

- [1] *Bolef D. J., Melamed N. T., Menes M. J.* Phys. Chem. Solids, 1960, v. 17, N 1/2, p. 143—148.  
 [2] *McScimin H. J., Bateman T. B.* J. Ac. Soc. Am., 1961, v. 38, N 6, p. 856—857.  
 [3] *Gutsche E.* Phys. Stat. Sol., 1961, v. 1, N 1, p. 30—36.  
 [4] *Hutson A. R.* Phys. Rev. Lett., 1960, v. 4, N 10, p. 505—507.  
 [5] *Berlincourt D., Jaffe H., Shiozawa L. R.* Phys. Rev., 1963, v. 129, N 3, p. 1009—1017.  
 [6] *Белые Л. М., Гильварг А. Б., Панова В. П.* и др. В сб.: Некоторые вопросы взаимодействия ультразвуковых волн с электронами проводимости в кристаллах. М., 1965, с. 33—46.  
 [7] *Gerlich D. J.* Phys. Chem. Solids, 1967, v. 28, p. 2575—2579.  
 [8] *Падо Г. С., Кобяков И. Б., Сысоев Л. А.* ФТТ, 1969, т. 11, № 2, с. 478—480.  
 [9] *Токарев Е. Ф., Кобяков И. Б., Кузьмина И. П.* и др. ФТТ, 1975, т. 17, № 4, с. 980—986.

Поступило в Редакцию  
5 февраля 1987 г.

В окончательной редакции  
18 мая 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988

## ОБРАЗОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СТРУКТУР ЗА ПЯТНОМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ДЕЙСТВУЮЩЕГО НА ПОВЕРХНОСТЬ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ

*П. С. Кондратенко, Ю. Н. Орлов*

При воздействии лазерного излучения на поверхность конденсированной среды существенную роль может играть процесс преобразования падающего излучения в поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ), что приводит к пространственной модуляции энерговыделения на поверхности и, как следствие, образованию периодических структур (ПС) [1]. Во всех нам известных теоретических работах рассматривается процесс образования ПС в области, облучаемой лазерным пучком, однако поверхностные волны могут распространяться и за пределы лазерного пятна, что может привести к образованию ПС и в этой области. Например, для CO<sub>2</sub> лазера на поверхности металла длина пробега ПЭВ  $d \sim 1 \div 3$  см, а для Nd лазера  $d \sim 0.1 \div 0.5$  мм. Ниже мы теоретически предсказываем образование модулированного нагрева и ПС за пятном.

Для простоты изложения предположим, что лазерное пятно имеет резкую границу. Задачу образования ПС и возбуждения ПЭВ на пятне будем считать уже решенной, а напряженность электрического поля ПЭВ на границе пятна — известной функцией

$$E(\mathbf{r}, t) = \tilde{E}_{P_0}(\mathbf{r}, t) e^{iP_0 \tau}$$

(здесь и далее волна над функцией означает медленную по сравнению с  $2\pi/|P_0|$  составляющую;  $|P_0| \approx |k_0|$ ;  $k_0$  — волновой вектор падающего излучения возбуждающего ПЭВ;  $\mathbf{r}$  — двумерный вектор, параллельный невозмущенной поверхности среды). Распространение ПЭВ за пятном происходит по закону [2]

$$\tilde{E}_{P_0}^{\circ}(\mathbf{r}, t) = \tilde{E}_{P_0}(\gamma(\mathbf{r}), t) e^{-(1+i)|\gamma(\mathbf{r})-\mathbf{r}|/d}, \quad (1)$$

$d = 1/|\zeta'| |\zeta''| k_0$ ;  $\zeta = \zeta' + i\zeta''$  — поверхностный импеданс;  $|\zeta| \ll 1$ ;  $\gamma(\mathbf{r})$  — точка на границе пятна такая, что вектор  $\gamma(\mathbf{r}) - \mathbf{r}$  параллелен направлению распространения плазмона  $P_0$ .

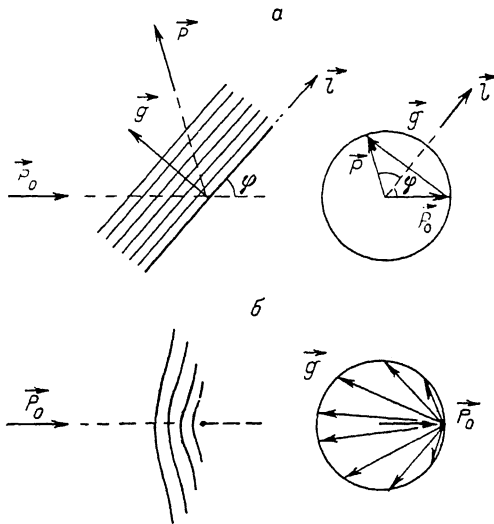
Однако поле ПЭВ, возбужденной на пятне и распространившейся за его границу (1), еще не создает профилированного нагрева поверхности и не может образовать ПС. Такой нагрев получается при перерасеянии ПЭВ (1) на  $g$ -той компоненте Фурье функции профиля поверхности  $Z_g$ . Уравнения, описывающие процесс перерасеяния, интерференции ПЭВ и образования ПС совпадают с полученными в работе [3], если в них положить падающее излучение нулем

$$\left[ \zeta' (1+i) + (k_0^2 (\zeta' - \zeta''))^{-1} \left( \mathbf{P} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \right] \tilde{\epsilon}_{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t) = ik_0 \sin \alpha \tilde{Z}_{\mathbf{P}-\mathbf{P}_0}(\mathbf{r}, t) \tilde{\epsilon}_{\mathbf{P}_0}^0(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \tilde{Z}_{\mathbf{P}-\mathbf{P}_0}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{A}(\mathbf{r}, t) \frac{\cos \alpha}{2k_0 |\sin(\alpha/2)|} \tilde{\epsilon}_{\mathbf{P}_0}^{0*}(\mathbf{r}, t) \tilde{\epsilon}_{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где  $\alpha$  — угол между  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{P}_0$ ;  $|\mathbf{P}| \approx k_0$ ;  $\mathcal{A}(\mathbf{r}, t)$  — положительная функция координат и времени, зависящая от механизма образования ПС и немодулированной составляющей температуры поверхности  $T_0(\mathbf{r}, t)$  [4]. Направление волнового вектора  $\mathbf{P}$  перерассеянной ПЭВ  $\tilde{\epsilon}_{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t)$  определяется условиями образования доминирующей решетки с волновым вектором  $\mathbf{P} - \mathbf{P}_0$ .

Рассмотрим различные начальные условия для  $Z(\mathbf{r}, t=0)$ .



Доминирующие структуры в окрестности царапины (а) и точечного дефекта (б).

1. Поверхность до облучения статистически однородна, без дефектов. Так как нас интересуют времена, когда ПС значительно выросли по сравнению с первоначальным значением  $\sim Z^0$ , сохраним в решении (2), (3) лишь большую экспоненту

$$Z_{\mathbf{P}-\mathbf{P}_0}(\mathbf{r}, t) \sim Z^0 \exp \left\{ \left( \frac{|\sin(\alpha/2)|}{\zeta'} e^{-2|\gamma(\mathbf{r})-t|/d} \int_0^t |E_{\mathbf{P}_0}(\gamma(\mathbf{r}), t')| \mathcal{A}(\mathbf{r}, t') dt' \right)^{1/2} \right\}, \quad (4)$$

максимум инкремента нарастания (4) достигается при  $\alpha = \pi$ . Таким образом, за пятном доминируют структуры с волновым вектором  $-2\mathbf{P}_0$  и независимо от геометрии задачи длина волны ПС в два раза меньше длины волны падающего излучения  $\lambda_0$ , что существенно отличается от случая образования ПС на пятне; другой является и функциональная зависимость (4) [1].

2. Если невозмущенная поверхность за пятном имеет значительные (глубина  $\sim \zeta'/k_0$ ) точечные дефекты или царапины, то ПС будут образовываться прежде всего в окрестности этих дефектов (см. работу [5], в которой, однако, образование ПС рассматривалось в пределах лазерного пятна). В отличие от предыдущего случая нам не надо вычислять инкремент нарастания, так как геометрия доминирующих структур полностью определяется геометрией дефектов. Так, со стороны набегающего плазмона около царапины образуется решетка со штрихами, параллельными царапине, и длиной волны  $\lambda = \lambda_0/2 |\sin \varphi|$  ( $\varphi$  — угол между  $\mathbf{P}_0$  и направлением вдоль царапины). С противоположной стороны ПС не образуются (см. рисунок, а). В окрестности точечных дефектов образуются структуры с гребнями, описываемыми в полярных координатах формулой  $r = n\lambda_0/2 \cos \varphi$ , где  $n$  — номер гребня, отсчитанный от дефекта (см. рисунок, б). Заметим, что предсказанные нами структуры существенно отличаются от наблюдаемых в работе [5].

В эксперименте решетка сначала образуется на пятне, а затем интенсивность ПЭВ, возбужденной на ней, вырастает настолько, что образует решетку и за пятном. Численные оценки показывают, что если для образования на пятне решетки глубиной  $\sim 10^{-5}$  см потре-

бывало время  $t_0$ , то, для того чтобы решетка за пятном выросла до той же величины, потребовалось бы дополнительное время  $(3 \div 5)t_0$ . С более медленным ростом ПС за пятном, по-видимому, и связано отсутствие экспериментальных данных по рассматриваемому вопросу. Образование микрократеров и оплавление краев парапии за пределами лазерного пятна давно известны [6]; там же указывалось, что наиболее вероятная причина этого — выделение на поверхностных дефектах энергии упругих колебаний. Наше рассмотрение показывает, что другим механизмом может быть рассеяние ПЭВ на дефектах.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С. И. Анисимову за советы и полезное обсуждение.

### Литература

- [1] *Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н.* УФН, 1985, т. 147, № 4, с. 675—745.
- [2] *Бонч-Бруевич А. М., Коченгина М. К., Либенсон М. Н.* и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., т. 46, № 6, с. 1186—1193.
- [3] *Кондратенко П. С., Орлов Ю. Н.* ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 2, с. 616—624.
- [4] *Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н., Макин В. С.* Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 1, с. 3—8.
- [5] *Визант Ю. В., Ковалев А. А., Куликов О. Л.* и др. ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 1, с. 213—219.
- [6] *Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.

Поступило в Редакцию  
11 февраля 1987 г.

В окончательной редакции  
14 июля 1987 г.

## ОБЪЕМНЫЙ ЗАХВАТ — ДИФРАКЦИЯ ПРОТОНОВ НА ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ПЛОСКОСТЯХ

*Е. А. Мазур*

Эффект объемного захвата (ОЗ) широкого пучка быстрых заряженных частиц в монокристалле был обнаружен группой сотрудников ЛИЯФ АН СССР [1]. Эксперимент [1] базировался на гипотезе одного из авторов работы (О. И. Сумбаева). Эффект представляет значительный интерес с точки зрения увеличения эффективности поворота пучка и коллимации широких пучков быстрых частиц. Тем не менее до настоящего момента теоретическая интерпретация эффекта отсутствует. Рассмотрим возможные механизмы ОЗ: 1) потери поперечной энергии вследствие возбуждения кристалла быстрой заряженной частицей (БЗЧ) (протоном), 2) некогерентное многократное рассеяние БЗЧ в изогнутом кристалле, 3) когерентное упругое рассеяние БЗЧ в изогнутом кристалле.

Для локальных поперечных потерь энергии БЗЧ в резко неоднородном профиле электронной плотности в области зависания БЗЧ над изогнутой кристаллографической плоскостью (ИКП) в формализме, учитывающем неоднородность электронной плотности [2], и, следовательно, недиагональные по импульсу элементы диэлектрической проницаемости, получено выражение

$$-\frac{dE_{\perp}}{dl}(r) = \frac{2\pi Ze^2}{v} \int \frac{d^3q}{q^2} d\omega(qv_{\perp}) \sum_G \text{Im} \epsilon^{-1}(q, q+G, \omega) \delta(\omega - qv) \exp(iGr). \quad (1)$$

Здесь  $\text{Im} \epsilon^{-1}$  — мнимая часть обратной матрицы диэлектрической проницаемости (ОМДП) кристалла,  $Ze$  — заряд быстрой частицы,  $v$  и  $v_{\perp}$  — полная скорость и перпендикулярная составляющая скорости,  $G$  — вектор обратной решетки.

Аналогичное выражение, но с заменой  $qv_{\perp}$  на  $qv_{\parallel}$  имеет место для продольных потерь энергии. Анализ формул для

$$\frac{dE_{\perp}}{dl}(r), \quad \frac{dE_{\parallel}}{dl}(r)$$

показывает, что в области зависания отношение скоростей поперечных и продольных потерь существенно увеличивается по сравнению с отношением  $E_{\perp}/E_{\parallel}$  и по порядку величины равно