

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

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

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,

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

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. Табириян

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

расположение в свою очередь меняется вследствие воздействия световой волны на шаг ХЖК или на его средний показатель преломления (последний эффект может быть связан как с тепловым, так и с электронным поглощением). В настоящей работе для определенности рассмотрим тепловое воздействие волны на шаг ХЖК.

Интенсивность прошедшей через ХЖК волны I_i пропорциональна интенсивности волны внутри ячейки I' , которая в свою очередь связана с интенсивностью падающей волны I_0 соотношением

$$I' = I_0 (1 - R(I')), \quad (1)$$

где $R(I')$ — коэффициент отражения ХЖК.

Строго говоря, интенсивность волны внутри толстого слоя ХЖК в условиях брэгговского резонанса не является однородной. Однако, с другой стороны, световая волна сама не может быть идеально циркулярной. Поскольку при брэгговском отражении глубина проникновения волны в ХЖК порядка длины волны света и много меньше толщины ХЖК слоя, то ее влияние на ХЖК пренебрежимо мало и в этих условиях играет роль та составляющая светового поля, которая не претерпевает брэгговское отражение и обуславливает ее слабую эллиптичность. Более того, заданием определенной слабой эллиптичности поляризации волны можно управлять величиной коэффициента отражения. Для определения функции $R(I')$ примем во внимание, что для достаточно толстых слоев ХЖК форма кривой зависимости коэффициента отражения от длины волны света может считаться ступенчатой с шириной Δ_B и высотой R_0 [1].

Рассмотрим для определенности ХЖК, шаг спирали h которого при нагреве уменьшается ($dh/dT < 0$), и пусть исходное состояние ХЖК просветленное, длина волны света находится вне ПСО, но вблизи ее синего края на расстоянии Δ_d от нее.

Тогда изменение шага спирали ХЖК $\Delta h = (dh/dT) \Delta T$ за счет нагрева среды на $\Delta T = BI'$ (где $B = \sigma\tau/\rho c_p$, $\tau \sim (L/\pi)^2/\kappa$ — время тепловой релаксации, ρc_p — теплоемкость единицы объема ХЖК, κ — коэффициент температуропроводности, σ — коэффициент поглощения ХЖК, L — толщина ячейки [2]) приведет к сдвигу ПСО на величину

$$\Delta\lambda_B = \bar{n} \frac{dh}{dT} BI', \quad (2)$$

где \bar{n} — средний показатель преломления холестерика.

Изменение шага ХЖК спирали приводит также к изменению ширины Δ_B ПСО, которое, однако, мало по сравнению с $\Delta\lambda_B$ вследствие малости отношения $\Delta n/\bar{n}$ (Δn — оптическая анизотропия ХЖК). Таким образом, зависимостью Δ_B от температуры можно пренебрегать. В настоящей работе мы не рассмотрим также эффекты, связанные с температурной зависимостью \bar{n} , так как $|d\bar{n}/dT| \ll |dh/dT|$.

При интенсивности волны внутри ХЖК

$$I' = I_1 = \frac{\Delta_d}{\bar{n}B} \left| \frac{dh}{dT} \right|^{-1}, \quad (3a)$$

достаточной для сдвига ПСО на величину Δ_d , произойдет переход из просветленного состояния в отражающее. При интенсивности волны

$$I' = I_2 = \frac{\Delta_d + \Delta_B}{\bar{n}B} \left| \frac{dh}{dT} \right|^{-1} \quad (3b)$$

произойдет обратное переключение в просветленное состояние через красный край ПСО.

Следовательно, функция $R(I')$ будет иметь вид

$$R(I') = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq I' < I_1, \\ R_0 & \text{при } I_1 \leq I' \leq I_2, \\ 0 & \text{при } I' > I_2. \end{cases} \quad (4)$$

Значения интенсивностей падающей световой волны, при которых происходят переходы между двумя состояниями ХЖК (связанными как с красным, так и с синим краями ПСО), определяются из графического решения (1) с учетом (4). Это решение существенно зависит от значений I_1 , I_2 и R_0 .

При условии $I_1 < I_2 (1 - R_0)$ имеем следующую картину. Увеличение интенсивности падающей волны приводит сначала к скачкообразному переключению в отражающее состояние

при интенсивности $I_{\text{off}}^B = I_1 / (1 - R_0)$, а затем снова в просветленное состояние (через красный край ПСО) при $I_{\text{on}}^R = I_2 / (1 - R_0)$.

Восстановление отражающего состояния при уменьшении интенсивности I_i происходит при $I_{\text{off}}^R = I_2$, а включение просветленного состояния при $I_{\text{on}}^B = I_1$.

Таким образом, образуются две петли гистерезиса на плоскости (ρ, I_i) (рис. 1). Фактически именно такая ситуация подразумевается в работах, посвященных исследованию эффектов бистабильности в ХЖК [2-8].

Особенность взаимодействия света с ХЖК проявляется при условии $I_1 \geq I_2 (1 - R_0)$, которое можно привести к виду

$$\frac{\Lambda_d}{\Lambda_B} \geq \frac{1 - R_0}{R_0}. \quad (5)$$

Графическое решение уравнения (1) с учетом (4) (рис. 2) показывает, что при выполнении условия (5) происходит туннелирование световой волны через ХЖК, т. е. она как будто не за-

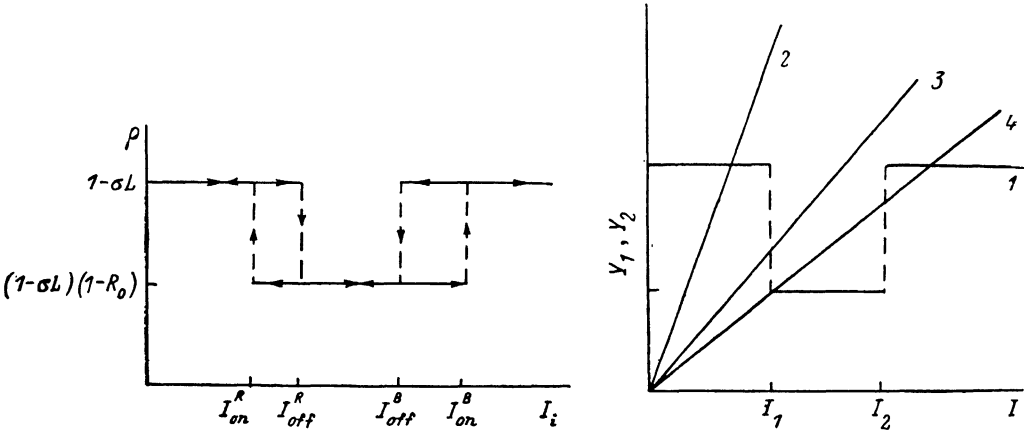


Рис. 1. Две петли гистерезиса в зависимости коэффициента пропускания от интенсивности падающей волны.

При условии $\Lambda_d/\Lambda_B \geq (1 - R_0)/R_0$ область между I_{off}^B и I_{off}^R (область отражения) исчезает и происходит слияние двух петель гистерезиса (эффект туннелирования).

Рис. 2. Графики функций $Y_1(I') = 1 - R(I')$ (1) и $Y_2(I') = I'/I_i$ для разных I_i (2-4).

Для каждого значения I_i точка пересечения графиков функций $Y_1(I')$ и $Y_2(I')$ определяет решение уравнения (1) для I' . При малых I_i (2) $I' = I_i$ (пропускающее состояние). При выполнении условия (5) увеличение I_i может приводить в состояние, где стационарные равновесные значения для I' отсутствуют (3), при дальнейшем увеличении I_i (4) достигается пропускающее состояние, но с другой (красной) стороны брэгговской области.

мечает его ПСО, и коэффициент пропускания остается постоянным (почти равной единице) при изменении интенсивности падающей волны в любом интервале; при условии (5) происходит перекрытие двух областей бистабильности на рис. 1.

Этот эффект физически можно объяснить следующим образом. При увеличении интенсивности падающей волны до значения I_1 ХЖК остается в просветленном состоянии, однако длина волны при этом оказывается у синего края ПСО. На первый взгляд, кажется, что дальнейшее увеличение интенсивности приведет к переходу в отражающее состояние. Однако этого не происходит, так как при попадании λ_i в ПСО интенсивность волны внутри ХЖК уменьшается в $1 - R_0$ раз, а для того чтобы ХЖК находился в отражающем состоянии, она должна быть не меньше I_1 . Это означает, что для перехода в отражающее состояние интенсивность падающей волны должна превышать значение $I_1 / (1 - R_0)$. Однако, так как $I_1 / (1 - R_0) > I_2$, то значение I_i , при котором система может перейти в отражающее состояние, будет превышать I_2 , т. е. то значение интенсивности I_i , при превышении которого имеется бистабильное состояние пропускания. В каком состоянии находится ХЖК в этом интервале значений I_i , зависит от того, как достигается эта область бистабильности. Так как при приближении I_i к значению I_2 ХЖК исходно находится в просветленном состоянии, то и превышение этого значения не изменит его состояние. Дальнейшее увеличение I_i просто увеличит отстройку λ_i от красного края ПСО.

Таким образом, в настоящей работе предсказан и исследован новый эффект — туннелирование световой волны через область селективного отражения ХЖК. Этот эффект может про-

явиться именно в ситуациях, которые до сих пор рассматривались с точки зрения получения бистабильных состояний и гистерезисов.

Авторы глубоко благодарят Б. Я. Зельдовича, совместные работы и обсуждения с которым стимулировали настоящую работу.

Список литературы

- [1] *Беляков В. А., Сонин А. С.* Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982. 360 с.
- [2] *Зельдович Б. Я., Табирян Н. В.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 12. С. 2419—2426.
- [3] *Winful H. G.* // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. N 16. С. 1179—1182.
- [4] *Tabiryán N. V., Sukhov A. V., Zeldovich B. Ya.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1986. Vol. 136. N 1. P. 139.
- [5] *Алавердян Р. Б., Аракелян С. М., Чилингарян Ю. С.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 9. С. 366—369.
- [6] *Кухтарев Н. В.* // УФЖ. 1982. Т. 27. № 2. С. 291—293.
- [7] *Загайнова Л. И., Климушева Г. В., Крыжановский И. П., Кухтарев Н. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 9. С. 353—355.
- [8] *Климушева Г. В., Татаринова С. И., Данилов В. В.* и др. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 4. С. 793—794.

Институт прикладных проблем физики
АН АрмССР
Ереван

Поступило в Редакцию
31 марта 1990 г.

05

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

© 1991 г.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ОТЖИГА ИМПЛАНТИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

С. П. Жавый, О. Л. Садовская

При высоких скоростях нагрева аморфизированный кремний (*a*-Si) плавится при температуре T_a на ~ 250 К ниже температуры плавления монокристаллического кремния (*c*-Si) T_m [1, 2], образуя сильно переохлажденный расплав (*sl*-Si). Дальнейшее поведение *sl*-Si зависит от условий лазерного облучения [3–6]. Как было показано в [8], для коротких ($\tau < 45$ нс) и длинных (≥ 45 нс) лазерных импульсов процесс взрывной кристаллизации может существенно различаться.

В настоящей работе приводится сравнение результатов численного моделирования динамики фазовых переходов при лазерном отжиге слоя *a*-Si на *c*-Si подложке для двух значений длительности воздействующего импульса $\tau=32$ [7] и 70 нс [4] ($\lambda=0.69$ мкм). Для решения задачи использовалась математическая модель [8], в основу которой было положено предположение, что в образовавшемся *sl*-Si существуют готовые зародыши кристаллической фазы, рост которых приводит к формированию мелкозернистого поликристаллического кремния (*FG p*-Si) [9, 10]. В настоящей работе также было учтено, что в том случае, когда скорость нагрева *sl*-Si превышает критическую скорость для растущего центра с радиусом $r(t)$, этот кристаллит будет расплавлен при температуре [11]

$$T_m = T_m^0 \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot \sigma}{L_c r(t)} \right),$$

где σ — поверхностная энергия границы раздела фаз; L_c — скрытая теплота плавления *c*-Si, отнесенная к единице объема.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования лазерного отжига слоя *a*-Si толщиной 225 нм, облучаемого импульсами с $\tau=32$ нс, и экспериментальные зависимости [7] коэффициента отражения $R(t)$ зондирующего излучения ($\lambda=0.63$ мкм). Как следует из расчетов, при плотности энергии $E=0.19$ Дж/см² (рис. 1, а) плавление *a*-Si начинается через ~ 35 нс после начала импульса. Поглощение скрытой теплоты фазового перехода L_a и увеличение коэффициента отражения, обусловленное продвижением фронта плавления,