона (отношение поперечной деформации к продольной, значения μ заключены между 0,1 и 0,5);

G – модуль сдвига (модуль второго рода) (для железа $G = 3,5 \dots 10,3 \cdot 10^{10}$ Н/м², $\mu = 0,23 \dots 0,31$);

T_u – начальная температура.

Зависимость коэффициента линейного расширения материала от температуры аппроксимируется линейной функцией вида

$$\alpha_1[T] = v + w(T - 273) \quad (10^6 / 1^\circ\text{C}), \quad (22)$$

где v и w – коэффициенты, значения которых приведены в табл. 5.

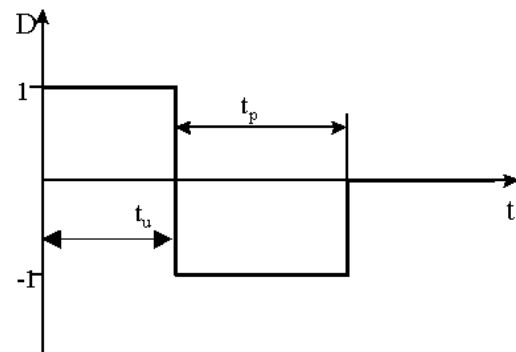


Рис. 3 – Значения коэффициента D в разные моменты времени

Таблица 3 – Коэффициенты V и W в выражении (22)

Элемент	Al	W	Fe	Cu
v	22,6	4,3	11,3	16,7
$w \times 10^9$	8,8	0,71	8,6	3,6
Элемент	Mo	Ni	Ti	–
v	10,1	13,4	7,7	–
$w \times 10^9$	0,965	1,0	3,8	–

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{xy}}{\partial x \partial y}; \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{yz}}{\partial y \partial z}; \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{xz}}{\partial x \partial z}; \end{aligned} \quad (23)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y \partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} \right];$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x \partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left[-\frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} + \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} \right];$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y \partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left[-\frac{\partial \varepsilon_{yx}}{\partial z} + \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{xz}}{\partial y} \right].$$

Этими 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 :

$$\Delta \Phi - \frac{1 - 2\mu}{2(1 - \mu)} \frac{\gamma}{G} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \alpha_1 [T(x, y, z, t) - T_u], \quad (24)$$

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 (24) становится незначительным, получим:

$$\Delta\Phi = \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha_1 [T(x, y, z, t) - T_n]. \quad (25)$$

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

$$\varepsilon_{ik} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial a \partial k}, \quad (i, k = x, y, z). \quad (26)$$

Величины температурных напряжений определим по выражению

$$\sigma_{ik} = 2G \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial a \partial k} - \Delta\Phi \cdot \delta_{ik} \right), \quad (27)$$

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 (9), учитывающем теплоперенос диффундирующим материалом, масса диффундирующего атома определяется по формуле

$$m_a = Mm_p, \quad (28)$$

где M – атомный вес наносимого материала; m_p – масса протона.

Изменение концентрации диффундирующих атомов в единицу времени можно определить по таким выражениям:

– при $at < t_k$:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{J_a}{ez\sqrt{\alpha\tau}};$$

– при $at \geq t_k$:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{j}{ezL_D}, \quad (29)$$

где j – плотность тока вносимых атомов; e – заряд электрона;

z – зарядовое число наносимого материала; L_D – толщина детали;

t_k – время, за которое деталь прогреется на всю

толщину, $t_k = \frac{L_D^2}{\alpha}$;

α – коэффициент температуропроводности.

Формула для расчета коэффициента диффузии имеет вид

$$K_{diff} = a_d d_3^2 V_0 \exp(-U/(kT)), \quad (30)$$

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

d_3 – расстояние между ближайшими эквивалентными положениями вакансий в кристалле;

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

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

k – постоянная Больцмана;

T – абсолютная температура.

Восьмое слагаемое формулы (9) учитывает влияние химических процессов на баланс тепла в мишени. При взаимодействии лазерного излучения с веществами, состоящими из многоатомных молекул, возможен целый цикл химических превращений, таких, как возбуждение молекулы с последующей диссоциацией (разложением) ее на активные частицы (ионы);

перегруппировка атомов в структуре молекулы; перемещение отдельных атомов из одной части конфигурации молекулы в другую; присоединение к возбужденной молекуле другой молекулы; передача энергии возбуждения от одной молекулы к другой; захват электронов с образованием отрицательных ионов; рекомбинация иона с электроном или иона с молекулой. Концентрация химических превращений в первом приближении прямо пропорциональна плотности поглощенной энергии и химическому выходу (среднее число химических превращений при поглощении единичной энергии). В результате химических реакций между ионами и радикалами плазмообразующего газа и атомами материала возможно удаление материала в виде летучих соединений, что используется при плазмохимическом травлении (так, добавление к аргону 10 % кислорода может увеличить скорость удаления материала вследствие химических реакций в 10–15 раз). Скорости плазмохимического травления составляют $2 \dots 10 \text{ нм/с}$. При обработке элементов W, Te, Mo, Ta фторсодержащими газами образуются летучие фториды, а при обработке Al хлорсодержащими газами – летуче хлориды. Термо- и плазмохимические реакции также могут способствовать увеличению массы и объема обрабатываемой детали из-за образования химических соединений с реакционным газом. Лазерное облучение в атмосфере химически активного газа либо в смеси инертного и химически активного газов, например O_2 , $Ar + N_2$, $Ar + N_2$ и т.п., сопровождается процессами, обеспечивающими рост пленки химического соединения: реакция между химически активными ионами А и атомами мишени В с последующим переносом молекул АВ на подложку; реакция между атомами и ионами химически активного газа А, A^+ , A^- и атомами наносимого покрытия; реакция между атомами и ионами А, A^+ , A^- и распыленными частицами В в газовой фазе с последующим осаждением молекул АВ на поверхности мишени.

Когда лазерному облучению подвергается многокомпонентное вещество АВ (химическое соединение, сплав), в установившемся процессе отношение поверхностных концентраций будет таким:

$$\frac{n_A(0)}{n_B(0)} = \frac{n_{A,V}}{n_{B,V}} \left(\frac{M_A}{M_B} \right)^{1/4}, \quad (31)$$

где $n_{A,V}$ и $n_{B,V}$ – концентрации атомов А и В объеме мишени.

Происходит обогащение приповерхностного слоя более тяжелым компонентом.

Если рабочее вещество непрерывно поступает на поверхность и разлагается там под действием облучения, то в простейшем случае скорость изменения поверхностной концентрации вступивших N_1 и не вступивших N_2 в реакцию молекул соединения будет определяться уравнениями

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_0 \sigma_p J_e}{e}, \quad (32)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = n_0 - \frac{N_0}{\tau_0} - \frac{dN_1}{dt}, \quad (33)$$

где σ_p – сечение реакции, зависящее от свойств соединения и энергии лазерного излучения;

n_0 – число молекул, поступающих на единицу площади поверхности в единицу времени;

τ_0 – среднее время, в течение которого непрореагировавшие молекулы находятся на поверхности до испарения.

Проинтегрировав систему уравнений (27)–(33) в случае малого потока n_0 , получаем

$$N_0(t) = n_0 \sigma_h \tau_0 J_e (e + \sigma_h \tau_0 J_e)^{-1}. \quad (34)$$

Здесь введено обозначение $\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{\sigma_p J_e}{e}$, а

$N_0(t)$ – начальная концентрация молекул в момент включения лазерного облучения при $t = 0$. Через промежуток времени $t \gg \tau_1$ установится равновесная концентрация, равная $n_0 \tau_1$, и реакция будет протекать с постоянной скоростью

$$dN_1 / dt = n_0 \sigma_p \tau_0 J_e (e + \sigma_p \tau_0 J_e)^{-1}. \quad (35)$$

В общем случае эта скорость зависит от всех параметров процесса (E_e , J_e , T , n_0), однако если реакция проводится при достаточно низких T и высоких J_e , так что $\sigma_p \tau_0 J_e \gg 1$, то скорость реакции определяется только скоростью поступления адсорбата и для малого значения n_0 не очень высока. При высоких плотность потока n_0 , достаточных для создания более толстого покрытия, чем монослой, скорость реакции определяется только режимом облучения и не зависит от n_0 и T :

$$dN_1 / dt = N_0 \sigma_p J_e / e \text{ при } n_0 \tau_1 \gg N_0. \quad (36)$$

Теплообмен на поверхности детали. Тепловой поток на поверхности мишени создается за счет следующих факторов:

- столкновительные процессы: тепло, выделяемое на поверхности из-за действия лазерного излучения (первое слагаемое справа), теплового потока, отводимого с термоэлектронами (второе слагаемое), и вторичными фотонами (третье слагаемое);

- теплофизические процессы: отвод теплового потока с испаренным материалом (четвертое слагаемое), ушедшим материалом в жидкой фазе, если создаются условия для его выброса (пятое слагаемое), тепловым излучением нагретой поверхности (шестое слагаемое) и конденсированными атомами, ранее испаренными (седьмое слагаемое);

- плазмохимические процессы, реализующиеся вследствие реакций потока лазерного излучения с испаренным материалом детали или адсорбированными газами (восьмое слагаемое); эта энергия передается излучением.

Передача энергии осуществляется также излучением потока квантов лазерного излучения (последнее слагаемое):

$$-\lambda [T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} = F_{e,r} - F_{m\sigma} - F_{\text{эп}} - F_{\text{исп}} - F_m - \alpha_{\text{э}} T(0, y, z, t) \pm F_{\text{конд}} + F_{\text{пх}} + \alpha_{\text{э}} T_c, \quad (37)$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана;

ε и ε_- – степень черноты поверхности мишени и среды;

T_c – температура среды.

Рассмотрим более подробно каждое слагаемое в формуле (37).

Плотность теплового потока вследствие действия лазерного излучения

$$F_{\text{ли}} = \frac{I_e D^2}{4\pi \lambda^2 F^2} P_0. \quad (38)$$

Второе слагаемое учитывает отвод теплового потока в результате испускания электронов нагретой поверхностью мишени – термоэлектронной эмиссии. Плотность теплового потока, отводимого с электронами,

$$F_{T\text{э}} = J_{\text{э}} \varphi(T), \quad (39)$$

где $\varphi(T)$ – работа выхода электрона, эВ, при температуре поверхности T ;

$J_{\text{э}}$ – плотность эмиссионного тока, которая определяется с помощью уравнения Ричардсона

$$J_{\text{э}} = (1 - \bar{r}) A \cdot T^2 \cdot \exp(-e\varphi_0/kT). \quad (40)$$

Здесь \bar{r} – усредненный по энергиям электронов коэффициент отражения от потенциального барьера на границе «твердое тело – вакуум», он может достигать нескольких процентов для чистых металлов;

A – постоянная Ричардсона,

$$A = 4\pi m_e k^2 e / h^3 = 1,204 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2(\text{К})^2;$$

φ_0 – работа выхода электрона при $T = 273 \text{ К}$;

k – постоянная Больцмана.

Для большинства металлов φ лежит в диапазоне 4...5 эВ

Результаты исследований и их обсуждение

Проводились исследования зависимости максимальной температуры от плотности теплового потока в фемтосекундном лазере, что позволит найти технологические параметры лазера, при которых возможно появление наноструктур. Исследовались зависимости скорости изменения температур в зоне лазерного излучения и зависимости температурных напряжений в зоне действия лазерного излучения как от плотности теплового потока, так и времени действия излучения. В дальнейшем с учетом критериев образования наноструктур определялся объем нанозерна, полученного при действии лазерного излучения, по которому, оценив критический объем, соответствующий зерну в 100 нм (граничный размер наноструктуры), были определены технологические параметры лазера, обеспечивающие получение наноструктур.

Теперь рассмотрим подробнее. На рис. 4 показаны зависимости максимальных температур в зоне действия лазерного излучения на быстрорежущую сталь Р6М5К5 от плотности теплового потока на разных глубинах при времени действия $10^{-16} \dots 10^{-10}$ с. Видно, что с уменьшением времени действия лазерного излучения есть большая вероятность получения наноструктур.

Результаты исследования скорости роста температуры в зоне действия лазерного излучения от плотности теплового потока на различных глубинах при временах действия $10^{-16} \dots 10^{-10}$ с для всех режимов показали, что практически во всем исследованном диапазоне плотностей токов и времени действия лазерного излучения реализуются скорости роста температур значительно выше, чем необходимо для получения наноструктур (превышает 10^7 К/с , рис. 5).

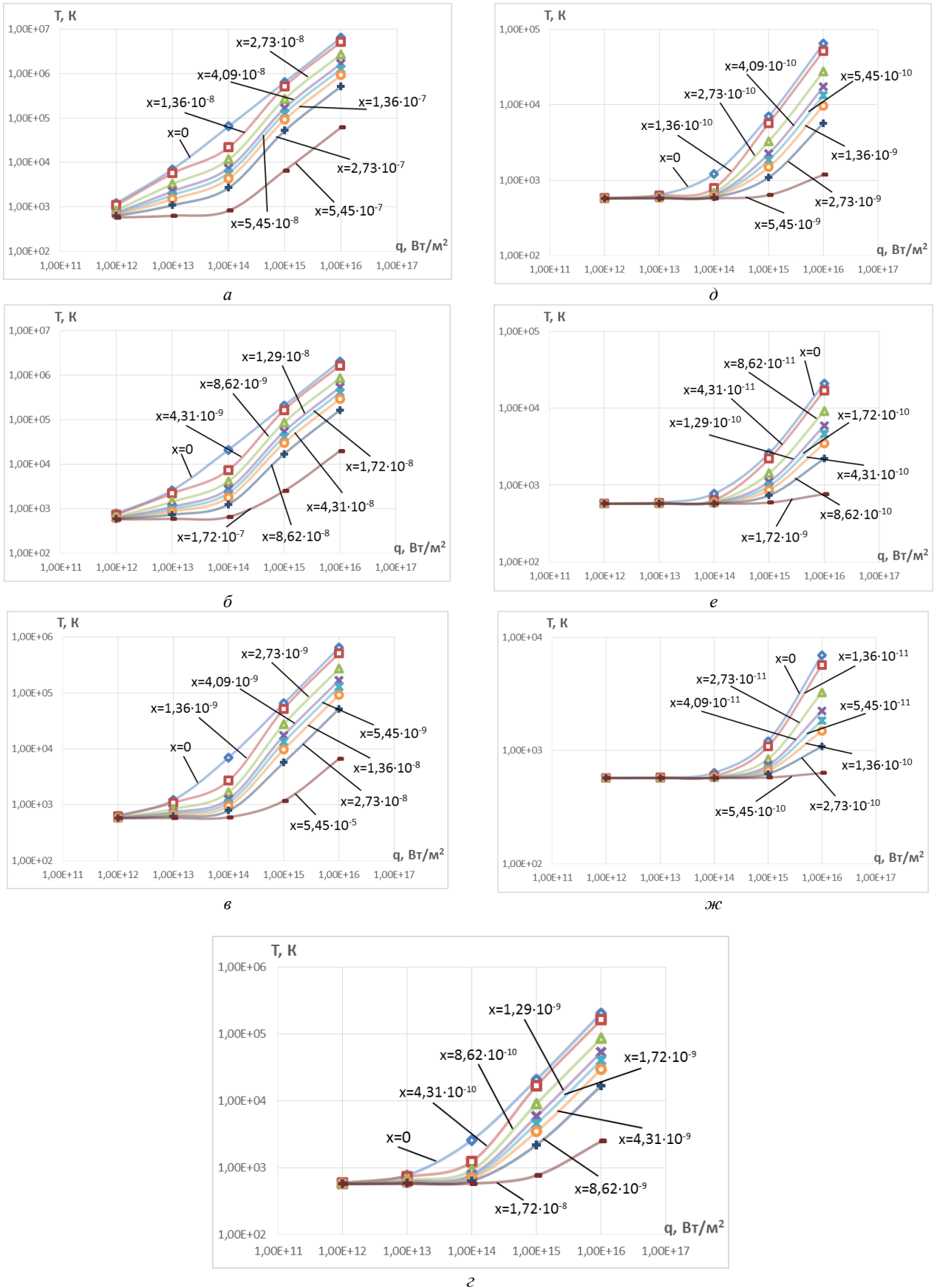


Рис. 4 – Зависимость максимальной температуры в зоне действия лазерного излучения на Р6М5К5 от плотности теплового потока на разных глубинах при времени действия:
 а – $t=10^{-10}$ с; б – $t=10^{-11}$ с; в – $t=10^{-12}$ с; г – $t=10^{-13}$ с;
 д – $t=10^{-14}$ с; е – $t=10^{-15}$ с; ж – $t=10^{-16}$ с

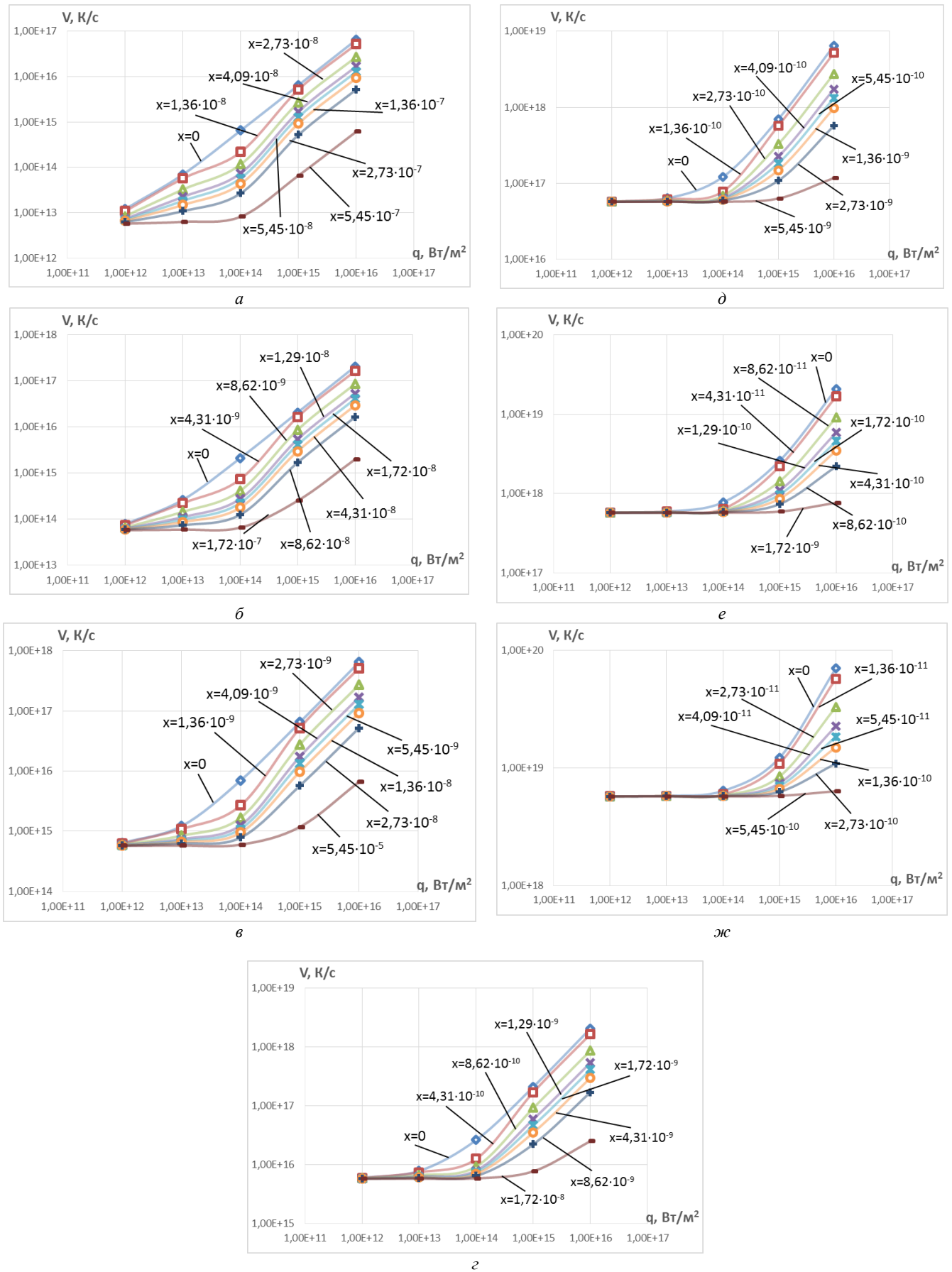


Рис. 5 – Зависимость скорости изменения температуры в зоне действия лазерного излучения на P6M5K5 от плотности теплового потока на разных глубинах при времени действия: а – $t=10^{-10}$ с; б – $t=10^{-11}$ с; в – $t=10^{-12}$ с; г – $t=10^{-13}$ с; д – $t=10^{-14}$ с; е – $t=10^{-15}$ с; ж – $t=10^{-16}$ с

Зависимости температурных напряжений на разных глубинах от плотности теплового потока при времени его действия $10^{-16} \dots 10^{-10}$ с показаны на рис. 6. Видно, что величины температурных напряжений могут быть достаточны для образования наноструктур из-за деформирования при больших временах

его действия $10^{-11} \dots 10^{-13}$ с, т. е. в этом случае не обязательно иметь требуемый диапазон температур, а наноструктуры будут образовываться вследствие действия температурных напряжений в ортогональных плоскостях.

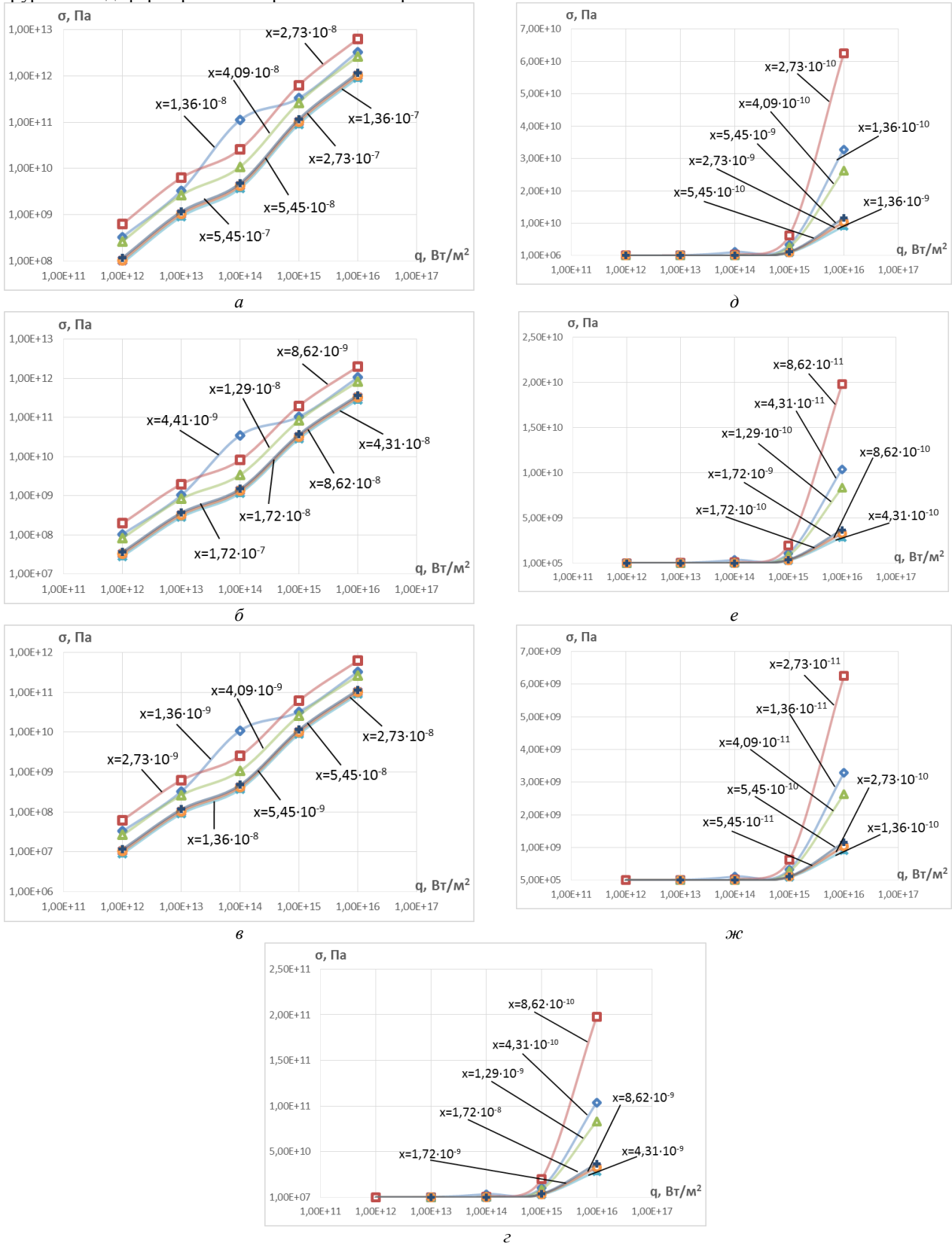


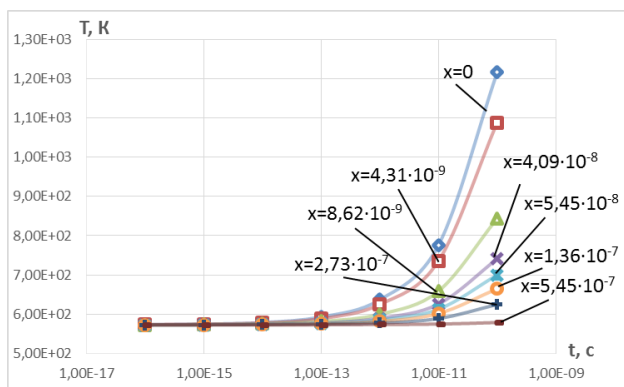
Рис. 6 – Зависимость температурных напряжений в зоне действия лазерного излучения на Р6М5К5 от плотности теплового потока на разных глубинах при времени действия: а – $t=10^{-10}$ с; б – $t=10^{-11}$ с; в – $t=10^{-12}$ с; г – $t=10^{-13}$ с; д – $t=10^{-14}$ с; е – $t=10^{-15}$ с; ж – $t=10^{-16}$ с

Также были рассмотрены зависимости температуры от времени действия лазерного излучения. Эти оценки необходимы для оценки времен действия лазерного излучения при различных плотностях теплового потока ($10^{12} \dots 10^{16}$ Вт/м²). Зависимости скорости роста температуры от времени действия теплового потока показаны на рис. 7. Видно, что с ростом времени действия теплового потока скорость роста температуры снижается для всех исследованных плотностей теплового потока, несмотря на это она всё равно остаётся больше, чем 10^7 К/с.

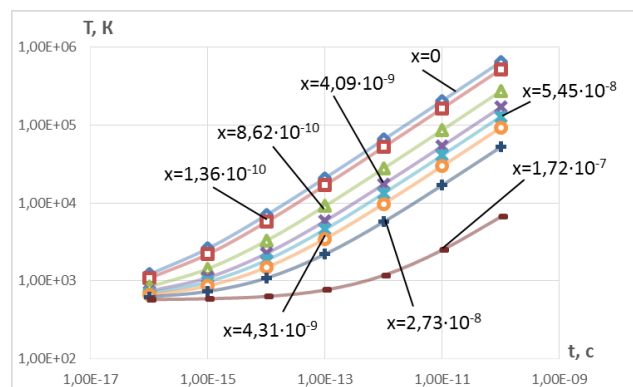
Зависимости скорости роста температуры от времени при действии теплового потока на различных глубинах и при плотностях теплового потока $10^{14} \dots 10^{16}$ Вт/м² показаны на рис. 8. Видно, что величины скоростей роста превышают 10^7 К/с, т. е. при

оценке возможности получения наноструктур этот критерий можно не проверять, так как он получается автоматически в этом диапазоне технологических параметров.

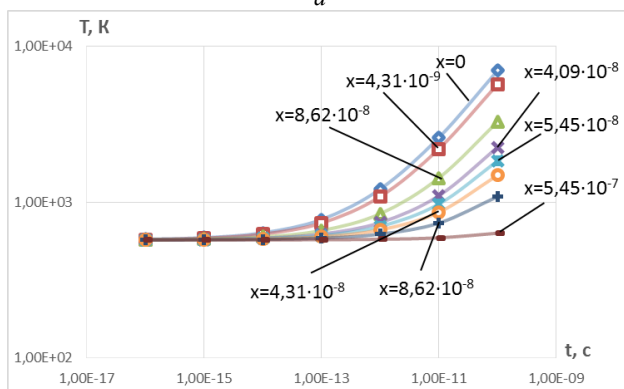
Исследования зависимости температурных напряжений в зоне действия лазерного излучения на Р6М5К5 от времени его действия на разных глубинах при плотностях теплового потока $10^{12} \dots 10^{16}$ Вт/м² показаны на рис. 9. Видно, что существуют режимы, где температурные напряжения превышают 10^{10} Па. Очевидно, что для этих режимов есть реальная возможность получения наноструктур благодаря деформированию за счёт температурных напряжений. Эти режимы реализуются для плотностей теплового потока $10^{14} \dots 10^{16}$ Вт/м².



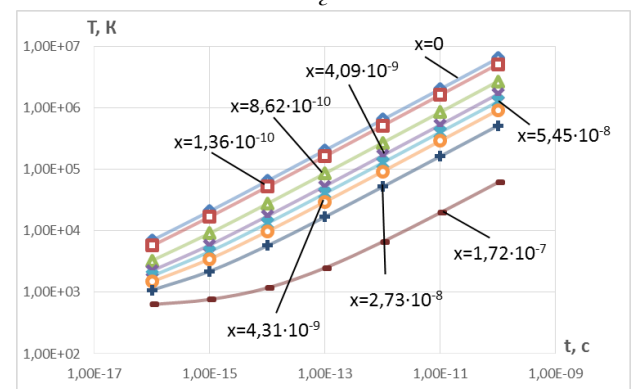
а



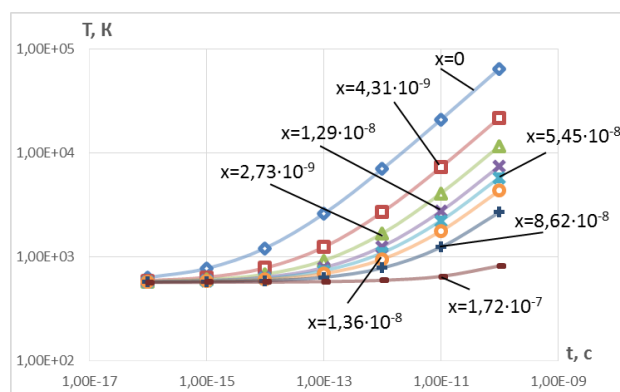
z



б

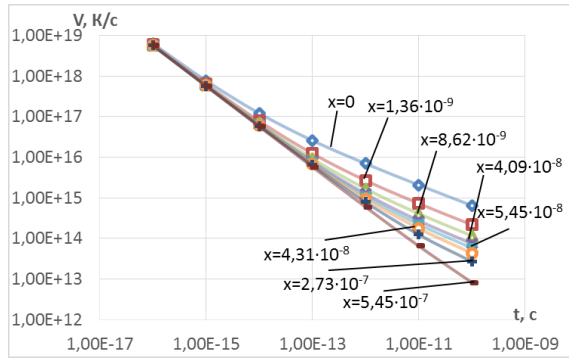


d

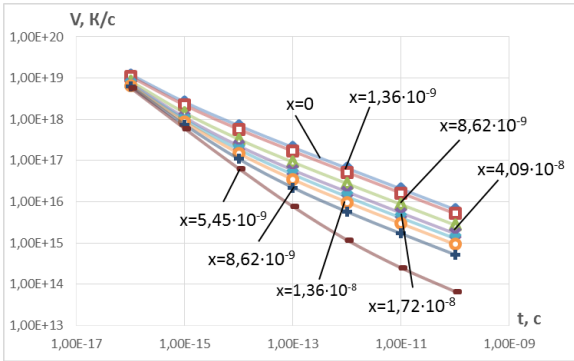


e

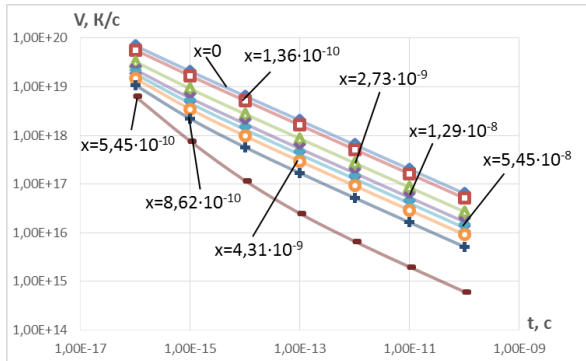
Рис. 7 – Зависимость максимальной температуры в зоне действия лазерного излучения на Р6М5К5 от времени действия теплового потока на разных глубинах при плотности теплового потока: а – $q=10^{12}$ Вт/м²; б – $q=10^{13}$ Вт/м²; в – $q=10^{14}$ Вт/м²; з – $q=10^{15}$ Вт/м²; д – $q=10^{16}$ Вт/м²



a



б

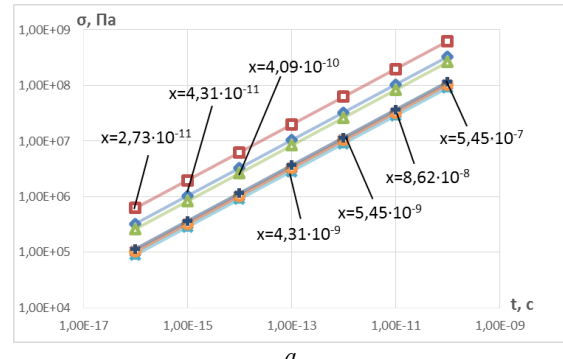


в

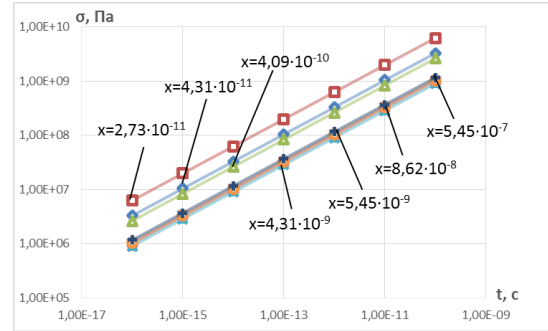
Рис. 8 – Зависимость скорости изменения температуры в зоне действия лазерного излучения на Р6М5К5 от времени действия теплового потока на разных глубинах при плотности теплового потока: а – $q=10^{14}$ Вт/м²; б – $q=10^{15}$ Вт/м²; в – $q=10^{16}$ Вт/м²

Важной характеристикой является объём зерна, который определяет, какого рода структуры реализуются (наноструктуры, субмикроструктуры и микро-структуры). Были построены зависимости объёма нанозерна от минимальной и максимальной глубины его залегания (рис. 10). На рисунке видно, при каких плотностях теплового потока есть реальная возможность получения наноструктур (область под пунктирной прямой, соответствующая диаметру зерна 100 нм) при действии ионизирующего излучения с пятном контакта 10^{-6} м. Но эти кривые не позволяют найти время действия теплового потока, хотя плотность его они определяют ($R_n = 10^{-6}$ м).

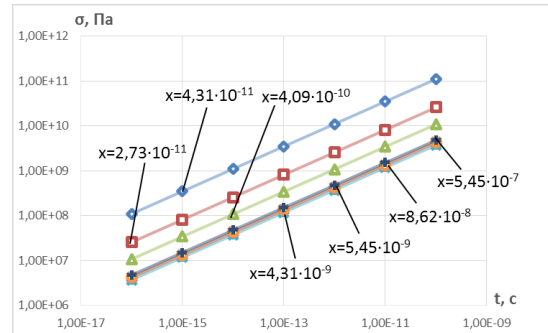
Аналогичные зависимости для случая действия лазерного луча радиусом $5 \cdot 10^{-7}$ м позволяют для различных режимов оценить возможность получения наноструктур, когда параметры находятся ниже пунктирной линии (рис. 11).



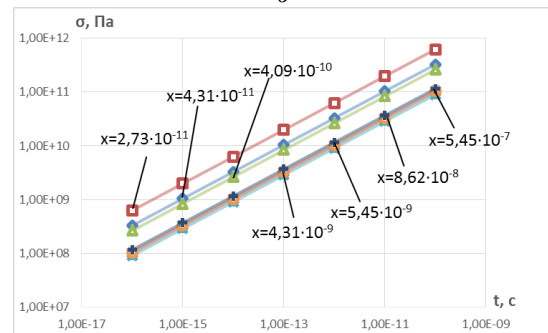
a



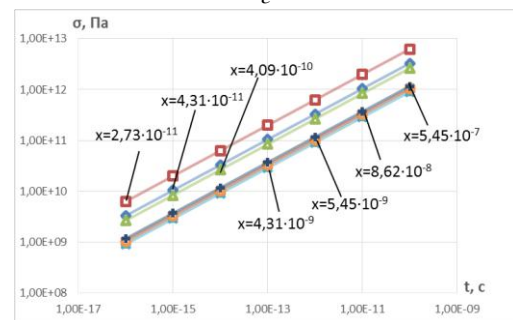
б



в



г



д

Рис. 9 – Зависимость температурных напряжений в зоне действия лазерного излучения на Р6М5К5 от времени действия теплового потока на разных глубинах при плотности теплового потока: а – $q=10^{12}$ Вт/м²; б – $q=10^{13}$ Вт/м²; в – $q=10^{14}$ Вт/м²; г – $q=10^{15}$ Вт/м²; д – $q=10^{16}$ Вт/м²

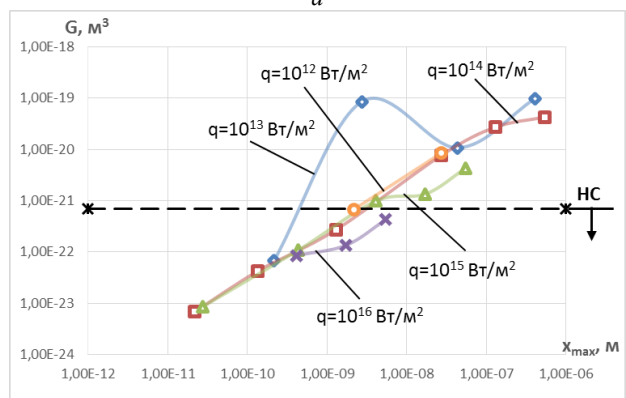
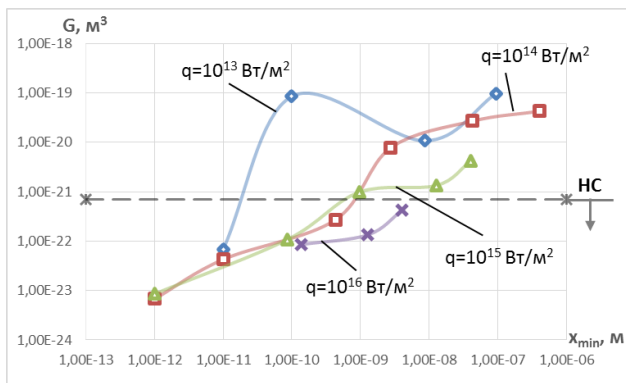


Рис. 10 – Зависимость объёма нанокластера $R = 10^{-6}$ м от минимальной (а) и максимальной глубины (б) при действии лазерного излучения с различной плотностью теплового потока q (Р6М5К5)

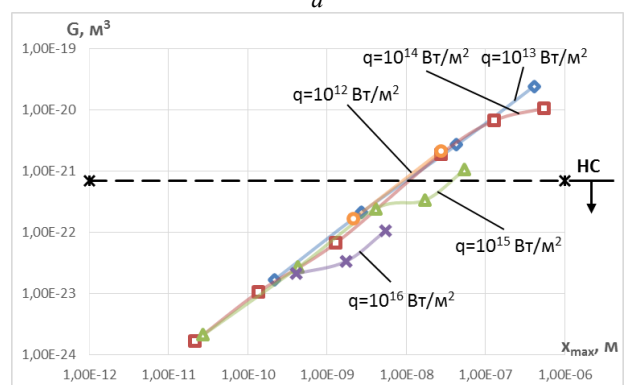
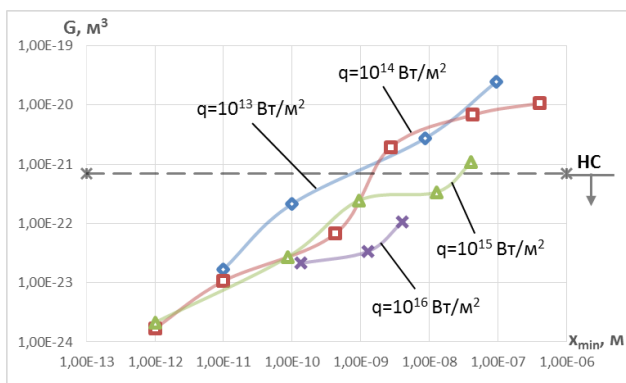


Рис. 11 – Зависимость объёма нанокластера $R = 5 \cdot 10^{-7}$ м от минимальной (а) и максимальной глубины (б) при действии лазерного излучения с различной плотностью теплового потока q (Р6М5К5)

Для определения круга технологических параметров, при которых получают наноструктуры и оценки их объёма, построены пространственные картины зависимости объёма наноструктуры от плотности теплового потока и времени его действия, представлены на рис. 12, а, для радиуса пятна контакта луча 10^{-6} м с материалом, а для радиуса $5 \cdot 10^{-7}$ м – рис. 12, б. Видно, что со снижением размера пятна объёмы получаемых зерен уменьшаются, а, следовательно, уменьшаются и его размеры.

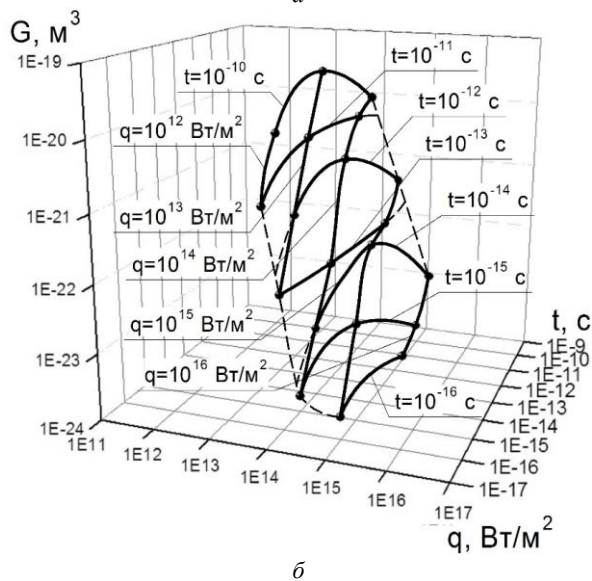
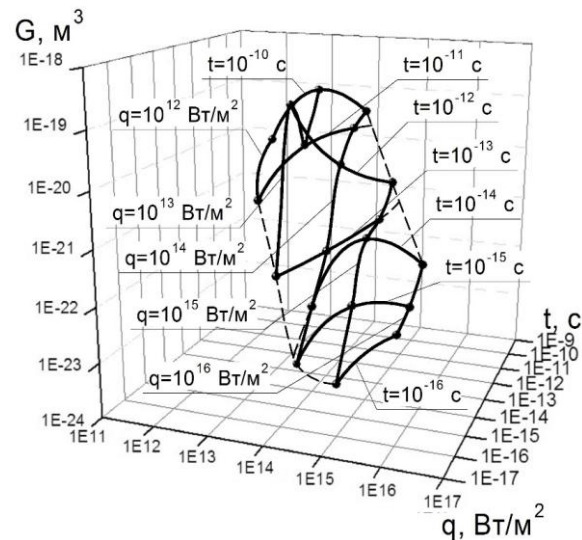


Рис. 12 – Зависимость объёма нанокластера от плотности теплового потока лазерного излучения q и времени его действия t в зоне, где образуются наноструктуры: а – $R = 10^{-6}$ м, б – $R = 5 \cdot 10^{-7}$ м

Выводы.

1. Построенные зависимости температуры от плотности теплового потока лазерного излучения и времени его действия позволяют оценить области технологических параметров, где есть возможность получения наноструктур.
2. Показано, что скорости роста температур превышают необходимые – 10^7 К/с для образования наноструктур.

3. Обнаружена реальная возможность получения наноструктур за счёт деформирования материала вследствие действия температурных напряжений, когда они превышают 10^{10} Па.

4. Полученные размеры зерна в зависимости от плотности теплового потока и минимальной и максимальной глубины его залегания, что позволило найти области, в которых есть реальная возможность получения нанозерна.

5. Пространственные кривые зависимостей объёма зерна от плотности теплового потока и времени его действия позволяют проводить экспресс-оценку технологических параметров лазера для получения наноструктур.

6. Показано, что применение фемто-секундных лазеров позволяет существенно расширить возможности получения наноструктур на быстрорежущих сталях.

Список литературы

1. Костюк Г. И. Эффективный режущий инструмент с нанопокрывками и наноструктурными модифицированными слоями: Моногр.-справ.: в 2 кн. / Г. И. Костюк – Х.: «Планета-Принт», 2016. – Кн.1. Плазменно-ионные и ионно-лучевые технологии. – 735 с.
2. Костюк Г. И. Нанотехнологии: выбор технологических параметров и установок, производительность обработки, физико-механические характеристики наноструктур: моногр. / Г. И. Костюк. – К.: Изд. центр Междунар. академии наук и инновац. технологий, 2014. – 472 с.
3. Костюк Г. И. Нанотехнологии: теория, эксперимент, техника, перспективы: моногр. / Г. И. Костюк. – К.: Изд. центр Междунар. академии наук и инновац. технологий, 2012. – 648 с.
4. Костюк Г. И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий / Г. И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2002. – Кн.1: Физические процессы плазменно-ионных, ионно-лучевых, плазменных, светолучевых и комбинированных технологий. – 596 с.
5. Костюк, Г. И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий / Г. И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2002. – Кн. 2: Справочник для расчета основных физических и технологических параметров, оценки возможностей, выбора типа технологий и оборудования. – 482 с.
6. Костюк Г. И. Наноструктуры и нанопокрывка: перспективы и реальность: учеб. пособие / Г. И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2009. – 406 с.
7. Костюк Г. И. Научные основы создания современных технологий: учеб. пособие / Г. И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2008. – 552 с.
8. Костюк Г. И. Эффективный режущий инструмент с покрытием и упрочненным слоем: моногр.-справ. / Г. И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2007. – 633 с.
9. Костюк Г. И. Эффективный режущий инструмент с покрытием и упрочненным слоем: справ. / Г. И. Костюк. – К.: Вид-во АИНУ, 2003. – 412 с.
10. Костюк, Г. И. Физико-технические основы роботизированного производства: учеб. пособие / Г. И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2006. – 614 с.
11. Гречихин Л. И. Физика наночастиц и нанотехнологий / Л. И. Гречихин. – М.: УП «Технопринт», 2004. – 397 с.
12. Аксенов И. И. Вакуумная дуга в эрозийных источниках плазмы / И. И. Аксенов. – Х.: Изд-во НИИ «ХФТИ», 2005. – 211 с.
13. Гусев, А. И. Нанокристаллические материалы: методы получения и свойства / А. И. Гусев. – Екатеринбург: Изд-во РАН, Уральское отд-ние, 1998. – 302 с.
14. Гусев А. И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии / А. И. Гусев. – М.: Физматлит, 2005. – 416 с.
15. Решетняк, Е. Н. Синтез упрочняющих наноструктурных покрытий / Е. Н. Решетняк, А. И. Стрельницкий // Вопросы атомной науки и техники. – 2008. – № 2. – С. 119 – 130.
16. Андреевский П. А. Наноматериалы: концепция и современные проблемы / П. А. Андреевский // Физика металлов и металлоредение. – 2003. – Т. 91, № 1. – С.50 – 56.
17. Состав, структура и свойства наноструктурных пленок боридов тантала / А. А. Гончаров, П. И. Игнатенко, В. В. Петухов и др. // ЖТФ. –2006. – Т. 76, вып. 10. – С. 82 – 87.

Bibliography (transliterated)

1. Kostyuk, G. I. *Effektivnyy rezhushchiy instrument s pokrytiyem i uprochnennym sloyem: sprav* [Effective cutting tool coated with a layer of reinforced] – Kiev, Planeta print, 2016. 735 p.
2. Kostyuk, G. I. *Nanotekhnologii: vybor tekhnologicheskikh parametrov i ustanovok, proizvoditel'nost' obrabotki, fiziko-mekhanicheskiye kharakteristiki nanostruktur: monogr* [Nanotechnology: the choice of process parameters and settings, processing performance, physical and mechanical properties of nanostructures] – Kiev, Izd. tsentr Mezhdunar. akademii nauk i innovats. tekhnologii, 2014. 472 p.
3. Kostyuk, G. I. *Nanotekhnologii: teoriya, eksperiment, tekhnika, perspektivy: monogr* [Nanotechnology: theory, experiment, technology and prospects] – Kiev, Izd. tsentr Mezhdunar. akademii nauk i innovats. tekhnologii, 2012. 648 p.
4. Kostyuk, G. I. *Fiziko-tekhnicheskiye osnovy naneseniya pokrytiy, ionnoy implantatsii i ionnogo legirovaniya, lazernoy obrabotki i uprochneniya, kombinirovannykh tekhnologiy* [Physical-technical principles of coating, ion implantation and ion alloying, laser treatment and hardening and combined technologies] – Kiev, AINU, 2002. – Book 1: *Fizicheskiye protsessy plazmenno-ionnykh, ionno-luchevykh, plazmennykh, svetoluchevykh i kombinirovannykh tekhnologiy* [Physical processes of plasma-ion, ion-beam, plasma, light-beam and combined technologies]. 596 p.
5. Kostyuk, G. I. *Fiziko-tekhnicheskiye osnovy naneseniya pokrytiy, ionnoy implantatsii i ionnogo legirovaniya, lazernoy obrabotki i uprochneniya, kombinirovannykh tekhnologiy* [Physical-technical principles of coating, ion implantation and ion alloying, laser treatment and hardening and combined technologies] – Kiev, AINU, 2002. – Book 2: *Spravochnik dlya rascheta osnovnykh fizicheskikh i tekhnologicheskikh parametrov, otsenki vozmozhnostey, vybora tipa tekhnologiy i oborudovaniya* [Reference for calculation of the main physical and technological parameters, assessing opportunities, selecting the type of technologies and equipment]. 482 p.
6. Kostyuk, G. I. *Nanostruktury i nanopokrytiya: perspektivy i real'nost' ucheb.posobiye* [Nanostructures and nanocoating: Prospects and Reality] – Kharkiv, Nats. aerokosm. un-t «Khar'k. aviats. in-t», 2009. 406 p.
7. Kostyuk, G. I. *Nauchnyye osnovy sozdaniya sovremennykh tekhnologiy: ucheb.posobiye* [The scientific basis for the creation of modern technologies] – Kharkiv, Nats. aerokosm. un-t «Khar'k. aviats. in-t», 2008. 552 p.
8. Kostyuk, G. I. *Effektivnyy rezhushchiy instrument s pokrytiyem i uprochnennym sloyem: monogr.-sprav* [Effective cutting tool coated with a layer of reinforced] – Kharkiv, Nats. aerokosm. un-t «Khar'k. aviats. in-t», 2007. 633 p.
9. Kostyuk, G. I. *Effektivnyy rezhushchiy instrument s pokrytiyem i uprochnennym sloyem: sprav* [Effective cutting tool coated with a layer of reinforced] – Kiev, AINU, 2003. 412 p.
10. Kostyuk, G. I. *Fiziko-tekhnicheskiye osnovy robotizirovannogo proizvodstva* [Physical and technical bases of robotized production] – Kharkov, Nats. aerokosm. un-t «Khar'k. aviats. in-t», 2006. – 614 p.
11. Grechikhin, L. I. *Fizika nanochastits i nanote-khnologii* [The physics of nanoparticles and nanotechnology] – Moscow, UP «Tekhnoprint», 2004. 397 p.
12. Aksenov, I. I. *Vakuumnaya duga v erozionnykh istochnikakh plazmy* [Vacuum arc erosion plasma sources] – Kharkiv, NII «KHFTI», 2005. 211 p.
13. Gusev, A. I. *Nanokristallicheskiye materialy: metody polucheniya i svoystva* [Nanocrystalline materials: methods and properties] – Ekaterinburg, Publishing House of the Russian Academy of Sciences, Ural Division, 1998. 302 p.
14. Gusev, A. I. *Nanomaterialy, nanostruktury, nanotekhnologii* [Nanomaterials, nanostructures, nanotechnology] – Moscow, Fizmatlit, 2005. 416 p.
15. Reshetnyak, E. N., Strel'nitskiy A. I. [Synthesis of hardening of nanostructured coatings] – [Problems of Atomic Science and Technology]. – 2008. – № 2. – p.p. 119 – 130.

16. Andriyevskiy, R. A. *Nanomaterialy: kontsepsiya i sovremennyye problemy* [Nanomaterials: concept and modern problems] Fizika metallov i metallovedeniye. 2003. – Т. 91, № 1. – p.p. 50 – 56.
17. Goncharov A. A., Ignatenko P. I., Petukhov V. V. et al. *Sostav, struktura i svoystva nanostrukturnykh plenok boridov tantala* [The

composition, structure and properties of nanostructured films of tantalum borides]. ZhTF. – 2006. – Т. 76, no. 10. – p.p. 82 – 87.

Поступила (received) 15.11.16

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Підвищення ефективності різальних інструментів зі швидкорізальної сталі Р6М5К5 за рахунок обробки променем лазера, працює в фемтосекундного випромінювання / Г. І. Костюк // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Технології в машинобудуванні. – Х. : НТУ «ХПІ», 2016. – № 33 (1205). – С. 54–68. – Бібліогр.: 17 назв. – ISSN 2079-004X.

Повышение эффективности режущих инструментов из быстрорежущей стали Р6М5К5 за счет обработки лучем лазера, работающего в фемтосекундном диапазоне / Г. И. Костюк // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Технології в машинобудуванні. – Харків : НТУ «ХПІ», 2016. – № 33 (1205). – С. 54–68. – Библиогр.: 17 назв. – ISSN 2079-004X.

Improving the efficiency of cutting tools HSS W6Mo5Co5 by treating ray lasers in the femtosecond range / G. I. Kostyuk // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Techniques in a machine industry. – Kharkov : NTU "KhPI", 2016. – No. 33 (1205). – P.54–68. – Bibliogr.: 17. – ISSN 2079-004X.

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Костюк Геннадій Ігорович – доктор технічних наук, професор, професор Національного аерокосмічного університету «Харківський авіаційний інститут», тел.: (057)-788-42-06, e-mail: g.kostyuk206@yandex.ru;

Костюк Геннадий Игоревич – доктор технических наук, профессор Национального аэрокосмического университета им. Н. Е. Жуковского «ХАИ», м. Харьков; тел.: (057)-788-42-06, e-mail: g.kostyuk206@yandex.ru;

Kostyuk Gennadiy Igorevich – Doctor of Technical Sciences, Full Professor, National Aerospace University Zhukovskiy, tel.: (057)-788-42-06, e-mail: g.kostyuk206@yandex.ru.