

УДК 655.22:621.375.826

Р.С. Зацерковна, Л.С. Слоцька**ФІЗИЧНІ ЯВИЩА В ПОЛІМЕРНИХ ШАРАХ ДЛЯ
ЛАЗЕРНОГО ГРАВІРУВАННЯ ОФСЕТНИХ
ДРУКАРСЬКИХ ФОРМ**

При виготовленні офсетних друкарських форм на основі полімерних шарів (ПШ) методом лазерного гравірування відбуваються такі фізичні процеси: поглинання тепла шаром, що викликає його розігрівання; термодеструкція ПШ; дифузія частинок полімерного матеріалу – фенолформальдегідної смоли (ФФС).

На підставі відомих робіт [1–3] розподіл температури T у зразку може бути описаний рівнянням теплопровідності

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{3_n (T_c - T)}{\tau_c}, \quad (1)$$

де τ_c – час релаксації енергії носіїв; C , ρ , $K(T)$ – теплоємність, густина і теплопровідність ПШ, відповідно.

Розподіл же концентрації носіїв можна записати рівнянням

$$\frac{\partial}{\partial Z} \left[D \left(\frac{\partial n}{\partial z} + \frac{n}{2T} \cdot \frac{\partial E_d}{\partial Z} + \frac{n}{T} (\alpha + 1) \frac{\partial T_c}{\partial Z} - \frac{n - n_0}{\tau_c} \right) \right] + \frac{KI}{hw} = \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (2)$$

де D – коефіцієнт аміоплярної дифузії; K – коефіцієнт екстинкції; I – інтенсивність опромінення; hw – енергія лазерно-

го кванта; $\tau_{\text{в}}$ – час рекомбінації; n_0 – рівноважна концентрація носіїв; $E_{\text{д}}$ – ширина забороненої зони ПШ [4, 5].

Для температури електроннодіркової системи можна припустити, що

$$3 \frac{\partial}{\partial Z} \left(\left(D \cdot T_e \frac{\partial n}{\partial Z} \right) + \frac{E_{\text{д}} - h\nu}{h\nu} \cdot K + K_{\text{в.н.}} \right) I + E_{\text{д}} (n - n_0) \tau_{\text{в}}^{-1} - (3_n T_e - 3_n T) \tau_{\text{в}}^{-1} = \frac{1}{C^2} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2}, \quad (3)$$

де $K_{\text{в.н.}}$ – коефіцієнт поглинання випромінювання вільними носіями, пропорційний їх концентрації. При цьому повинен виконуватись закон Бугера – Ламберта – Бера:

$$\frac{dI}{dZ} = -(K_{\text{в.н.}} + K)I, \quad (4)$$

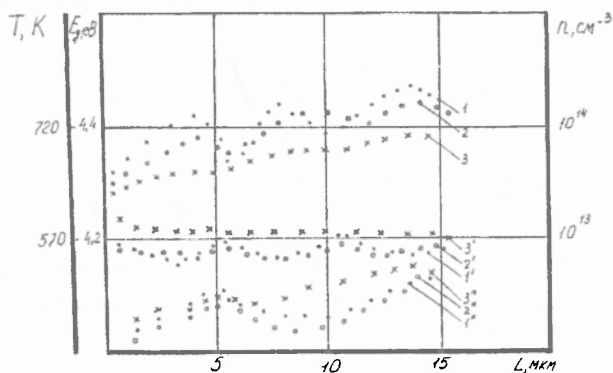
$$I = I_0 \exp[-(K_{\text{в.н.}} + K)Z]. \quad (5)$$

При збудженні нерівноважних носіїв у ПШ імпульсами CO_2 –лазерів час релаксації енергії складає 1фс, а час рекомбінації не перевищує 10^{-6}с .

У наведених рівняннях враховано як термоdifузійний потік носіїв, так і потік, зумовлений зміною $E_{\text{д}}$ (які спрямовані протилежно до дифузійного потоку носіїв). При цьому виникає додатковий доплив носіїв в область підвищення температури. Це приводить до великих температурних градієнтів і швидкостей нагрівання ПШ.

За розглянутими рівняннями розраховано просторові розподіли концентрації носіїв $n(z)$ для зони провідності $E_{\text{с}}(Z)$ і температури T для випадку квазістаціонарних процесів при різних рівнях лазерного збудження (рис.1). Чітко видно просторову неоднорідність ширини забороненої зони $E_{\text{д}}$ при малих густинах лазерного збудження з періодом 4 ... 5 мкс на загальній товщині 15 мкм. Тоді як при потужностях випромінювання близько 45 Дж/см^2 настає явне просторове згладжування розподілу

ширини енергетичної щілини на загальне звуження цієї щілини. Дві наступні характеристики – температура ПШ та концентрація носіїв рухаються в протифазі. При цьому спостерігається явна кореляція форми відповідних залежностей.



**Рис.1. Теоретично розраховані товщинні залежності ширини забороненої зони E_d (кр. 1–3), температури T (кр. 1–3) та концентрації носіїв n (кр. 1–3) при різних потужностях лазерного опромінення:
1, 1', 1'' – 12 Дж/см²; 2, 2', 2'' – 25 Дж/см²; 3, 3', 3'' – 45 Дж/см²**

З наведеного теоретичного аналізу та розрахунків видно, що при імпульсному збудженні відбувається формування неоднорідних полів і розподілів концентрації носіїв.

Для розуміння фізики спостережуваних явищ важливим є проведення комплексних часовозалежних досліджень генерації другої гармоніки (ГДГ), опору і фотопровідності одночасно.

Часові залежності ГДГ і фотопровідності при температурі рідкого гелію разом з відповідними залежностями опору та фотовольтаїки наведені на рис.2. Видно запізнення в часі між інтенсивністю ГДГ і збуджуючим CO_2 – імпульсом – 20 ... 30 нс (усі результати усереднені по 8000 ... 12000 імпульсах). Далі, після 40 ... 50 нс, більшість з параметрів виходить на насичення, яке триває практично до кінця імпульсу $\tau = 800$ нс. Порівнюючи часові залежності різних величин, можна констатувати, що найбільш інерційною характеристикою є ГДГ, яка відображає структурну перебудову тонкого приповерхневого шару, що вимагає розробки

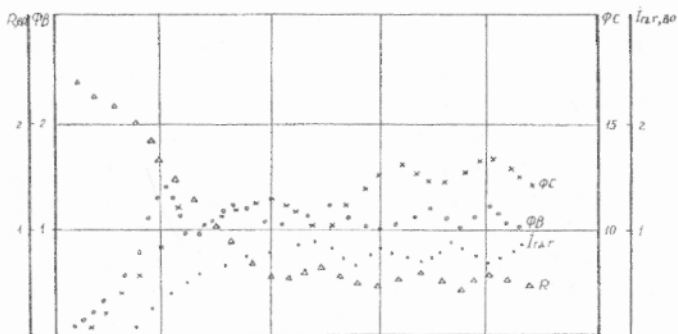


Рис. 2. Надшвидкі часові зміни фотоструму (ФС), фотовольтаїчного ефекту (ФВ), фотоопору (R) та інтенсивності генерації другої гармоніки (ІГДГ)

методів керування властивостями ПШ та може бути досягнуто як термічною обробкою ПШ, так і модифікацією складу шарів для лазерного гравірування офсетних друкарських форм.

1. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М., 1976. 2. Гафийчук В.В., Кернер Б.С., Осипов В.В. Условия расслоения тока или поля в электроннодырочной плазме // Физ. и техн. полупров. 1981. Т.15, Вып.11. С.2171–2177. 3. Гафийчук В.В., Кернер Б.С., Осипов В.В. Образование сгустков электроннодырочной плазмы, разогретой электрическим полем // Физ. и техн. полупров. 1985. Т.9, Вып.10. С.1871–1874. 4. Кернер Б.С., Осипов В.В. Нелинейная теория стационарных страт в висенситивных системах // Журн. exper. и теорет. физики. 1978. Т.45, Вып.5. С.1675–1696. 5. Кернер Б.С., Осипов В.В. Расслоение электроннодырочной плазмы при разогреве // Журн. exper. и теорет. физики. 1976. Т.71, Вып.4. С.1542–1544.

Стаття надійшла до редколегії 16.01.2000