и постоянной времени θ_0 отраженной волны в областях до и после образования разрыва описываются следующими выражениями:

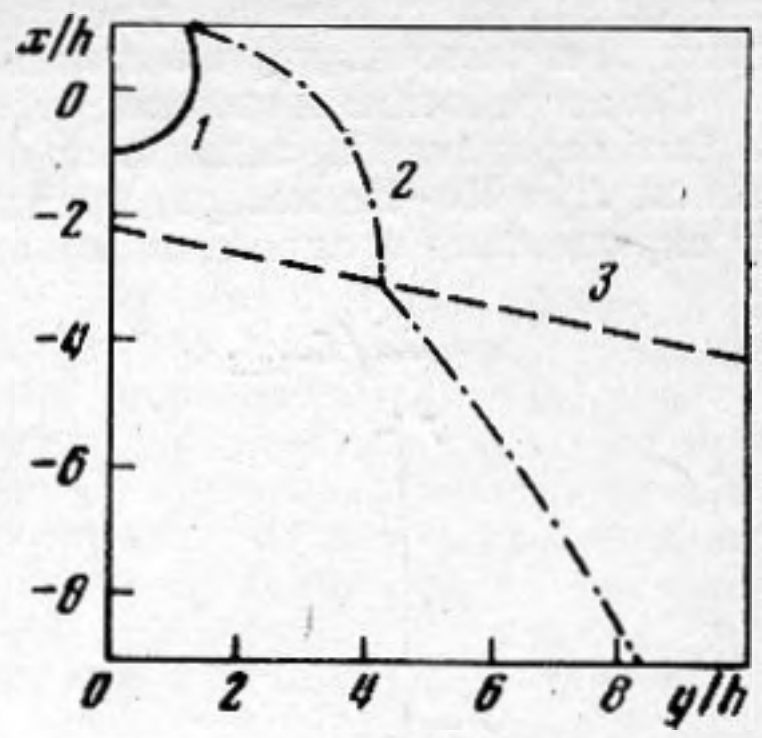
$$P_0=-P_s/u, \quad \theta_0=\theta_s \quad (1\leqslant u\leqslant u_s),$$

$$P_0=-P_s\left[u\left(\frac{\ln u}{\ln u_s}\right)^{1/2}\right]^{-1}, \tag{3}$$

$$\theta_0=\theta_s(\ln u/\ln u_s)^{1/2} \quad (u>u_s),$$

где $u=2-x/h$, $u_s=(\delta\cos\varphi)^{\frac{1-e}{e}}$ (источник помещен в начало координат $x=0$, $y=0$). Амплитуду P_s и постоянную времени θ_s прямого сигнала, приходящего в ту же точку, что и отраженный сигнал, нетрудно вычислить, используя выражения (1) и учитывая, что расстояние, пройденное прямым сигналом, определяется как

$$r=(h/\cos\varphi)\{(u-1)^2-2(u-1)\cos 2\varphi+1\}^{1/2}.$$



Положение линий равных амплитуд и длительностей прямого и отраженного сигналов. В областях слева от линий равных длительностей (*1*) и амплитуд (*2*) выполняются условия $\theta_s/\theta_0<1$, $P_s/P_0>1$. Кривая *3* характеризует образование разрыва в отраженной волне

На фигуре для случая $R_0/R_*\approx 1$ и $\delta=0{,}1$ приведены результаты сравнения отношений θ_s/θ_0, P_s/P_0. Как видно, в большей части однородного водного слоя постоянная времени отраженной волны θ_0 меньше постоянной времени прямого сигнала θ_s, а амплитуда P_0 больше амплитуды прямой волны P_s.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Островский Л. А., Пелиновский Е. Н., Фридман В. Е.* Распространение взрывных импульсов в приповерхностных слоях океана. Акуст. ж., 1979, *25*, 1, 103–107.
2. *Петухов Ю. В., Фридман В. Е.* Распространение взрывных волн в стратифицированном океане. Изв. АН СССР. Сер. Физ. атмосф. и океана, 1979, *15*, 12, 1307–1315.
3. *Островский Л. А., Пелиновский Е. Н., Фридман В. Е.* Распространение акустических волн конечной амплитуды в неоднородной среде при наличии каустик. Акуст. ж., 1976, *22*, 6, 914–921.

Научно-исследовательский радиофизический институт, Горький

Поступила 11 марта 1979 г.

УДК 548.0:539.21

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ С ГОМЕОТРОПНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ

В. Д. Свет, Г. Н. Яковенко

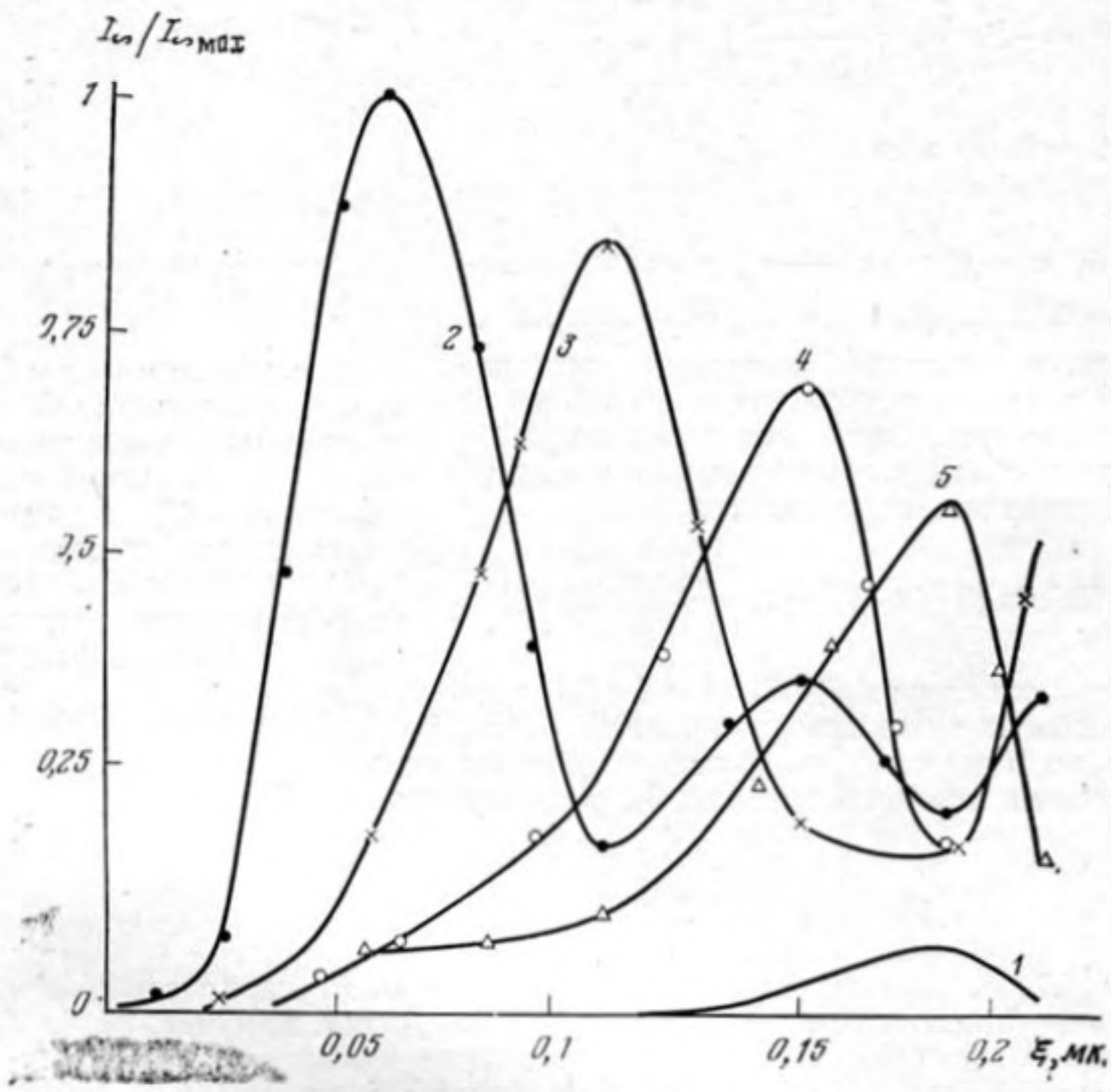
В работах по исследованию акустооптического эффекта в нематических жидких кристаллах было показано, что зависимость постоянной [1, 2] и переменной составляющих светового потока от величины акустического возбуждения является существенно нелинейной, содержащей несколько экстремумов [3].

Как отмечалось в работе [3], при амплитудах возбуждения, превышающих некоторое значение, соответствующее первому максимуму на характеристике, наблюдалось изменение формы оптического сигнала, т. е. изменялся его спектральный состав. В настоящей работе исследовался спектр модулированного оптического сигнала, прошедшего через нематический жидкий кристалл с гомеотропной ориентацией при продольном акустическом возбуждении с частотой 20–600 Гц.

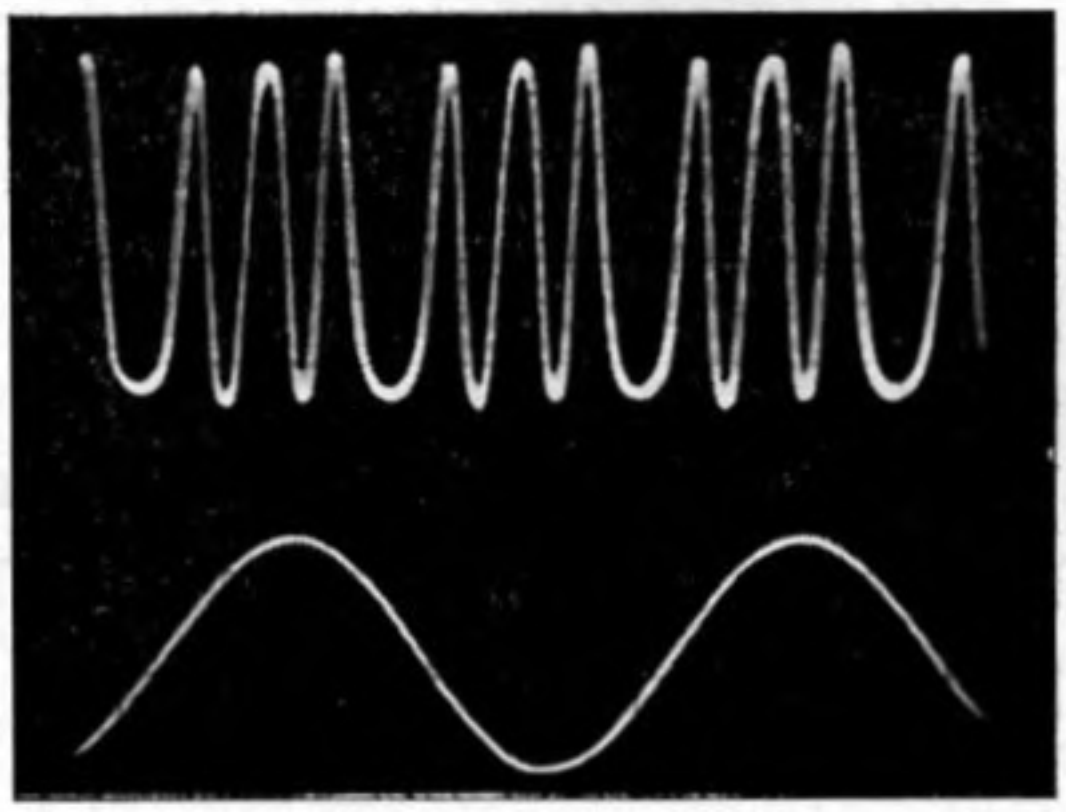
Слой нематического жидкого кристалла (смесь МББА+ЭББА) заключался между двумя стеклянными пластинами, одна из которых прикреплялась к подвижной части

электродинамического возбудителя колебаний и совершала колебания заданной амплитуды и частоты, другая пластина оставалась неподвижной.

Схема работала в режиме отражения. Слой жидкого кристалла толщиной 50 мкм не был ограничен прокладками и при изменении его толщины мог свободно растекаться. Луч He–Ne лазера, пройдя слой нематического жидкого кристалла и систему скрещенных поляроидов, попадал на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Про-



Фиг. 1. Амплитудные зависимости спектральных составляющих оптического сигнала (нормировка относительно максимума второй гармоники): *1* – $f_{опт}=1f_{ак}$, *2* – $2f_{ак}$, *3* – $4f_{ак}$, *4* – $6f_{ак}$, *5* – $8f_{ак}$. Частота возбуждения $f_{ак}=86$ Гц



Фиг. 2. Осциллограмма, иллюстрирующая модуляцию светового потока. Частота возбуждения $f_{ак}=86$ Гц, амплитуда $\xi=0{,}157$ мкм соответствует максимуму шестой гармоники

детектированные оптические сигналы с выхода ФЭУ записывались на магнитофон и далее подвергались спектральному анализу на специализированном цифровом процессоре БПФ (быстрого преобразования Фурье). При каждом текущем значении амплитуды смещения ξ записывалась интенсивность оптического сигнала длительностью порядка нескольких секунд. Полоса анализа была постоянна и составляла 2 Гц (при числе выборок $N=2048$). Амплитудные зависимости снимались для

различных частот возбуждения в исследованном диапазоне. Время усреднения было достаточным для того, чтобы можно было уверенно выделить сигнал на фоне аддитивных шумов.

Результаты спектрального анализа показали, что модулированный оптический сигнал имеет дискретный спектр, содержащий ряд гармоник, кратных частоте возбуждающего сигнала. При различных значениях амплитуды колебания пластины состав и вес спектральных компонент изменяются. Соответствующие амплитудные зависимости для первых гармоник, построенные по результатам спектрального анализа, приведены на фиг. 1. В момент возникновения переменного оптического сигнала его частота вдвое больше частоты возбуждения $f_{ак}$. С ростом амплитуды колебания пластины в спектре сигнала появляются высшие гармоники, вплоть до $16 f_{ак}$. На фиг. 2 представлена осциллограмма сигнала при амплитуде колебания пластины $\xi=0{,}157$ мкм и частоте $f_{ак}=86$ Гц (верхняя кривая). Для сравнения на второй канал осциллографа подавался возбуждающий сигнал. При регистрации в условиях скрещенных поляроидов в спектре присутствуют преимущественно четные гармоники: появление первых нечетных гармоник отмечается лишь при больших значениях ξ, и вес их мал. Так, максимум первой гармоники отмечается при $\xi=0{,}19$ мкм и составляет $\sim 7{,}5\%$ от наибольшего значения второй гармоники.

Интересно отметить и другие особенности полученных кривых. Как следует из фиг. 1, амплитудные зависимости для каждой гармоники имеют периодический и затухающий характер, причем первый максимум каждой последующей гармоники совпадает с первым минимумом предыдущей. Так, при частоте возбуждения $f_{ак}=86$ Гц и $\xi=0{,}115$ мкм четвертая гармоника максимальна, а вторая минимальна и т. д., т. е. по мере увеличения интенсивности акустического возбуждения происходит перекачка энергии из одной гармоники в другую, сопровождающаяся возникновением в спектре прошедшего через кристалл оптического сигнала гармоник с более высокими четными номерами.

Таким образом, проведенные исследования показали, что характер нелинейной зависимости переменной составляющей светового потока, прошедшего через слой нематического жидкого кристалла с гомеотропной ориентацией при скрещенных поляроидах, от амплитуды акустического возбуждения объясняется возникновением в спектре сигнала преимущественно четных гармоник.

Авторы выражают благодарность А. П. Гончарову и Ю. Н. Королеву за помощь при выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hatakeyama T., Tanaka J., Kagawa J.* Optical and Dielectric Effects in a Nematic Liquid Crystal Film due to Vibratory Shear Wave. J. Acoust. Soc. Japan, 1975, *31*, 2, 81–88.
2. *Hatakeyama T., Kagawa Y.* Optical and Dielectric Effects in the Nematic Liquid Crystal Films due to Ultrasound. J. Acoust. Soc. Japan, 1976, *32*, 2, 88–92.
3. *Королев Ю. Н., Яковенко Г. Н.* Акустооптическая модуляция при периодической деформации жидкокристаллического слоя. Акуст. ж., 1977, *23*, 5, 783–787.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила
28 июня 1978 г.
После доработки
14 марта 1979 г.