АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXI 1975 Вып. 6

УДК 534.231.1–14

К ВОПРОСУ ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

Е. Н. Кожевников, И. А. Чабан

Рассмотрена система, состоящая из нормального жидкокристаллического слоя, находящегося между прозрачными пластинами, помещенными между скрещенными поляроидами. Найдена прозрачность этой системы для светового потока, распространяющегося в направлении нормали к слою, при распространении по нижней пластине поверхностной волны Рэлея и колебаниях ее как целого в своей плоскости. Полученные формулы дают зависимость прозрачности от амплитуды, частоты и направления упругих колебаний, а также от свойств жидкокристаллического слоя.

В настоящее время создание новых электрооптических устройств является наиболее активной областью использования жидких кристаллов. Большинство электрооптических эффектов в жидких кристаллах имеет акустические аналоги — акустооптические эффекты, использование которых позволит в недалеком будущем создать новые акустооптические устройства. До сих пор таким акустооптическим устройствам уделялось мало внимания. Даже простейшие из этих устройств детально не исследованы ни теоретически, ни экспериментально.

Ниже рассмотрено одно из возможных акустооптических устройств на жидких кристаллах. Это устройство представляет собой слой нематического жидкого кристалла (ЖК-слой) между двумя параллельными прозрачными пластинами, помещенными между двумя скрещенными поляроидами. Поверхности пластин обработаны таким образом, что в отсутствие внешних воздействий молекулы ЖК-слоя выстраиваются перпендикулярно к поверхности пластин. Система просвечивается пучком света в направлении нормали к пластинам. При отсутствии внешнего воздействия эта система не пропускает свет. В рассматриваемом нами устройстве в нижней пластине возбуждаются колебания различного типа. Касательные скорости поверхности пластин при этих колебаниях создают в ЖК-слое вязкую волну. Градиент скорости в вязкой волне (превосходящий все другие градиенты скорости) приводит к повороту молекул ЖК-слоя, в результате чего часть светового потока проходит через систему. Эффективность такого акустооптического устройства связана с тем, что ввиду малости длины вязкой волны градиенты, возникающие в ЖК-слое, велики.

Расчет распадается на оптическую и акустическую части. В оптической части известные расчеты прозрачности ЖК-слоя между двумя прозрачными изотропными полупространствами использованы для получения выражения для прозрачности ЖК-слоя между двумя прозрачными пластинами («сэндвич»). Для полноты вначале приводится краткий расчет прозрачности ЖК-слоя между двумя полупространствами, а также дается его обобщение на случай неоднородного по толщине слоя поворота оптической оси. Акустическая часть состоит из оценок поля градиентов скоростей в ЖК-слое при распространении по нижней пластине поверхностной волны Рэлея, в случае высоких частот (~10 *Мгц*), и при колебаниях нижней пластины в своей плоскости как целого, в случае низких частот (~10 *кгц*). Последние этапы расчета объединяют оптическую и

акустическую части: находятся углы поворота молекул, связанные с найденными градиентами скоростей, и затем вычисляется прозрачность рассматриваемой системы, под которой понимается отношение светового потока, прошедшего через второй поляроид, к падающему световому потоку, проходящему через первый поляроид.

Заметим, что попытка расчета прозрачности рассматриваемой системы в случае поверхностной волны, распространяющейся по нижней пластине, была впервые сделана в [1]. Этот расчет, однако, не учитывающий целого ряда обстоятельств, приводит к неверным результатам.

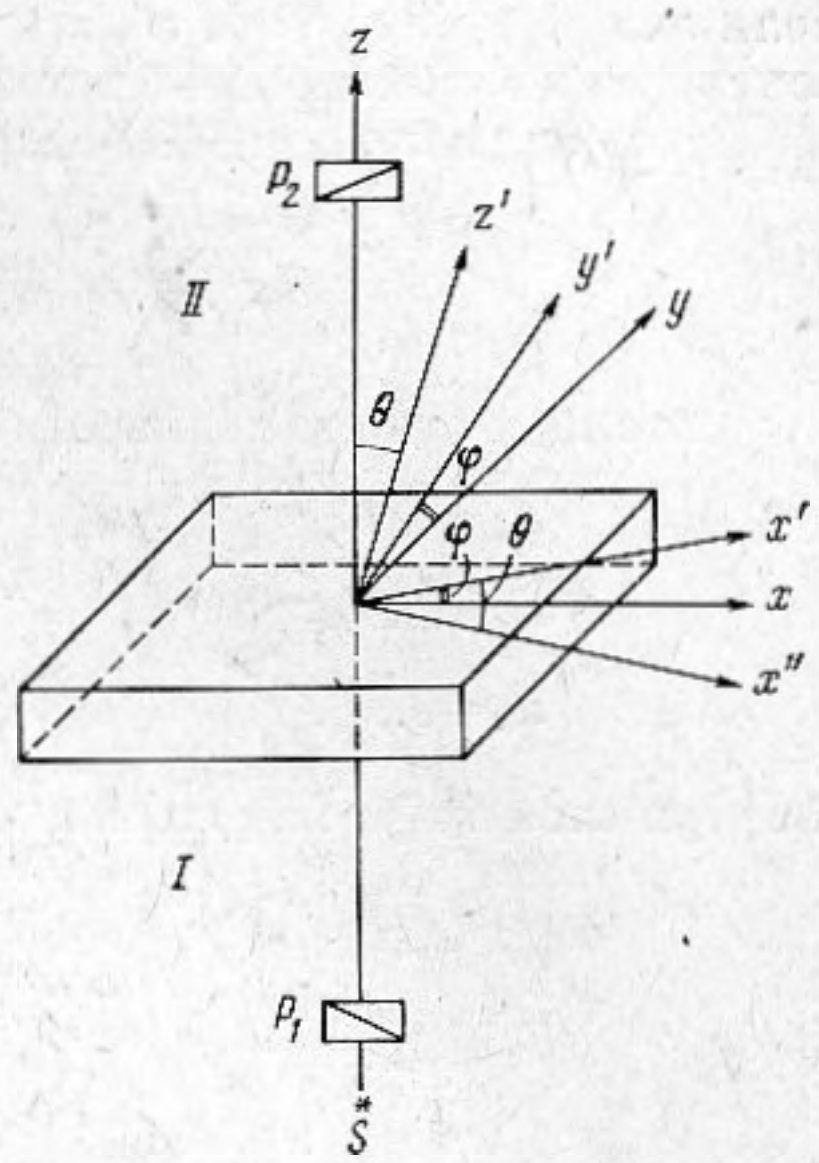

Схема устройства

Найдем прозрачность бесконечного однородного по ориентации ЖК-слоя толщины h, находящегося между двумя прозрачными изотропными полупространствами I и II, в которые помещены скрещенные поляроиды P_1 и P_2, пропускающие свет, поляризованный по осям x и y соответственно (фигура). Пусть на ЖК-слой падает плоская световая волна, бегущая вдоль оси z. Пусть оптическая ось ЖК-слоя, рассматриваемого как одноосный кристалл с оптической осью, совпадающей с направлением «длинных» осей молекул, направлена вдоль оси z', составляющей угол θ с осью z. Пусть проекция оси z' на плоскость x, y составляет угол φ с осью x. Систему координат, которая получается вращением системы x, y, z на угол φ вокруг оси z, обозначим x', y', z. Систему же координат, которая получается вращением системы x', y', z на угол θ вокруг оси y', обозначим x'', y', z'. Тензор диэлектрической проницаемости ε_{ik} ЖК-слоя в системе координат x'', y', z' имеет диагональный вид.

Преобразуя этот тензор к системе координат x, y, z, получаем следующее его выражение в последней:

$$(1)\qquad \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_\perp - \Delta\varepsilon S_\theta^2 C_\varphi^2; & -\Delta\varepsilon S_\theta^2 C_\varphi S_\varphi; & -\Delta\varepsilon S_\theta C_\theta C_\varphi \\ -\Delta\varepsilon S_\theta^2 S_\varphi C_\varphi; & \varepsilon_\perp - \Delta\varepsilon S_\theta^2 S_\varphi^2; & -\Delta\varepsilon S_\theta C_\theta S_\varphi \\ -\Delta\varepsilon S_\theta C_\theta C_\varphi; & -\Delta\varepsilon S_\theta C_\theta S_\varphi; & \varepsilon_\parallel + \Delta\varepsilon S_\theta^2 \end{pmatrix},$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_\perp - \varepsilon_\parallel$, $S_\theta = \sin\theta$, $S_\varphi = \sin\varphi$, $C_\theta = \cos\theta$, $C_\varphi = \cos\varphi$.

Как известно, в среде с таким тензором диэлектрической проницаемости вдоль оси z могут распространяться две плоские монохроматические световые волны частоты ω — обыкновенная и необыкновенная. Волновой вектор $\mathbf{k} = \frac{\omega}{c}\mathbf{l}$ (c — скорость света в вакууме) и поляризация этих волн находятся из уравнений Максвелла [2]:

$$(2)\qquad \left.\begin{aligned} &(l^2 - \varepsilon_{xx})E_x - \varepsilon_{xy}E_y - \varepsilon_{xz}E_z = 0 \\ &-\varepsilon_{yx}E_x + (l^2 - \varepsilon_{yy})E_y - \varepsilon_{yz}E_z = 0 \\ &\varepsilon_{zx}E_x + \varepsilon_{zy}E_y + \varepsilon_{zz}E_z = 0 \end{aligned}\right\}.$$

Возможные значения l являются решениями уравнения Френеля $\Delta = 0$, где Δ — определитель системы (2).

При подстановке ε_{xx}, ε_{xy} и т. д. из (1) в уравнение Френеля получаются два возможных значения l^2:

$$(3)\qquad l^2 = \varepsilon_\perp \varepsilon_\parallel / (\varepsilon_\parallel + \Delta\varepsilon \sin^2\theta), \quad l^2 = \varepsilon_\perp,$$

то дает для волнового числа необыкновенной волны $k_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_\perp \varepsilon_\parallel}{\varepsilon_\parallel + \Delta\varepsilon \sin^2\theta}}$,

а для волнового числа обыкновенной волны $k_2 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_\perp}$. Из (2) нетрудно найти, что в необыкновенной волне вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости x', z и имеет составляющую вдоль z, а в обыкновенной волне он направлен вдоль y'.

Пусть падающая на ЖК-слой волна имеет вид

$$E_x = E_0 e^{i(k_0 z - \omega t)},$$

$$E_y = 0, \quad E_z = 0,$$

а отраженная от него волна —

$$E_x = W E_0 e^{-i(k_0 z + \omega t)},$$

$$E_y = L E_0 e^{-i(k_0 z + \omega t)},$$

$$E_z = 0.$$

Внутри слоя будут как волны, бегущие в направлении оси z:

$$E_x = A_1 e^{i(k_1 z - \omega t)},$$

$$E_y = A_1 \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi} e^{i(k_1 z - \omega t)}, \tag{4}$$

$$E_z = A_1 \frac{\Delta\varepsilon \sin\theta \cos\theta}{[\varepsilon_\parallel + \Delta\varepsilon \sin^2\theta]\cos\varphi} e^{i(k_1 z - \omega t)},$$

$$E_x = A_2 e^{i(k_2 z - \omega t)},$$

$$E_y = -A_2 \frac{\cos\varphi}{\sin\varphi} e^{i(k_2 z - \omega t)}, \tag{5}$$

$$E_z = 0,$$

так и волны, бегущие в обратном направлении:

$$E_x = V A_1 e^{-i(k_1 z + \omega t)},$$

$$E_y = V A_1 \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi} e^{-i(k_1 z + \omega t)}$$

$$E_z = V A_1 \frac{\Delta\varepsilon \sin\theta \cos\theta}{[\varepsilon_\parallel + \Delta\varepsilon \sin^2\theta]\cos\varphi} e^{-i(k_1 z + \omega t)},$$

$$E_x = R A_2 e^{-i(k_2 z + \omega t)},$$

$$E_y = -R A_2 \frac{\cos\varphi}{\sin\varphi} e^{-i(k_2 z + \omega t)},$$

$$E_z = 0.$$

Волну, прошедшую через слой, будем искать в виде

$$E_x = M e^{i(kz - \omega t)},$$

$$E_y = N e^{i(kz - \omega t)},$$

$$E_z = 0.$$

Коэффициенты W, L, A_1, A_2, R, V, M, N находятся из граничных условий, заключающихся в равенстве тангенциальных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей. В результате получается

следующее выражение для N:

$$N=e^{-ikh}E_0k_0\sin 2\varphi\left[\frac{k_1}{k_1(k+k_0)\cos k_1h-i(kk_0+k_1^2)\sin k_1h}-\right.$$
$$\left.-\frac{k_2}{k_2(k+k_0)\cos k_2h-i(kk_0+k_2^2)\sin k_2h}\right]. \tag{6}$$

Обозначим через δ разность k_1-k_2. При малых углах θ поворота оптической оси эта разность мала: $\frac{|\delta|}{k_2}=\frac{1}{2}\frac{|\Delta\varepsilon|}{\varepsilon_\parallel}\sin^2\theta\ll 1$. При $\frac{|\delta|}{k_2}\ll 1$, но $|\delta h|$ не малом по сравнению с 1, из (6) получаем

$$N=-e^{-ikh}E_0 2k_0k_2\sin\left(\frac{\delta h}{2}\right)\sin 2\varphi\times$$
$$\times\frac{k_2(k+k_0)\sin\left(k_2h+\frac{\delta h}{2}\right)+}{[k_2(k+k_0)\cos(k_2h+\delta h)-i(kk_0+k_2^2)\sin(k_2h+\delta h)]\times}$$
$$\times\frac{+i(kk_0+k_2^2)\cos\left(k_2h+\frac{\delta h}{2}\right)}{\times[k_2(k+k_0)\cos k_2h-i(kk_0+k_2^2)\sin k_2h]} \tag{7}$$

При $|\delta h|\ll 1$ это выражение упрощается:

$$N=-e^{-ikh}E_0k_0k_2\delta h\sin 2\varphi\frac{k_2(k+k_0)\sin k_2h+i(kk_0+k_2^2)\cos k_2h}{[k_2(k+k_0)\cos k_2h-i(kk_0+k_2^2)\sin k_2h]^2}. \tag{8}$$

Интересующая нас прозрачность m выражается через N следующим образом:

$$m=\frac{|N|^2}{E_0^2}\cdot\frac{k}{k_0}. \tag{9}$$

Выражение (7) без учета последнего сомножителя было получено в [3] и использовалось в [4, 5] и других работах.

Найдем теперь при прежней ориентации оптической оси и прежней системе координат прозрачность сэндвича, состоящего из ЖК-слоя толщины h, помещенного между двумя параллельными изотропными прозрачными пластинами — нижней толщины h_0 и верхней толщины h_1. Обозначим через k_0, k, k' волновые числа световой волны в нижней, верхней пластине и вне сэндвича соответственно. Величины k_1, k_2, θ, δ, φ сохраняют прежний смысл. После несложных расчетов получаем следующее выражение для прозрачности сэндвича:

$$m=|N_0|^2C_0, \tag{10}$$

где

$$N_0=K_0\left[\frac{k_1}{k_1(K+K_0)\cos k_1h-i(KK_0+k_1^2)\sin k_1h}-\right.$$
$$\left.-\frac{k_2}{k_2(K+K_0)\cos k_2h-i(KK_0+k_2^2)\sin k_2h}\right]\sin 2\varphi, \tag{11}$$

$$C_0=16\frac{k'^2k^2}{(k'+k_0)^2(k'+k)^2}\frac{1}{\left|1+\frac{k-k'}{k+k'}e^{2ikh_1}\right|^2\left|1+\frac{k'-k_0}{k'+k_0}e^{2ik_0h_0}\right|^2}, \tag{12}$$

$$K=k\frac{1-\frac{k-k'}{k+k'}e^{2ikh_1}}{1+\frac{k-k'}{k+k'}e^{2ikh_1}}, \tag{13}$$

$$K_0=k_0\frac{1-\frac{k_0-k'}{k_0+k'}e^{2ik_0h_0}}{1+\frac{k_0-k'}{k_0+k'}e^{2ik_0h_0}}. \tag{14}$$

При $|\delta|/k_2\ll 1$, $|\delta h|\ll 1$, подставляя выражение для δ, получаем

$$N_0=\frac{1}{2}K_0k_2^2\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_\parallel}\sin^2\theta\sin 2\varphi\frac{k_2(K+K_0)\sin k_2h+i(KK_0+k_2^2)\cos k_2h}{[k_2(K+K_0)\cos k_2h-i(KK_0+k_2^2)\sin k_2h]^2} \tag{15}$$

До сих пор ориентация молекул считалась одинаковой в каждой точке ЖК-слоя. При возбуждении вязких волн ориентация молекул ЖК-слоя будет неоднородной. В этом случае при колебаниях поверхности пластины вдоль x' волновое число необыкновенной волны будет функцией z и x'. Будем считать, что $\frac{1}{k_1^2}|\partial k_1(z,x')/\partial z|\ll 1$. Это условие заведомо будет выполняться при достаточно малых углах поворота молекул. При этом условии можно воспользоваться методом плавных возмущений. В первом приближении этого метода необыкновенная волна имеет по-прежнему вид (4), но с заменой k_1 на

$$\tilde{k}_1=\frac{1}{z}\int_0^z k_1(z,x')\,dz.$$

Произведя замену k_1 на $\tilde{k}_1$ в формуле (15), получаем для прозрачности сэндвича следующее выражение:

$$m=|\tilde{N}_0|^2C_0, \tag{16}$$

где

$$\tilde{N}_0=K_0k_2^2\frac{1}{2}\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_\parallel}\left(\int_0^h\sin^2\theta\,dz\right)\sin 2\varphi\cdot\frac{k_2(K+K_0)\sin k_2h+i(KK_0+k_2^2)\cos k_2h}{[k_2(K+K_0)\cos k_2h-i(KK_0+k_2^2)\sin k_2h]^2}$$

Перейдем к оценкам градиентов скоростей в ЖК-слое. При этих оценках, как нетрудно показать, ЖК-слой можно рассматривать просто как слой вязкой жидкости с вязкостью $\eta=\frac{1}{2}(\alpha_2+\alpha_4+\alpha_5)$ (α_i — постоянные Лесли). Начнем со случая высоких частот, считая, что в нижней пластине создана поверхностная волна Рэлея, распространяющаяся вдоль оси x'. Толщину нижней пластины будем считать много большей длины продольной волны в ней и ограничимся наиболее интересным случаем $\varkappa h\gg 1$, где $\varkappa=\sqrt{\frac{\omega\rho}{2\eta}}$ — волновое число вязкой волны, ρ — плотность жидкого кристалла, ω — частота поверхностной волны. Условие $\varkappa h\gg 1$ означает, что вязкие волны, создаваемые на нижней границе слоя, практически не доходят до его верхней границы. Эти условия будут выполняться, например, для системы, рассмотренной в [1], т. е. при $h=15\,\mu$, частоте 6—30 *Мгц*,

толщине нижней пластины 1 *мм* и жидком кристалле МББА. Колебания нижней пластины будут частично передаваться верхней пластине звуковой волной, возбуждаемой в ЖК-слое. Этим эффектом, однако, можно пренебречь, поскольку он не меняет порядка величины прозрачности. Как показывают оценки, градиенты скоростей, связанные с вязкими волнами, значительно превосходят градиенты, связанные с продольными волнами в ЖК-слое. В связи с этим мы будем пренебрегать последними. Обозначим через $u_0 e^{i(k''x'-\omega t)}$ смещение поверхности нижней пластины вдоль оси x', где k'' — волновое число поверхностной волны Рэлея. Это смещение создаст в ЖК-слое вязкую волну с градиентом скорости

$$\frac{\partial v_{x'}}{\partial z} = -u_0 i\omega(-1+i)\sqrt{\frac{\omega\rho}{2\eta}}\, e^{(-1+i)\sqrt{\frac{\omega\rho}{2\eta}}z} \cdot e^{i(k''x'-\omega t)}. \tag{17}$$

Для случая низких частот будем считать, что размеры сэндвича малы по сравнению с длиной продольной волны в пластинах, а толщина ЖК-слоя по-прежнему велика по сравнению с длиной вязкой волны в нем. В этом случае можно считать, что нижняя пластина сэндвича, возбуждаемая низкочастотным колебанием, движется как целое в своей плоскости с некоторой амплитудой u_0 и, следовательно, в ЖК-слое возбуждается вязкая волна с той же амплитудой, в то время как верхняя пластина остается практически неподвижной. Эти условия выполняются, например, при использовании жидкого кристалла МББА при частоте 10 *кгц*, при толщине ЖК-слоя 100 μ и длине пластин сэндвича порядка нескольких сантиметров. Градиент скорости, создаваемый в этом случае, дается выражением

$$\frac{\partial v_{x'}}{\partial z} = -i\omega u_0(-1+i)\sqrt{\frac{\omega\rho}{2\eta}}\, e^{(-1+i)\sqrt{\frac{\omega\rho}{2\eta}}z}\, e^{-i\omega t}. \tag{18}$$

Найдем теперь поворот молекул ЖК-слоя, создаваемый рассмотренными колебаниями нижней пластины. При этих колебаниях директор в ЖК-слое будет поворачиваться, оставаясь все время в плоскости x', z. В системе координат x', y', z директор $\mathbf{n}$ будет иметь составляющие $n_{x'} = \sin\theta$, $n_{y'}=0$, $n_z=\cos\theta$. В этой системе координат при малых углах поворота уравнение вращения директора запишется в следующем виде [6]:

$$\gamma_1\dot{\theta} = -\frac{1}{2}(\gamma_2-\gamma_1)\frac{\partial v_{x'}}{\partial z} - \frac{1}{2}(\gamma_2+\gamma_1)\frac{\partial v_z}{\partial x'} + K_{11}\frac{\partial^2\theta}{\partial x'^2} + K_{33}\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}. \tag{19}$$

Здесь $\gamma_1=\alpha_3-\alpha_2$, $\gamma_2=\alpha_6-\alpha_5$; K_{11}, K_{33} — упругие постоянные Франка. В этом уравнении мы пренебрегли малым инерционным членом. Так как длина вязкой волны много меньше длины упругой волны, то производные по z оказываются много большими производных по x'. В связи с этим в уравнении (19) можно пренебречь вторым слагаемым справа по сравнению с первым и третьим по сравнению со вторым. Тогда уравнение примет вид

$$\gamma_1\dot{\theta} = -\frac{1}{2}(\gamma_2-\gamma_1)\frac{\partial v_{x'}}{\partial z} + K_{33}\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}. \tag{20}$$

Для высокочастотного случая, подставив сюда выражение (17) для $\frac{\partial v_{x'}}{\partial z}$ и решив уравнение с граничными условиями $\theta=0$ при $z=0$ и $z=h$, получим следующее выражение для θ:

$$\theta = \frac{1}{2}\frac{\gamma_2-\gamma_1}{\gamma_1}u_0\varkappa\frac{1}{1-\frac{\varkappa^2}{\sigma^2}}\{e^{-\varkappa z}[\cos(\varkappa z+k''x'-\omega t)+ \tag{21}$$

$$+\sin(\varkappa z+k''x'-\omega t)]-e^{-\sigma z}[\cos(\sigma z+k''x'-\omega t)+\sin(\sigma z+k''x'-\omega t)]\},$$

где $\sigma=\sqrt{\omega\gamma_1/2K_{33}}$ — обратная толщина слоя, в котором градиент скорости не приводит к повороту молекул из-за сильного ориентирующего действия поверхностей пластин; $\sigma\gg\varkappa$.

Для низкочастотного случая, используя (18), получаем то же выражение для θ, но с $k''=0$.

Найдем теперь прозрачность рассматриваемой системы. Нас интересует по существу средняя по времени прозрачность. Она будет определяться величиной $\overline{\left(\int\limits_0^h \theta^2\,dz\right)^2}$, где черта сверху означает усреднение по времени. Подставляя в этот интеграл выражение (21) для θ и пренебрегая $\frac{\varkappa}{\sigma}$ и более высокими степенями этого отношения по сравнению с 1, получим следующее выражение для прозрачности сэндвича в обоих рассмотренных случаях колебаний нижней пластины:

$$m=\frac{5}{16}L_0k_2^2\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_\parallel}\right)^2\sin^2 2\varphi\left(\frac{\gamma_2-\gamma_1}{\gamma_1}\right)^4\frac{\omega\rho}{2\eta}u_0^4, \tag{22}$$

где

$$L_0=\frac{1}{64}C_0k_2^2\left|K_0\frac{k_2(K+K_0)\sin k_2h+i(KK_0+k_2^2)\cos k_2h}{[k_2(K+K_0)\cos k_2h-i(KK_0+k_2^2)\sin k_2h]^2}\right|^2$$

— безразмерная величина, не зависящая от величины анизотропии ЖК-слоя, но зависящая от его толщины и диэлектрической проницаемости $\varepsilon_\perp$. C_0, K, K_0 даются формулами (12)—(14). Если пластины не слишком тщательно отшлифованы, то величина L_0 должна быть усреднена по вариациям толщины пластин.

Заметим, что для стоячей поверхностной волны выражение для прозрачности будет следующим:

$$m=5L_0k_2^2\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_\parallel}\right)^2\sin^2 2\varphi\left(\frac{\gamma_2-\gamma_1}{\gamma_1}\right)^4\frac{\omega\rho}{2\eta}u_0^4\cos^4 k''x'. \tag{23}$$

Так как $\cos^4 k''k'=\frac{3}{8}+\frac{1}{2}\cos 2k''x'+\frac{1}{8}\cos 4k''x'$, то в этом случае должны наблюдаться чередующиеся темные и светлые полосы, причем расстояние между светлыми и темными полосами должно быть $\frac{\lambda}{2}$, где λ — длина поверхностной волны. Эта картина должна несколько портиться гораздо более слабыми полосами, расстояние между которыми вдвое меньше.

Оценим порядок полученной величины прозрачности. Оценки проведем для жидкого кристалла МББА. Для него при комнатной температуре $\frac{|\Delta\varepsilon|}{\varepsilon_\parallel}=0{,}23$ [5], $\frac{\gamma_2-\gamma_1}{\gamma_1}=2$, $\eta=0{,}24$ *пз* [7]. Положим $k_2=10^5$ *см*$^{-1}$ и $\sin 2\varphi=1$. Для системы, исследованной в [1], $L_0\simeq10^{-2}$. Это значение L_0 будет использовано далее. Для частоты 10 *кгц* при смещении $1{,}5\cdot10^{-4}$ *см* (мощность волны порядка 1 *вт/см*^{2}) в случае колебаний нижней пластины как целого получаем $m\simeq10^{-3}$. Для частоты же 6 *Мгц* и смещения $u_0=10^{-6}$ *см* в случае поверхностной волны (мощность волны порядка 1 *вт/см*^{2} вблизи границы) получаем $m\simeq10^{-8}$. Последняя оценка показывает, что экспериментальные результаты работы [1], вопреки высказанному в ней мнению, не могут быть объяснены эффектом ориентации молекул под влиянием градиентов скорости.

Пользуемся случаем выразить благодарность М. А. Исаковичу за ценные замечания и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *О. А. Капустина, Ю. Г. Статников.* Воздействие ультразвуковых поверхностных волн на жидкие кристаллы. ЖЭТФ, 1973, *64*, 1, 226–230.
2. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Электродинамика сплошных сред. М., Гостехтеориздат, М., 1957.
3. *A. Johannsen.* Manual of petrographic methods (Hafner Publishing Company, N. Y., 1968).
4. *H. Mailer, K. L. Likins, T. R. Taylor, Y. L. Fergason.* Effect of ultrasound on nematic liquid crystal. Appl. Phys. Lett., 1971, *18*, 4, 105–107.
5. *И. Н. Компанец, В. В. Никитин.* Нематические кристаллы в оптоэлектронных устройствах. Препринт, № 127, ФИАН, 1974.
6. *С. А. Пикин.* Стационарное течение нематической жидкости во внешнем электрическом поле. ЖЭТФ, 1971, *60*, 3, 1185–1190.
7. *C. Gähwiller.* The viscosity coefficients of a room-temperature liquid crystal (MBBA). Appl. Phys. Lett., 1971, *36A*, 4, 311–312.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
13 сентября 1974 г.