АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVIII 1982 Вып. 3

УДК 534:532.783

К ТЕОРИИ АКУСТО-ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Геворкян Э. В.

Проведено теоретическое исследование акусто-оптических явлений в жидких кристаллах в магнитном поле на продольных, сдвиговых и поверхностных акустических волнах. Показано, что для наблюдения линейных эффектов оптимальным является использование низкочастотных сдвиговых или поверхностных волн в умеренно сильном магнитном поле наклонной ориентации.

Акусто-оптические явления, заключающиеся в изменении оптических свойств ячейки при ее возбуждении продольными, сдвиговыми или поверхностными волнами, представляют значительный научный и прикладной интерес. В последние годы интенсивно ведутся экспериментальные исследования акусто-оптических эффектов в жидких кристаллах. По их результатам опубликовано около сотни работ. Перспективными представляются разработки на основе этих эффектов устройств для визуализации и индикации акустических полей, для модуляции светового потока и др.

Однако теория рассматриваемых явлений в настоящее время развита недостаточно. В ряде работ предприняты попытки теоретического описания частных типов эффектов [1–13]. Полученные результаты противоречивы, предложенные модели носят довольно искусственный характер и в то же время не учитывают ряда факторов, существенно влияющих на результат. Отсутствуют работы, в которых рассматривалось бы влияние магнитного поля на акусто-оптические явления.

В настоящей работе проведено теоретическое исследование акусто-оптических явлений в жидких кристаллах в магнитном поле на продольных, сдвиговых и поверхностных акустических волнах. Основное внимание уделено влиянию магнитного поля и ориентации директора на границе жидкого кристалла. Рассмотрены две наиболее характерные задачи, в которых в чистом виде проявляются акусто-оптические эффекты. Первая связана с двулучепреломлением в гомеотропном слое жидкого кристалла, индуцированным продольными, сдвиговыми или поверхностными волнами. При этом отлична от нуля интенсивность света I_1, проходящего сквозь жидкокристаллическую ячейку, помещенную между скрещенными поляроидами. Вторая задача — о дифракции необыкновенной световой волны в жидкокристаллической ячейке (произвольная ориентация), в которой распространяются продольные или поверхностные акустические волны.

В линейном приближении (малые амплитуды) акустические волны вызывают колебательное движение директора, которое в принципе сопровождается указанными выше акусто-оптическими эффектами. Вкладом, вносимым колебаниями плотности (в продольной волне), можно пренебречь, за исключением тех случаев, когда колебания директора не дают эффекта, например при дифракции обыкновенной световой волны в тонком слое жидкого кристалла.

Заметим, что экспериментально наблюдаемые акусто-оптические эффекты, как правило, связаны с нелинейными акустическими движениями директора (с переориентацией последнего акустическими течениями [7–9], нелинейными вязкими напряжениями [10] или параметрической неустойчивостью [11–13]), имеющими определенный порог интенсивности. Влияние магнитного поля на эти эффекты будет рассмотрено в отдельной работе.

Как известно, угловая зависимость диэлектрической проницаемости (для данной длины световой волны) имеет вид

$$\varepsilon(\tilde{\theta})=\varepsilon_{\parallel}-\varepsilon_a \sin 2\tilde{\theta}, \tag{1}$$

где $\varepsilon_a=\varepsilon_{\parallel}-\varepsilon_{\perp}$, $\tilde{\theta}$ — угол между вектором напряженности электрического поля и директором $\mathbf{n}$.

Коэффициент преломления необыкновенной световой волны равен

$$N(\theta)=(\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel}/\varepsilon(\theta))^{1/2}=N_0N_e\varepsilon(\theta)^{-1/2}, \tag{2}$$

где $N_0=\varepsilon_{\perp}^{1/2}$ и $N_e=\varepsilon_{\parallel}^{1/2}$ — главные показатели преломления, различающиеся примерно на 10%, θ — угол между волновым вектором и директором.

Для компланарных волнового вектора, директора $\mathbf{n}_0$ и его вариации $\delta\mathbf{n}$

$$N\approx N(\theta_0)[1+u(\theta_0)\delta n+v(\theta_0)(\delta n)^2], \tag{3}$$

где

$$u(\theta_0)=\varepsilon_a/(2\varepsilon(\theta_0))\sin 2\theta_0, \tag{4}$$

$$v(\theta_0)=(\cos 2\theta_0)\varepsilon_a/(2\varepsilon(\theta_0))+{}^3/_8((\sin 2\theta_0)\varepsilon_a/\varepsilon(\theta_0))^2. \tag{5}$$

В первой задаче интенсивность проходящего света при $\theta_0=0$ определяется формулой

$$I_1=I_0R(\sin^2 2\varphi)(\varepsilon_a/\varepsilon_{\parallel})^2(4\pi^2/\lambda^2)\left[\int_0^L(\delta n)^2\,dx_1\right]^2, \tag{6}$$

где φ — угол между вектором поляризации света и направлением колебаний директора, λ — длина световой волны в вакууме, L — толщина слоя, R — коэффициент, связанный с отражением света на границах стеклянных пластин ячейки с воздухом и с жидким кристаллом, а также с рассеянием света на тепловых флуктуациях директора.

Во втором эксперименте речь обычно идет о дифракции Рамана — Ната на фазовой решетке. При нормальном падении амплитуда световой волны на задней поверхности Ω жидкокристаллической ячейки равна

$$g(x_3)=g_0\exp\left(i(2\pi/\lambda)\int_0^L N\,dx_1\right). \tag{7}$$

(Мы не учитываем отражения света на поверхностях ячейки, соответствующий учет легко провести в окончательных результатах.)

Амплитуда результирующей световой волны, дифрагировавшей под углом ψ, определяется выражением

$$E=F\int_{\Omega}g(x_3)\exp(-i(2\pi/\lambda)(\sin\psi)x_3)\,dx_3, \tag{8}$$

где интенсивность дифрагировавшего света $I=0{,}5\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0/\mu\mu_0}|E|^2$; $F=[(1+\cos\psi)/2\sqrt{\lambda r_0}]\exp(iC)$.

Как видно из формул (3)—(5), при планарной или гомеотропной ориентациях директора $u(\theta_0)=0$ и акусто-оптические эффекты являются эффектами второго порядка, а при наклонной ориентации ($\sin 2\theta_0\neq 0$) — эффектами первого порядка, которые имеют значительно большую величину и удвоенный пространственный период.

Рассмотрим акусто-оптические эффекты на продольных ультразвуковых волнах в магнитном поле.

Колебательная скорость определяется выражением

$$v_\mu=-i\omega u_0(k_\mu/k)\exp[i(\mathbf{kx}-\omega t)-\mathbf{Ax}], \qquad (\mu=1,2,3), \tag{9}$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор, ω — частота, u_0 — амплитуда смещения.

Гидродинамическое уравнение для вариации директора можно привести к виду

$$\delta\dot{n}_\mu = \delta h_\mu/\gamma_1 + {}^1/{}_2 n_{0\alpha}[(1-\gamma_2/\gamma_1)v_{\mu,\alpha} - (1+\gamma_2/\gamma_1)v_{\alpha,\mu}] + \tilde{\lambda} n_{0\mu}, \tag{10}$$

где $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$, $\gamma_2 = \alpha_6 - \alpha_5$ — коэффициенты вязкости Лесли, $\tilde{\lambda}$ — множитель Лагранжа, связанный с нормировкой директора, $\mathbf{n}_0$ — равновесное поле директора в отсутствие ультразвука, а вариация молекулярного поля

$$\delta h_\mu = K\nabla^2 \delta n_\mu + \chi_a(\delta\mathbf{n}\mathbf{H})H_\mu, \tag{11}$$

где K — постоянная Франка, χ_a — анизотропная диамагнитной проницаемости, $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля.

Полагая, что магнитная длина когерентности ξ значительно меньше толщины жидкокристаллического слоя, а поглощение не велико $A \ll k$, из (9) – (11) находим

$$\delta n_\mu = u_0 \frac{\gamma_2(k_\mu - \mathbf{Hk}H_\mu/H^2)\mathbf{Hk}}{kH(\gamma_1 + i(Kk^2 + \chi_a H^2)/\omega)} \exp[i(\mathbf{kx} - \omega t) - \mathbf{Ax}]. \tag{12}$$

Заметим, что мнимой частью коэффициента $B_1 = |B_1|\exp(i\alpha_1)$ перед экспонентой в формуле (12) обычно можно пренебречь. При распространении ультразвука вдоль или поперек поля вариация директора обращается в ноль.

Подставляя полученное выражение в (6), находим интенсивность проходящего света в первом эксперименте на продольных ультразвуковых волнах

$$I_1 = I_0 R \sin^2 2\varphi(\varepsilon_a/\varepsilon_\parallel)^2 (2\pi/\lambda)^2 |B_1|^4 (L^2/4) \times \times [1 + (\sin k_1 L/k_1 L)\cos(k_1 L + 2k_3 x_3 - 2\omega t + 2\alpha_1)]^2. \tag{13}$$

Для дифракционного эксперимента на продольных акустических волнах из (3), (7), (12) находим

$$\begin{aligned} g(x_3) = {} & g_0 \exp\{i(2\pi/\lambda)N(\theta_0)L[1+ \\ & + u(\theta_0)|B_1|[\sin(k_1 L/2)/(k_1 L/2)] \times \\ & \times \cos(k_1 L/2 + k_3 x_3 - \omega t + \alpha_1) + 0{,}5 v(\theta_0)|B_1|^2 [1+ \\ & + (\sin(k_1 L)/(k_1 L))\cos(k_1 L + 2k_3 x_3 - 2\omega t + 2\alpha_1)]]\} \end{aligned} \tag{14}$$

и, используя теорему о свертке, получаем при $\sin 2\theta_0 = 0$

$$I_2 = |F|^2 g_0{}^2 \frac{\pi^2}{k_3{}^2} \frac{\sin^2(M_2 \sin\psi\pi^2/(\lambda k_3))}{\sin^2(\sin\psi\pi^2/(\lambda k_3))} \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} \times \times [J_{\pi\sin\psi/(\lambda k_3)}((2\pi/\lambda)N(\theta_0)v(\theta_0)|B_1|^2 \sin k_1 L/2k_1)]^2, \tag{15}$$

где $J_a(b)$ — функции Ангера, $M_2 = k_3\Omega/\pi$ — число периодов фазовой решетки в зоне распространения света.

При $\sin 2\theta_0 \neq 0$

$$I_2 = g_0{}^2|F|^2 \frac{4\pi^2}{k_3{}^2} \frac{\sin^2(M_1 \sin\psi\cdot 2\pi^2/(\lambda k_3))}{\sin^2(\sin\psi\cdot 2\pi^2/(\lambda k_3))} \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} \times \times [J_{2\pi\sin\psi/(\lambda k_3)}((2\pi/\lambda)N(\theta_0)|B_1|u(\theta_0)\sin(k_1 L/2)/(k_1/2))]^2, \tag{16}$$

где $M_1 = M_2/2$.

Здесь не учитывалось отражение ультразвука от стеклянных пластин ячейки и возможное образование стоячих волн. Соответствующий учет в формулах (13) – (16) сложности не представляет.

Заметим, что на продольных ультразвуковых волнах при достаточной толщине слоя жидкого кристалла $L \gg 1/(\lambda k^2)$ возможна брэгговская дифракция. Но ее экспериментальное изучение затруднено значительным рассеянием света в нематических жидких кристаллах.

Перейдем теперь к рассмотрению акусто-оптических эффектов в магнитном поле на сдвиговых и поверхностных волнах. Распространение сдвиговых волн в пространственно-неоднородных жидких кристаллах в магнитном поле анализировалось в работах [14, 15]. Толщина жидкокристаллического слоя $L\sim1$ мм обычно значительно превышает магнитную длину когерентности ξ и глубину проникновения сдвиговой волны $\delta\sim1-10$ мкм. (В противном случае следует учесть отражения волн от пластин ячейки.) Поскольку обычно $\tilde{\varepsilon}=\chi_a H^2/(\gamma_1\omega)\ll1$ и $\tilde{\mu}=K/(\delta^2\gamma_1\omega)\ll1$, в гидродинамических уравнениях можно произвести разложение по этим малым параметрам, связанным с непосредственным влиянием упругой силы Франка и магнитного поля на сдвиговую волну.

Здесь рассмотрены наиболее интересные случаи: слабого $\xi\gg\delta$ и умеренно сильного ($\delta\gg\xi\gg\delta_n$, где δ_n – глубина проникновения ориентационной волны) магнитных полей. В этих случаях гидродинамические уравнения для директора и колебательной скорости могут быть расцеплены [14], и таким образом колебательная скорость в сдвиговой волне имеет при $x_1>\delta_n$ обычный вид

$$v_3=-i\omega u_0\exp\left((-1+i)x_1/\delta-i\omega t\right), \tag{17}$$

где $\delta=\delta(\mathbf{H},\mathbf{n}(0))$.

В поверхностной волне

$$v_3=-i\omega u_0\exp\left[(-1+i)x_1/\delta+i(k_3x_3-\omega t)\right]. \tag{18}$$

Ниже приведены формулы только для поверхностных волн (18). Соответствующие формулы для сдвиговых волн легко получить, положив $k_3=0$.

Из уравнения (10) для вариации директора получаем следующие выражения. В слабом магнитном поле

$$\delta n_\mu=\frac{u_0}{2\delta}\,\frac{(-1+i)\left[n_{03}(1+\gamma_2/\gamma_1)\delta_{\mu1}-n_{01}(1-\gamma_2/\gamma_1)\delta_{\mu3}-\right.}{1-(2/\delta^2-ik_3^2)K/(\gamma_1\omega)}\times \tag{19}$$
$$\times\frac{\left.-n_{03}n_{01}(2\gamma_2/\gamma_1)n_{0\mu}\right]+2i\delta k_3n_{03}}{1-(2/\delta^2-ik_3^2)K/(\gamma_1\omega)}\exp\left[(-1+i)x_1/\delta+i(k_3x_3-\omega t)\right],$$

где $n_{0\mu}=n_\mu(0)$ – задается условием сильного сцепления на колеблющейся пластине ячейки. В умеренно сильном магнитном поле

$$\delta n_\mu=\frac{u_0}{H\delta}\,\frac{-A_\mu+i\left[A_\mu+(\gamma_2/\gamma_1)k_3H_3(\delta_{\mu3}-H_3H_\mu/H^2)\right]}{1-2K/(\gamma_1\omega\delta^2)+i(Kk_3^2+\chi_aH^2)/(\gamma_1\omega)}\times \tag{20}$$
$$\times\exp\left[(-1+i)x_1/\delta+i(k_3x_3-\omega t)\right],$$

где

$$A_\mu={}^1/_2(1+\gamma_2/\gamma_1)H_3\delta_{\mu1}-{}^1/_2(1-\gamma_2/\gamma_1)H_1\delta_{\mu3}- \tag{21}$$
$$-H_1H_3H_\mu\gamma_2/(\gamma_1H^2).$$

Отметим, что в случае очень сильного магнитного поля $\xi\ll\delta_n$ ($B\geqslant10^4$ Тл) вариация директора (20) практически равна нулю и акусто-оптический эффект отсутствует.

В первом эксперименте на поверхностных или сдвиговых акустических волнах интенсивность проходящего света равна

$$I_1=I_0R\sin^2 2\varphi(\varepsilon_a/\varepsilon_\parallel)^2(2\pi/\lambda)^2|B_{2,3}|^4(\delta/4)^2\times \tag{22}$$
$$\times\left[1+2^{-1/2}\cos\left(\pi/4+2k_3x_3-2\omega t+2\alpha_{2,3}\right)\right],$$

где через $B_{2,3}=|B_{2,3}|\exp(i\alpha_{2,3})$ обозначены множители, стоящие перед экспонентами в формулах (19) или (20), соответственно в слабых или сильных магнитных полях. В отсутствие магнитного поля при $K=K_3$ и $\theta_0=0$ формула (22) эквивалентна результату работы [4].

Для второго эксперимента (дифракционного) из (3), (7), (19), (20) находим

(23) $$g(x_3)=g_0 \exp\{i(2\pi/\lambda)N(\theta_0)\delta(\theta_0)[L/\delta(\theta_0)+ +u(\theta_0)|B_{2,3}|^{-1/2}\cos(\pi/4+k_3x_3-\omega t+\alpha_{2,3})+ +v(\theta_0)|B_{2,3}|^2 2^{-5/2}\cos(\pi/4+2k_3x_3-2\omega t+2\alpha_{2,3})]\}.$$

Откуда при $\sin 2\theta_0=0$

(24) $$I_2=g_0^2\frac{\pi^2}{k_3^2}\frac{\sin^2(M_2\sin\psi\pi^2/(\lambda k_3))}{\sin^2(\sin\psi\pi^2/(\lambda k_3))}|F|^2\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}}\times \times[J_{\pi\sin\psi/(\lambda k_3)}((2\pi/\lambda)N(\theta_0)v(\theta_0)|B_{2,3}|^2 2^{-5/2}\delta(\theta_0))]^2,$$

где $M_2=k_3\Omega/\pi$.

При $\sin 2\theta_0\neq 0$

(25) $$I_2=g_0^2\frac{4\pi^2}{k_3^2}\frac{\sin^2(M_1\sin\psi\, 2\pi^2/(\lambda k_3))}{\sin^2(\sin\psi\, 2\pi^2/(\lambda k_3))}|F|^2\times \times\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}}[J_{2\pi\sin\psi/(\lambda k_3)}((2\pi/\lambda)N(\theta_0)u(\theta_0)|B_{2,3}|2^{-1/2}\delta(\theta_0))]^2,$$

где $M_1=k_3\Omega/(2\pi)$.

Оценим численные величины рассмотренных выше акусто-оптических эффектов, предсказываемых линеаризованной гидродинамической теорией. (Экспериментальные пороговые ($I_1\sim I_0$) значения $I_{ак}\sim 1-10$ мВт/см^2 [8—10]). Для типичных значений $I_{ак}=1$ мВт/см^2, $L=1$ мм, $\omega/2\pi=10$ кГц, $\varepsilon_a/\varepsilon_\parallel=0{,}2$, $\lambda=6\cdot 10^{-7}$ м, $c_{зв}=1{,}5\cdot 10^3$ м/с, $B_1=10^{-6}$, $B_{2,3}=6\cdot 10^{-2}$ получаем в первом эксперименте на продольных волнах $I_1\sim 4\cdot 10^{-17}I_0$, а на сдвиговых $I_1\sim 3\cdot 10^{-3}I_0$ (при $\sin 2\theta_0\neq 0$ $I_1\sim I_0$). Во втором эксперименте на продольных волнах интенсивность в первом максимуме при $\sin 2\theta_0=0$ $I_2\sim 2\cdot 10^{-18}I_{00}$, а при $\sin 2\theta_0\neq 0$ $I_2\sim 4\cdot 10^{-6}I_{00}$. На поверхностных волнах соответственно $I_2\sim 10^{-3}I_{00}$ и $I_2\sim I_{00}$.

Сделанные численные оценки показывают, что акусто-оптические эффекты на продольных, сдвиговых и поверхностных волнах удовлетворительно описываются линеаризованной гидродинамической теорией лишь в допороговой области. Экспериментально наблюдаемые надпороговые акусто-оптические эффекты являются нелинейными. В них доминируют механизмы, связанные со стационарной переориентацией директора вихревыми акустическими течениями (образование доменов). «Динамическое рассеяние» света, наблюдаемое при большой акустической интенсивности, вызвано, как известно, турбулентным движением жидкого кристалла. Сделаем ряд замечаний относительно влияния магнитного поля на акусто-оптические эффекты.

При распространении света вдоль магнитного поля имеет место вращение плоскости поляризации (эффект Максвелла). Однако постоянная Верде нематических жидких кристаллов мала: порядка 12 рад·м$^{-1}$·Тл$^{-1}$ (МББА) и соответствующий угол в экспериментальных условиях ($L=1$ мм, $B=0{,}5$ Тл) составляет доли градуса.

В нематических жидких кристаллах свет заметно рассеивается на тепловых флуктуациях директора. Потери составляют около 30 дБ/см (МББА). Сильное магнитное поле подавляет флуктуации директора и снижает связанные с ними потери интенсивности света в акусто-оптических экспериментах.

Умеренное магнитное поле не может подавить колебательное движение директора в акустической волне, но в то же время оно значительно повышает порог для нелинейных механизмов акусто-оптических эффектов. Можно показать, что ориентирующее действие магнитного поля индукцией 1 Тл эквивалентно действию градиента скорости акустического течения порядка 10 с$^{-1}$. Таким образом, для наблюдения линейных акустооптических эффектов оптимальным является использование низкочастотных сдвиговых или поверхностных волн в умеренно сильном магнитном поле ($B\sim 1$ Тл) наклонной ориентации.

Приложение

Рассмотрим кратко случай наклонной ориентации директора $\theta_0 \neq 0$ в первой задаче для произвольного угла χ между поляризатором и анализатором. (Направление распространения света (нормаль к слою), директор и его вариация по-прежнему компланарны.)

В этом случае без учета влияния оптической анизотропии на коэффициент отражения и рассеяние света вместо формулы (6) имеем

$$I_1 = I_0 R[\cos^2\chi - \sin 2\varphi \sin 2(\varphi - \chi) \sin^2(\Phi/2)],$$

где выражения для

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}\int_0^L N\,dx_1$$

приведены в показателе экспоненты в формулах (14) и (23).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Helfrich W.* Orienting Action of Sound on Nematic Liquid Crystals.– Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, № 24, p. 1583–1586.
2. *Капустина О. А., Статников Ю. Г.* Ориентационное воздействие акустического поля на нематические кристаллы.– Акуст. ж., 1974, т. 20, № 2, с. 248–251.
3. *Nagai S., Iizuka K.* On the Effect of Ultrasound to Nematic Liquid Crystal.– Jap. J. Appl. Phys., 1974, v. 13, № 1, p. 189–190.
4. *Кожевников Е. Н., Чабан И. А.* К вопросу об использовании жидких кристаллов в акусто-оптических устройствах.– Акуст. ж., 1975, т. 21, № 6, с. 900–907.
5. *Kagawa Y., Hatakeyama T., Tanaka Y.* Vibro-optical and Vibrodielectric effects in a nematic liquid crystal layer.– J. Sound and Vibr., 1975, v. 41, № 1, p. 1–11.
6. *Кондратенко В. К., Фарздинов М. М., Чувыров А. Н.* Фотоупругий эффект в нематических жидких кристаллах.– Физ. тв. тела, 1975, т. 17, № 3, с. 795–799.
7. *Miyano K., Shen Y. R.* Excitation of stripe domain patterns by propagating acoustic waves in an oriented nematic film.– Phys. Rev. A, 1977, v. 15, № 6, p. 2471–2485.
8. *Sripaipan C., Hayes C. F., Fang G. T.* Ultrasonically-induced optical effect in a nematic liquid crystal.– Phys. Rev., A, 1977, v. 15, № 3, p. 1297–1303.
9. *Nagai S., Peters A., Candau S.* Acousto-optical effects in a nematic liquid crystal.– Rev. Phys. Appl., 1977, v. 12, № 1, p. 21–30.
10. *Dion J. L., Jacob A. D.* A new hypothesis on ultrasonic interaction with a nematic liquid crystal.– Appl. Phys. Lett., v. 31, № 8, p. 490–493.
11. *Чабан И. А.* Виброгидродинамическая неустойчивость жидких кристаллов.– Акуст. ж., 1978, т. 24, № 2, с. 260–270.
12. *Чабан И. А.* Акустогидродинамическая неустойчивость нематических жидких кристаллов.– Акуст. ж., 1979, т. 25, № 1, с. 124–134.
13. *Кожевников Е. Н.* Неустойчивость ориентации нематических жидких кристаллов в звуковом поле в отсутствие растекания.– Акуст. ж., 1980, т. 26, № 6, с. 866–871.
14. *Геворкян Э. В.* Влияние магнитного поля на сдвиговый импеданс жидких кристаллов.– Акуст. ж., 1981, т. 27, № 1, с. 77–82.
15. *Геворкян Э. В.* Магнитоакустические свойства нематических и смектических жидких кристаллов.– В кн.: Применение ультраакустики к исследованию вещества. М.: Изд-во Всес. заочн. машиностроит. ин-та, 1981, вып. 31, с. 64–77.

Всесоюзный заочный
машиностроительный
институт

Поступила в редакцию
24.III.1981