

## Влияние шероховатости поверхности твердой подложки на ее смачивание смектической *A*-структурой в нематической фазе жидкого кристалла

© Л.В. Миранцев, А.В. Захаров, В.Г. Корсаков\*

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,  
199178 Санкт-Петербург, Россия

\*Санкт-Петербургский государственный технологический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: miran@microm.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 17 апреля 1998 г.)

Теоретически исследовано влияние регулярного волнообразного микрорельефа на поверхности подложки на образование поверхностной смектической *A* (*SmA*)-структуры в нематическом жидком кристалле (НЖК) вблизи температуры фазового перехода второго рода нематик–смектик-*A*. В рамках модели Гинзбурга–Ландау получены зависимости величины параметра поверхностного смектического порядка и глубины проникновения поверхностной *SmA*-структуры в объем НЖК от амплитуды и периода микрорельефа подложки. Исследовано влияние шероховатости поверхности на ее смачивание *SmA*-структурой в нематической фазе ЖК. Показано, что смачивание шероховатой поверхности смектической фазой всегда является неполным. Также показано, что достаточно резкий микрорельеф на поверхности подложки может практически полностью подавить поверхностную *SmA*-структуру.

Известно, что поверхностные свойства жидких кристаллов (ЖК) значительно отличаются от их объемных свойств [1,2]. Взаимодействие молекул ЖК с ограничивающей поверхностью (свободная поверхность, поверхность твердой подложки) приводит к существенному изменению степени ориентационного упорядочения в поверхностном слое нематической фазы [3–8] и даже может индуцировать некоторый ориентационный порядок в приповерхностной области изотропной фазы ЖК [9–12]. Ограничивающая поверхность может также индуцировать в приграничной области нематического ЖК (НЖК), или даже в изотропной фазе мезогенов, слоистые смектические структуры. Другими словами, ограничивающие поверхности позиционно неупорядоченных жидкокристаллических фаз могут смачиваться смектической фазой, обладающей одномерным трансляционным порядком [13]. В настоящее время существование индуцированных поверхностью смектических структур в изотропной и нематической фазах ЖК — твердо установленный факт; они являются объектами интенсивного экспериментального [14–21] и теоретического [22–25] исследований.

Одной из важнейших проблем, возникающих при исследовании поверхностных смектических структур является влияние микрорельефа (шероховатости) поверхности твердой подложки на ее смачивание этими структурами. Дело в том, что только свободная поверхность ЖК может считаться идеально гладкой ограничивающей поверхностью. В подавляющем большинстве экспериментально реализуемых ситуаций поверхность твердой подложки всегда обладает некоторым микрорельефом. Кроме того, поверхностный рельеф различной геометрической формы может быть создан искусственно, например, напылением на поверхность твердой подложки тонких пленок различных окислов ( $\text{SiO}$ ,  $\text{GeO}$  и др.) [26],

а также фотолитографическим методом [27–29]. В [30] было показано, что достаточно сильная деформация поверхности твердой подложки приводит к понижению ориентационного порядка в поверхностном слое нематика. Очевидно, поверхностный микрорельеф, деформирующий близлежащие смектические слои, также должен иметь негативное влияние на образование поверхностной смектической структуры в ЖК, причем это влияние должно быть гораздо сильнее, чем в случае чистого нематика, поскольку энергия деформации смектических слоев значительно превышает энергию деформаций изгиба в НЖК [13]. Следует отметить, что подавляющее большинство экспериментальных данных по поверхностным смектическим структурам было получено с помощью измерений малоуглового отражения рентгеновских лучей от свободной поверхности ЖК. При этом вблизи фазовых переходов нематик–смектик-*A* (*N-SmA*) второго рода [14,15,17,18,20] глубина проникновения поверхностной смектической структуры в объем НЖК достигала макроскопической величины ( $\sim 0.1 \mu\text{m}$ ), что говорит о полном смачивании свободной поверхности НЖК смектической *A*-фазой. В окрестности фазовых переходов изотропная фаза–смектик-*A* (*I-SmA*) первого рода [19,20] эта глубина не превышала толщины нескольких смектических слоев ( $\sim 100 \text{ \AA}$ ), что говорит о частичном или неполном смачивании *SmA*-фазой свободной поверхности изотропной фазы ЖК. Что касается границы раздела нематическая (изотропная) фаза ЖК–твердая подложка, то число экспериментов, демонстрирующих ее смачивание поверхностной смектической структурой [16,21], значительно меньше числа аналогичных экспериментов для свободной поверхности ЖК. Этот факт особо отмечается в обзоре по поверхностным эффектам в ЖК [2]. Там же высказано предположение, что такое “квазиотсутствие” экспе-

риментально выявленных поверхностных смектических структур вблизи границы раздела ЖК–твердая подложка может быть связано с шероховатостью ее поверхности. Однако в настоящее время влияние микрорельефа поверхности твердой подложки на индуцированные ею смектические структуры в ЖК подробно не изучено, и в теоретических работах по поверхностным смектическим структурам [22–25] рассмотрен только случай идеально гладкой ограничивающей поверхности. Следствием этого является отсутствие каких-либо оценок качества обработки поверхности твердой подложки, необходимого для ее смачивания поверхностной смектической структурой при температуре выше точки появления SmA-фазы в объеме ЖК.

В настоящей работе предлагается теоретическое описание индуцированной поверхностью твердой подложки с регулярным микрорельефом SmA-структуры в НЖК в окрестности точки фазового перехода  $N$ –SmA второго рода. Для простоты микрорельеф представлен в виде одномерной гармонической функции с периодом много большим атомного масштаба. Получены зависимости величины параметра поверхностного смектического порядка и глубины проникновения поверхностей SmA-структуры в объем НЖК от амплитуды и периода микрорельефа подложки. Исследовано влияние шероховатости поверхности подложки на ее смачивание SmA-структурой в нематической фазе ЖК. Показано, что смачивание шероховатой поверхности SmA-фазой всегда является неполным. Также показано, что существование достаточно резкого микрорельефа на поверхности подложки может привести к практически полному подавлению поверхностной SmA-структуры.

## 1. Основные уравнения модели

Рассмотрим слой НЖК, находящийся в контакте с поверхностью твердой подложки с волнообразным микрорельефом, описываемым одномерной гармонической функцией

$$U_0(x) = U_0 \cos((2\pi/d)x), \quad (1)$$

где  $U_0$  — амплитуда, а  $d$  — период волнообразного микрорельефа. Предположим, что слой НЖК ориентирован гомеотропно (директор  $\mathbf{n}$  в объеме образца параллелен оси  $z$  перпендикулярной поверхности подложки). Также предположим, что мы находимся в окрестности точки фазового перехода второго рода  $N$ –SmA (температура НЖК чуть выше температуры перехода) и в рассматриваемом образце существует однородное ориентационное упорядочение, близкое к идеальному (параметр ориентационного порядка  $S$  не зависит от координат и равен 1, т.е. длинные оси всех молекул ориентированы параллельно директору  $\mathbf{n}$ ). Последнее допущение является достаточно разумным, так как в большинстве ЖК фазовые переходы  $N$ –SmA второго рода происходят довольно далеко от точки просветления, и в нематике успевает установиться почти идеальный ориентационный порядок ( $S \approx 1$ ).

Предположим, что благодаря взаимодействию молекул НЖК с поверхностью вблизи поверхности индуцируется трансляционно-упорядоченная слоистая SmA-фаза с периодом равным длине молекулы  $l$  (для простоты считаем поверхностную смектическую структуру монослойной классической SmA-фазой). Если бы поверхность подложки была идеальной гладкой, то молекулы внутри смектических слоев были бы строго перпендикулярны поверхности, а сами слои — параллельны ей. Если предположить, что молекулы в первом приповерхностном слое жестко сцеплены с поверхностью, то этот слой искажается в такт волнообразной деформации подложки и эта деформация за счет малой поперечной сжимаемости смектических слоев передается по цепочке соседним слоям, постепенно затухая вглубь образца. Очевидно, что такая деформация приповерхностной смектической фазы должна влиять на степень ее трансляционного упорядочения, т.е. на величину параметра смектического порядка. С другой стороны, глубина распространения индуцированной поверхностью подложки деформации вглубь слоя ЖК зависит от модуля сжатия  $B$  приповерхностных смектических слоев, который определяется их трансляционным упорядочением [31]. Таким образом, для полного описания состояния приповерхностной области НЖК необходимо определить профиль смектического параметра порядка при заданной деформации поверхности, а также описать распространение порожденной поверхностью волнообразной деформации  $U(x, z)$ , индуцированной вглубь нематического образца с учетом существования приповерхностной SmA-структуры.

Для решения поставленной задачи необходимо знать выражение для плотности свободной энергии в деформированном приповерхностном слое ЖК. Очевидно, что это выражение должно содержать два вклада. Первый вклад — это плотность свободной энергии Озеена–Франка в деформированном НЖК, связанной с градиентами директора [13,31]

$$f_N = (K_1/2)(\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + (K_2/2)(\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + (K_3/2)(\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2, \quad (2)$$

где  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$  — модули упругости Франка для деформаций поперечного изгиба, кручения и продольного изгиба соответственно. Если предположить, что волнообразное искривление поверхности подложки является достаточно слабым ( $(2\pi/d)U_0 \ll 1$ ), то компоненты директора  $\mathbf{n}$  связаны со смещением смектических слоев  $U(x, z)$  следующими соотношениями:

$$n_x \approx -\partial U / \partial x, \quad n_y = 0, \quad n_z \approx 1. \quad (3)$$

Подставляя эти соотношения в (2), нетрудно получить

$$f_N \approx (K_1/2)(\partial^2 U / \partial x^2)^2 + (K_3/2)(\partial^2 U / \partial x \partial z)^2. \quad (4)$$

Вторым вкладом в плотность свободной энергии в рассматриваемом приповерхностном слое является плотность свободной энергии индуцированной поверхностью и деформированной благодаря ее микрорельефу

SmA-фазы. Если  $\sigma(z)$  — параметр смектического порядка, а  $U(x, z)$  — смещение смектических слоев за счет регулярного микрорельефа поверхности, то индуцированная этой поверхностью SmA-фаза в окрестности точки перехода второго рода  $N$ -SmA описывается волной микроплотности [31]

$$\rho(x, z) = \rho_0 \left[ 1 + \sigma(z) \cos(2\pi(z - U(x, z))/l) \right], \quad (5)$$

где  $\rho_0$  — средняя плотность молекул в ЖК. При этом плотность свободной энергии такой SmA-структуры определяется следующим выражением типа Гинзбурга-Ландау:

$$f_{\text{SmA}} = (A/2)\sigma^2 + (C/4)\sigma^4 + (L/2)(d\sigma/dz)^2 + (B/2)(\partial U/\partial z)^2, \quad (6)$$

где  $A = \alpha(T - T_{NA})$ ,  $\alpha$  — константа,  $T$  — температура системы,  $T_{NA}$  — температура перехода второго рода  $N$ -SmA,  $C$  — константа,  $L$  — упругая постоянная, определяющая в рамках теории среднего поля продольную корреляционную длину  $\xi$  флуктуаций смектического порядка в нематической фазе в окрестности точки перехода второго рода  $N$ -SmA, как [31]

$$\xi = (L/A)^{1/2}. \quad (7)$$

Первые три члена выражения (6) описывают плотность свободной энергии недеформированной SmA-структуры, индуцированной абсолютно гладкой поверхностью, а четвертый член определяет вклад в плотность свободной энергии поверхностного слоя ЖК за счет деформации смектических слоев. Согласно [31], модуль сжатия смектических слоев  $B$  пропорционален квадрату параметра смектического порядка  $\sigma$ , и может быть записан как

$$B = B_0\sigma^2, \quad (8)$$

причем упругая постоянная  $B_0$  связана с упругой постоянной  $L$  соотношением  $B_0 = L(2\pi/l)^2$ . Складывая (4) и (6) и учитывая соотношение (8), получим следующее выражение для плотности свободной энергии слоя ЖК вблизи деформированной поверхности подложки:

$$f = f_N + f_{\text{SmA}} = (K_1/2)(\partial^2 U/\partial x^2)^2 + (K_3/2)(\partial^2 U/\partial x \partial z)^2 + (A/2)\sigma^2 + (C/4)\sigma^4 + (L/2)(d\sigma/dz)^2 + (B_0/2)\sigma^2(\partial U/\partial z)^2. \quad (9)$$

Чтобы получить полную свободную энергию приповерхностной области НЖК, необходимо проинтегрировать выражение (9) по полупространству над поверхностью подложки и добавить к полученному результату энергию прямого взаимодействия молекул ЖК с подложкой. Если для простоты предположить, что это взаимодействие сводится к короткодействующим силам притяжения, то соответствующий потенциал для поверхности

подложки с микрорельефом  $U_0(x)$  можно представить в виде

$$G(z) = -G_0\delta(z - U_0(x)), \quad (10)$$

где  $G_0$  — константа взаимодействия молекул ЖК с подложкой. Тогда энергия прямого взаимодействия молекул ЖК с подложкой, приходящаяся на единицу площади ее поверхности, оказывается равной

$$F_s = \int_0^\infty G(z)\rho(x, z)dz = -G_0\rho_0 - G_0\rho_0\sigma_0, \quad (11)$$

где  $\sigma_0$  — значение параметра смектического порядка у поверхности подложки. Окончательно полную свободную энергию приповерхностного слоя ЖК, приходящуюся на единицу поверхности подложки, можно представить в виде

$$F = \int_0^\infty \bar{f}(z)dz - G_0\rho_0 - G_0\rho_0\sigma_0, \quad (12)$$

где  $\bar{f}(z)$  — плотность свободной энергии (9) приповерхностного слоя ЖК после усреднения в плоскости  $(XY)$ . Если мы будем искать зависимость смещения смектических слоев от координат  $U(x, z)$  в виде

$$U(x, z) = U(z) \cos((2\pi/d)x), \quad (13)$$

$$U(z)|_{z=0} = U_0,$$

то в результате такого усреднения получим следующее выражение для  $\bar{f}(z)$ :

$$\begin{aligned} \bar{f} = & (A/2)\sigma^2 + (C/4)\sigma^4 + (L/2)(d\sigma/dz)^2 \\ & + (B_0/4)\sigma^4(dU/dz)^2 + (K_1/4)(2\pi/d)^4 U^2 \\ & + (K_3/4)(2\pi/d)^2(dU/dz)^2. \end{aligned} \quad (14)$$

После подстановки выражения (14) в (12) мы должны минимизировать функционал свободной энергии (12) по переменным  $\sigma(z)$ ,  $U(z)$  и  $\sigma_0$ . Стандартная процедура минимизации приводит нас к уравнениям Эйлера-Лагранжа

$$L(d^2\sigma/dz^2) - A\sigma - C\sigma^3 - (B_0/2)\sigma(dU/dz)^2 = 0, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left( (B_0/2)\sigma^2(dU/dz) \right) + (K_3/2)(2\pi/d)^2(d^2U/dz^2) \\ - (K_1/2)(2\pi/d)^4 U = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

и граничному условию

$$\left. \frac{\partial \bar{f}}{\partial(\partial\sigma/\partial z)} \right|_{z=0} = -G_0\rho_0. \quad (17)$$

Совместное решение уравнений (15) и (16) вместе с граничным условием (17) и условием полного затухания в объеме образца как смектического упорядочения, так и индуцированных поверхностью подложки деформаций

( $\sigma \rightarrow 0$ ,  $d\sigma/dz \rightarrow 0$ ,  $U \rightarrow 0$ ,  $dU/dz \rightarrow 0$  при  $z \rightarrow \infty$ ) определяет профиль параметра смектического порядка и распространение деформаций в глубь неоднородного слоя ЖК с поверхностной SmA-структурой. Эти уравнения являются нелинейными дифференциальными уравнениями второго порядка с перекрестными членами и их точное решение можно получить только численно. Попытаемся получить приближенное решение уравнений (15) и (16). При этом можно воспользоваться следующими соображениями. Даже в случае идеально гладкой поверхности индуцированный ею смектический порядок затухает в объеме НЖК на расстоянии порядка продольной корреляционной длины  $\xi$  [17]. Согласно экспериментальным данным [32], при температуре примерно на 0.1 К выше точки перехода  $N$ -SmA второго рода  $\xi \sim 0.1 \mu\text{м}$ . С другой стороны, если переход волнообразного микрорельефа на поверхности подложки  $d \sim 1 \mu\text{м}$ , то глубина распространения индуцированных этим микрорельефом деформаций даже в чистом НЖК (без учета приповерхностной смектической структуры) должна быть  $\sim d \sim 1 \mu\text{м}$  [13], т.е. на порядок больше  $\xi$ . Следовательно, вполне разумно предположить, что параметр смектического порядка  $\sigma(z)$  является быстро затухающей функцией от расстояния  $z$  до поверхности подложки по сравнению с  $U(z)$ . Тогда в третьем члене уравнения (16)  $U$  можно считать постоянной величиной и приближенно приравнять ее  $U_0$ . Затем можно проинтегрировать полученное таким образом приближенное уравнение на любом отрезке  $z_2 - z_1$  в пределах области существования SmA-фазы. В результате такого интегрирования получаем

$$\left[ B_0 \sigma^2(z_1) + K_3 (2\pi/d)^2 \right] (dU/dz_1) \approx \left[ B_0 \sigma^2(z_2) + K_3 (2\pi/d)^2 \right] (dU/dz_2) - K_1 (2\pi/d)^4 U_0 (z_2 - z_1). \quad (18)$$

Если в качестве  $z_2$  взять точку, в которой поверхностное смектическое упорядочение можно считать в значительной степени затухшим ( $\sigma(z_2) \approx 0$ ), то  $dU/dz_2$  можно определить из соотношения

$$dU/dz_2 = -(K_1/K_3)^{1/2} (2\pi/d) U, \quad (19)$$

описывающего затухание волнообразной деформации в гомеотропно ориентированном НЖК [13]. Отсюда следует, что

$$\left[ B_0 \sigma^2(z_1) + K_3 (2\pi/d)^2 \right] (dU/dz_1) \approx -(K_1 K_3)^{1/2} \times (2\pi/d)^3 U_0 - K_1 (2\pi/d)^4 U_0 (z_2 - z_1). \quad (20)$$

При этом отношение второго члена в правой части уравнения (20) к первому члену равно  $(K_1/K_3)^{1/2} \times [2\pi(z_2 - z_1)/d]$ . Поскольку глубина распространения поверхностного смектического порядка в объеме НЖК на порядок меньше периода  $d$ , и вблизи точки фазового перехода второго рода  $N$ -SmA-модуль продольного изгиба

нематика  $K_3$  значительно больше модуля поперечного изгиба  $K_1$  [13,31], то величина этого отношения должна быть много меньше единицы. Тогда второй член в правой части уравнения может быть опущен и мы получаем

$$(dU/dz) \approx -\frac{(K_1/K_3)^{1/2} (2\pi/d)^3 U_0}{[B_0 \sigma^2(z) + K_3 (2\pi/d)^2]}. \quad (21)$$

Подставив полученное приближенное выражение для  $(dU/dz)$  в уравнение (15), можем проинтегрировать его один раз. Если при этом воспользоваться условием полного затухания приповерхностной смектической структуры в объеме НЖК, то получится следующее решение:

$$(d\sigma/dz) \approx -\sqrt{W(\sigma, U_0, d)}, \quad (22)$$

где

$$W(\sigma, U_0, d) = \xi^{-2} \sigma^2 + C^* \sigma^4 + (K_1/2L) (2\pi/d)^4 U_0^2 \times \left\{ 1 - [(B_0/K_3)(d/2\pi)^2 \sigma^2 + 1]^{-1} \right\}, \quad (23)$$

и  $C^* = C/2L$ . Из (22) непосредственно следует уравнение

$$z = \int_{\sigma(z)}^{\sigma_0} \frac{d\sigma}{\sqrt{W(\sigma, U_0, d)}}, \quad (24)$$

определяющее профиль параметра смектического порядка  $\sigma(z)$ . При этом величина параметра смектического порядка у поверхности подложки  $\sigma_0$  может быть найдена из комбинации уравнения (22) с граничным условием (17). Учитывая, что

$$\left. \frac{\partial \bar{f}}{\partial(\sigma/\partial z)} \right|_{z=0} = L \left. \frac{d\sigma}{dz} \right|_{z=0}, \quad (25)$$

нетрудно получить алгебраическое уравнение

$$W(\sigma_0, U_0, d) = (G_0 \rho_0 / L)^2, \quad (26)$$

определяющее величину  $\sigma_0$ .

Поскольку нас интересует влияние микрорельефа на поверхности твердой подложки на ее смачивание поверхностной SmA-структурой при температуре выше точки появления SmA-фазы в объеме ЖК, необходимо определить коэффициент адсорбции  $\Gamma$  SmA-структуры для такой поверхности. Согласно [2], этот коэффициент равен

$$\Gamma = \int_0^\infty \sigma(z) dz. \quad (27)$$

Если  $\Gamma = 0$ , то поверхность подложки не смачивается SmA-фазой. Если  $\Gamma \neq 0$ , но остается конечной величиной при  $T \rightarrow T_{NA}$ , то имеет место неполное смачивание. Наконец, если при  $T \rightarrow T_{NA}$   $\Gamma \rightarrow \infty$ , то можно говорить о полном смачивании поверхности подложки SmA-структурой выше температуры появления

SmA-фазы в объеме ЖК. Нетрудно видеть, что с учетом (22) уравнение (27) может быть приведено к виду

$$\Gamma = \int_0^{\sigma_0} \frac{\sigma d\sigma}{\sqrt{W(\sigma, U_0, d)}}, \quad (28)$$

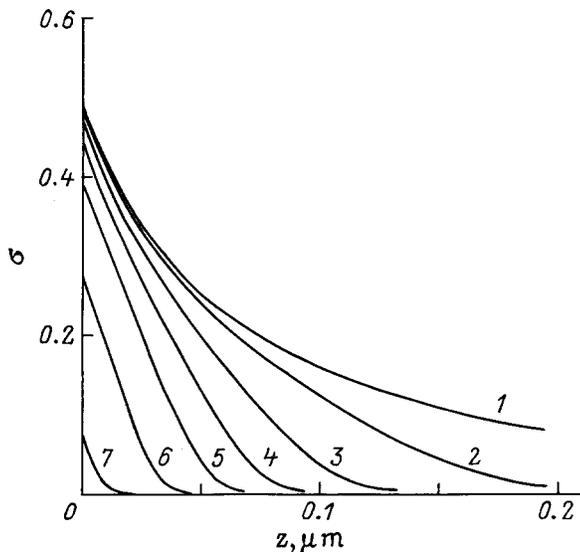
более удобному для проведения численных расчетов.

## 2. Результаты численных расчетов и их обсуждение

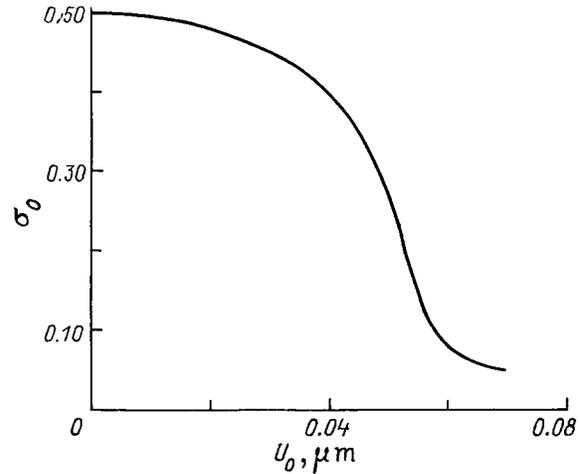
Полученные соотношения позволяют определить профили для параметра порядка, описывающего SmA-структуру, индуцированную в нематическом ЖК поверхностью твердой подложки с волнообразным микрорельефом в окрестности точки фазового перехода второго рода  $N$ -SmA. Эти профили, полученные при нескольких значениях амплитуды микрорельефа  $U_0$  с фиксированным периодом  $d = 1 \mu\text{m}$ , приведены на рис. 1. При этом были использованы следующие значения необходимых параметров:  $(T - T_{NA})/T_{NA} = 10^{-4}$ ;  $T_{NA} \approx 307 \text{ K}$ ;  $\xi = 0.16 \mu\text{m}$ ;  $K_1 = 10^{-6} \text{ дин}$ ;  $l = 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}$  (данные для ЖК 8 СВ из [32]);  $C^* \approx 1200$  [33]. Величина  $B_0$  определялась с помощью соотношения  $B_0/K_1 \approx 1/l^2$  [13,31]. Кроме того считалось, что модули упругости  $K_3$  и  $K_1$  относятся как

$$K_3/K_1 \approx 1 + (K_B T/6)(\pi \xi l^2 K_1), \quad (29)$$

где  $K_B$  — постоянная Больцмана. Это соотношение можно получить, используя результаты работы [34], в которой исследовалось влияние флуктуаций ближнего смектического порядка в объемной нематической фазе



**Рис. 1.** Профили параметра поверхностного смектического порядка при различных значениях амплитуды волнообразного микрорельефа на поверхности подложки.  $d = 1 \mu\text{m}$ .  $U_0 (\mu\text{m})$ : 1 — 0, 2 — 0.01, 3 — 0.02, 4 — 0.03, 5 — 0.04, 6 — 0.05, 7 — 0.06.



**Рис. 2.** Зависимость параметра смектического порядка у поверхности подложки от амплитуды волнообразного микрорельефа поверхности.  $d = 1 \mu\text{m}$ .

на модуль продольного изгиба НЖК  $K_3$  вблизи точки перехода  $N$ -SmA второго рода. Что касается значения параметра  $G_0 \rho_0 / L$ , то выбор его является довольно произвольным ввиду отсутствия сколько-нибудь подробной информации относительно прямого взаимодействия молекул ЖК с поверхностью подложки. Поэтому мы выбрали его таким образом, чтобы получить достаточно разумную величину, например,  $\sigma_0 = 0.5$  для параметра смектического порядка у поверхности абсолютно гладкой подложки ( $U_0 = 0$ ). Из рис. 1 видно, что присутствие волнообразного микрорельефа на поверхности подложки приводит к подавлению поверхностной SmA-структуры, причем, чем резче микрорельеф (больше амплитуда  $U_0$  при фиксированной величине периода  $d$ ), тем "слабее" оказывается поверхностная смектическая структура. При этом уменьшаются как абсолютная величина  $\sigma_0$  параметра смектического порядка у поверхности подложки (рис. 2), так и "глубина проникновения" смектического упорядочения в объем НЖК (в качестве такой глубины  $\xi_P$  берется расстояние до поверхности подложки, на котором величина параметра смектического порядка оказывается в  $e$  раз меньшей по сравнению с  $\sigma_0$ ). Из рис. 3 видно, что глубина  $\xi_P$  убывает с ростом  $U_0$  почти линейно.

Как уже отмечалось, смачиваемость границы раздела твердая подложка — НЖК SmA-структурой вблизи точки фазового перехода второго рода  $N$ -SmA определяется величиной коэффициента адсорбции  $\Gamma$ . На рис. 4 приведены температурные зависимости этого коэффициента, рассчитанные численно по формуле (28) при различных значениях амплитуды  $U_0$  волнообразного микрорельефа на поверхности подложки (период микрорельефа считался фиксированным и равным  $d = 1 \mu\text{m}$ ). Из рисунка видно, что в случае абсолютно гладкой поверхности подложки (кривая 1) при приближении к температуре  $T_{NA}$  фазового перехода в объеме ЖК температурная зависимость  $\Gamma$  асимптотически приближается к линейной

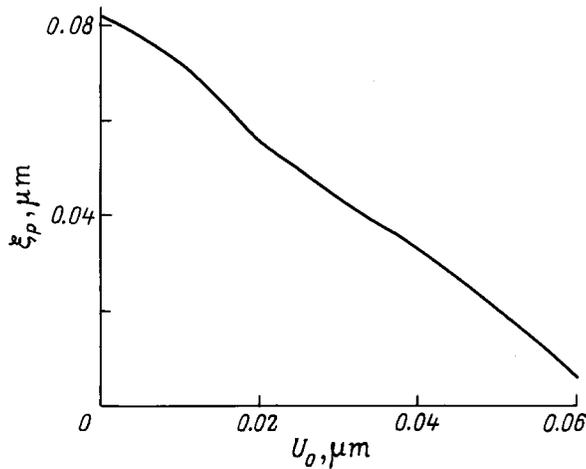


Рис. 3. Зависимость глубины проникновения поверхностного смектического порядка в объем НЖК от амплитуды микро рельефа поверхности.  $d = 1 \mu\text{m}$ .  $(T - T_{NA})/T_{NA} = 10^{-4}$ .

зависимости от  $-\ln((T - T_{NA})/T_{NA})$  (асимптота показана на рисунке штриховой линией). В справедливости этого результата нетрудно убедиться, поскольку при  $U_0 = 0$  интеграл (28) берется аналитически и при  $T \rightarrow +T_{NA}$  можно получить следующее асимптотическое соотношение:

$$\Gamma = (1/2)C^{*-1/2} \ln(4G_0\rho_0C^{*-1/2}A^{-1}). \quad (30)$$

Поскольку  $A = \alpha(T - T_{NA})$ , то при  $T \rightarrow +T_{NA}$   $\Gamma \sim \ln((T - T_{NA})/T_{NA}) \rightarrow \infty$ . Следовательно, поверхностная SmA-структура должна полностью смачивать абсолютно гладкую твердую подложку вблизи температуры перехода  $N$ -SmA второго рода. Однако из рис. 4 следует, что существование даже очень "мелкого" микро рельефа на поверхности подложки приводит к существенному отклонению от асимптотической зависимости (30). Легко видеть, что при наличии сколь угодно слабой деформации поверхности, зависимость  $\Gamma$  от  $\ln((T - T_{NA})/T_{NA})$  выходит на насыщение и коэффициент адсорбции поверхностной SmA-структуры должен оставаться конечным при любом приближении к точке фазового перехода  $N$ -SmA. Другими словами, смачивание шероховатой поверхности подложки SmA-структурой выше температуры появления SmA-фазы в объеме ЖК всегда является неполным. Из рис. 4 также видно, что чем больше амплитуда  $U_0$  поверхностного микро рельефа, тем быстрее температурная зависимость коэффициента адсорбции выходит на насыщение и тем меньше абсолютная величина  $\Gamma$ . На рис. 5 показана зависимость величины коэффициента адсорбции от амплитуды микро рельефа  $U_0$  при фиксированной температуре чуть большей температуры перехода  $N$ -SmA в объеме ЖК ( $(T - T_{NA})/T_{NA} = 1.1 \cdot 10^{-4}$ ) и при фиксированном значении периода ( $d = 1 \mu\text{m}$ ). Видно, что при  $U_0 \approx 0.06 \mu\text{m}$  величина  $\Gamma$  практически равна нулю. Следовательно, поверхность твердой подложки с достаточно резким микро рельефом может вообще не смачиваться SmA-фазой вплоть до ее появления в объеме ЖК.

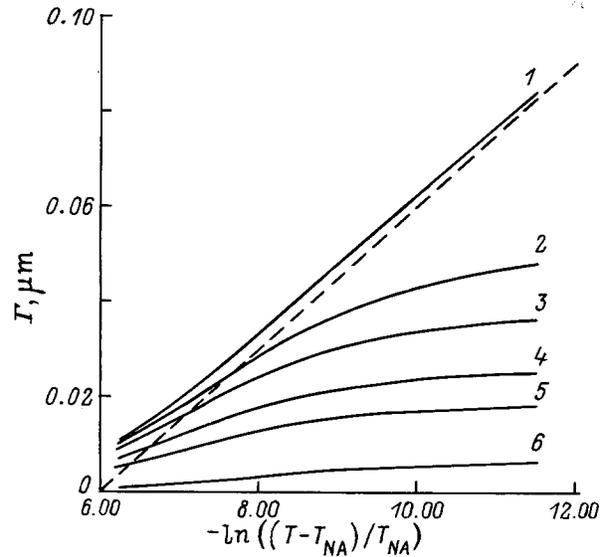


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициента адсорбции SmA-структуры на границе раздела твердая подложка-НЖК при различных значениях амплитуды волнообразного микро рельефа на поверхности подложки.  $d = 1 \mu\text{m}$ .  $U_0(\mu\text{m})$ : 1 — 0, 2 — 0.005, 3 — 0.01, 4 — 0.02, 5 — 0.03, 6 — 0.05.

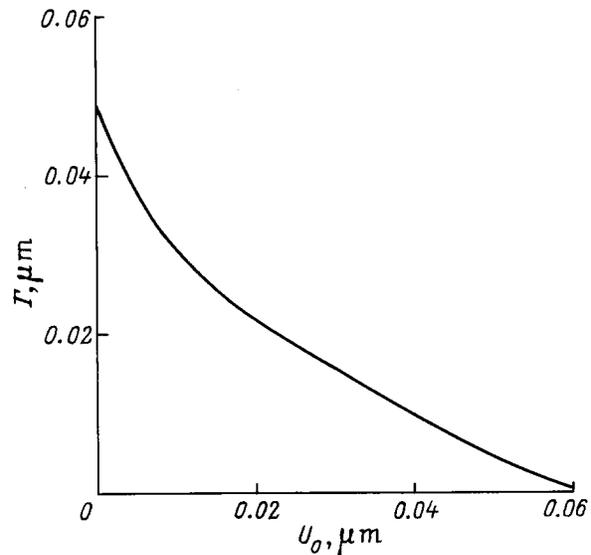


Рис. 5. Зависимость коэффициента адсорбции  $\Gamma$  от амплитуды микро рельефа поверхности.  $d = 1 \mu\text{m}$ .  $(T - T_{NA})/T_{NA} = 1.1 \cdot 10^{-4}$ .

сти подложек, необходимому для наблюдения поверхностной смектической структуры в нематической фазе ЖК. Так, например, из приведенных на рис. 1 и 5 данных следует, что если на поверхности подложки в результате недостаточно тщательной полировки остался периодический микрорельеф с амплитудой  $U_0 \sim 0.05\text{--}0.06 \mu\text{m}$  и периодом  $d \sim 1 \mu\text{m}$  (при этом его форма может быть и не волнообразной), то вблизи такой поверхности вряд ли можно будет наблюдать поверхностную SmA-структуру в нематике при температуре превышающей точку перехода  $N\text{--}SmA$ . Жесткость подобных требований к качеству поверхности подложки может быть проиллюстрирована следующим образом. В [30] теоретически исследовано влияние волнообразного рельефа на поверхности подложки на степень ориентационного упорядочения НЖК вблизи этой поверхности. Показано, что индуцированные таким микрорельефом ориентационные искажения в нематике приводят к существенному уменьшению параметра ориентационного порядка если выполняется условие  $U_0(2\pi/d)^2\xi_N \sim 1$ , где  $\xi_N$  — корреляционная длина флуктуаций нематического порядка в окрестности фазового перехода  $I\text{--}N$ . Считая, как и в [30],  $\xi_N \sim 0.01 \mu\text{m}$ , и приравнявая период микрорельефа  $d = 1 \mu\text{m}$ , получаем, что для существенного уменьшения параметра ориентационного порядка амплитуда микрорельефа  $U_0$  должна быть  $\sim 2.5 \mu\text{m}$ , что примерно в 40–50 раз больше величины амплитуды, достаточной для почти полного подавления поверхностного смектического порядка в нематической фазе. Другими словами, ориентационный порядок должен быть совершенно нечувствительным к микрорельефу на поверхности подложки, полностью подавляющему поверхностное смектическое упорядочение. Следовательно, качество поверхности подложки, необходимое для существования поверхностной смектической структуры в нематической фазе, должно быть как минимум на порядок выше качества поверхности, требуемого для неразрушения ориентационного порядка. Это связано с тем, что индуцированная микрорельефом деформация смектических слоев приводит к гораздо большим энергетическим затратам, чем ориентационные искажения в нематической фазе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда естественных наук (грант № 97-9.3-37).

## Список литературы

- [1] Л.М. Блинов, Е.И. Кац, А.А. Сонин. УФН **152**, 3, 449 (1987).
- [2] B. Jerome. Rep. Prog. Phys. **54**, 3, 391 (1991).
- [3] H. Mada, S. Kobayashi. Appl. Phys. Lett. **35**, 1, 4 (1979).
- [4] H. Mada, S. Kobayashi. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **66**, 1, 57 (1981).
- [5] H.A. van Sprang. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **97**, 1, 255 (1983).
- [6] И.А. Клейман, И.Е. Томашевский. Кристаллография **29**, 6, 1214 (1984).
- [7] J.P. Nicholson. J. Phys. (France) **49**, 12, 2111 (1988).
- [8] W. Chen, L.J. Martinez-Miranda, H. Hsiung, Y.R. Shen. Phys. Rev. Lett. **62**, 16, 1860 (1989).
- [9] K. Miyano. J. Chem. Phys. **71**, 10, 4108 (1979).
- [10] J.C. Tarczon, K. Miyano. J. Chem. Phys. **73**, 4, 1994 (1980).
- [11] H. Yokoyama, S. Kobayashi, H. Kamei. Appl. Phys. Lett. **41**, 5, 438 (1982).
- [12] D. Beaglehole. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **89**, 2, 319 (1982).
- [13] П. Де Жен. Физика жидких кристаллов. Мир, М. (1977). 400 с.
- [14] J. Als-Nielsen, F. Chrstensen, P.S. Pershan. Phys. Rev. Lett. **48**, 16, 1107 (1982).
- [15] P.S. Pershan, J. Als-Nielsen. Phys. Rev. Lett. **52**, 9, 759 (1984).
- [16] C. Rosenblatt. Phys. Rev. Lett. **53**, 8, 791 (1984).
- [17] J. Als-Nielsen. Physica **A140**, 2, 376 (1986).
- [18] P.S. Pershan, A. Braslau, A.H. Weiss, J. Als-Nielsen. Phys. Rev. **A35**, 11, 4800 (1987).
- [19] B.M. Ocko, A. Braslau, P.S. Pershan, J. Als-Nielsen, M. Deutsch. Phys. Rev. Lett. **57**, 1, 94 (1986).
- [20] P.S. Pershan. J. Phys. (France) **50**, Coll. 7, 1 (1989).
- [21] B.M. Ocko. Phys. Rev. Lett. **64**, 18, 2160 (1990).
- [22] J.V. Selinger, D.R. Nelson. Phys. Rev. **A37**, 5, 1736 (1988).
- [23] Z. Pawlowska, G.F. Kventsel, T.J. Sluckin. Phys. Rev. **A38**, 10, 5342 (1988).
- [24] L. Mederos, D.E. Sullivan. Phys. Rev. **A46**, 12, 7700 (1992).
- [25] A.M. Somoza, L. Mederos, D.E. Sullivan. Phys. Rev. Lett. **72**, 23, 3674 (1994).
- [26] Ж. Коньяр. Ориентация нематических жидких кристаллов и их смесей. Изд-во Белорус. ун-га, Минск (1986). С. 101.
- [27] H.V. Kanel, J.D. Leister, J. Melngalis, H.I. Smith. Phys. Rev. **A24**, 5, 2713 (1981).
- [28] G. Barbero. Nuovo Cimento Lett. **29**, 17, 553 (1980).
- [29] A. Suimura, T. Kawamura. Jap. J. Appl. Phys. **23**, 2, 137 (1984).
- [30] G. Barbero, G. Durand. J. Phys. (France) II **1**, 6, 651 (1991).
- [31] С. Чандрасекар. Жидкие кристаллы. Мир, М. (1980). 344 с.
- [32] J.D. Litster, J. Als-Nielsen, R.J. Birgeneau, S.S. Dana, D. Davidov, F. Garsia-Golding, M. Kaplan, C.R. Safinya, R. Schaetzling. J. Phys. (France) **40**, Coll. 3, 339 (1979).
- [33] I. Lelidis, G. Durand. Phys. Rev. Lett. **73**, 5, 672 (1994).
- [34] P.G. De Gennes. Solid State Comm. **10**, 9, 753 (1972).