

02; 12

© 1991

О ЛАЗЕРНОЙ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ

М.Л. А г р а н о в с к и й, А.М. Р у б е н ч и к

В различных лазерных технологиях используется лазерная запись, наносимая путем окисления металлических пленок, путем лазерного термохимического осаждения из паров и т.д. Во всех этих случаях запись происходит из-за теплового разогрева поверхности лазерным излучением, которое инициирует соответствующие химические реакции. При модификации поверхности в ряде случаев существенно меняется коэффициент отражения излучения, что может существенно изменить все термофизические расчеты. Настоящая работа посвящена изучению этого эффекта.

Рассмотрим процесс лазерной записи, возникающей при сканировании лазерного луча вдоль поверхности. Процесс термохимической модификации поверхности (рост окисла, осаждение паров и пр.) очень трудно описать аналитически (см. [1]). Однако учитывая, что все термохимические реакции прежде всего определяются температурой поверхности, экспоненциально от нее зависят, естественно использовать следующую модель. Будем считать, что модификация поверхности происходит скачком, когда локальная температура достигает значения $T = T_c$. Величина T_c определяется экспериментально. Такой подход был использован в [2] и оказался результативным. Соответствующие расчеты хорошо описывали экспериментальные результаты.

В соответствии с вышесказанным рассмотрим следующую постановку задачи. Пусть лазерный пучок радиуса ω движется вдоль образца со скоростью U , производя термохимическую модификацию

поверхности. Если $\frac{k\omega}{U} \gg 1$, распределение температуры можно считать стационарным и пренебречь скоростью сканирования (здесь k - коэффициент температуропроводности). Тогда распределение температуры в образце описывается уравнением

$$\Delta T = 0 \quad (1)$$

с граничным условием

$$k \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha(T) \rho(r_{\perp}) \Big|_{z=0}.$$

Здесь $\rho(r_{\perp})$ описывает распределение энергии в лазерном пучке.

Ниже мы будем полагать $P = \frac{P_0}{4\omega^2} \exp(-r_1^2/\omega^2)$.

Коэффициент отражения α в соответствии со сказанным выше можно записать в виде

$$\alpha(T) = \begin{cases} \alpha_0 & T < T_c \\ \alpha_1 & T > T_c \end{cases}.$$

В зависимости от конкретного процесса α_1 может быть как больше, так и меньше α_0 .

Для решения задачи (1) обратим внимание на то, что величина $\frac{\partial T}{\partial z}$ также удовлетворяет уравнению Пуассона. Запишем его решение с помощью функции Грина

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \int \frac{\partial G}{\partial n} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} dx dy = \frac{1}{4\pi k} \int \frac{z \alpha(T) P(x', y') dx' dy'}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2]}.$$

Интегрируя по z и полагая $z = 0$, получим, что распределение температуры на поверхности, определяемое (1), дается выражением

$$T(R) = \frac{1}{2\pi k} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{\alpha(T) P(r) r dr d\varphi}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \varphi}}. \quad (2)$$

Интеграл по углу вычисляется без труда и равен

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \varphi}} = \begin{cases} \frac{2}{\pi r} K\left(\frac{R}{r}\right) & R < r \\ \frac{2}{\pi R} K\left(\frac{r}{R}\right) & R > r. \end{cases}$$

Здесь $K(x)$ — эллиптический интеграл, $K(x) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - x^2 \sin^2 \varphi}}$.

Рассмотрим теперь выражение (2) при $T = T_c$. $R(T_c) \equiv s$ при этом будет шириной записанной дорожки. Выражение (2) приобретает вид

$$\frac{\pi^2 k T_c \omega^2}{2 P_0 \alpha_0} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \int_0^s \frac{K(r/s) e^{-r^2/\omega^2}}{s} r dr + \int_s^\infty K\left(\frac{s}{r}\right) e^{-r^2/\omega^2} dr,$$

$$\frac{\pi^2 k T_c \omega^2}{2 P_0 \alpha_0} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} s \int_0^1 K(x) e^{-x^2 s^2/\omega^2} x dx + s \int_1^\infty K(1/x) e^{-x^2 s^2/\omega^2} dx.$$

или

$$\frac{\pi^2 k T_c \omega^2}{2 P_0 \alpha_0} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} s \int_0^1 K(x) e^{-\frac{x^2 s^2}{\omega^2}} x dx + s \int_1^\infty K(1/x) e^{-\frac{x^2 s^2}{\omega^2}} dx. \quad (3)$$

Уравнение (4) есть нелинейное уравнение, определяющее ширину дорожки записи как функцию от параметров излучения, T_c и теплопроводности подложки. Функционально имеем

$$\frac{S}{\omega} = F \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0}, \frac{k T_c \omega}{P_0 \alpha_0} \right).$$

Введем параметр $A = \frac{x^2 k T_c \omega}{2 P_0 \alpha_0}$ и безразмерную ширину записи

$R = S/\omega$. Перепишем (3) в виде

$$\frac{A}{R} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \int_0^1 k(x) e^{-x^2 R^2} x dx + \int_1^\infty K(1/x) e^{-x^2 R^2} dx. \quad (4)$$

Рассмотрим вначале околороговую ситуацию $R \ll 1$. Тогда с точностью до $O(R^2)$

$$\int_0^1 k(x) x e^{-x^2 R^2} dx \approx (1 - 5/9 R^2). \quad (5)$$

При вычислении второго интеграла из (4) изменим порядок интегрирования:

$$\int_1^\infty K\left(\frac{1}{x}\right) e^{-x^2 R^2} dx = \frac{e^{-R^2}}{2} \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^\infty \frac{e^{-t R^2} dt}{\sqrt{t + \cos^2 \varphi}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2R} e^{-R^2 (\sin^2 \varphi)} (1 - \Phi(R \cos \varphi)),$$

где Φ – интеграл вероятности. Зесь мы воспользовались формулой

$$\int_0^\infty \frac{e^{-\mu x} dx}{\sqrt{x + \beta}} = \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} e^{-\beta \mu} [1 - \Phi(\sqrt{\beta \mu})].$$

Разлагая

$$\Phi(R \cos \varphi) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(R \cos \varphi - \frac{1}{3} R^3 \cos^3 \varphi \right),$$

имеем

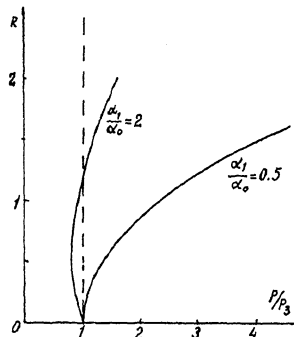
$$\int_1^\infty k\left(\frac{1}{x}\right) e^{-x^2 R^2} dx \approx \frac{1}{R} \left(\frac{\pi^{3/2}}{4} - R - \frac{\pi^{3/2}}{8} R^2 \right).$$

Окончательно получаем

$$\frac{\pi^{3/2} R^2}{8} + \left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right) R = \frac{\pi^{3/2}}{4} \left(1 - \frac{P_3}{P_0}\right); \quad P_3 = \frac{2k T_c \sqrt{\pi} \omega}{\alpha_0}. \quad (6)$$

Прежде всего заметим, что запись имеет место лишь при $P > P_3$. Далее, в зависимости от отношения α_1/α_0 , имеется жесткий и мягкий режимы записи. Если коэффициент поглощения при модификации уменьшается, то

Рис. 1. Зависимость ширины дорожки записи от мощности лазерного излучения. Видно, что при $\alpha_1 > \alpha_0$ реализуется жесткий, а при $\alpha_1 < \alpha_0$ - мягкий режимы записи.



$$R \approx \frac{\pi^{3/2}}{4} \left(1 - \frac{P_3}{P_0}\right) \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - \alpha_1}. \quad (7)$$

Такой рост имеет место до $R \sim \frac{\alpha_0 - \alpha_1}{\alpha_0} \frac{8}{\pi^{3/2}}$. При $\alpha_1 > \alpha_0$ возбуждение жесткое, R скачком возрастает до $R \sim \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - 1\right) 8/\pi^{3/2}$. Если $\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - 1 \sim 1$, то R также порядка единицы, где (6) уже не справедливо и потому оценка величины скачка может быть неточна.

Если коэффициент поглощения не меняется, $R^2 \approx 2(1 - P_3/P_0)$. Как мы видим, если коэффициент отражения возрастает при записи, то ширина дорожки заметно уменьшается по сравнению с ситуацией с неизменным коэффициентом отражения.

При высокой интенсивности лазерного излучения, когда (4) сводится к простому соотношению

$$R \approx \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \frac{P_0}{P_3 \sqrt{\pi}}. \quad (8)$$

Видно, что ширина дорожки не зависит от α_0 и зависимость ширины дорожки от уровня мощности становится универсальной.

Общий вид кривой $R(P_0)$, полученный из (4) путем численного интегрирования, приведен на рис. 1.

Рассмотрим теперь чувствительность записи по отношению к флуктуациям интенсивности лазера и параметров пленки, описываемых в нашей модели одной константой P_3 . Для наиболее интересного режима мягкого возбуждения имеем из (6)

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta P_0}{P_0} \frac{P_3}{P_0 - P_3} - \frac{\delta P_3}{P_0 - P_3}.$$

Видно, что запись более чувствительна к флуктуациям параметров, нежели в ситуации, когда коэффициент отражения не меняется в процессе записи.

Авторы благодарны Е.Г. Шапиро за проведение численных расчетов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Изв. АН СССР. Серия физич. 1987. Т. 51. С. 1116.
- [2] Аграновский М.Л., Корольков В.П., Рубенчик А.М. Препринт ИАиЭ СО АН СССР № 426. 1989.

Институт автоматики
и электроники СО АН СССР,
Новосибирск

Поступило в Редакцию
5 июня 1991 г.