

- [10] Кобелев Ю. А., Островский Л. А., Сутин А. М. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 7. С. 423—425.
 [11] Максимов А. О. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 185—189.
 [12] Заболотская Е. А. // Тр. ИОФАН. 1989. Т. 18. С. 121—155.

Белорусский государственный университет им. В. И. Ленина
 Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова АН БССР
 Минск

Поступило в Редакцию
 17 марта 1990 г.

03

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991

© 1991 г.

ВРЕМЕНА ВКЛЮЧЕНИЯ ЭФФЕКТА ФРЕДЕРИКСА В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

Ю. В. Бочаров, А. Д. Вужва

В [1] был описан нелинейный режим течения нематического жидкого кристалла (НЖК) в окрестности порога перехода Фредерикса. В настоящей работе исследуются переходные процессы, свойственные этому режиму. Экспериментальная методика аналогична использованной в [1]. Электрическое напряжение с генератора звуковой частоты (50 Гц) подавалось

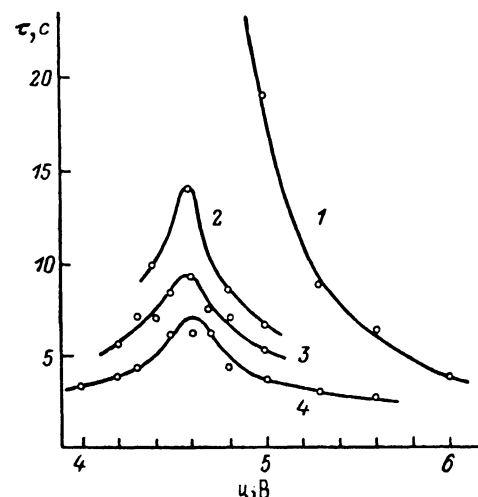


Рис. 1. Зависимость времени включения эффекта Фредерикса от напряжения.

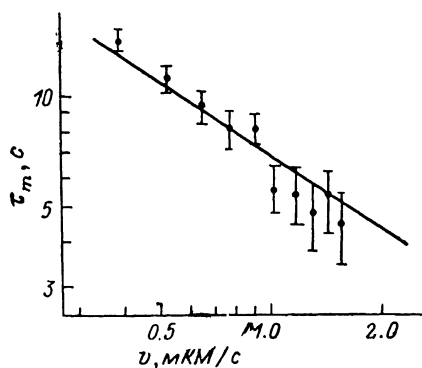


Рис. 2. Зависимость максимальных значений времен включения от скорости потока.

на слой НЖК марки Н-8 гомеотропной ориентации толщиной 50 мкм. Измерение оптической прозрачности слоя проводилось в монохроматическом свете (He—Ne лазер, $\lambda = 0.63$ мкм). Порог перехода Фредерикса $u_0 = 4.60$ В. Сигнал с приемного фотодиода регистрировался запоминающим осциллографом. Зависимость времени включения эффекта Фредерикса τ от величины подаваемого напряжения u представлена на рис. 1. Разным кривым соответствуют следующие величины скоростей одной из подложек, между которыми располагался слой НЖК: 1 — $v = 0$, 2 — 0.4, 3 — 0.65, 4 — 1.22 мкм·с⁻¹.

Увеличение скорости потока приводит к снижению величины времени включения. Зависимость максимальных значений времен включения, которые соответствуют порогу перехода Фредерикса, τ_m от скорости v представлена на рис. 2 ($\tau_m \sim v^{-0.7}$).

Уравнение для малых углов отклонения директора $\theta \ll 1$ имеет вид

$$\frac{\gamma}{K} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + k_E^2 \left(\theta - \frac{2}{3} \theta^3 \right) - k_0^2 (\Phi - \Phi \theta^2), \quad (1)$$

$$\gamma = \gamma_1 - \frac{2\alpha_2^2}{\alpha_4 + \alpha_5 - \alpha_2},$$

$$k_E^2 = \frac{|\epsilon_a| \cdot E^2}{4\pi K}, \quad k_0 = \frac{\pi}{h}, \quad \Phi = \frac{v h \alpha_2}{\pi^2 K},$$

ϵ_a — анизотропия диэлектрической проницаемости; E — напряженность электрического поля; $\gamma, \gamma_1, \alpha_i$ — коэффициенты вязкости; $K = K_3$ — упругий модуль; h — толщина слоя НЖК; ось z направлена по нормали к слою.

Для граничных условий $\theta(0) = \theta(h) = 0$

$$\theta = \Phi \left(\frac{k_0}{k_E} \right)^2 \left(1 - \cos kz - \operatorname{tg} \frac{kh}{2} \sin kz \right). \quad (2)$$

Уравнение для волнового вектора искажения k имеет вид

$$\Delta k \left[\frac{\Delta E}{E_0} + \frac{\Delta k}{k_0} - \left(\frac{\Phi}{\pi} \right)^2 \left(\frac{k_0}{\Delta k} \right)^2 \right] = -\tau_0 \frac{\partial (\Delta k)}{\partial t}, \quad (3)$$

где $\Delta k = k_0 - k$, $\Delta E = E - E_0$, $\tau_0 = \frac{\gamma h^2}{\pi^2 K}$.

Используя (3), получим обычное значение времени включения выше перехода [2]

$$\tau = \frac{1}{2} \tau_0 \frac{E_0}{\Delta E} \quad (4)$$

и

$$\tau = \tau_0 \left| \frac{E_0}{\Delta E} \right| \quad (5)$$

ниже перехода.

При выполнении условия $|\Delta E/E_0| < (\Phi/\pi)^{2/3}$, когда реализуется описанный в [1] нелинейный режим,

$$\tau = \tau_m = \frac{1}{3} \tau_0 \left(\frac{\pi}{\Phi} \right)^{3/2}. \quad (6)$$

Эта формула хорошо описывает данные эксперимента (сплошная прямая на рис. 2).

Список литературы

- [1] Бочаров Ю. В., Вужева А. Д. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 16. С. 1460—1462.
 [2] Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 132 с.

Поступило в Редакцию
24 марта 1990 г.

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЧЕРЕЗ БРЭГГОВСКУЮ ОБЛАСТЬ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ХОЛЕСТЕРИКОМ

К. Е. Асатрян, Н. В. Табирян

Рассмотрим гранжановскую структуру ХЖК, на которую вдоль оси спирали (ось z) падает циркулярно поляризованная монохроматическая волна, причем она полностью отражается при выполнении условия Брэгга. Коэффициент пропускания ρ (отношение интенсивностей выходящей (I_t) и падающей (I_i) волн) зависит от взаимного расположения полосы селективного отражения (ПСО) и длины волны света λ_i . При фиксированной λ_i их взаимное