

## ЛЕГИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОРОТКОИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2016 В.А. Путилин, А.В. Камашев, А.В. Путилин

Самарский государственный технический университет

Статья поступила в редакцию 20.09.2016

Работа посвящена анализу возможностей легирования поверхностного слоя металлов и сплавов с использованием короткоимпульсного лазерного излучения. Экспериментально показана возможность использования лазера с наносекундной длительностью импульсов для создания микроскопических областей с заданным концентрационным распределением легирующих элементов по глубине зоны воздействия.

*Ключевые слова:* Короткоимпульсное лазерное воздействие, упрочняющая обработка, легированный слой, концентрационное распределение легирующих элементов.

Одним из направлений в технологии поверхностной упрочняющей обработки металлов и сплавов является лазерное легирование [1-4]. Достоинством этого вида обработки является возможность создавать в поверхностных слоях локальных областей упрочненного материала, обладающих заданным комплексом физико-механических и химических свойств. Использование с этой целью коротких (порядка наносекунд) лазерных импульсов значительно расширяет возможности данного вида обработки, поскольку наряду с чисто термическим воздействием возникает механическое воздействие на обрабатываемый материал. При определенных плотностях мощности излучения воздействия происходит генерация ударных волн высокого давления, что позволяет осуществлять массоперенос легирующих элементов вглубь обрабатываемого материала на расстояния, значительно превышающие глубину их проникновения при обычной диффузии.

В более ранних работах [5-6] нами было теоретически доказано, что массоперенос в металлах при воздействии наносекундных лазерных импульсов осуществляется путем увлечения межузельных атомов фронтом лазерно-индуцированной ударной волны. В настоящей работе обосновывается возможность практического использования этого вида легирования металлов для создания микроскопических областей на поверхности обрабатываемого материала с измененным химическим составом, а следовательно, обладающим другим набором физико-механических свойств.

*Путилин Владислав Алексеевич, старший преподаватель кафедры «Общая физика и физика нефтегазового производства».*

*Камашев Андрей Владимирович, кандидат технических наук, доцент кафедры «Общая физика и физика нефтегазового производства». E-mail: physics@samgtu.ru*

*Путилин Алексей Владиславович, студент.*

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Образцы из технически чистых железа и никеля толщиной 8 мм механически полировали и отжигали при температуре 1200°C в течение двух часов вакууме  $1,35 \cdot 10^{-2}$  Па. Затем образцы из железа покрывали тонким  $\sim 1$  мкм слоем углерода, а образцы из никеля слоем меди с помощью вакуумного поста ВУП.

Приготовленные образцы обрабатывались короткими импульсами излучения рубинового лазера (длина волны излучения  $\lambda_{изл} = 0,687$  мкм) в режиме модулированной добротности. Длительность импульсов составляла  $\tau_{имп} \sim 30$  нс. Диаметр пятна излучения на поверхности мишени составлял величину порядка 3,5 мм. Поэтому плотность мощности лазерного излучения оценивалась как  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Возникновение лазерно-индуцированных ударных волн при таких параметрах импульсного лазерного воздействия было теоретически обосновано и экспериментально изучено авторами работ [1-6]. Механизм возникновения ударной волны в металлической мишени обусловлен импульсом отдачи испаряющегося тонкого ( $\sim 0,1$  мкм) поверхностного слоя металла. Давление в такой ударной волне рассчитанное согласно методике, разработанной авторами работы [6] по эмпирической формуле

$$P_{max} = 28,56 \left( \frac{I_{max}}{3 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2} \right)^{0,83} \times \left( \frac{\lambda_{изл}}{0,438 \text{ мкм}} \right)^{-0,056} \times \left( \frac{\tau_{имп}}{0,8 \text{ нс}} \right)^{-0,129}, \quad (1)$$

где  $I_{max}$  – плотность мощности излучения,  $\tau_{имп}$  – длительность лазерного импульса. Давление в лазерно-индуцированной ударной волне  $P$ , рассчитанное по методике [6] составило величину порядка 20 ГПа, скорость механического нагружения оценивалось нами как  $\sim 10^7$  с<sup>-1</sup>.

Электронно-микроскопические исследования поверхности зоны воздействия, проводились на растровом электронном микроскопе PHILIPS. Затем был проведен послойный по глубине зоны

термического влияния микрорентгеноспектральный анализ на установке "SUPERPROB-739".

### ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате проведенных исследований обнаружено появление на обрабатываемой поверхности следов эрозии (см. рис.1).



**Рис. 1.** Электронная растровая микрофотография поверхности никеля с нанесенным слоем меди после короткоимпульсного лазерного воздействия. Увеличение 2000<sup>x</sup>

На микрофотографии имеются следы эрозии поверхности в результате абляции, свидетельствующих о мощных гидродинамических процессах в зоне лазерного воздействия.

В более ранних работах [5, 6] нами аналитически было получено решение уравнения массопереноса в ударных волнах. В этой связи возникает необходимость теоретического анализа кинетического уравнения массопереноса с учетом бародиффузии и термодиффузии

При определенных допущениях и ограничениях лазерно-индуцированную ударную волну можно считать плоской. Рассмотрим процесс транспорта атомов вещества из поверхностного слоя в объем полубесконечного твердого тела под действием поля напряжения плоской ударной волны и градиентом температуры.

Уравнение массопереноса с учетом бародиффузии и термодиффузии можно записать в виде

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left( D \frac{K_p}{P} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( D \frac{K_T}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right); \quad (2)$$

$$D_1 = \frac{DV_0}{kT_0}; D_2 = \frac{DQ_1}{kT_0^2},$$

где  $C$  – концентрация,  $D$  – коэффициент массопереноса,  $P$  – давление,  $K_p \cdot D$  – коэффициент бародиффузии,  $K_T \cdot D$  – коэффициент термодиффузии.

В операторной форме это уравнение имеет вид

$$LC = 0, \quad (3)$$

где

$$L = -\frac{\partial}{\partial t} + D \frac{\partial^2}{\partial x^2} + D_1 \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} + D_1 \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + D_2 \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} + D_2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}.$$

Здесь  $V_0$  – парциальный объем,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T_0$  – абсолютная температура поверхности образца в момент прекращения действия лазерного излучения,  $Q_1$  – поток тепла.

Уравнение (4) линейное, параболического типа с переменными коэффициентами, решаемое по методу «параметрикса» [5, 6]. Параметрикс в первом приближении можно записать в виде

$$\Gamma(x, t, \zeta, \tau) = Z_0(x, t, \zeta, \tau) + Z(x, t, \zeta, \tau), \quad (5)$$

$$Z(x, t, \zeta, \tau) = \frac{1}{\sqrt{4D(\tau-\zeta)}} \left\{ \exp\left[-\frac{(x-\zeta)^2}{4D(\tau-\zeta)}\right] - \exp\left[-\frac{(x+\zeta)^2}{4D(\tau-\zeta)}\right] \right\}$$

$$Z(x, t, \zeta, \tau) = \int_0^t \int_0^\infty Z_0(x, t, \zeta, \tau) LZ_0(\eta, \sigma, \zeta, \tau) d\eta d\sigma,$$

где  $Z_0(x, t, V, t)$  – фундаментальное решение уравнения Фика для полубесконечного образца. Используя начальные условия:

$$C(x, 0) = \begin{cases} C_0, & 0 \leq x \leq d, \\ 0, & x > d, \end{cases} \quad (6)$$

где  $d$  – толщина приповерхностного слоя, в котором равномерно распределено вещество с начальной концентрацией  $C_0$ , можно найти его концентрационное распределение после лазерного воздействия

$$C(x, d) = \int \Gamma(x, t, \zeta, 0) C(\zeta, 0) d\zeta.$$

как функциональную зависимость вида

$$C = C(x, t). \quad (7)$$

При этом, импульс давления принимался в виде солитона, а тепловая волна описывалась ступенчатой функцией Хевисайда:

$$P(x, t) = P_0 ch^{-2} \left( \frac{x - vt - x_s}{x_0} \right), \quad (8)$$

$$T(x, t) = T_0 \Theta(v_T \cdot t - x), \quad (9)$$

где  $P$  – давление,  $T$  – температура,  $v$  – скорость распространения ударной волны,  $x_0$  – полуширина ударного импульса,  $\Theta$  – ступенчатая функция Хевисайда.

Концентрационные распределения меди в никеле, а также углерода в железе показаны на рис. 2. На рисунке также показана кривая аналитического уравнения уравнения массопереноса в ударных волнах.

Образцы из легированных сталей ШХ15, 9ХС и 9Х14 подвергались лазерному воздействию в режиме модулированной добротности с длительностью импульсов ~ 30 нс и плотностью мощности 10<sup>9</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Таким образом, создавались условия для генерации ударных волн с давлением во фронте порядка 20 ГПа и скоростью механического нагружения порядка 10<sup>7</sup> с<sup>-1</sup>, т.е. были созданы такие же условия, как в экспериментах

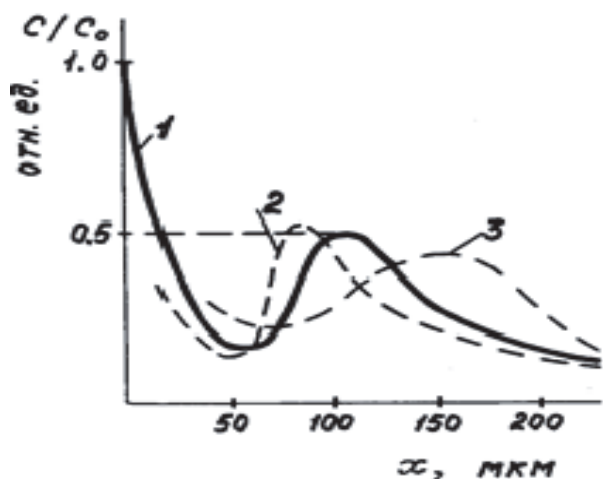


Рис. 2. Кривая 1 – аналитическое решение уравнения массопереноса, кривые 2 и 3, соответственно, концентрационные распределения меди в никеле и углерода в железе

по исследованию массопереноса меди в никеле и углерода в железе, описанные выше.

Распределение легирующих элементов по глубине зоны лазерного воздействия представлено на рис.3-5.

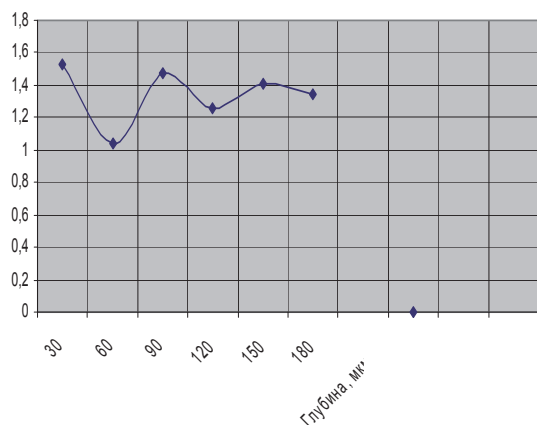


Рис. 3. Распределение хрома по глубине зоны короткоимпульсного лазерного воздействия на образец из стали ШХ15

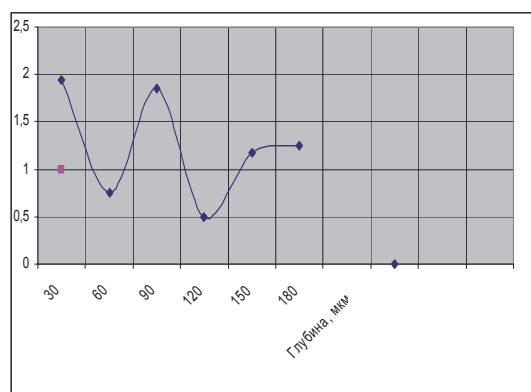


Рис. 4. Распределение углерода по глубине зоны короткоимпульсного лазерного воздействия на образец из стали ШХ15

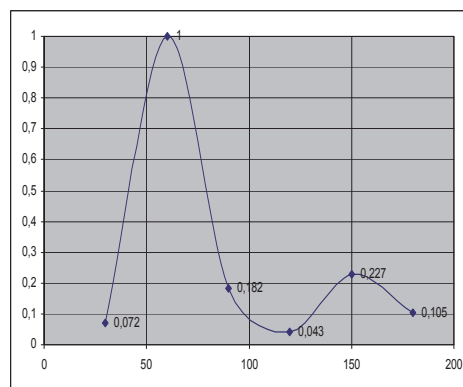


Рис. 5. Распределение углерода по глубине зоны короткоимпульсного лазерного воздействия на образец из стали ШХ15

Из графиков видно, что распределение концентрации легирующих элементов и углерода по глубине от поверхности образца напоминает характер затухающих колебаний. Период такой «волны концентрации» различных элементов составляет от 60 до 90 мкм. Полагая значение продольной скорости звука для железа и сталей равной  $6 \times 10^5$  м/с, то при длительности лазерного импульса  $\tau = 30$  нс в пересчёте на частоту колебаний, получаем значение порядка  $10^8$  Гц, что соответствует границе ультразвуков и гиперзвуковых диапазонов длин волн. Известно [7], что граница гиперзвуковых и ультразвуковых колебаний соответствует переходу от тепловых колебаний к механическим (т.е. звуковым) колебаниям. Это можно рассматривать как переход от термической активации процесса массопереноса (т.е. диффузии) к безактивационному (т.е. сдвиговому) движению атомов. Объект массопереноса в этом случае будет – кооперативно движущаяся сверхструктура атомов (кластер), обладающая всеми признаками макроскопического тела. Причина движения такого образования – макроскопические динамические внешние силы (интенсивные внешние воздействия). Понятно, что при таком движении объект массопереноса (кластер) будет зависеть от макроскопических свойств среды, а именно: от сил вязкого сопротивления.

Характер затухания такой волны должен быть связан со сдвиговой динамической вязкостью металла-матрицы (железа или стали). По уменьшению амплитуды можно определить логарифмический декремент затухания  $L$  такой концентрационной волны. Из полученных экспериментальных данных следует, что уменьшение амплитуды «волны концентрации» до значения, указанного ГОСТом [8] для различных марок сталей происходит примерно через три периода. Пользуясь известной зависимостью:

$$L = \beta T = 1/N, \quad (10)$$

где  $\beta$  – коэффициент затухания,  $T$  – период колебаний,  $N$  – число колебаний, когда амплитуда

колебаний уменьшается в  $e$  раз, можно вычислить основные вязкие свойства среды.

Отсюда

$$\beta = \frac{1}{NT}. \quad (11)$$

Так, используя экспериментальные данные, т.е.  $N = 3$  и  $T = l/c_{зв} = 6 \cdot 10^{-5} / 6 \cdot 10^5 = 10^{-8}$  с можно определить коэффициент затухания  $\beta$ , который при указанных данных будет равен  $\beta = 0,33 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ .

По коэффициенту затухания можно определить коэффициент сопротивления движению точечного дефекта

$$R = 2m\beta, \quad (12)$$

где  $m$  – масса межузельного атома ( $m \sim 10^{-26}$  кг).

Сила сопротивления пропорциональна скорости движения дефекта. Если считать, что сопротивление вызвано сдвиговой вязкостью, то используя закон внутреннего трения Ньютона, а также выражение (11), можно приближенно записать

$$\beta \sim \frac{2\pi\eta_{сдв}}{T^2 \rho c_{зв}^2}, \quad (13)$$

где  $\eta_{сдв}$  – коэффициент динамической сдвиговой вязкости среды. Тогда из экспериментальных данных можно определить этот коэффициент как

$$\eta_{сдв} \sim \frac{\beta T^2 \rho c_{зв}^2}{2\pi}. \quad (14)$$

Из полученных экспериментальных данных он имеет порядок величины  $\sim 150$  Па·с.

Коэффициент кинематической сдвиговой вязкости (фактически коэффициент массопереноса при сдвиговых процессах)  $\nu_{сдв} = \eta_{сдв} / \rho$  для железа и сталей на основании полученных экспериментальных данных  $\sim 0,02$  м<sup>2</sup>/с.

## ВЫВОДЫ

1. На основании данного исследования, а также теоретических исследований, проведенных ранее, установлено, что массоперенос в металлах при короткоимпульсном лазерном воздействии осуществляется путем увлечения межузельных

атомов в поле лазерно-индуцированной ударной волны. Об образовании ударных волн свидетельствует появление на обрабатываемой поверхности следов мощных гидродинамических процессов.

2. Одной из возможных причин ускоренного массопереноса является каналирование поверхностных слоев обрабатываемого материала и создание условий для экструзирования расплавленного легирующего материала вглубь образца.

3. Продемонстрирована техническая возможность создания в приповерхностных областях обрабатываемого материала слоев с измененным содержанием элементов, а также чередования слоев с повышенным и пониженным содержанием легирующего материала.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кристал М.А., Жуков А.А., Кокора А.Н. Структура и свойства сплавов, обработанных излучением лазера. М.: Металлургия. 1973. 192 с.
2. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник. М.: Машиностроение. 1985. 496 с.
3. Гуреев Д.М., Ямищikov С.В. Основы физики лазеров и лазерной обработки материалов. Самара: Изд. Самарского университета, 2001. 392 с.
4. Путилин В.А., Камашев А.В. Анализ кинетического уравнения массопереноса, инициируемого короткими импульсами лазера // Письма в ЖТФ. 1997. Т.23. В.5. С.84-87.
5. Динамика межузельного атома в поле плоской лазерно-индуцированной ударной волны / В.А. Путилин, А.М. Штеренберг, А.В. Камашев, А.И. Крестелев // Вестник СамГУ. 2000. №9. С.190-191.
6. Лебо А.И., Лебо И.Г., Батани Дж. Зависимость давления в сжатом конденсированном веществе от параметров мощных лазерных импульсов // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 8. С. 749-754.
7. Яковлев М.А. Особенности взаимодействия пикосекундных лазерных импульсов средней мощности с конденсированным веществом // Квантовая электроника. 2009. Т.39. №.1. С.442-448.
8. ГОСТ 5632-72 Стали высоколегированные и сплавы коррозионно-стойкие, жаростойкие и жаропрочные.
9. Физическая энциклопедия в 5-ти томах [под ред. А.М.Прохорова]. М.: Российская энциклопедия, 1998.

## ALLOYING OF SURFACE OF METALLS UNDER APPLICATION OF SHORT PULSE LASER

© 2016 V.A. Putilin, A.V. Kamashev, A.V. Putilin

Samara State Technical University

The work is devoted to the analysis of surface alloying of metals and alloys using short pulse laser radiation. Experimentally the possibility of using nanosecond laser pulse duration to create microscopic fields with the given concentration distribution of alloying elements in depth treatment zones

Keywords: Short pulse laser influence, strengthening process, concentrational distribution, processing layer, melting.

Vladislav Putilin, Senior Lecturer at the General Physics and the Physics of Oil and Gas Production Department  
 Andrey Kamashev, Candidate of Technics, Associate Professor at the General Physics and the Physics of Oil and Gas Production Department.  
 Alexey Putilin, Student.