

УДК 519.874

Г.И. КОСТЮК, В.Н. ПАВЛЕНКО, Ю.В. ШИРОКИЙ**ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОСТРУКТУР ПРИ ДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТАЛИ**

На основе решения совместной задачи теплопроводности и термоупругости получены поля температур при действии импульсного лазерного излучения на стали 20, 40, 45, 40X, У8, У12 с учетом критериев: требуемые температуры – 500...1500 К, необходимые скорости нарастания температур – более 10^7 К/с. Определены технологические параметры лазерной обработки (плотность теплового потока, время его действия) для образования наноструктур.

Ключевые слова: наноструктуры, лазерное излучение, стали.

Введение. Наноструктурные поверхностные слои позволяют существенно повысить работоспособность деталей путем повышения микротвердости поверхности, снижения модуля упругости при повышении предела текучести и ударной вязкости, что дает возможность создавать на деталях поверхностные слои, обеспечивающие повышение ресурса деталей, работающих при ударных нагрузках и гарантирующих их длительную прочность.

Работа выполнялась в рамках программы Министерства образования и науки Украины «Новые и ресурсосберегающие технологии в энергетике, промышленности и агропромышленном комплексе» (подсекция 13 «Аэрокосмическая техника и транспорт») и по темам: «Создание физико-технических основ повышения качества материалов аэрокосмических конструкций» и «Разработка технологических основ интегрированных технологий плазменно-ионной обработки деталей аэрокосмической техники» (подсекция 6 «Физико-технические проблемы материаловедения»), «Концепция создания наноструктур, нано- и традиционных покрытий с учетом влияния адгезии на эффективность и работоспособность деталей АТ, АД и РИ», «Экспериментально-теоретическое исследование получения наноструктур при действии ионных и светолучевых потоков на конструкционные материалы и РИ», хоздоговорных работ и договоров о сотрудничестве.

Анализ последних исследований и литературы. В настоящее время недостаточно теоретических работ, которые позволяют прогнозировать размер зерна в зависимости от технологических параметров обработки [1–4], особенно для режущих инструментов [5–7], а при действии ионизирующего излучения таких исследований нет. Все это свидетельствует о том, что получение наноструктур при действии ионизирующего излучения – важная, актуальная и своевременная задача.

Целью работы является прогнозирование технологических параметров лазерной обработки, необходимых для получения наноструктур в материале (плотность теплового потока, время его действия).

Постановка проблемы. Как показали наши опыты, представленные в работах [1–5], несмотря на то, что экспериментально были получены наноструктуры при действии ионизирующего излучения, теоретически вопрос возможности получения наноструктур не

рассматривался. Все это связано с тем, что не были сформулированы критерии получения наноструктур (НС), которые образуются только в диапазоне температур 500...1500 К при скорости нарастания температур более 10^7 К/с, а также интенсифицируются действием нестационарных температурных напряжений порядка 10^8 ... 10^{10} Па. Кроме того, время действия температур должно быть таким, чтобы процесс роста размера зерна при длительном действии температуры не реализовался. Тогда эти критерии можно расширить следующим: время остывания до температур, близких к 500 К, должно быть не более $e \cdot \tau_u$ (τ_u – время действия импульса излучения), что обеспечит стабильность формирования НС.

Материалы исследований. Проведено исследование действия лазерного излучения на стали 20, 40, 45, 40X, У8, У12 для выявления технологических параметров, при которых реализуются наноструктуры.

Действие лазерного излучения на конструкционные материалы**1. 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 обраба-

тываемого 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 пиков 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 отличной от крутизны 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.

2. Модель взаимодействия светолучевых потоков и конструкционных материалов

С учетом действия объемного источника и облучения, объемную плотность которого рассчитывают по выражению (7) на основе (8), и поверхностного источника тепла с плотностью теплового потока по выражению (4) с учетом (5), (6) решают уравнения теплопроводности.

2.1. Баланс тепла в элементарном объеме детали

Баланс тепла представлен в выражении

$$\begin{aligned} c[T]\gamma[T] \frac{dT(x, y, z, t)}{dt} + c[T]\gamma[T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} V_n + c[T]\gamma[T] r_p \frac{d^2 T(x, y, z, t)}{dt^2} = \\ = \nabla \lambda [T] \nabla T(x, y, z, t) + C[T]\gamma[T] V_m \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} - AL_{III} \gamma [T] \frac{dV_{n3}}{dt} + \\ + B \frac{q_n(r, \tau)}{0,1\delta} \pm D \frac{dW(x, y, z, t)}{dt} \pm m_a C_a [T_a] \frac{dn_a}{dt} (T_a - T(x, y, z, t)) \pm \\ \pm P_{T.X.P.}(n_A, n_B, T, t_e) \frac{dn_{A(B)}}{dt} L_{T.X.P.} + q_v(z), \end{aligned}$$

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_{III} и $L_{T.X.P.}$ – удельные теплота плавления и термохимической реакции; $V_{\phi}[T]$ – скорость смещения фронта испарения; V_{III} – 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 – концентрации реагентов, определяющих возможность реакции.

Изменение количества тепла в единичном объеме (первое слагаемое в левой части равенства) реализуется вследствие перемещения потока лазерного излучения вдоль обрабатываемой поверхности или перемещения 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 под действием 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 под действием 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 [6] для различных материалов.

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

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

где d и e – коэффициенты, выбираемые в зависимости от материала [6].

Так, например, для хромистых нержавеющей сталей 1X13, 2X13, 3X13 и 4X13 $d = 7700$, $e = 0,286$, а для аустенитных хромоникелевых сплавов X18N9 и X18N25C2 – $d = 7920$, $e = 0,410$.

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 u .

В третьем слагаемом слева учитывается конечная скорость распространения тепла. Время релаксации тепловых колебаний можно вычислить по формуле из [1].

В первом слагаемом справа учтено изменение количества тепла под влиянием теплопроводности. Зависимость коэффициента теплопроводности λ от температуры в каждый момент времени представляется эмпирическими зависимостями [6].

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

$$V_{tm} = \frac{10^4}{\gamma_m} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \left(\exp\left(A - \frac{B}{T}\right) - P_{i\dot{n}o} \right), \quad (12)$$

где A и B – табулированные константы, значения которых приведены в [8], R – газовая постоянная; γ_m – плотность материала детали; M – молекулярный вес материала детали; $P_{ост}$ – остаточное давление газов.

При испарении из слоя расплавленного металла (френкелевский механизм [8]) скорость испарения определяется формулой

$$V_{\phi} = V_0 \exp\left(\frac{T^*}{T(O, x, y, z, t)}\right), \quad (13)$$

где V_0 и T^* – критическая скорость испарения и температура поверхности [2].

В третьем слагаемом справа формулы (9) учитывается изменение количества тепла при плавлении и рассчитывается для того объема материал $V_{пл}$, в котором определяемая температура превышает температуру плавления. Удельную теплоту плавления $L_{пл}$ можно вычислить по формуле

$$L_{пл} = nT_{пл} f(T_{пл}) \cdot 4186,8, \quad (14)$$

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

$$f(T_{пл}) = (1,57T_{пл} + 1428) \cdot 10^{-3}. \quad (15)$$

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

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

В пятом слагаемом формулы (9) учитывается энергия, затрачиваемая на деформирование тела за время действия теплового источника t_u , и возвращаемая материалу энергия при релаксации напряжений (за время, большее t_u и меньшее $t_u + \tau_p$).

Энергию деформирования единичного объема определим по формуле

$$W = G \left[\begin{aligned} &\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2 + 2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2) + \\ &+ \frac{\mu}{1-\mu} \ell^2 - \frac{2(1+\mu)\alpha_1}{1-2\mu} \ell(T(x, y, z, t) - T) \end{aligned} \right], \quad (16)$$

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

$\ell = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$; $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$ – удлинения; $\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx}$ – сдвиги относительно соответствующих осей; u_x, u_y, u_z – 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_n – начальная температура.

Зависимость коэффициента линейного расширения материала от температуры аппроксимируется линейной функцией [6].

Деформации сдвигов ε_{ik} не могут задаваться произвольно, они связаны дифференциальными соотношениями – условиями совместности [1]. 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 :

$$\Delta\Phi - \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)G} \gamma \frac{\partial^2 \Phi}{\partial a^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha_1 [T(x, y, z, t) - T_n], \quad (17)$$

где γ – плотность материала детали. По величине термоупругого потенциала перемещений и по известным соотношениям находим величины удлинений и сдвигов [1].

Величины температурных напряжений определим по выражению

$$\sigma_{ik} = 2G \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial a \partial k} - \Delta\Phi \cdot \delta_{ik} \right), \quad (18)$$

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), учитывая теплоперенос диффундирующим материалом, коэффициент диффузии рассчитывается:

$$K_{diff} = a_d d_s^2 V_0 \exp(-U/(kT)), \quad (19)$$

где a_d – множитель порядка 0,1, определяемый типом кристаллической решетки; d_s – расстояние между ближайшими эквивалентными положениями вакансий в кристалле; V_0 – величина порядка частоты атомных колебаний в кристалле ($10^{12} \dots 10^{14}$ с⁻¹); U – потенциальный барьер, который необходимо преодолеть вакансии при смещении в соседнее положение; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

В восьмом слагаемом формулы (9) учитывается влияние химических процессов на баланс тепла в мишени.

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

$$\frac{n_A(0)}{n_B(0)} = \frac{n_{AV}}{n_{BV}} \left(\frac{M_A}{M_B} \right)^{1/4}, \quad (20)$$

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

Происходит обогащение приповерхностного слоя более тяжелым компонентом.

При высоких плотностях 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 :

$$dN_1/dt = N_0 \sigma_p J_e / e \text{ при } n_0 \tau_1 \gg N_0. \quad (21)$$

2.2. Теплообмен на поверхности детали

Тепловой поток на поверхности мишени создается за счет следующих факторов:

- столкновительных процессов: тепло, выделяемое на поверхности вследствие действия лазерного излучения (первое слагаемое справа), теплового потока, отводимого с термоэлектронами (второе слагаемое) и вторичными фотонами (третье слагаемое);

- теплофизических процессов: 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);

- плазмохимических процессов, реализующихся с помощью реакций потока лазерного излучения с испаренным материалом детали или адсорбированными газами (восьмое слагаемое); эта энергия передается излучением.

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

$$\begin{aligned} -\lambda [T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} = & \\ = F_{\ell, r} - F_{m\dot{y}} - F_{\dot{y}\delta} - F_{\dot{e}\ddot{m}} - & \\ -F_m - \sigma \varepsilon \delta^4(0, y, z, t) \pm & \\ \pm F_{\dot{e}\ddot{m}} + F_{\dot{y}\delta} + \sigma \varepsilon_{\dot{n}} \delta_c^4, & \end{aligned} \quad (22)$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана; ε и ε_c – степень черноты поверхности мишени и среды; T_c – температура среды.

Более подробно каждое слагаемое рассмотрено в работе [1].

2.3. Результаты расчетов и их обсуждение

Расчеты полей температур при действии потока лазерного излучения на деталь проводим на ЭВМ методом МКЭ.

В результате расчетов определяли температурные поля в зоне действия лазерного излучения на сталях в процессах нагрева и охлаждения. Расчеты проводили для широкого круга плотностей теплового потока и времени его действия, но вынесены на обсуждение только те, максимальные температуры которых во время нагрева и охлаждения близки к необходимому для получения наноструктур (500...1500 К), а скорости нарастания температуры превышают 10^7 К/с.

Так, на рис. 1 показаны зависимости максималь-

ной температуры в пятне ($r = 0,1$ мм) при действии тепловых потоков с пиковой плотностью $q = 3 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (1), $q = 2,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (2); $q = 2 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (3); $q = 1,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (4) и $q = 10^{10}$ Вт/м² (5) с временем действия 10^{-7} с на сталь 20 (рис. 1, а) и сталь 40X (рис. 1, б).

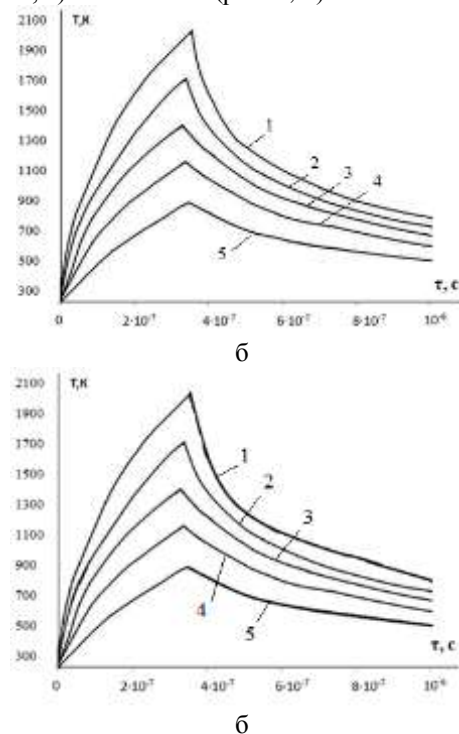


Рис. 1. – Распределение температур на глубине 1 мкм при действии лазерного излучения. Пиковая плотность теплового потока, действующего в начальный момент времени $3 \cdot 10^{-7}$ с, составляет $3 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (1), $2,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (2), $2 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (3), $1,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (4) и 10^{10} Вт/м² (5): а – на сталь 20; б – на сталь 40X

Видно, что для первых двух режимов максимальные температуры на стали 20 (рис. 1, а) превышают температуру 1500 К, но время, за которое они действуют ($2,1 \cdot 10^{-7}$ с для первого режима и $1,1 \cdot 10^{-7}$ с для второго) релаксация температурного поля не приведет к существенному увеличению первоначального размера зерна, так что не только в третьем, четвертом и пятом режимах следует ожидать получения наноструктур, но и в первом и втором. Для режимов нагрева и остывания скорость роста и спада температуры превышает 10^7 К, что подтверждает вероятность образования наноструктур.

Для стали 40X время, в которое температуры превышают 1500 К, для первого режима составляет $1,7 \cdot 10^{-7}$ и 10^{-7} с соответственно для второго режима, что еще меньше, чем для стали 20, и в этом случае влияние такой температуры на рост зерна менее существенно. Результаты аналогичных расчетов для стали 40 и 45 показаны на рис. 2.

В этом случае величины максимальных температур снижаются и составляют величины порядка 1900 К, тогда как они для стали 20 превышают 2000 К, характер изменения максимальной температуры во времени сохранился, скорость роста температуры и для этих материалов превышает 10^7 К/с. Это

свидетельствует о том, что для этих материалов есть реальная возможность получения наноструктур.

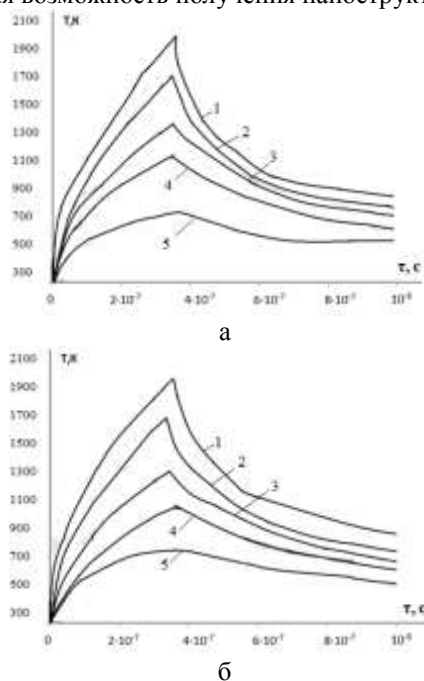


Рис. 2 – Температура на глубине 1 мкм при действии лазерного излучения. Пиковая плотность теплового потока, действующего в начальный момент времени $3 \cdot 10^{-7}$ с, составляет $3 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (1), $2,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (2), $2 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (3), $1,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (4) и 10^{10} Вт/м² (5): а – на сталь 40; б – на сталь 45

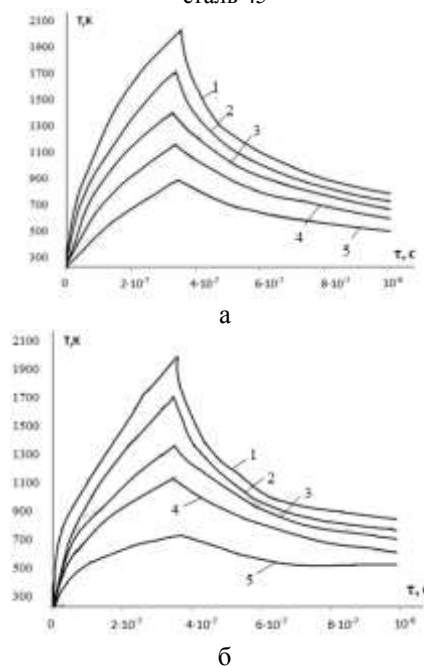


Рис. 3 – Температура на глубине 1 мкм при действии лазерного излучения. Пиковая плотность теплового потока, действующего в начальный момент времени $3 \cdot 10^{-7}$ с, составляет $3 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (1), $2,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (2), $2 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (3), $1,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² (4) и 10^{10} Вт/м² (5): а – на стали У8; б – на стали У12

Для высокоуглеродистых сталей У8 и У12 при действии теплового потока $3 \cdot 10^{10}$ Вт/м² и $2,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² максимальные температуры превышают также 1500 К и приближаются к 2000 К, но время

действия таких температур не превышает $2 \cdot 10^7$ с. Для таких материалов при остальных режимах до времени действия 10^{-6} с температурный режим способствует образованию наноструктур, да и скорость нарастания температур превышает 10^7 К/с.

Это подтверждает, что и для таких материалов высока вероятность образования наноструктур.

Оценить размер зоны образования наноструктуры можно по радиусу зоны образования наноструктур. Для этого построена пространственно-временная картина распределения температур по радиусу и во времени для стали 40X при действии теплового потока с плотностью $3 \cdot 10^{10}$ Вт/м² при радиусе пятна 0,1 мм.

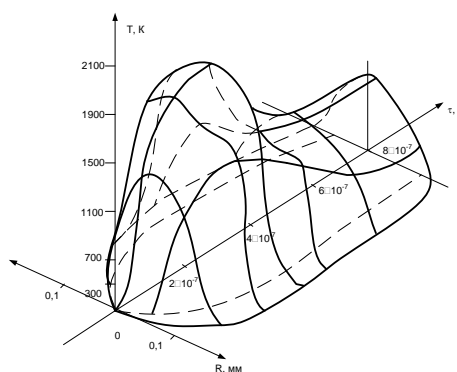


Рис. 4 – Пространственно-временная картина распределения температур по радиусу во времени при действии лазерного излучения на сталь 40X с плотностью теплового потока $3 \cdot 10^{10}$ Вт/м² при радиусе пятна 0,1 мм

Видно, что по радиусу температура снижается по сравнению с максимальной на 200...250 К, что свидетельствует о незначительном влиянии зоны, где температура превышает допустимую (1500 К), на характер роста зерна, который будет незначительным. Все это еще раз подтверждает возможность получения наноструктур в слое глубиной порядка микрометров и радиусом более 0,1 мм.

Практически те же или близкие температуры можно получить при плотностях теплового потока на два порядка меньше $q = 3 \cdot 10^8$ Вт/м² и времени его действия $3 \cdot 10^{-3}$ с (рис. 5), но в этом случае наноструктуры не образуются, а образуются микро- и субмикрокластеры размером 1...3 мкм и 0,5...0,8 мкм (см. работу [9]). Следовательно, для получения наноструктур необходимо наличие скоростей роста температуры более 10^7 К/с, а в этом случае максимальная скорость роста температуры достигает только $6 \cdot 10^6$ К/с и возможно образование только субмикроструктур.

Для выбора технологических параметров лазерного излучения при получении наноструктур на основе проведенных расчетов температур и скоростей их нарастания были построены зависимости критических плотностей тепловых потоков $q_{кр \max}$ и $q_{кр \min}$ от времени их действия, при которых образуются наноструктуры на стали 40X (рис. 6).

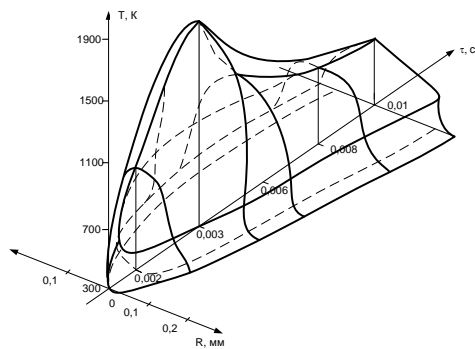


Рис. 5 – Пространственно-временная картина распределения температур по радиусу и во времени при действии лазерного излучения с плотностью теплового потока $3 \cdot 10^8$ Вт/м² при радиусе пятна 0,1 мм

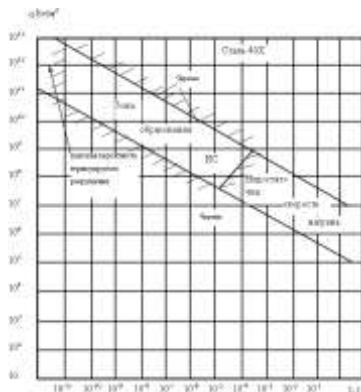


Рис. 6 – Зависимость критических значений плотностей тепловых потоков, обеспечивающих получение наноструктур от времени их действия

Видно, что зона технологических параметров, обеспечивающая получение наноструктур, ограничена прямыми $Q_{kp\ max}$, $Q_{kp\ min}$, зоной, где недостаточна скорость роста температуры и зоной, где высокая вероятность термоупругого разрушения. Показана возможность выбора технологических параметров лазерного излучения, плотности теплового потока и времени его действия, обеспечивающие получение наноструктур в поверхностном слое.

Выводы. Получены условия образования наноструктур в поверхностном слое сталей с различным содержанием углерода (стали 20, 40, 45, 40X, У8 и У12), которые определяют требуемые температуры (500...1500 К) и скорости их нарастания (более 10^7 К/с).

Определены зоны образования наноструктур в зависимости плотности теплового потока от времени действия ионизирующего излучения.

Костюк Геннадий Игоревич – д-р техн. наук, проф., проф. Нац. аэрокосм. ун-т «ХАИ», тел.: (057)-788-42-06, e-mail: g.kostyuk206@yandex.ru;

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

Павленко Виталий Николаевич – д-р техн. наук, Нац. аэрокосм. ун-т «ХАИ», тел.: (057)-788-42-06;

Pavlenko Vytalyi Nykolaevych – Doctor of Technical Sciences, National Aerospace University «KhAI», tel.: (057)-788-42-06;

Широкий Юрий Вячеславович – канд. техн. наук, доц., доц. Нац. аэрокосм. ун-т «ХАИ», тел.: (057)-788-42-06;

Shyrokyi Yuryi Viacheslavovych – Candidate of Technical Sciences, Docent, National Aerospace University «KhAI», tel.: (057)-788-42-06.

Показано, что необходимо учитывать скорость нарастания температуры и вероятность термоупругого разрушения под действием температурных напряжений. Так, при недостаточных скоростях нарастания температуры образуются микро- и субмикроструктуры, что подтверждено экспериментально.

Список литературы: 1. Костюк, Г.И. Нанотехнологии: теория, эксперимент, техника, перспективы [Текст]: моногр. / Г.И. Костюк. – К.: Изд. центр Междунар. академии наук и инновац. технологий, 2012. – 648 с. 2. Костюк, Г. И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий [Текст]: в 2 кн. / Г. И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2002. – 1030 с. 3. Костюк, Г.И. Наноструктуры и нанопокртытия: перспективы и реальность [Текст]: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2009. – 406 с. 4. Костюк, Г.И. Эффективный режущий инструмент с покрытием и упрочненным слоем [Текст]: моногр.-справ. / Г.И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2007. – 633 с. 5. Костюк, Г.И. Эффективные покрытия и модифицированные упрочненные слои на режущих инструментах [Текст]: моногр.-справ./ Г.И. Костюк. – К.: Изд. центр Междунар. академ. наук и иннов. техн., 2012. – 728 с. 6. Свойства элементов / под ред. Г.В. Самсонова. – М.: Металлургия, 1976. – Ч. 1. Физические свойства. – 598 с. 7. Дешман, С. Научные основы вакуумной техники / М.: Мир, 1961. – 675 с. 8. Френкель, Я.И. Собр. тр. в 9 т. – Кинетическая теория жидкости: т. 3. – М.Л., АН СССР, 1959. – 422 с. 9. Антропов, И.И. Взаимодействие лазерного излучения с поверхностью металлов, имеющих поликристаллическое строение // Сборник научных трудов Донбасского государственного технического университета. – Вып. 26 – Алчевск: ДонГТУ, 2008. – С. 353–363.

Bibliography (transliterated): 1. Kostyuk, G.I. Nanotekhnologii: teoriya, eksperiment, tekhnika, Perspektivy [Tekst]: monogr. / G.I. Kostyuk. - Kiev: Izd. tsentr Mezhdunar. akademii nauk i innovatP. tekhnologiy, 2012. - 648 P. 2. Kostyuk, G. I. Fiziko-tekhnicheskiye osnovy naneseniya pokrytiy, ionnoy implantatsii i ionnogo legirovaniya, lazernoy obrabotki i uprochneniya, kombinirovannykh tekhnologiy [Tekst]: v 2 kn. / G. I. Kostyuk. - Kiev: Izd-vo AINU, 2002. - 1030 P. 3. Kostyuk, G.I. Nanostrukury i nanopokrytiya: perspektivy i real'nost' [Tekst]: ucheb. posobiye / G.I. Kostyuk. - Kharkov.: NatP. aerokosm. un-t «Khar'k. aviatP. in-t», 2009. - 406 P. 4. Kostyuk, G.I. Effektivnyy rezhushchiy instrument s pokrytiyem i uprochnennym sloyem [Tekst]: sprav monogr.- / G.I. Kostyuk. - Kharkov.: NatP. aerokosm. un-t «Khar'k. aviatP. in-t», 2007. - 633 P. 5. Kostyuk, G.I. Effektivnyye pokrytiya i modifitsirovannyye uprochnennyye slои na rezhushchikh instrumentakh [Tekst]: Monogr.-sprav / G.I. Kostyuk. - Kiev: Izd. tsentr Mezhdunar. akadem. nauk i innov. . tekhn, 2012. - 728 P. 6. Svoystva elementov / pod red. G.V. Samsonova. - Moscow: Metallurgiya, 1976. - CH. 1. Fizicheskiye svoystva. - 598 P. 7. Dushman, P. Nauchnyye osnovy vakuumnoy tekhniki / Moscow: Mir, 1961. - 675 P. 8. Frenkel', YA.I. Sbr. tr. v 9 t. - Kineticheskaya teoriya zhidkosti: t. 3. - M.L., AN SSSR, 1959. - 422 P. 9. Antropov, I.I. Vzaimodeystviye lazernogo izlucheniya s poverkhnost'yu metallov, imeyushchikh polikristallicheskoye stroeniye // Sbornik nauchnykh trudov Donbasskogo gosudarstvennogo tekhnicheskogo universiteta. - No. 26 - Alchevsk: DonGTU, 2008. - P. 353-363.

Поступила (received) 07.10.2015