

УДК 535.215.4

## Физические процессы в электростатических планарных темплатах, формирующихся тангенциальными силами

М.А. Заболотный<sup>1</sup>, М.Ю. Барабаш<sup>2</sup>, Д.А. Гринько<sup>3</sup>, Э.Л. Мартычук<sup>2</sup>, О.П. Дмитренко<sup>1</sup>, Н.П. Кулиш<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный университет имени Тараса Шевченко

64, ул. Владимирская, Киев, 01033, Украина

<sup>2</sup>Технический центр НАН Украины, Украина

13, ул. Покровская, Киев, 04070, Украина

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников НАН Украины

41, пр. Науки, Киев, 03028, Украина

*Рассмотрено формирование электрического и геометрического рельефов темплата на термопластической подложке. Исследована динамика распределения электрического поля и тангенциальных составляющих пондеромоторных сил в слое предварительно равномерно электрически заряженного плоского фотопроводящего слоя под действием пространственно неоднородного монохроматического излучения. Описано деформирование свободной поверхности нагретого до вязкотекучего состояния слоя темплата под действием тангенциальных сил, установлены топологические особенности траекторий движения частиц деформируемой среды.*

**Ключевые слова:** темплаты, фотопроводящий слой, пондеромоторные силы.

В настоящее время важное место в развитии и прикладном использовании нанотехнологий отводится разработке методов создания пространственных периодических самосогласованных наноструктур [1–3]. В значительной мере этот интерес обусловлен возможностями ближнеполевых технологий определять фотоэлектрические и электротранспортные свойства тонких органических полимерных и композитных слоев за счет синергетических плазменных эффектов [3–5]. Эта задача может быть решена в случае использования темплатов (шаблонов) [3, 6]. При этом морфология или топология поверхности темплата используется для формирования заданных объектов, т.е. темплатам отводится роль масок, которые могут быть созданы методами литографии.

Альтернативную возможность при формировании темплатов предоставляет [3, 6] использование пондеромоторных сил в фоточувствительных термопластических средах. Существенным преимуществом таких электростатических темплатов является то, что топология расположения электрических зарядов вблизи поверхности темплата непосредственно используется для организации молекул наноструктурируемого вещества не только непосредственно на поверхности темплата, но и в ее окрестности. Характерной особенностью электростатических темплатов является возможность формирования в них областей пространственной локализации заряда в темплате, размеры

которых определяются молекулярной структурой материала.

Таким образом, тонкие слои фотопроводящих термопластических материалов можно рассматривать как перспективные среды, а электрофотографический и фотопластический процессы [3, 6, 7] как инструмент для формирования темплатов. Рельефная и потенциальные поверхности темплата формируются с помощью электрофотографического и фотопластического процессов при помощи экспонирования [3, 6, 7] пространственно модулированным световым полем. Размер такого темплата может колебаться от десятых долей до нескольких десятков квадратных сантиметров и определяется в настоящее время технологическими возможностями создания прецизионных изопланарных фотопластических и токопроводящих слоев. В настоящее время достижимые характерные пространственные размеры сформированных таким образом структур находятся в субмикронном диапазоне [3, 6, 7].

**Формирование электрического и геометрического рельефов планарного темплата в слое фоточувствительного органического молекулярного нанокompозита.**

Темплат формируется на основе фотопроводящего слоя органического молекулярного нанокompозита (обычно на основе фотопроводящего полимера) [6, 7] со спектральной чувствительностью в диапазоне

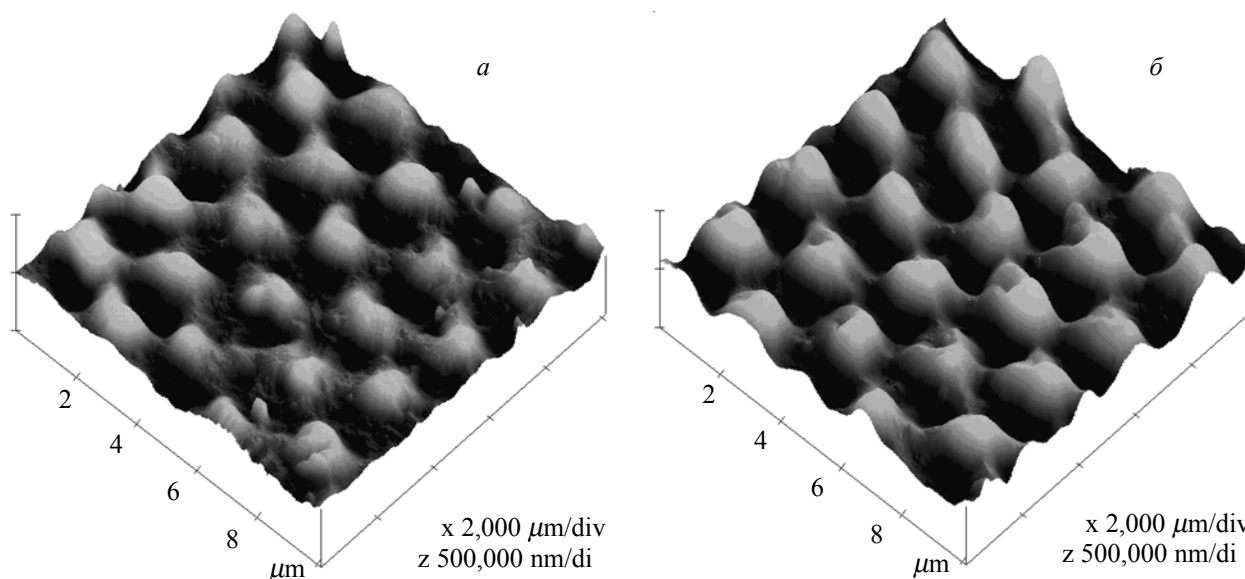


Рис. 1. Сравнение топологии светового поля, экспонирующего фотопроводник (а), и топографии структурированной поверхности пленки темплата (б). Сканирующая атомно-силовая микроскопия

200–950 нм и полосой передаваемых пространственных частот до 2000 лин/мм. В качестве сенсibiliзирующих добавок в последнее время используются углеродные наноструктуры, а фотопроводящие слои композитов формируются в режиме вакуумного напыления [8], что способствует уменьшению количества звеньев в полимерной цепочке и обусловленному этим увеличению верхней границы полосы передаваемых пространственных частот. Еще одним фактором, приводящим к расширению полосы передаваемых частот, была минимизация толщины ( $d$ ) используемого термопластического слоя без существенного ухудшения его деформационных параметров. В реально используемых образцах  $d$ , обычно, не превышала 0,5–0,9 мкм. В таких средах отношение световой и темновой проводимости слоя составляет не менее  $10^3$  в диапазоне температур 300–420 К. Температура размягчения фотопроводящих слоев и перехода их в вязкотекучее состояние определяется молекулярной структурой материала, но не превышает 420 К. Формирование темплата производили электрофотографическим и фототермопластическим процессом. Экспонирование образца когерентным светом проводили с помощью многолучевой схемы сведения интерферирующих лучей с заданным значением угла при вершине конуса. Под действием пространственно неоднородного освещения фотопроводящего слоя на его поверхности формировался соответствующий пространственно неоднородный заряд, вид которого определялся характеристиками освещения, параметрами слоя и температурой среды. При нагревании фотопроводника за счет пропускания импульсов тока через токопроводящее покрытие, он переходит в вязкотекучее состояние. Под действием

электрических пондеромоторных сил на поверхности свободного слоя термопластической среды образуется пространственный рельеф, частота и возможный тип топологии которого определяются полосой передаваемых частот слоем термопластической среды. Создаваемый темплат является обобщением рельефофазовых голограмм [3, 7, 9, 10], так как полезная информация носит не только геометрический, но и электростатический характер.

Использование топологии светового поля, экспонирующего фотопроводник и топографии структурированной поверхности пленки темплата, приведено на рис. 1.

Из описания способа изготовления темплата следует, что его характеристики существенно определяются закономерностями формирования электростатического силового поля внутри термопластического слоя и образования геометрического рельефа поверхности под действием пондеромоторных сил. Нахождение распределения пондеромоторных деформирующих термопластическую среду сил сформулировано в [3, 9, 10]. Включение в анализ диффузионных процессов делает задачу расчета плотностей распределений сторонних электрических зарядов существенно нелинейной. Необходимость детального анализа электрического поля создаваемого сторонними зарядами темплата подчеркивает факт [3, 10] влияния электрических сил на особенности диссипативных процессов и кинетику захвата поверхностью металлических нанокластеров.

#### Пондеромоторные силы в электростатическом темплате.

Исследуем распределение электрического поля, устанавливающегося в слое предварительно равномерно

электрически заряженного плоского фотопроводящего слоя под действием пространственно неоднородного монохроматического излучения с учетом неравномерности накопления объемного заряда. Интенсивность света ( $I$ ), формирующаяся на свободной поверхности слоя интерференционной картины, изменяется по гармоническому закону  $I=I_0(1+m_0\cos(Kx))$ . Из-за фотопроводимости слоя протекающий через него заряд захватывается на объемных ловушках носителей заряда. Захваченные носители заряда формируют пространственно модулированный объемный заряд:

$$-\rho(x, y) = \rho_0 \cdot (1 + m_1 \cdot \cos(kx)) \cdot (1 + m_3 \cdot \exp(-\frac{(y-y_d)^2}{\Delta_z})). \quad (1)$$

На свободной поверхности остается модулированный по гармоническому закону поверхностный заряд:

$$\sigma(x) = \sigma_0 \cdot (1 - m_2 \cdot \cos(k \cdot x)), \quad (2)$$

где:  $k$  – пространственная частота модуляции света и зарядов;  $m_i$  – величины модуляции соответствующих величин;  $y_d$  – эффективная глубина локализации объемного заряда и  $D_y$  – дисперсия распределения объемного заряда. Ось  $Ox$  расположена на свободной границе слоя, ось  $Oy$  – перпендикулярна слою.

Для определения действующих на слой поверхностных и объемных пондеромоторных сил, задаваемых установленным распределением электрических зарядов, необходимо найти поле (потенциалы  $\varphi_1$  – внутри,  $\varphi_2$  – вне слоя), что может быть сделано с помощью следующей системы уравнений:

$$-\Delta\varphi_1 = -\frac{\rho_0}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_1} \cdot [1 + m_1 \cdot \cos(kx)] \cdot \left[1 + m_3 \cdot \exp(-\frac{(y-y_d)^2}{\Delta_z})\right]; \quad (3)$$

$$\Delta\varphi_2 = 0; \quad (4)$$

$$\varepsilon_0 \cdot \left[ \varepsilon_1 \cdot \frac{\partial\varphi_1}{\partial y} \Big|_{y=0} - \varepsilon_2 \cdot \frac{\partial\varphi_2}{\partial y} \Big|_{y=0} \right] = \sigma_0 \cdot [1 - m_2 \cdot \cos(kx)]; \quad (5)$$

$$\varphi_1 \Big|_{y=0} = \varphi_2 \Big|_{y=0}; \quad (6)$$

$$\varphi_1 \Big|_{y=-d} = 0. \quad (7)$$

Решение задачи (3–7) определяется вектором объемных ( $\vec{F}(x, y)$ ) и поверхностных ( $\vec{P}(x)$ ) сил, приложенных к слою:

$$\vec{F}(x, y) = -\rho_0 \cdot (1 + m_1 \cdot \cos(kx)) \cdot \left(1 + m_3 \cdot \exp(-\frac{(y-y_d)^2}{\Delta_z})\right) \cdot \vec{\nabla}\varphi_1; \quad (8)$$

$$\vec{P} = -\frac{1}{2} \sigma_0 \cdot (1 - m_2 \cdot \cos(kx)) \cdot (\vec{\nabla}\varphi_1 \Big|_{y=0} - \vec{\nabla}\varphi_2 \Big|_{y=0}) + \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2\varepsilon_0} \cdot \vec{n} \cdot (\vec{\nabla}\varphi_1 \Big|_{y=0} + \vec{\nabla}\varphi_2 \Big|_{y=0}), \quad (9)$$

где:  $\vec{n}$  – вектор нормали к свободной поверхности слоя;  $\varepsilon_1$  – диэлектрическая проницаемость термопластического слоя и  $\varepsilon_2$  – диэлектрическая проницаемость контактирующей с ним среды.

Из приведенных выражений следуют такие

представления для тангенциальных составляющих поверхностных и объемных пондеромоторных сил:

$$P_T = P_T^{(1)} \cdot \sin(Kx) + P_T^{(2)} \cdot \sin(2Kx); \quad (10)$$

$$P_T^{(1)} = \frac{1}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_1} \cdot \sigma_0 \cdot S_1(Kd); \quad (11)$$

$$P_T^{(2)} = -\frac{m_2}{2} \cdot P_T^{(1)}; \quad (12)$$

$$F_T = F_T^{(1)} \cdot \sin(Kx) + F_T^{(2)} \cdot \sin(2Kx); \quad (13)$$

$$F_T^{(1)} = \frac{\rho_0}{2\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_1} \cdot \left[1 + m_3 \cdot \exp(-\frac{(y-y_d)^2}{\Delta})\right] \cdot S_1(Ky); \quad (14)$$

$$F_T^{(2)} = F_T^{(1)} \cdot \frac{m_1}{2}. \quad (15)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$S_1(ky) = sh(ky)Z(kd) - m_1 B_1(ky); \quad (16)$$

$$Z(Kd) = -\varepsilon_1 m_2 \sigma_0 + [\varepsilon_2 B_1(Kd) + \varepsilon_1 B_2(Kd)]; \quad (17)$$

$$B_1(Ky) = \frac{\rho_0}{2} \exp(Ky) \int_0^y \exp(-Ky) \left[1 + m_3 \exp(-\frac{(y-y_d)^2}{\Delta})\right] dy - \frac{\rho_0}{2} \exp(-Ky) \int_0^y \exp(Ky) \left[1 + m_3 \exp(-\frac{(y-y_d)^2}{\Delta})\right] dy; \quad (18)$$

$$B_2(ky) = \frac{dB_1(ky)}{dky}. \quad (19)$$

Представления для (10–19), полученные при допущении гаусовского распределения глубины локализации заряда в термопластическом слое, позволяют решить задачу образования поверхностного рельефа на свободной границе слоя термопластического темплата.

**Деформирование свободной поверхности нагретого до вязкотекучего состояния слоя темплата тангенциальными силами.**

Нагретый выше температуры стеклования слой темплата рассматривается как несжимаемая вязкая ньютоновская жидкость. Будем рассматривать случай малых толщин деформируемой среды, что предусматривает (как отмечалось выше) преимущественный вклад тангенциальных составляющих деформирующих сил в процесс образования рельефа на свободной поверхности слоя. При математической формулировке задачи учтем также, что в случае сплошных изотропных сред действие объемных сил может быть заменено влиянием соответствующих поверхностных [11]. В этом случае процесс образования рельефа на свободной поверхности слоя, нанесенного на плоскую недеформируемую основу, описывается системой уравнений:

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \cdot \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \cdot \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\eta}{\rho} \cdot \Delta v_x; \quad (20)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \cdot \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \cdot \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\eta}{\rho} \cdot \Delta v_y; \quad (21)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0; \quad (22)$$

$$v_x(x, y, t=0) = v_y(x, y, t=0) = 0; \quad (23)$$

$$v_x(x, y = -d, t) = v_y(x, y = -d, t) = 0; \quad (24)$$

$$\eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} \Big|_{y=h(x,t)} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \Big|_{y=h(x,t)} \right) = P_T(x, t), \quad (25)$$

$$P \Big|_{y=h(x,t)} - 2 \cdot \eta \cdot \frac{\partial v_y}{\partial y} \Big|_{y=h(x,t)} + T_M \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \frac{h(x,t)}{\sqrt{1 + \left( \frac{\partial(h(x,t))}{\partial x} \right)^2}} \right) = 0, \quad (26)$$

Здесь  $v_x(x, y, t)$ ,  $v_y(x, y, t)$  – компоненты вектора скорости частиц жидкости;  $P$  – гидродинамическое давление;  $\eta$  – динамическая вязкость;  $\rho$  – плотность;  $T_M$  – коэффициент поверхностного напряжения;  $h$  – величина образующегося на поверхности жидкости рельефа, ось  $OY$  направлена по нормали к свободной поверхности деформируемой среды толщины  $d$ . Если амплитуда деформации поверхности намного меньше величины ее длины волны, то система уравнений (20–26) может быть линеаризована и представлена в следующем виде:

$$\frac{\partial v_x(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\eta}{\rho} \cdot \Delta v_x(x, y, t); \quad (27)$$

$$\frac{\partial v_y(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p(x, y, t)}{\partial y} + \frac{\eta}{\rho} \cdot \Delta v_y(x, y, t); \quad (28)$$

$$\frac{\partial v_x(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial v_y(x, y, t)}{\partial y} = 0; \quad (29)$$

$$v_x(x, y, t=0) = v_y(x, y, t=0) = 0; \quad (30)$$

$$\eta \cdot \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} \Big|_{y=h(x,t)} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \Big|_{y=h(x,t)} \right) = P_T(x, t); \quad (31)$$

$$P(x, y, t) \Big|_{y=h(x,t)} - 2 \cdot \eta \cdot \frac{\partial v_y(x, y, t)}{\partial y} \Big|_{y=h(x,t)} + T_M \cdot \frac{\partial^2 h(x, t)}{\partial x^2} = 0; \quad (32)$$

$$h(x, t) = \int_0^t v_y(x, y=0, t) dt. \quad (33)$$

При выборе вида внешней деформирующей силы будем использовать соотношение (10), из которого, в предположении малости глубины модуляции поверхностного электрического заряда, следует:

$$P_T(x, t) \approx P_T^{(1)}(x, t) = P_T^{(1)} \cdot \sin(k \cdot x) \cdot [\exp(-\zeta_1 \cdot t) - 2 \cdot \exp(-\zeta_2 \cdot t) + \exp(-\zeta_3 \cdot t)]. \quad (34)$$

Здесь:  $\zeta_i$  – параметры, определяющие кинетику внешней силы;  $P_T^{(1)}$  – модуль внешней силы,

конкретный вид которой определяется с помощью представлений (14, 16–18). Такой выбор параметризации временной части (34) позволяет описать практически реализуемые случаи релаксирующих внешних сил [9], имеющих один временной максимум. Метод решения задачи (27–34) описан в нашей работе [10] и поэтому приведен результат ее решения:

$$\begin{aligned} p(x, y, t) = & \frac{\cos(k \cdot x) \cdot P_T^{(1)}}{[ch^2(k \cdot d) + (k \cdot d)^2]} \cdot (-sh[k \cdot (y + d)] + \\ & + \frac{ch(k \cdot d) + k \cdot d \cdot sh(k \cdot d)}{k \cdot d \cdot ch(k \cdot d)} \cdot ch[k(y + d)]) \cdot \\ & \frac{\zeta_1 \cdot [\exp(-\zeta_1 \cdot t) - \exp(-\zeta_{ac} \cdot t)]}{\zeta_1 - \zeta_{ac}} \\ & [-k \cdot d \cdot sh(k \cdot d) + ch(k \cdot d) + \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta \cdot \zeta_1} [k \cdot d \cdot ch(kd) - sh(k \cdot d)]] - \\ & - 2 \cdot \frac{\cos(k \cdot x) \cdot P_T^{(1)}}{[ch^2(k \cdot d) + (k \cdot d)^2]} \cdot (-sh[k \cdot (y + d)] + \\ & + \frac{ch(k \cdot d) + k \cdot d \cdot sh(k \cdot d)}{k \cdot d \cdot ch(k \cdot d)} \cdot ch[k(y + d)]) \cdot \\ & \frac{\zeta_2 \cdot [\exp(-\zeta_2 \cdot t) - \exp(-\zeta_{ac} \cdot t)]}{\zeta_2 - \zeta_{ac}} [-kd \cdot sh(kd) + ch(k \cdot d) + \\ & + \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta \cdot \zeta_2} [k \cdot d \cdot ch(kd) - sh(kd)]] + \\ & + \frac{\cos(k \cdot x) \cdot P_T^{(1)}}{[ch^2(k \cdot d) + (k \cdot d)^2]} \cdot (-sh[k \cdot (y + d)] + \\ & + \frac{ch(k \cdot d) + k \cdot d \cdot sh(k \cdot d)}{k \cdot d \cdot ch(k \cdot d)} \cdot ch[k(y + d)]) \cdot \\ & \frac{(\zeta_3 \cdot [\exp(-\zeta_3 \cdot t) - \exp(-\zeta_{ac} \cdot t)])}{\zeta_3 - \zeta_{ac}} [-k \cdot d \cdot sh(k \cdot d) + \\ & + ch(k \cdot d) + \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta \cdot \zeta_1} [k \cdot d \cdot ch(k \cdot d) - sh(k \cdot d)]]; \quad (35) \\ v_x(x, y, t) = & \frac{\sin(k \cdot x) \cdot P_T^{(1)}}{2\eta \cdot k \cdot [ch^2(k \cdot d) + (k \cdot d)^2]} \cdot [sh[k \cdot (y + d)] + \\ & + k \cdot (y + d) \cdot ch[k \cdot (y + d)]] - \frac{ch(k \cdot d) + k \cdot d \cdot sh(k \cdot d)}{k \cdot d \cdot ch(k \cdot d)} \cdot k \cdot \\ & (y + d) \cdot sh[k(y + d)] \cdot \left( \frac{\zeta_1 \cdot [\exp(-\zeta_1 \cdot t) - \exp(-\zeta_{ac} \cdot t)]}{\zeta_1 - \zeta_{ac}} \right) \\ & [-k \cdot d \cdot sh(k \cdot d) + ch(k \cdot d) + \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta \cdot \zeta_1} [k \cdot d \cdot ch(kd) - sh(k \cdot d)]] - \\ & - 2 \cdot \frac{\zeta_2 \cdot [\exp(-\zeta_2 \cdot t) - \exp(-\zeta_{ac} \cdot t)]}{\zeta_2 - \zeta_{ac}} [-kd \cdot sh(kd) + \\ & + ch(k \cdot d) + \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta \cdot \zeta_2} [k \cdot d \cdot ch(kd) - sh(kd)]] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\zeta_3 \cdot [\exp(-\zeta_3 \cdot t) - \exp(-\zeta_{жс} \cdot t)]}{\zeta_3 - \zeta_{жс}} [-k \cdot d \cdot sh(k \cdot d) \\
 & + ch(k \cdot d) + \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta \cdot \zeta_1} [k \cdot d \cdot ch(k \cdot d) - sh(k \cdot d)]] + \\
 & + \frac{P_T^{(1)} \cdot \sin(k \cdot x)}{2 \cdot \eta \cdot k^2 \cdot d \cdot ch(k \cdot d)} \cdot k \cdot (y + d) \cdot [\exp(-\zeta_1 \cdot t) - \\
 & - 2 \cdot \exp(-\zeta_2 \cdot t) + \exp(-\zeta_3 \cdot t)]; \quad (36)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 v_y(x, y, t) = & \frac{\cos(k \cdot x) \cdot P_H^{(1)}}{2\eta \cdot k \cdot [ch^2(k \cdot d) + (k \cdot d)^2]} \cdot (-k \cdot (y + d) \cdot \\
 & sh[k \cdot (y + d)] + \frac{ch(k \cdot d) + k \cdot d \cdot sh(k \cdot d)}{k \cdot d \cdot ch(k \cdot d)} \cdot [k \cdot (y + d) \cdot \\
 & ch[k \cdot (y + d)] - sh[k \cdot (y + d)]] \cdot \\
 & \left( \frac{\zeta_1 \cdot [\exp(-\zeta_1 \cdot t) - \exp(-\zeta_{жс} \cdot t)]}{\zeta_1 - \zeta_{жс}} \cdot [-k \cdot d \cdot sh(k \cdot d) + \right. \\
 & + ch(k \cdot d) + \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta \cdot \zeta_1} [k \cdot d \cdot ch(kd) - sh(k \cdot d)] - \\
 & \left. - 2 \cdot \frac{\zeta_2 \cdot [\exp(-\zeta_2 \cdot t) - \exp(-\zeta_{жс} \cdot t)]}{\zeta_2 - \zeta_{жс}} [-kd \cdot sh(kd) + \right. \\
 & + ch(k \cdot d) + \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta \cdot \zeta_2} [k \cdot d \cdot ch(kd) - sh(kd)]] + \\
 & \left. + \frac{\zeta_3 \cdot [\exp(-\zeta_3 \cdot t) - \exp(-\zeta_{жс} \cdot t)]}{\zeta_3 - \zeta_{жс}} \right) \\
 & [-k \cdot d \cdot sh(k \cdot d) + ch(k \cdot d) + \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta \cdot \zeta_1} [k \cdot d \cdot ch(k \cdot d) - sh(k \cdot d)]] - \\
 & - \frac{P_T^{(1)} \cdot \cos(k \cdot x)}{2 \cdot \eta \cdot k^2 \cdot d \cdot ch(k \cdot d)} [k \cdot (y + d) \cdot ch[k \cdot (y + d)] - sh[k \cdot (y + d)] \cdot \\
 & \cdot [\exp(-\zeta_1 \cdot t) - 2 \cdot \exp(-\zeta_2 \cdot t) + \exp(-\zeta_3 \cdot t)]]; \quad (37)
 \end{aligned}$$

Здесь использовано обозначение:

$$\zeta_{жс} = \frac{T_M \cdot k}{2 \cdot \eta} \cdot \frac{sh(k \cdot d)ch(k \cdot d) - k \cdot d}{ch^2(k \cdot d) + (k \cdot d)^2}. \quad (38)$$

Характер зависимости амплитуды рельефа на свободной поверхности тонкого термопластического слоя при единичной величине тангенциальной деформирующей силы представлен на рис. 2. Видно, что оптимальные значения  $kd$  в этом случае существенно меньше значения 2, что характерно при деформировании слоя нормальными силами (рис. 2). Из сравнения кривых амплитуды рельефа, возникающего под действием тангенциальных и нормальных сил, видно, что в области малых толщин слоя большая амплитуда рельефа достижима в случае использования

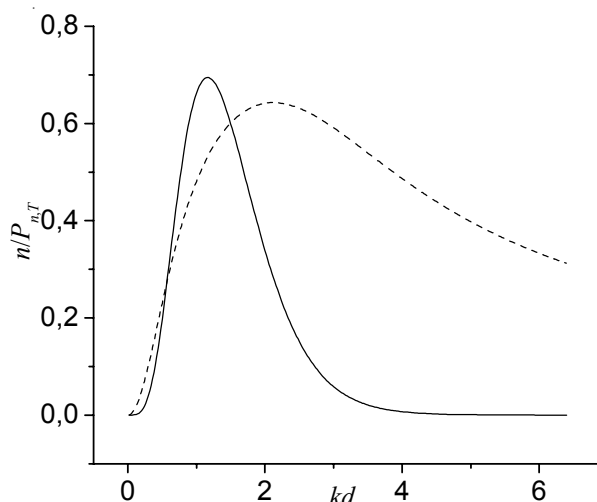


Рис. 2 Зависимости амплитуды рельефа на свободной поверхности тонкого деформируемого слоя при единичной величине тангенциальной (сплошная кривая) и нормальной (пунктирная) внешней силы

тангенциальных деформирующих сил.

Представляет интерес выяснить природу физических процессов, определяющих такие особенности поведения амплитуды пространственного рельефа, образующегося на свободной поверхности деформируемой среды под действием тангенциальных составляющих внешних сил.

Показательным является исследование кинетики траекторий частиц жидкости, перемещаемых в процессе деформации свободной поверхности (рис. 3), на котором представлены эпюры траекторий движения деформируемой среды при различных толщинах слоя и длинах волны внешней силы. Из представленных графиков видно, что при больших толщинах слоя возникают замкнутые траектории движения, что приводит к уменьшению слоя среды, задействованного в формировании поверхностного рельефа. Отметим, что в случае нормального характера внешних деформирующих сил траектории такой конфигурации не реализуются [10].

Более подробный количественный анализ может быть проведен с помощью представлений (36, 37) и выражения для баланса энергии, которое отражает закон сохранения энергии при деформировании пленки нормальными силами:

$$W_{полн} = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\lambda} P_H^{(1)} \cos^2(kx) h(k, t) dt = W_{\tau} + W_k + W_h, \quad (39)$$

где:  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ ;  $W_{\tau}$  — плотность диссипации энергии,

обусловленная внутренним трением слоев жидкости при ее течении во время деформирования сторонними силами свободной поверхности слоя темплата и



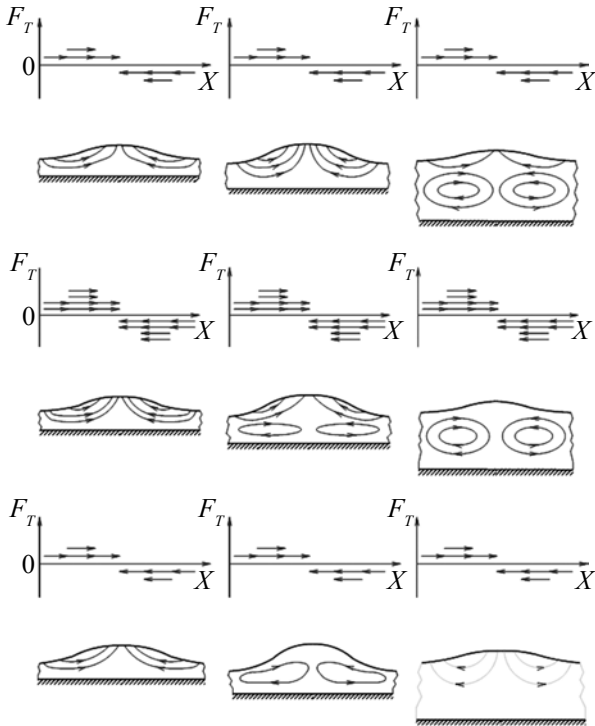


Рис. 3. Распределение линий тока частиц жидкости в зависимости от времени действия внешних сил и пространственной частоты. Эпюры траекторий движения деформируемой среды при различных толщинах слоя и длинах волны внешней силы

которая определяется с помощью соотношения:

$$W_\tau = \frac{\eta}{\lambda} \int_0^\lambda dx \int_{-d}^0 dy \int_0^t dt \left[ 4 \left( \frac{dv_x}{dx} \right)^2 + 4 \left( \frac{dv_y}{dy} \right)^2 + \left( \frac{dv_x}{dy} + \frac{dv_y}{dx} \right)^2 \right]. \quad (40)$$

Величина  $W_k$  – плотность кинетической энергии, определяемая из выражения:

$$W_k = \frac{\rho}{2\lambda} \int_0^\lambda dx \int_{-d}^0 dy [v_x^2 + v_y^2]. \quad (41)$$

Изменение плотности свободной энергии поверхности деформируемой среды  $W_h$  обусловлено изменением площади свободной поверхности слоя при образовании на ней пространственного рельефа

$$W_h \approx \frac{T_M k^2 h^2}{4}. \quad (42)$$

Использование параметризации вида (36, 37) и представлений (38–41) позволяет установить, что в зависимости от времени действия сил скрытого изображения, в правой части уравнения (37) относительный вклад слагаемых изменяется. Так, при  $t=10^{-4}$  с <<

$\tau_{жс} = \xi_{жс}^{-1}$  выполняется  $\frac{W_{полн}(k)}{W_{полн}(k_{онм})} \approx \frac{W_\tau(k)}{W_\tau(k_{онм})}$ ;  $W_\tau(k) \gg$

$W_h(k)$ ,  $W_k(k)$ , а в случае  $t=10^{-3}$  с >  $\tau_{жс}$  пренебречь в правой части (36) можно уже только вкладом  $W_k$  и в этом

случае выполняется соотношение:  $\frac{W_{полн}(k)}{W_{полн}(k_{онм})} \approx$

$$\frac{W_\tau(k) + W_h(k)}{W_\tau(k_{онм}) + W_h(k_{онм})}. \quad (\text{Здесь } \tau_{жс} \text{ играет роль характерного времени релаксации амплитуды на свободной деформируемой поверхности [10] за счет капиллярных сил).}$$

Отметим, что частотная зависимость нормированной амплитуды рельефа повторяет зависимость  $W_{полн}(k)$ . На основании проведенного анализа можно сделать вывод, что чем больше длина волны поверхностной деформации, тем больше время её релаксации. Здесь отражен следующий из анализа выражений (36), (37) факт отсутствия областей вихревого (циркуляционного) движения жидкости при  $kd \approx 0,7$  и наличия таких областей в противном случае. Значение  $kd$ , разделяющее области с отсутствием и наличием вихревого движения не зависит от величины внешней силы, а также вязкости и плотности среды. С течением времени (при  $t$  сравнимых с  $\tau_{жс}$ ) циркуляционное движение жидкости начинает возникать даже при  $kd < 0,7$ ; т.е. там, где оно раньше не реализовалось. Одновременно происходит увеличение пространственных областей вихревого движения там, где оно ранее существовало. Это приводит к уменьшению толщины слоя жидкости участвующего в формировании геометрического рельефа на свободной поверхности и, следовательно, к уменьшению его амплитуды. Таким образом, с течением времени положение точки максимума зависимости амплитуды рельефа от пространственной частоты внешней силы смещается в низкочастотную область.

На основании проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

- I. В области  $t \ll \tau_{жс}$ :
  - основные особенности гидродинамического деформирования термопластической среды, находящейся в вязкотекучем состоянии, реализуются в пределах пространственного периода сторонних поверхностных сил. Движение деформируемой среды происходит вследствие увлечения поверхностными слоями её низлежащих слоёв;
  - в пределах периода потоки слоя деформируемой среды движутся навстречу друг другу и при их столкновении результирующее движение осуществляется как в сторону свободной поверхности, так и в сторону недеформируемой основы. Это приводит к образованию вихревого движения в тех случаях, когда толщина

на слоя удовлетворяет условию  $\frac{1,2}{k} < d < \frac{4}{k}$ ;

- в области  $d > \frac{4}{k}$  развивается только вихревое

движение; значение  $d = \frac{4}{k}$  является границей мелкого бассейна;

- в области  $d < \frac{1,2}{k}$  результирующее движение вяз-

кой деформируемой среды осуществляется только в направлении свободной поверхности слоя;

- величина  $h(k)$  при увеличении  $k$  сначала возрастает, что определяется уменьшением влияния мелкого бассейна, достигает максимума, а затем уменьшается до нуля. Спад величины  $h$  в этом случае обусловлен уменьшением значения тангенциальной компоненты скорости из-за увеличения количества встреч потоков вязкой деформируемой среды на единицу длины пленки.

II. В области времён  $0,1 \cdot \tau_{ж} < t \leq \tau_{ж}$  основными закономерностями, определяющими деформирование слоя вязкой деформируемой среды являются:

- основные особенности гидродинамического течения ньютоновской жидкости, моделирующей вязкую, среду сохраняются и изменение особенностей течения обусловлено возрастанием влияния сил поверхностного

натяжения и релаксацией  $P_T$ ;

- значение толщины пленки, определяющей границу возникновения вихревого движения, смещается в об-

ласть толщин  $d < \frac{1,2}{k}$ ;

- по мере спада  $P_T$  определяющим становится движение, зависящее от капиллярных сил, что приводит к постепенному исчезновению вихревого движения в

области  $d > \frac{1,2}{k}$ ;

- значение пространственной частоты при которой передаточная характеристика достигает максимума, уменьшается;

- при наличии внешней силы  $P_T$ , не зависящей от времени, существует ограниченный снизу бесконечный диапазон времен, в котором энергия скрытого изобращения полностью расходуется на поддержание стационарного циркуляционного движения жидкости. В этом случае циркуляционное движение распространяется на всю толщину слоя, а рост рельефа прекращается.

## Литература

1. Суздалев И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов.- М.: КомКнига, 2006. – 592 с.
2. Paull J., Lyons K. // J. of Organic Systems. - 2008.- 3, № 1. – P. 3-22.
3. Влайков Г.Г., Барабаш М.Ю., Заболотный М.А. та ін. Формування наноструктур темплантним синтезом – К.: ІМФ НАНУ, 2010. – 230 с.
4. Кобаяси Наоя Введение в нанотехнологии. – 2-е изд. – М.: БИНОМ. Лаб. Знаний, 2008. - 134 с.
5. Girard C., Joachim C., Gauthier S. // Rep. Prog. Phys. - 2000.- Vol. 63. – P. 893–938.
6. Заболотный М.А., Барабаш Ю.М., Гринько Д.А., Барабаш М.Ю., Куліш Н.П., Прилуцький Ю.І. Електрогафічний метод створення двовимірної надгратки з упорядкованих нанокластерів на поверхні фотопровідного шару, патент №55127, від 10.12.2010.
7. Баженов М.Ю., Барабаш Ю.М., Заболотный М.А., Сологуб В.С. Способ регистрации оптической информации на пленках полимерных полупроводников, Авт.Св. СССР №1529976 от 15.09.1989 г.
8. Zabolotny M.A., Kulish N.P., Barabash Yu.M., Grynyko D.A., Dmytrenko O.P., Kobus E.S., Dovbeshko G.I., Fesenko O.M., Piryatinsky Yu.P. // Physics of the Solid State. - 2010.- 52, № 4. – P. 826–830.
9. Гуцко Ю.П. Фазовая рельефография. – М.: Энергия, 1974. – 173 с.
10. Заболотный М.А., Барабаш М.Ю., Гринько Д.О., Мартинчук Е.Л., Дмитренко О.П., Куліш М.П. // Полімер. журн. - 2011. – 33, № 4. - С. 361-369.

Поступила в редакцию 6 марта 2012 г.

## **Фізичні процеси в електростатичних планарних темплатах, які формуються тангенційними силами**

*М.А. Заболотний<sup>1</sup>, М.Ю. Барабаш<sup>2</sup>, Д.О. Гринько<sup>3</sup>, Е.Л. Мартинчук<sup>2</sup>, О.П. Дмитренко<sup>1</sup>, М.П. Куліш<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Національний університет імені Тараса Шевченка

64, вул. Володимирська, Київ, 01033, Україна

<sup>2</sup>Технічний центр НАН України

13, вул. Покровська, Київ, 04070, Україна

<sup>3</sup>Інститут фізики напівпровідників НАН України

41, пр. Науки, Київ, 03028, Україна

*Розглянуто формування електричного та геометричного рельєфів темплату на термопластичній підкладинці. Досліджено динаміку розподілу електричного поля та тангенційних складових пондеромоторних сил у шарі попередньо рівномірно електрично зарядженого плаского фотопровідного шару під впливом просторового неоднорідного монохроматичного випромінення. Описано деформування вільної поверхні нагрітого до в'язкоплинного стану шару темплату під дією тангенційних сил, встановлені топологічні особливості траєкторій руху частинок деформованого середовища.*

**Ключові слова:** темплати, фотопровідний шар, пондеромоторні сили.

## **Physical process in electrostatic planar templates formed tangential intensity**

*M.A. Zabolotny<sup>1</sup>, M.Yu. Barabash<sup>2</sup>, D.O. Gryn'ko<sup>3</sup>, E.L. Martynchuk<sup>2</sup>, O.P. Dmytrenko<sup>1</sup>, M.P. Kulysh<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Taras Shevchenko National University of Kyiv

64, Volodymyrska str., Kyiv, 01601, Ukraine

<sup>2</sup>Technical Centre NAS of Ukraine

13, Pokrovskaya str., Kyiv, 04070, Ukraine

<sup>3</sup>V.E.Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine

41, Nauky av., Kyiv, 03028, Ukraine

*It was shown the forming of electric and geometrical template based on termoplastically substrate. The dynamics distribution of electric field and the tangential components of ponderomotive intensity in the layer of electrically charged uniformly advance photoconductivity surface under the influence of monochromatic spatially inhomogeneous radiation were investigated. It was described the deformation of free surface heated to yield-viscosity state template layer under the action of tangential intensity, topological features of path particles of the strain medium is established.*

**Key words:** templates, photoconductivity surface, ponderomotive intensity.