

УДК 535.532.783

К ОПТИЧЕСКИМ СВОЙСТВАМ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ НАЛИЧИИ ГИПЕРЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А. А. ГЕВОРГЯН, О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 марта 1983 г.)

Рассматривается отражение и прохождение света на границе холестерического кристалла при наличии продольной гиперзвуковой волны, распространяющейся вдоль оси среды. В приближении теории возмущений показано, что отклик среды на гиперзвук проходит через пики на частотах, которые определяются двумя периодами — шагом невозмущенной спирали и длиной гиперзвуковой волны. Выявлены некоторые особенности, обусловленные наличием двух периодов. Предпринята попытка учесть влияние гиперзвука на оптические свойства среды при наличии поглощения гиперзвуковой волны.

1. Задача распространения света в холестерическом жидком кристалле и прохождения через пластинку при наличии внешних однородных полей полностью решена в работах [1, 2]. Внешнее однородное поле искажает спираль, вследствие чего, во-первых, меняется период спирали (уже искаженной). Во-вторых, в тензоре диэлектрической проницаемости, содержащем в отсутствие поля только пространственные гармоники с периодом $\sigma_0/2$ (σ_0 — шаг неискаженной спирали), под действием поля возникают пространственные гармоники с периодами $\sigma/2n$, n — любое целое число, σ — шаг искаженной спирали. В указанных работах проведен детальный анализ брэгговского отражения как в первом, так и в высших порядках.

В настоящей работе мы рассмотрим оптические свойства холестерических жидких кристаллов в поле продольной гиперзвуковой волны, распространяющейся вдоль оси среды. Отличие этой задачи от упомянутой выше формально заключается в наличии двух периодов неоднородности — неискаженного шага спирали и длины гиперзвуковой волны. При соответствующем подборе этих периодов рассмотрение можно свести к [1, 2]. В общем случае этого сделать нельзя. Это связано с тем, что рассматриваемая здесь среда, вообще говоря, может быть и неперiodичной, что имеет место, когда отношение двух упомянутых периодов невозможно представить в виде отношения двух целых чисел.

Задача изучения оптических свойств при модуляции гиперзвуком представляет также самостоятельный интерес, так как при модуляции гиперзвуком возникает возможность изучать зависимость параметров модуляции от частоты гиперзвука.

Рассмотрение проведем на основе теории возмущений. Учет имеющегося всегда поглощения световой волны обеспечивает применимость теории на любой частоте, в том числе на брэгговских частотах, конечно, при до-

статочной малой глубине модуляции гиперзвуком. Возможно, что рассматриваемые ниже значения глубины модуляции, которые достаточно малы для применимости теории возмущений, могут оказаться большими с точки зрения получения таких значений в эксперименте. К двухволновой динамической теории мы перейдем только при рассмотрении поляризационных свойств.

2. Для рассмотрения влияния гиперзвука на оптические свойства мы будем пользоваться результатами работы [3], в которой нулевое решение выражено в компонентах полей, отнесенных к локальной системе координат, в которой тензор ε_{ij} диэлектрической проницаемости диагонален. Переход к этой системе удобен тем, что периодическая зависимость ε_{ij} от z в отсутствие гиперзвука исключается.

Это дает возможность свести наличие двух периодичностей (спиральность, обусловленная закрученностью, и слоистость, создаваемая гиперзвуком) к одной слоистости и позволяет применять одинаковый подход как тогда, когда отношение двух периодов можно представить в виде отношения двух целых чисел (среда в таком случае периодична), так и в случае, когда этого делать нельзя (среда непериодична).

В отсутствие гиперзвука поле монохроматической волны (с частотой ω), распространяющейся вдоль оси z , можно представить в виде [3]

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= \sum_{m=1}^4 E_{m0x} e^{i(K_{m0}z - \omega t)}, \\ E_y(z, t) &= \sum_{m=1}^4 E_{m0y} e^{i(K_{m0}z - \omega t)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где E_x и E_y — компоненты поля, отнесенные к осям x' и y' , K_{m0} — решения следующего уравнения

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0x} - K_{m0}^2 - a_0^2 \right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0y} - K_{m0}^2 - a_0^2 \right) - 4 a_0^2 K_{m0}^2 = 0, \quad (2)$$

ε_{0x} , ε_{0y} — главные значения тензора диэлектрической проницаемости, $a_0 = 2\pi\sigma_0^{-1}$, σ_0 — шаг спирали в отсутствие гиперзвука.

Пусть волна давления гиперзвука имеет вид

$$p(z, t) = p_{np} \cos(bz - \Omega t + \psi_{np}) + p_{обр} \cos(-bz - \Omega t + \psi_{обр}). \quad (3)$$

Считая, что изменения компонент ε_{ij} и σ пропорциональны $p(z, t)$, для ε_{ij} и $\sigma = 2\pi/\sigma$ в присутствии гиперзвука можно записать

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \varepsilon_{0x} + \varepsilon_{1xc}(t) \cos bz + \varepsilon_{1xs}(t) \sin bz, \\ \varepsilon_y &= \varepsilon_{0y} + \varepsilon_{1yc}(t) \cos bz + \varepsilon_{1ys}(t) \sin bz, \\ a &= a_0 + a_{1c}(t) \cos bz + a_{1s}(t) \sin bz. \end{aligned} \quad (4)$$

Подставим (4) в волновое уравнение, перейдем в нем к компонентам, отнесенным к осям x' , y' , и будем искать поле в виде (вместо (1)):

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= \sum_{m=1}^4 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{m, nx} e^{i(K_{m, n}z - \omega t)}, \\ E_y(z, t) &= \sum_{m=1}^4 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{m, ny} e^{i(K_{m, n}z - \omega t)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Применим к полученной таким образом системе уравнений теорию возмущений. В нулевом приближении, пренебрегая величинами, пропорциональными параметрам $a_{1s}, c, \varepsilon_{1xs}, c, \varepsilon_{1ys}, c$ из требования существования нетривиального решения для полей приходим к уравнению (2). В первом приближении по этим параметрам вместе с E_{m0} отличны от нуля также $E_{m,-1}$ и $E_{m,+1}$. Для них получаем уравнения

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0x} - K_{m,-1}^2 - a_0^2 \left(1 + \frac{a_{1c}^2}{4a_0^2} + \frac{a_{1s}^2}{4a_0^2} \right) \right] E_{m,+1,x} + 2ia_0 K_{m,-1} E_{m,+1,y} = \\ & = \left[\left(a_0 a_{1c} - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_{1xc}}{2} \right) \pm i \left(a_0 a_{1s} - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_{1xs}}{2} \right) \right] E_{m,0x} - i \left(K_{m,0} \mp \frac{b}{2} \right) (a_{1c} \pm \\ & \pm ia_{1s}) E_{m,0y}, \\ & -2ia_0 K_{m,+1} E_{m,+1,x} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0y} - K_{m,+1}^2 - a_0^2 \left(1 + \frac{a_{1c}^2}{4a_0^2} + \frac{a_{1s}^2}{4a_0^2} \right) \right] E_{m,+1,y} = \\ & = \left[\left(a_0 a_{1c} - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_{1yc}}{2} \right) \pm i \left(a_0 a_{1s} - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_{1ys}}{2} \right) \right] E_{m,0y} + \\ & + i \left(K_{m,0} \mp \frac{b}{2} \right) (a_{1c} \pm ia_{1s}) E_{m,0x}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для применимости теории возмущений необходимо выполнение условий

$$|E_{m,\mp 1}| \ll |E_{m,0}|$$

Эти условия нарушаются вблизи частот, на которых $\Delta_{m,\mp 1} = 0$, где

$$\begin{aligned} \Delta_{m,\mp 1} = & \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0x} - K_{m,\mp 1}^2 - a_0^2 \left(1 + \frac{a_{1c}^2}{4a_0^2} + \frac{a_{1s}^2}{4a_0^2} \right) \right] \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1y} - \right. \\ & \left. - K_{m,\mp 1}^2 - a_0^2 \left(1 + \frac{a_{1c}^2}{4a_0^2} + \frac{a_{1s}^2}{4a_0^2} \right) \right] - 4a_0^2 K_{m,\mp 1}^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Согласно (2) правая часть (7) обратится в нуль, если

$$K_{m,\mp 1}^2 = K_{m,0}^2. \quad (8)$$

Если будет выполняться условие

$$K_{m',\mp 1}^2 = K_{m,0}^2, \quad m' \neq m \quad (9)$$

(m' и m пробегает значения 1—4), то, согласно (2), правая часть (7) опять обратится в нуль. Условия (8) и (9) дают три значения частоты, на которых $\Delta_{m,\mp 1} = 0$.

Из (8) приходим к соотношениям [3]

$$K_{m,0} = \pm \frac{b}{2},$$

и для частот приближенно получаем [3]

$$\frac{\omega_{\pm}}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_{0x} + \varepsilon_{0y}}{2}} = \left| a_0 \pm \frac{b}{2} \right|, \quad \frac{\omega_{\pm}}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_{0x} + \varepsilon_{0y}}{2}} = \left| a_0 - \frac{b}{2} \right|, \quad (10)$$

Соотношения (10) верны в приближении, когда корни уравнения (2) можно заменить выражениями

$$\pm \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_{0x} + \varepsilon_{0y}}{2}} + a_0 \right) \text{ и } \pm \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_{0x} + \varepsilon_{0y}}{2}} - a_0 \right)$$

(точные соотношения, определяющие ω_+ и ω_- , можно получить без труда, но они несколько громоздки).

Из (9) получаем

$$\omega_b = \frac{cb}{2\sqrt{\frac{\varepsilon_{0x} + \varepsilon_{0y}}{2}}} \quad (11)$$

Определяемая таким образом частота ω_b находится между ω_+ и ω_- .

3. Законами модуляции (4) охватываются случаи наличия одновременно прямой и обратной гиперзвуковых волн с разными амплитудами, в частности, из (4) можно перейти к случаям бегущей или стоячей волн. Все коэффициенты, стоящие при $\cos bz$ и $\sin bz$ в (4), зависят как от амплитуды и начальной фазы прямой волны, так и от тех же характеристик обратной волны. Поэтому простейшими являются не случаи наличия прямой и обратной волн в отдельности, а случаи, когда в (4) остаются только члены с косинусами или только члены с синусами.

Рассмотрим первый случай. Пусть плоская световая волна, имеющая частоту ω , падает из области $z < 0$ нормально на границу левозакрученного холестерического жидкого кристалла, ось которого (ось z) перпендикулярна границе. На рисунках приведены результаты расчета по теории возмущений. Среда занимает область $z \geq 0$.

На рис. 1а по оси абсцисс отложена длина волны света в вакууме, по оси ординат — изменение коэффициента отражения (по интенсивности)

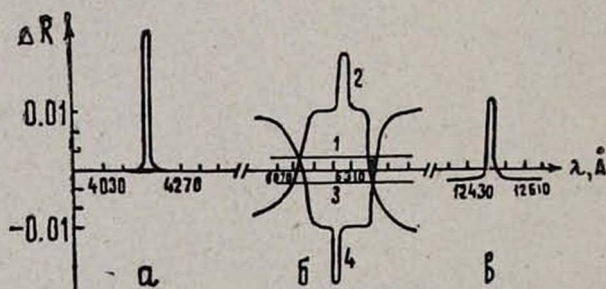


Рис. 1. Зависимость $\Delta R = R_0 - R_\Gamma$ от длины волны (R_0 — коэффициент отражения (по интенсивности) в отсутствие гиперзвука, R_Γ — коэффициент отражения при наличии гиперзвука): $\text{Re } \varepsilon_{0x} = 2,29$, $\text{Re } \varepsilon_{0y} = 2,143$, $\text{Im } \varepsilon_{0x} = \text{Im } \varepsilon_{0y} = 10^{-6}$, $\text{Re } \varepsilon_{1x} = \text{Re } \varepsilon_{1y} = 10^{-7}$, $\text{Im } \varepsilon_{1x} = \text{Im } \varepsilon_{1y} = 0$, $\sigma_0 = 4200 \text{ \AA}$, $b = a_0$, $a_0 = 2\pi/\sigma_0$, спираль левая: а) $a_1 = -0,2 \times 10^{-3} a_0$, б) 1 — $a_1 = 10^{-2} a_0$, 2 — $a_1 = 10^{-2} a_0$, 3 — $a_1 = -10^{-2} a_0$, 4 — $a_1 = -10^{-2} a_0$; в) $a_1 = -0,5 \cdot 10^{-3} a_0$; а), б) 2, б) 3, в) — поляризация падающей волны левая круговая, в остальных случаях — правая.

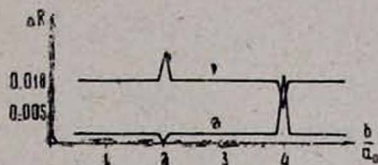
под действием гиперзвука. Гиперзвук приводит как к увеличению, так и к уменьшению коэффициента отражения. Из-за изменения глубины моду-

ляции со временем интенсивность прошедшего света и эллиптичность поляризации будут модулированы во времени.

Изменение коэффициента отражения в окрестности частот ω_+ и ω_- под действием гиперзвука представлено кривыми на рис. 1, а и в. Они соответствуют случаю $b = a_0$.

На рис. 2 приведен график изменения под действием гиперзвука коэффициента отражения в зависимости от волнового числа гиперзвуковой вол-

Рис. 2. Зависимость ΔR от (b/a_0) при значениях $a_1 = -10^{-2} a_0$ (остальные параметры те же, что и в подписи к рис. 1): 1 — поляризация падающей волны левая круговая, 2 — правая.



ны. Частота света фиксированна; она совпадает с частотой брэгговского отражения от невозмущенной спиральной среды $\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} = a_0, \varepsilon_0 = \frac{\varepsilon_{0x} + \varepsilon_{0y}}{2}\right)$. Как видно на рисунках, отклик среды на гиперзвук резко меняется при $b = 2a_0$ и $b = 4a_0$. Заметим, что при $b = 4a_0$ частота ω_- , на которой имеет место резкое изменение ΔR , совпадает с фиксированной частотой ω_0 брэгговского отражения на невозмущенной спиральности; при $b = 2a_0$ с ω_0 совпадает ω_b .

4. Рассмотрим случай сильного брэгговского отражения с целью выявить некоторые поляризационные особенности, связанные с наличием двух периодов.

Пусть

$$a(z, t) = a_0 + a_{1c}(t) \cos bz, \quad (12)$$

$$\varepsilon_{1xc} = \varepsilon_{1yc} = \varepsilon_{1xs} = \varepsilon_{1ys} = 0.$$

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости для левозакрученной среды, как известно [1, 2, 4], имеют вид

$$\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy} = \frac{\varepsilon_{0x} + \varepsilon_{0y}}{2} \pm \frac{\delta}{2} \cos 2\varphi, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \mp \frac{\delta}{2} \sin 2\varphi, \quad (13)$$

где φ — угол поворота осей x', y' относительно осей x, y , $\delta = (\varepsilon_{0x} - \varepsilon_{0y})/2$.

Учитывая, что $a(z, t) = d\varphi/dz$, из (12) получаем

$$\varphi(z, t) = a_0 z + \frac{a_{1c}}{b} \sin bz + \varphi(0, t). \quad (14)$$

Примем для простоты $\varphi(0, t) = 0$.

Составим тензор ε_{ij} (который содержит $\cos 2\varphi$ и $\sin 2\varphi$), считая $a_{1c}/b \ll 1$ и ограничиваясь первым членом разложения ε_{ij} по степеням a_{1c}/b . Пользуясь полученными выражениями ε_{ij} , запишем динамические уравнения для волн с волновыми числами $K_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon}$ и $K_{-1} = K_0 - |2a_0 - b|$ (переход к динамическим уравнениям для этих волн необходим на частоте ω_-). Анализ этих уравнений показывает, что поля-

ризация волн зависит от знака $2a_0 - b$. Если $2a_0 - b > 0$, то поляризация волн получается такой же, как при брэгговском отражении от среды с невозмущенной спиральностью. Если же $2a_0 - b < 0$, то поляризация обеих волн получается обратной по сравнению со случаем $2a_0 - b > 0$.

5. При $b = 2a_0$ тензор ε_{ij} становится анизотропным (имеется в виду та часть этого тензора, которая не зависит от координат):

$$\varepsilon_{xx, yy} = \varepsilon_0 + (e^{i2a_0z} + e^{-i2a_0z}) + \frac{a_{1c}}{b} (e^{i(2a_0+b)z} + e^{-i(2a_0+b)z}) + \frac{\delta}{2} \frac{2a_{1c}}{b}. \quad (15)$$

Поэтому в ситуации сильного брэгговского отражения, когда теория возмущений не применима, должны наблюдаться явления, предсказанные в работах [1, 2] (теорией [1, 2] можно пользоваться, так как при $b = 2a_0$ среда периодична: зависимость тензора (15) от координат имеет вид $e^{\pm i2a_0z}$ и $e^{\pm i4a_0z}$). Действительно, построим выражение ε_{ij} с сохранением членов порядка a_{1c}^2/b^2 . Ограничиваясь нулевой и первой гармониками, получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx, yy} &= \frac{\varepsilon_{0x} + \varepsilon_{0y}}{2} + \frac{\delta}{2} \frac{a_{1c}}{b} \left(1 - \frac{a_{1c}^2}{b^2}\right) (e^{i2a_0z} + e^{-i2a_0z}), \\ \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{xy} &= \frac{i\delta}{2} \left(1 - \frac{a_{1c}^2}{b^2}\right) (e^{i2a_0z} - e^{-i2a_0z}). \end{aligned} \quad (16)$$

Сравнивая (16) с тензором ε_{ij} для холестерического жидкого кристалла, искаженного внешним однородным полем [1, 2], приходим к соотношениям

$$\rho_0 = -\frac{a_{1c}}{b}, \quad \rho_1 = 1 - \frac{a_{1c}^2}{b^2}, \quad \rho'_1 = \rho_1. \quad (17)$$

Поэтому в согласии с [1, 2] должны иметь место избирательное к поляризации и неизбирательное к поляризации отражения в следующих частотных областях соответственно:

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{\text{изб}} &= \omega_B \frac{\delta}{\varepsilon_0} (\sqrt{\rho_0^2 + \rho_1'^2} + \rho_1) \approx \omega_B \frac{\delta}{\varepsilon_0} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{a_{1c}^2}{b^2}\right), \\ \Delta\omega_{\text{неизб}} &= \omega_B \frac{\delta}{\varepsilon_0} (\sqrt{\rho_0^2 + \rho_1'^2} - \rho_1) \approx \omega_B \frac{\delta}{\varepsilon_0} \frac{a_{1c}^2}{2b^2}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\omega_B = \frac{ca_0}{\sqrt{\varepsilon_0}}.$$

6. При наличии поглощения гиперзвуковой волны в выражениях (3) следует заменить $\rho_{\text{пр}}$ и $\rho_{\text{обр}}$ на $\rho_{\text{пр}} e^{-\beta z}$ и $\rho_{\text{обр}} e^{\beta z}$. В соответствии с этим выражения (4) примут вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \varepsilon_{0x} + (\varepsilon_{1xc}^- \cos bz + \varepsilon_{1xs}^- \sin bz) e^{-\beta z} + (\varepsilon_{1xc}^+ \cos bz + \varepsilon_{1xs}^+ \sin bz) e^{\beta z}, \\ \varepsilon_y &= \varepsilon_{0y} + (\varepsilon_{1yc}^- \cos bz + \varepsilon_{1ys}^- \sin bz) e^{-\beta z} + (\varepsilon_{1yc}^+ \cos bz + \varepsilon_{1ys}^+ \sin bz) e^{\beta z}, \\ a &= a_0 + (a_{1c}^- \cos bz + a_{1s}^- \sin bz) e^{-\beta z} + (a_{1c}^+ \cos bz + a_{1s}^+ \sin bz) e^{\beta z}. \end{aligned} \quad (19)$$

Для амплитуд $E_{m, \pm 1}^-$ гармоник с волновыми числами $K_{m0} \pm b + i\beta$ получаем следующую систему уравнений:

$$\left(\frac{\omega}{c^2} \varepsilon_{0x} - K_{m, \pm 1}^{-2} - a_0^2 \right) E_{m, \pm 1x}^- + 2i a_0 K_{m, \pm 1}^- E_{m, \pm 1y}^- = \left[\left(a_0 a_{1c}^- - \frac{\omega^2 \varepsilon_{1xc}}{c^2} \right) \mp \right. \\ \left. \mp i \left(a_0 a_{1s}^- - \frac{\omega^2 \varepsilon_{1xs}}{c^2} \right) \right] E_{m0x} - i \left(K_{m0} + \frac{\pm b + i\beta}{2} \right) (a_{1c}^- \mp i a_{1s}^-) E_{m0y}, \quad (20)$$

$$- 2i a_0 K_{m, \pm 1}^- E_{m, \pm 1x}^- + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0y} - K_{m, \pm 1}^{-2} - a_0^2 \right) E_{m, \pm 1y}^- = \left[\left(a_0 a_{1c}^- - \frac{\omega^2 \varepsilon_{1xc}}{c^2} \right) \mp \right. \\ \left. - \frac{\omega^2 \varepsilon_{1ys}}{c^2} \right] E_{m0y} + i \left(K_{m0} + \frac{\pm b + i\beta}{2} \right) (a_{1c}^- - i a_{1s}^-) E_{m0x}.$$

Амплитуды $E_{m, \pm 1}^+$ гармоник с волновыми числами $K_{m, \pm 1}^+ = K_{m0} \pm b - i\beta$ можно получить из (20), если заменить верхние значки «минус» на «плюс» и изменить знак перед β .

Как показывает анализ, поглощение гиперзвука приводит, вообще говоря, к подавлению сильных брэгговских пиков, а при больших значениях β — к их смещению по частоте.

7. В заключение отметим, что когда волновое число гиперзвуковой волны сравнимо с шагом спирали, из-за того, что скорость гиперзвука мала по сравнению со скоростью света, частота гиперзвука во много раз меньше частоты света. Поэтому выше, при получении волнового уравнения, мы считали параметры модуляции (a_{1c} , a_{1s} , $\varepsilon_{1x, y}$, $\varepsilon_{1x, ys}$) не зависящими от времени. Это выражалось в том, что при вычислении $\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2}$ эти параметры не дифференцировались по времени. Параметр малости [5] для такого приближения, когда временную зависимость можно учитывать в конечных результатах, при частоте гиперзвука $\Omega \sim 10^{10}$ Гц, частоте света $\omega \sim 10^{15}$ Гц и глубине модуляции порядка 10^{-2} представляет собой величину порядка $10^{-2} \cdot \Omega/\omega \approx 10^{-7}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляков В. А., Дмитриенко В. Е. ФТТ. 17, 491 (1975).
2. Беляков В. А., Дмитриенко В. Е., Орлов В. П. УФН, 127, 221 (1979).
3. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика. 11, 344 (1976).
4. Кац Е. И. ЖЭТФ, 59, 1954 (1970).
5. Островский Л. А., Степанов Б. Н. Изв. вузов, Радиопизика, 14, 489 (1971).

ԽՈՒՆՍԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
ԳԵՐՁԱՅԻՆԱՅԻՆ ԱՒԻՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՖՈՒՄ

Ա. Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Հ. Ս. ՆՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է լույսի անդրադարձումը և անցումը գերձայնային երկայնական ալիքի դաշտում զանվող խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի սահմանին, երբ ալիքը տարածվում է հեղուկ բյուրեղի առանցքի ուղղությամբ: Ցույց է արված, որ այն հաճախությունները, որոնցում գերձայնային ալիքի ազդեցությամբ միջավայրի տված օպտիկական արձագանքը կտրուկ աճում

է, կախած են երկու տարածական պարբերությունից՝ պարույրի քայլից և գերձայնային ալիքի երկարությունից: Բացահայտված են երկու պարբերությունների առկայությամբ պայմանավորված մի շարք առանձնահատկություններ: Բերված են էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենայով ստացված մի շարք թվային արդյունքներ՝ գրաֆիկների տեսքով:

OPTICAL PROPERTIES OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS IN THE PRESENCE OF HYPERSONIC WAVES

A. A. GEVORGYAN, H. S. ERITSYAN

The propagation of light in a cholesteric liquid crystal in the presence of hypersonic waves is discussed. It is shown in the perturbation theory approximation that the response of medium to the hypersound has peaks at frequencies depending on both the periods, — the lead of an unperturbed helix and the hypersound wavelength. An attempt was made to allow for the effect of hypersound on optical properties of the medium in the presence of hypersound absorption.

†