

02; 11

© 1991

ДИНАМИКА ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО РЕЛЬЕФА
В ДВИЖУЩЕМСЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОМ
СВЕТОВОМ ПОЛЕ

В.А. Ш и р я е в

Как известно, наличие рельефа сильно влияет на процесс взаимодействия излучения с поверхностью твердого тела. Многие особенности развивающихся явлений объясняются в модели, учитывающей генерацию на рельефе поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), которые, в свою очередь, определяют параметры индуцированного рельефа или поверхностных периодических структур (ППС). Эти структуры имеют интерференционную природу, причем картина распределения интенсивности света в интерференционном поле падающего излучения и ПЭВ практически статична. Вместе с тем представляет интерес рассмотрение особенностей воздействия на поверхность движущегося (поперек штрихов ППС) интерференционного поля. Ранее ряд аспектов такого воздействия исследовался в [1, 2].

В настоящей работе получено полное аналитическое решение для эволюции лазерно-индуцированного рельефа в режиме, предшествующем плавлению, в условиях существования на поверхности твердого тела движущейся интерференционной картины, созданной как двумя источниками падающего излучения (по аналогии с [3]), так и взаимодействием света с ПЭВ, генерируемыми за счет термоупругого механизма.

Пусть на поверхность металла, занимающего полупространство $Z \rightarrow 0$, падает почти нормально излучение перемещающихся со скоростью U по оси X , ортогональной Z , двух идентичных источников света, образуя в движущейся системе координат (которая только и будет использоваться далее) интерференционное распределение плотности поглощенного светового потока $q(1 + \cos gx)$. Здесь g — пространственная частота. Полагаем, что начальная температура T_0 не зависит от x . В последующие моменты времени пространственно-неоднородное тепловое расширение создает рельеф, на котором генерируются ПЭВ, усложняющие интерференционную картину.

Уравнение для вектора смещения имеет вид (см. [4]):

$$\rho c_z^2 \Delta \vec{u} + \rho (c_l^2 - c_z^2) \text{grad div } \vec{u} = K \alpha \text{ grad } T \quad (1)$$

в допустимом ввиду малой скорости температурной волны квазистационарном приближении, требующем также выполнения неравенства $c_t > |v|$, справедливого в типичных условиях. В уравнении (1) ρ - плотность, c_z и c_t - продольная и поперечная скорости звука, K - модуль всестороннего сжатия, α - коэффициент теплового расширения. При анализе деформаций в данном случае (высота рельефа $h_g = -u_z(z=0)$) можно считать, что $|u_z| \gg |u_x|$. Тогда уравнение для смещения u_z имеет вид

$$\frac{\partial^3 u_z}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 u_z}{\partial x \partial z^2} = 0 \quad (2a)$$

с граничными условиями

$$\rho c_z^2 \left. \frac{\partial u_z}{\partial z} \right|_{z=0} = K\alpha (T - T_0), \quad (2b)$$

$$u_z(z = \infty) = 0. \quad (2в)$$

Уравнение (2a) имеет следующее периодическое (по x) решение:

$$u_z = C(t)e^{-gz} \cos gx + S(t)e^{-gz} \sin gx, \quad (3)$$

где C и S - неизвестные функции времени, связанные с задачей для температурного поля и определяющие в ней структуру тепловыделения, зависящего от ПЭВ:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \Delta T, \quad (4a)$$

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = -q \left\{ 1 + \cos gx + 2\mu [C \cos(gx + \varphi) + S \sin(gx + \varphi)] \right\}, \quad (4b)$$

$$T(z = \infty) = T_0. \quad (4в)$$

Здесь μ - модуль коэффициента преобразования излучения в ПЭВ, φ - сдвиг электродинамического источника относительно рельефа.

С учетом граничного условия (4b) температурное поле в среде удобно представить в форме

$$T(x, z, t) = \langle T \rangle(z, t) + \theta(x, z, t), \quad (5a)$$

$$\theta(x, z, t) = \theta_c(z, t) \cos gx + \theta_s(z, t) \sin gx, \quad (5b)$$

где решение для средней температуры $\langle T \rangle$ известно. В частности, на поверхности

$$\langle T \rangle = T_0 + \frac{2q \sqrt{\alpha t}}{\lambda \sqrt{\pi}}$$

Пространственно-периодическое температурное поле определяется при этом из решения следующей линейной краевой задачи теплопроводности:

$$\frac{\partial \theta_c}{\partial t} - g\nu\theta_s = \alpha \frac{\partial^2 \theta_c}{\partial z^2} - \alpha g^2 \theta_c, \quad (6a)$$

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial t} + g\nu\theta_c = \alpha \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial z^2} - \alpha g^2 \theta_s, \quad (6б)$$

$$\lambda \left. \frac{\partial \theta_c}{\partial z} \right|_{z=0} = -q - 2q\mu (C \cos \varphi + S \sin \varphi), \quad (6в)$$

$$\lambda \left. \frac{\partial \theta_s}{\partial z} \right|_{z=0} = -2q\mu (S \cos \varphi - C \sin \varphi), \quad (6г)$$

$$C/\theta_c(0, t) = S/\theta_s(0, t) = -K\alpha (\rho g c_i^2)^{-1}. \quad (6д)$$

С помощью преобразования Лапласа найдено общее решение системы (6), которое не приводится здесь ввиду громоздкости. Рассмотрим частные случаи.

Для малых моментов времени

$$\theta_s(0, t) \approx 0; \quad \theta_c(0, t) \approx \frac{2q \sqrt{\alpha t}}{\lambda \sqrt{\pi}}. \quad (7)$$

В этом приближении высота ППС невелика, вследствие нулевых начальных условий и преобразованием падающего излучения в ПЭВ можно пренебречь. Процессы теплопроводности не успевают заметно исказить температурный профиль, поэтому $\theta_s(0, t) \approx 0$, а $\theta_c(0, t)$ повторяет закон изменения $\langle T \rangle(0, t) - T_0$.

Введем теперь обозначения: $b = 2q\mu/\lambda$, $\tau = \sqrt{\alpha} K\alpha (\rho g c_i^2)^{-1}$, $N = 2q\sqrt{\alpha} b\tau/\lambda$,

$$G = b^2 \tau^2 \cos 2\varphi - \alpha g^2, \quad M = N \exp(Gt), \quad (8)$$

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 = b^2 \tau^2 \sin 2\varphi + g\nu. \quad (9)$$

Пусть $Gt > 1$. Тут могут быть два случая.

Предположим, скорость источников излучения достаточно мала, так что за время, в течение которого интерференционная картина переместится на расстояние, равное ее полупериоду, процессы теплопроводности успевают повлиять на распределение температуры. Тогда можно записать

$$\theta(x, 0, t) \approx A \cos(\omega t + \varphi + gx) + B \sin(\omega t + \varphi + gx), \quad (10a)$$

$$A = -Mg(G^2 + \omega^2)^{-1}, \quad (10б)$$

$$B = -M\omega(G^2 + \omega^2)^{-1}. \quad (10в)$$

Известно условие [5] для нарастания рельефа за счет термодеформационного механизма

$$\cos \varphi < 0. \quad (11a)$$

Как видно из (8), в данном случае существенно и дополнительное требование

$$\cos 2\varphi > 0. \quad (11б)$$

Одновременное выполнение (11a) и (11б) возможно при

$$0.75\pi < \varphi < 1.25\pi. \quad (12)$$

Кроме того, необходимо, чтобы

$$b\tau \sqrt{\cos 2\varphi} > \sqrt{\alpha} g. \quad (13)$$

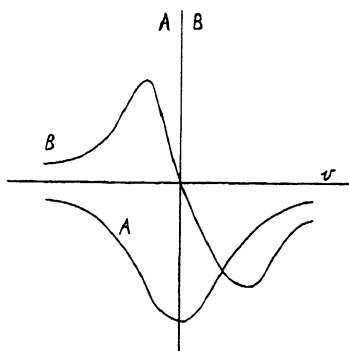
Соотношение (13) указывает на существование граничной пространственной частоты, обусловленной теплопроводным сглаживанием пространственно-периодического температурного профиля, создаваемого за счет взаимосвязанных термодформационных (линейных по температуре) и оптических процессов. Как видно из (6), динамика периодического температурного поля определяется поглощенной энергией и величиной потерь за счет теплопроводности. В данном случае обе составляющие энергетического баланса линейно зависят от температуры, следовательно, результат определяется коэффициентами, которые будут равны лишь при граничном значении пространственной частоты.

Весьма существенно то обстоятельство, что температурный профиль, который описывает система (10), представляет собой сумму двух бегущих волн. Ведь в каждый момент времени существует постоянный фазовый сдвиг φ между источником тепла, обусловленным ПЭВ, и ППС. Как следствие, максимумы температурного профиля, а значит, и оптически наведенной решетки, должны перемещаться вдоль поверхности за счет зависящей от времени и эффективности преобразования излучения в ПЭВ теплофизической разности фаз $\omega_1 t$. Дополнительный фазовый сдвиг $\omega_2 t$ появляется вследствие движения источников излучения, представляя собой квазидоплеровский эффект.

Посмотрим как амплитуды бегущих волн зависят от скорости \vec{v} (см. рисунок). Минимум A имеет место при $v=0$, а экстремумы B существуют при

Зависимости амплитуд температурного профиля от скорости движения источников излучения.

$$v = \left\{ -b^2 \tau^2 \sin 2\varphi \pm \pm (b^2 \tau^2 \cos 2\varphi - a g^2) \right\} / g. \quad (14)$$



Поведение кривых $A(v)$ и $B(v)$ объясняется тем, что первоначально поверхность нагревается источником $q(1 + \cos g x)$. Поэтому наибо́льший рост A имеет место при $v = 0$, а синусоидальный профиль максимален при конечной скорости. Как видно из формулы (14), электродинамический сдвиг φ вносит искажение в симметрию B относительно начала координат. Представим себе теперь, что ПЭВ не генерируются ($\delta = 0$). Тогда имеем просто внешний интерференционный источник, нагревающий поверхность, и смена направления скорости \vec{v} лишь меняет знак у B .

Рассмотрим далее случай $gt > 1$ и $ag \ll |\vec{v}| < c_t$. При этом

$$\theta(x, 0, t) \approx \frac{q\sqrt{a}}{\lambda\sqrt{2g v}} (\cos g x \mp \sin g x), \quad (15)$$

где знак минус соответствует положительной скорости, а плюс — отрицательной. Здесь v достаточно велика, чтобы можно было пренебречь процессами теплопроводности по сравнению со смещением теплового источника за счет движения интерференционной картины. На каждую точку поверхности действует как бы последовательность знакопеременных световых импульсов, которые сменяют друг друга за время, обратно пропорциональное v . Генерацией ПЭВ в этих условиях можно пренебречь, поскольку замкнутая цепь обратной связи между высотой рельефа и температурой в данном случае обеспечивает уменьшение ППС.

В заключение можно отметить, что полученные в настоящей работе результаты позволяют определить наличие или отсутствие оптически наведенных решеток в зависимости от свойств вещества и параметров движущегося интерференционного светового поля, что весьма интересно как в общетеоретическом смысле, так и для технических приложений, особенно при лазерной обработке поверхности материалов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Дыхне А.М., Рысев Б.П. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1983. № 6. С. 17-21.
- [2] Дыхне А.М., Рысев Б.П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. № 3. С. 609-613.
- [3] Петрушкявичус Р.И., Канапенас Р.-М.В. Либенсон М.Н. В сб.: Лазерная технология. Вильнюс, 1988. В. 6. С. 7-8.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
- [5] Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н. // ОМП. 1988. № 12. С. 35-47.

Поступило в Редакцию
19 апреля 1991 г.