

УДК 538.561

М. З. АРУТЮНЯН, А. А. ГЕВОРГЯН

ОБ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ НЕРЕЗКОЙ ГРАНИЦЫ СО СМЕЩЕННОЙ РЕЗКОЙ ГРАНИЦЕЙ

Рассматривается отражение света от нерезкой границы холестериче-ского жидкого кристалла. Показано, что наличие спиральности приводит к неэквивалентности двух полупространств, получающихся одно из другого удалением бесконечно тонкого слоя.

Как известно, на границе двух сред образуется приграничный слой с некоторой толщиной δ , в котором значения оптических параметров одной среды более или менее плавно переходят в значения параметров другой среды. Изучение приграничного слоя представляет значительный интерес [1—2] и возможно разными подходами [3—5]. В [6] применена теория возмущений и показано, что наличие нерезкости границы между преломляющим полупространством (область $z \geq 0$) и вакуумом ($z < 0$) приводит к появлению добавочной волны с амплитудой

$$E^{(1)} = 4\pi^2 i \frac{\delta}{\lambda} \overline{\alpha^{(1)}} E^{(0)}, \quad (1)$$

где $E^{(0)}$ — поле преломленной волны на границе полупространства, λ — длина волны в вакууме, $\overline{\alpha^{(1)}}$ — среднее значение отклонения поляризуемости в приграничном слое от значения в глубине среды. Формулу (1) в случае линейной зависимости $\alpha^{(1)}$ от z можно переписать в виде

$$E^{(1)} = 4\pi^2 i (\delta/2) \frac{\alpha_{\max}^{(1)}}{\lambda} E^{(0)}, \quad (2)$$

так как в случае линейного слоя $\overline{\alpha^{(1)}} = \alpha_{\max}^{(1)}/2$.

Формулу (2) можно интерпретировать так: имеется приграничный слой с толщиной $\delta/2$, в котором $\alpha^{(1)} = \frac{\alpha_{\max}^{(1)}}{2} = \text{const}$. Но это эквивалентно смещению резкой границы на $\delta/2$. Таким образом, линейный слой с толщиной δ эквивалентен добавлению слоя толщиной $\delta/2$.

Согласно формулам (1) или (2) добавочное поле пропорционально (δ/λ) .

Полное отраженное поле будет

$$E_{\text{отр}} = E_{\text{отр}}^{(0)} + \Delta E^{(1)} = E_{\text{отр}}^{(0)} + \Delta i \left(\frac{\delta}{\lambda} \right) E^{(0)}, \quad (3)$$

где A —некоторый коэффициент порядка коэффициента отражения от полупространства, $E_{\text{отпр}}^{(0)}$ —поле отраженной волны в случае резкой границы. Из (3) следует, что если между $E_{\text{отпр}}^{(0)}$ и $E^{(0)}$ нет разности фаз или она равна π , то

$$|E_{\text{отпр}}|^2 = |E_{\text{отпр}}^{(0)}|^2 + A^2 \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)^2 |E^{(0)}|^2, \quad (4)$$

и если ограничиваться линейным приближением по (δ/λ) (формула (1) получена в этом приближении), то формула (1) действительно удовлетворяет принципу инвариантности: смещение резкой границы полупространства не влияет на интенсивность.

Что же касается фазы отраженной волны, то она должна меняться, так как падающая волна дойдет до границы с разными фазами, если границу сместить.

При получении формулы (4) мы считали, что разность фаз между $E^{(0)}$ и $E_{\text{отпр}}^{(0)}$ равна нулю или π . Это имеет место в случае непоглощающих однородных сред. В случае других сред, скажем, холестерических жидких кристаллов, эта разность фаз произвольна. Так, для отражения от ХЖК волны имеем

$$E_{\text{отпр}x} = -E_{\text{пад}x} + A,$$

$$E_{\text{отпр}y} = -E_{\text{пад}y} + B,$$

где

$$A = \frac{2E_{\text{пад}y}(\gamma_1 - \gamma_2) + E_{\text{пад}x}[(\alpha_2 - \alpha_1) - (\beta_2 - \beta_1)]}{\Delta},$$

$$B = \frac{2E_{\text{пад}x}(\alpha_2\beta_1 - \alpha_1\beta_2) + 2E_{\text{пад}y}[(\alpha_1 - \alpha_2) + \alpha_2\gamma_1 - \alpha_1\gamma_2]}{\Delta},$$

$$\Delta = (1 + \gamma_1)(\alpha_2 - \beta_2) - (1 + \gamma_2)(\alpha_1 - \beta_1),$$

$$\alpha_{1,2} = \frac{2iak_{1,2}}{\omega^2 - \frac{c^2}{\epsilon_y} k_{1,2}^2 - a^2},$$

$$\beta_{1,2} = \frac{iac}{\omega} - \frac{ck_{1,2}}{\omega} \alpha_{1,2},$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{ck_{1,2}}{\omega} = \frac{iac}{\omega} \alpha_{1,2},$$

а $k_{1,2}$ —те решения уравнения

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_x + \epsilon_y}{2} + a^2 \pm \sqrt{4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_x + \epsilon_y}{2} + \frac{\omega^4}{c^4} \left(\frac{\epsilon_x - \epsilon_y}{2} \right)^2},$$

мнимые части которых положительны. Здесь ϵ_x и ϵ_y —главные значения тензора диэлектрической проницаемости, $a = 2\pi/\sigma$, c —скорость света, ω —частота волны.

Таким образом, в отличие от сред, однородных вдали от границы, в случае неоднородных сред замена приграничного слоя смещением резкой границы приводит к появлению поправок порядка δ/λ в интенсивности. Действительно, если на границе ХЖК тензор диэлектрической проницаемости имеет какие-нибудь направления, то при добавлении слоя толщины δ эти направления на границе будут повернуты относительно прежних на угол $2\pi\delta/\sigma$, где σ —шаг спирали, поэтому новое полупространство, заполненное ХЖК, не может быть эквивалентно прежнему.

Полученные результаты могут быть полезными для изучения приграничного слоя ХЖК.

Авторы выражают благодарность О. С. Ерицяну за обсуждение результатов.

Кафедра общей физики

Поступило 5.02.1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1965.
2. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. К феноменологической электродинамике гиротропных сред.—ЖЭТФ. 1972, т. 63, с. 1729.
3. Сивухин Д. В. Феноменологическая теория переходного слоя.—ЖЭТФ. 1943, т. 13, с. 361.
4. Agranovich V. M., Yudson V. I. Transition layer effects in gyrotropic and nongyrotropic media.—Opt. Comm. 1972, v. 5, № 5, p. 422.
5. Ерицян О. С. Прохождение света через нерезкую границу холестерического жидкого кристалла.—ФТТ. 1980, т. 22, с. 3684.
6. Ерицян О. С. Прохождение света через границу с приграничным слоем.—Изв. АН Арм.ССР, Физика. 1977, т. 12, с. 118.

Մ. Զ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

ՈՉ ԿՏՐՈՒԿ ՍԱՀՄԱՆԻ ԵՎ ՏԵՂԱՇԱՐԺՎԱՏ ԿՏՐՈՒԿ ՍԱՀՄԱՆԻ
ՀԱՄԱՐԺԵՔՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա մ փ ա փ ու մ

Դիտարկվում է լույսի անդրադարձումը հոլեստերիկ հեղուկ բյուրեղի ոչ կտրուկ սահմանից: Ցույց է տրված, որ պարուրության առկայությունը բերում է երկու կիսատարածությունների (որոնք ստացվում են մեկը մյուսից անվերջ բարակ շերտի հեռացումով) ոչ համարժեքություն: