

УДК 543.42:621.373

С. С. АНУФРИК, В. Ч. БЕЛАШ, С. В. ВАСИЛЬЕВ, А. Ю. ИВАНОВ, А. В. КОПЫЦКИЙ

ТЕРМОДИФУЗИЯ В МЕТАЛЛАХ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НЕРАЗРУШАЮЩЕМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы

(Поступила в редакцию 14.02.2014)

В наши дни уже стало традиционным исследование воздействия лазерного излучения на вещество и образование приповерхностной лазерной плазмы. Силовое воздействие на металлы хорошо изучено и основано на явлении тепломассопереноса. В то же время использование низкоэнергетического лазерного излучения весьма перспективно для микро- и нанотехнологий. Как показано в работах [1–3], использование излучения с плотностью мощности, при которой не происходит заметных изменений на поверхности (10^4 – 10^5 Вт/см²), может приводить к изменению морфологии поверхности на микроуровне и микротвердости. Следует, однако, отметить, что механизмы указанного воздействия лазерного излучения еще недостаточно изучены. Раскрытие таких механизмов является актуальной задачей, поскольку позволит направленно модифицировать структуру и изменять физические свойства материалов. Поиск таких механизмов и является целью данной работы.

Экспериментальная установка и экспериментальные результаты. Схема экспериментальной установки, использовавшейся в работе, приведена на рис. 1. Излучение рубинового лазера ГОР-100М 1, работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau = 1,2$ мс, $\lambda_1 = 0,694$ мкм), пройдя через фокусирующую систему 2, направлялось на исследуемый образец 3. Пятно фокусировки, создаваемое диафрагмой 4 и системой 2, имело диаметр 2 мм. Экспериментально определенный размер фокальной области (области каустики) системы 2 при использовании лазера 1 не превышал 2 мм. Часть лазерного излучения ($\sim 4\%$) направлялась передней гранью стеклянного клина 5 в измеритель энергии ИМО-2Н 6, входной зрачок которого был расположен

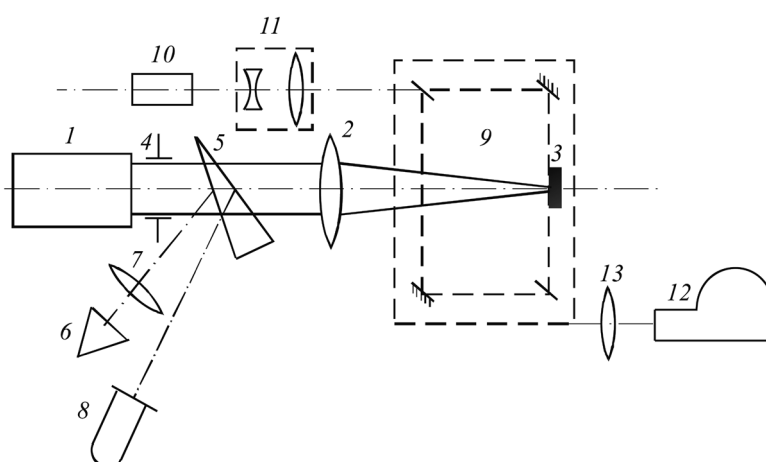


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – рубиновый лазер ГОР-100М; 2 – фокусирующая система; 3 – исследуемый образец; 4 – диафрагма; 5 – светоделительный клин; 6 – измеритель энергии ИМО-2Н; 7 – линза; 8 – коаксиальный фотоэлемент ФЭЖ-14; 9 – интерферометр Маха – Цендера; 10 – зондирующий рубиновый лазер; 11 – телескопическая система; 12 – камера СФР-1М; 13 – объектив

в фокальной плоскости линзы 7. Плотность потока воздействующего излучения варьировалась от 10^4 до $5 \cdot 10^5$ Вт/см². Отраженное задней гранью клина 5 излучение направлялось на коаксиальный фотоэлемент ФЭК-14 8, сигнал с которого подавался на вход осциллографа С8-13 и использовался для регистрации временной формы лазерного импульса.

Для определения полей плотности газа, окружающего облучаемый образец, и контроля отсутствия плазмообразования (отсутствия области с отрицательной рефракцией [4]) в ходе воздействия лазерного излучения на упомянутый образец помещался в одно из плеч голографического интерферометра Маха – Цендера (9 на рис. 1). Интерферометр освещался излучением рубинового лазера 10 ($\lambda_1 = 0,694$ мкм), работавшего в режиме свободной генерации. Селекция поперечных мод зондирующего лазера осуществлялась диафрагмой, помещенной внутри резонатора, а продольных – эталоном Фабри – Перо, использовавшимся в качестве выходного зеркала. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор 11, позволявший получать параллельный световой пучок диаметром от 2 мм до 3 см, превышающим толщину облучаемого образца, что позволило наблюдать за ростом кратера, изменением плотности и температуры вещества в облучаемой зоне, а также за формированием и распространением упругих волн в веществе мишени.

Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М 12, плоскость фотопленки в которой была сопряжена с меридиональным сечением воздействующего на образец лазерного луча при помощи объектива 13. Скоростная камера работала в режиме лупы времени. Угол голографирования был ограничен конструкцией камеры и составлял примерно 10^{-2} рад, что соответствовало фотографической разрешающей способности около 16 лин/мм. Полученные кадры голограмм сфокусированного изображения имели пространственное разрешение по полю объекта примерно 200 мкм. Временное разрешение составляло ~ 1 мкс. Относительная погрешность измерений показателя преломления и связанных с ним величин определялась точностью регистрации смещения полос на восстановленных интерференционных картинах и не превышала 10 %.

Полученные на основании обработки интерферограмм [4, 5] данные показали, что плотность воздуха у поверхности облучаемого образца изменяется от $1,16 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^3$ кг/м³.

Объектами исследования являлись титановые и медные образцы с никелевым покрытием. Элементный состав образцов до и после облучения изучался с использованием рентгеновского спектрометра ElvaX. Исследования показали, что содержание некоторых элементов в приповерхностном слое образца после неразрушающей лазерной обработки существенно изменяется.

Таблица 1. Зависимость содержания никеля и титана в поверхностном слое облучаемого образца от величины поглощенной энергии (определялась с учетом значения коэффициента отражения лазерного излучения от мишени $\rho_{от} = 0,8$ [6–8])

Поглощенная энергия, Дж	0	5	10	15
Содержание никеля, %	97,65	96,94	96,89	96,76
Содержание титана, %	0,98	1,22	1,28	1,40

В частности, при фронтальном воздействии на тонкий (несколько микрометров) слой никеля, нанесенный на подложку из титана, после облучения концентрация титана в приповерхностном слое значительно (в 1,5 раза и более) увеличивалась (табл. 1). Содержание других примесей (кобальт, хром, железо и др.), имевшихся в незначительном количестве (десятые доли процента) в приповерхностном слое, практически не изменялось. Схожая картина наблюдалась при воздействии лазерного излучения на тыльную сторону тонкой медной пластины с покрытием из никеля (табл. 2).

Таблица 2. Зависимость содержания никеля и меди в поверхностном слое облучаемого образца от величины поглощенной энергии

Поглощенная энергия, Дж	0	10	15
Содержание меди, %	81,0	78,3	77,5
Содержание никеля, %	10,8	11,8	12,8

Существенно, что концентрация титана (в первом случае) и никеля (о втором) монотонно увеличивалась при увеличении плотности потока воздействующего лазерного излучения в указанном интервале. Это свидетельствует об активной диффузии металла из подложки в покрытие в зоне импульсного нагревания образца лазерным излучением. Возможно, происходит и диффузия металла из покрытия в подложку, однако использованная в работе экспериментальная методика позволяет исследовать элементный состав только тонкого приповерхностного слоя.

Обсуждение результатов. Для выяснения причин подобной зависимости содержания элементов в образцах, обработанных лазерным излучением, нами был проведен расчет изменения температуры $T(\vec{r}, t)$ металлического (медного) образца, облучаемого лазерными импульсами с использованными в эксперименте параметрами. Решалось уравнение

$$\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = a^2 \Delta T(\vec{r}, t) + f(\vec{r}, t)$$

с начальными условиями

$$T(\vec{r}, 0) = T_0 = 300K$$

и граничным условием

$$(\vec{n} \cdot \text{grad} T(\vec{r})) = 0,$$

которое задавалось на реальной границе облучаемого образца – диска толщиной $l_d = 1$ мм и радиусом $R_{dl} = 3$ см. Функция источника $f(r, t)$ имела в пределах пятна фокусировки радиально симметричный вид

$$f(\vec{r}, t) = \begin{cases} 0, & \theta > \theta_0 \\ b \alpha(t) \delta(r - R_0), & \theta \leq \theta_0 \end{cases}$$

где $b = \frac{E}{d^2} \cdot \frac{1 - \rho_{от}}{c \gamma \sqrt{\alpha \tau}}$; энергия импульса (одного пика импульса рубинового лазера, работающего в режиме свободной генерации) $E = (0,5-2)$ Дж; удельная теплоемкость меди $c = 380$ Дж/кг·К [6]; длительность импульса $\tau \approx 1$ мс; плотность меди $\gamma = 8,96 \cdot 10^3$ кг/м³; $a = 1,15$ см²/с – температуропроводность меди; функция $\alpha(t)$ – нормированная временная зависимость энергии в воздействующем лазерном импульсе; $\rho_{от}$ – коэффициент отражения, который с учетом результатов работ [6–8] равнялся 0,8; $\theta = \arcsin \left(\frac{4dh_0}{(4h_0^2 + l_0^2)} \right)$; $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Подобная модель не учитывает теплообмен с окружающим облучаемый образец газом и ряд других процессов, протекающих как в металлическом образце, так и у его поверхности [9–11]. Тем не менее данная модель может быть использована для качественного описания нагревания металлов.

Рассчитанная в рамках модели плоского теплового источника [12] зависимость изменения температуры $\Delta T(\vec{r}, t) = T(\vec{r}, t) - T_0$ под воздействием лазерного импульса при

$$\alpha(t) = \begin{cases} 1, & 0 < t < \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases}$$

имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta T(t, z, r) = & b \frac{d^2}{16l} \left(t_1 + \sum_{i=2}^{\infty} \frac{8}{K_i d} J_1 \left(\frac{K_i d}{2} \right) \cdot \frac{e^{-K_i^2 a^2 t}}{K_i^2 a^2} \left(e^{K_i^2 a^2 t_1} - 1 \right) J_0(K_i r) \right) + \\ & + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{\pi^2 n^2 a^2 t}{l^2}}}{\pi^2 n^2 a^2} \left(e^{\frac{\pi^2 n^2 a^2 t_1}{l^2}} - 1 \right) \cos \left(\frac{\pi n}{l} z \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=2}^{\infty} \frac{8}{d \sqrt{K_i^2 - \frac{\pi^2 n^2}{l^2}}} \times \end{aligned}$$

$$\times J_1 \left(\frac{d}{2} \sqrt{K_i^2 - \frac{\pi^2 n^2}{l^2}} \right) \frac{e^{-K_i^2 a^2 t^2}}{K_i a^2} \left(e^{K_i^2 a^2 t_1} - 1 \right) \cos \left(\frac{\pi n}{l} z \right) J_0 \left(\sqrt{K_i^2 - \frac{\pi^2 n^2}{l^2}} r \right),$$

где

$$t_1 = \begin{cases} t, & t < \tau \\ \tau, & t \geq \tau \end{cases}$$

а K_i определяется из уравнений $J_1(K_i R) = 0$ в первой сумме и

$$J_1 \left(\sqrt{K_i^2 - \frac{\pi^2 n^2}{l^2}} R \right) = 0$$

в третьей сумме. Здесь $J_0(x)$, $J_1(x)$ – функции Бесселя; z , r – расстояния до точки, в которой определяется ΔT , вдоль оси системы и в направлении, нормальном к указанной оси соответственно.

На рис. 2 представлены рассчитанные для $E = 1$ Дж временные зависимости ΔT на границе пятна фокусировки лазерного излучения на поверхности медного образца. Видно, что T быстро (до окончания действия лазерного импульса) возрастает до значения ≈ 375 К и довольно быстро убывает (через ~ 10 мкс после подачи импульса $\Delta T < 5$ К). Существенно, что при подаче 2-го лазерного пика временная зависимость ΔT остается такой же – меняется только T_0 . Следовательно, после подачи десятков лазерных импульсов температура мишени может подниматься до ≈ 1000 К, но не достигает температуры плавления меди. Аналогичным образом изменяется температура никелевой мишени при воздействии на ее поверхность лазерного излучения с рассматриваемыми параметрами.

Таким образом, расчеты показывают, что в ходе импульсного воздействия лазерного излучения на металлический образец его температура на короткий промежуток времени существенно возрастает, что не может не приводить к активизации диффузии материала покрытия в подложку и материала подложки в покрытие. Этому также должно способствовать и существенное (не менее чем в 2,5 раза) кратковременное повышение давления воздуха у поверхности мишени, могущее приводить к динамическим процессам (распространению упруго-пластических волн) в облучаемом образце.

Для определения структурных изменений металлических образцов после воздействия лазерного излучения использовался рентгеновский дифрактометр ДРОН-2.0. Как известно, исследованные металлические образцы (сплошные поликристаллические) имеют в равновесном состоянии кубическую гранцентрированную кристаллическую решетку. В дифрактометре использовалось излучение K_α линии от трубки с медным антикатодом, фильтрованное никелевым стандартным фильтром на длине волны 154,050 пм. Для выявления наличия и характера структурных

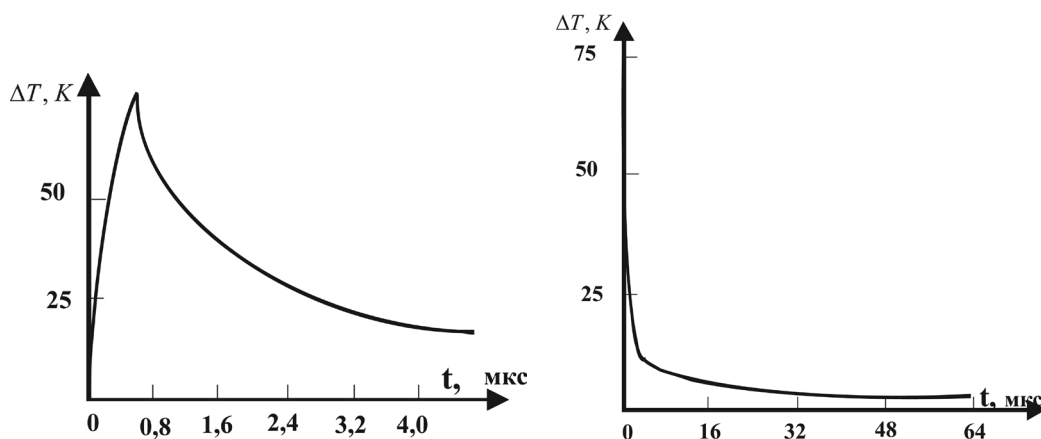


Рис. 2. Временные зависимости ΔT на границе пятна фокусировки излучения на поверхности меди при различном временном разрешении

изменений была использована методика, описанная в [13]. Суть этой методики заключается в вычислении функции Патерсона $P(\vec{u})$, т. е. самосвертки функции относительной электронной плотности [14]:

$$P(\vec{u}) = \frac{1}{V} \int \rho(\vec{r}) \rho(\vec{r} - \vec{u}) d\vec{r},$$

или [14],

$$P(\vec{u}) = \int F^2(\vec{S}) \cos(2\pi \vec{S} \cdot \vec{u}) d\vec{S},$$

где \vec{u} – вектор, связывающий два рассеивающих центра с радиус-векторами \vec{r} и $(\vec{r} - \vec{u})$; V – рассеивающий объем; \vec{S} – вектор обратного пространства; F – рассеивающая способность центра ($I(S) = |F|^2$).

При исследовании поликристаллических объектов необходимо усреднить функцию $P(\vec{u})$ по сфере с радиусом S в обратном пространстве. В этом случае

$$\langle P(\vec{u}) \rangle = \int_S F^2(\vec{S}) \frac{\sin(2\pi \vec{S} \cdot \vec{u})}{2\pi \vec{S} \cdot \vec{u}} d\vec{S}.$$

В соответствии с этим выражением проводился расчет корреляционных составляющих функций радиального распределения атомной плотности [14]. Показано, что для облученных образцов наблюдается не только размытие функции радиального распределения, обусловленное их поликристаллической структурой, но и расщепление распределения. Полученные результаты свидетельствуют, что после воздействия лазерного излучения на металлы в зоне облучения кристаллическая структура характеризуется искажением кубической гранецентрированной решетки, т. е. элементарная ячейка принимает форму параллелепипеда, отличного от куба. Механизм подобной трансформации может быть следующим. Как уже указывалось, каждый пичок лазерного излучения вызывает увеличение в течение ~ 1 мкс температуры на поверхности пятна фокусировки лазерного излучения на несколько десятков кельвинов (для меди около 75 К). Поскольку основная масса металлического образца не нагрета, тепловое расширение облученной зоны происходит в основном в направлении лазерного луча. Остывание нагретой зоны также происходит достаточно быстро (\sim за 1 мкс для меди), т. е. до начала действия на образец следующего пичка лазерного излучения. За это время искаженная форма деформированной зоны облучения не успевает восстановиться, т. е. форма облученной зоны «замораживается». Эффект может усиливаться внутренним напряжением в облученной зоне в ходе формирования в металлическом образце акустических и упруго-пластических волн [15].

Заключение. Проведенные исследования показали, что содержание некоторых элементов в приповерхностном слое исследованных образцов после неразрушающей лазерной обработки существенно изменяется. После лазерного облучения тонкого (несколько микрометров) слоя никеля, нанесенного на подложку из титана, концентрация титана в приповерхностном слое значительно (в 1,5 раза и более) увеличивалась. Содержание других примесей (кобальт, хром, железо и др.), имевшихся в незначительном количестве (десятые доли процента) в приповерхностном слое, практически не изменялось. Существенно, что концентрация титана монотонно увеличивалась при увеличении плотности потока воздействующего лазерного излучения в указанном интервале. Аналогичные явления наблюдались и при воздействии лазерного излучения на тыльную сторону тонкой медной пластины с покрытием из никеля. Это свидетельствует об активной диффузии металла из подложки в покрытие в зоне импульсного нагревания исследованных образцов лазерным излучением.

Литература

1. Мирзоев Ф. Х., Панченко В. Я., Шелепин Л. А. // УФН. 1996. Т. 166, № 1. С. 3–32.
2. Paustovsky A. V., Shelud'ko V. E. // Functional Materials. 1999. Vol. 6, no 5. P. 964–976.
3. Васильев С. В., Иванов А. Ю., Лиопо В. А. // ИФЖ. 2007. Т. 80, № 5. С. 12–18.

4. *Абруков С. А.* Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей. Казань, 1962.
5. *Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В.* Голографическая интерферометрия. М., 1997.
6. Физические величины: справочник / А. П. Баби́чев и др. М., 1991.
7. *Бонч-Бруевич А. М.* и др. // ЖТФ. 1968. Т. 38, № 8. С. 851–855.
8. *Бойко В. И.* и др. // Докл. АН СССР. 1980. Т. 250, № 1. С. 78–82.
9. *Астапчик С. А., Великевич С. П.* // Весці АН БССР. Сер. фіз.-тэхн. навук. 1988. № 4. С. 18–21.
10. *Евтушенко А. А., Уханская О. М.* // Инженер.-физ. журн. 1994. Т. 66, № 5. С. 627–633.
11. *Бельков С. А., Гаранин С. Г.* // Квантовая электроника. 1992. Т. 19, № 12. С. 1187–1190.
12. *Григорьев Б. А., Нужный В. А., Шибанов Б. В.* Таблицы для расчета нестационарных температур плоских тел при нагреве излучениями. М., 1971.
13. *Лиопо В. А., Война В. В.* Рентгеновская дифрактометрия. Гродно, 2003.
14. *Бюржер М.* Структура кристаллов и векторное пространство. М., 1961.
15. *Лямшев Л. М.* // УФН. 1981. Т. 135, № 4. С. 637–669.

S. S. ANUFRİK, V. Ch. BELASH, S. V. VASILIEV, A. Yu. IVANOV, A. V. KAPYTSKI

METAL THERMODIFFUSION WHEN AFFECTED BY THE NON-DESTRUCTIVE PULSE LASER RADIATION

Summary

The changes in the elemental composition of two-layer target when affected by the radiation of a GOR-100M ruby laser operating in the free oscillation regime were studied. The radiation flux density was varied from 10^4 to $5 \cdot 10^5$ W cm⁻². The elemental composition of the target before and after irradiation was investigated by means of an ElvaX X-ray spectrometer. The investigations showed that affecting a thin layer (several μm) nickel layer covering a titanium sample, the concentration of titanium in the surface stratum considerably (by a factor of 1.5 and more) increased. It is important that the titanium concentration with increasing the flux density of the operating irradiation increased monotonically in the mentioned space. The analogous phenomena on the laser irradiation effect on the back side of the thin copper plate covered with nickel were observed. This testifies to the active metal diffusion from the target into the surface stratum in the zone of pulse heating of the investigated samples by means of laser radiation.