

Меняя взаимную ориентацию векторов  $m$ ,  $n^0$  и  $e$ , можно заставить по-разному проявляться члены, входящие в корреляционную функцию рассеянного поля. Так, при  $m \parallel n_0$  и  $n^0 \perp e$  второй член, порожденный одноосными поперечными флуктуациями, равен нулю. При  $m \perp n^0$  и  $n^0 \perp e$  для малых углов рассеяния основной вклад в корреляционную функцию

$$\langle E_z(R_1) E_z^*(R_2) \rangle$$

дает первое слагаемое, порожденное двуосными поперечными флуктуациями тензора  $S_{ij}$  в НЖК. Как показано в работе [5], эти флуктуации не могут быть получены в рамках теории директорных флуктуаций. Следовательно, учет флуктуаций полного ориентационного тензора приводит к появлению новых ненулевых элементов в корреляционной матрице поля, рассеянного на флуктуациях ориентации.

Автор благодарен профессору Р. Л. Стратоновичу за помощь в работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Третья Всесоюзная конференция по жидким кристаллам и их практическому использованию. Тезисы докладов. Иваново, 1974.
2. Stinson T. W., Lister J. D. „Phys. Rev. Lett.“, 1973, 30, 689.
3. Gialorenzi T. G. et al. „J. Appl. Phys.“, 1976, 47, 1820.
4. Стратонович Р. Л. «ЖЭТФ», 1976, 70, с. 1290.
5. Кирьянов С. В. «Кристаллография», 1977, 22, с. 463.

Кафедра  
общей физики для мехмата

Поступила в редакцию  
21.12.77

УДК 534.222

Э. П. Ланина

#### ОБ ЭФФЕКТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Чтобы в нелинейной среде эффективно протекало взаимодействие волн, необходимо создать определенную дисперсионную зависимость, обеспечивающую синхронизм для волн, приводимых во взаимодействие, и нарушающую его для всех других волн [1].

В данной работе исследуется возможность использования дисперсионных характеристик периодических структур для осуществления заданных акустических взаимодействий.

Рассмотрим слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух веществ.

В работах [2, 3] получено дисперсионное уравнение для слоистой среды

$$\cos k(h_1 + h_2) = \cos k_1 h_1 \cos k_2 h_2 - \frac{1}{2} \left( \frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_1}{Z_2} \right) \sin k_1 h_1 \sin k_2 h_2. \quad (1)$$

Здесь  $Z_1$  и  $Z_2$  — характеристические импедансы рассматриваемых сред,  $h_1$  и  $h_2$  — толщины слоев соответствующих материалов,  $k_1$  и  $k_2$  — волновые числа в каждой среде,  $k$  — волновое число, определяемое структурой. Значения волнового числа  $k$ , при котором  $|\cos k(h_1 + h_2)| < 1$ ,

определяют полосы прозрачности структуры. В полосах непрозрачности волновое число мнимое.

Дисперсионное уравнение (1) можно переписать в виде

$$\cos k(h_1 + h_2) = \frac{(1+p)^2}{4p} \cos(k_1 h_1 + k_2 h_2) - \frac{(1-p)^2}{4p} \cos(k_1 h_1 - k_2 h_2), \quad (2)$$

где  $p = Z_1/Z_2$ .

Расчет дисперсионных характеристик был проведен на ЭВМ «Мир-1».

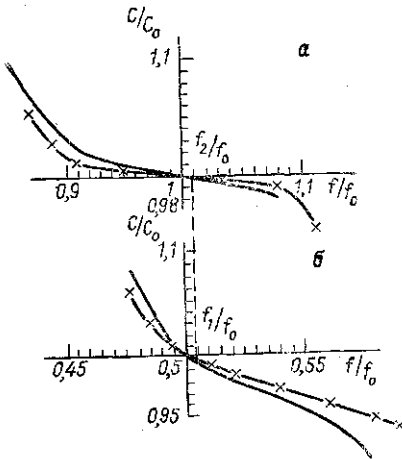


Рис. 1.

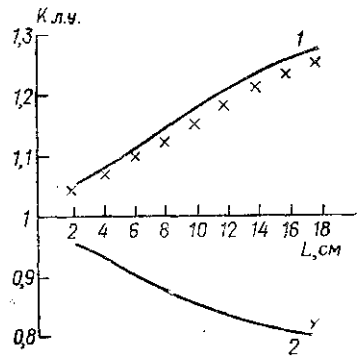


Рис. 2.

Рассмотрим структуру, составленную из слоев оргстекла и воды. Предполагая привести во взаимодействие волны двух первых зон прозрачности и учитывая, что из-за малости  $p$  дисперсия фазовой скорости в этих зонах не велика, выберем соотношение между толщинами слоев материалов таким образом, чтобы комбинационная частота и вторая гармоника накачки попадали в полосы непрозрачности структуры. Такие условия выполняются для следующих параметров слоев:

$$2,6 h_1/c_1 = h_2/c_2, \quad d = h_1 + h_2 = 2,43 \text{ мм},$$

$h_1, c_1$  — параметры оргстекла. Расчетная дисперсионная характеристика приведена на рис. 1. Наличие широких полос прозрачности с малой крутизной дисперсионной характеристики приводит к тому, что настройка по частоте не является острой и вполне достижима в эксперименте. На рис. 1 точками показана экспериментально снятая характеристика. В структуре длиной 18 см на расстоянии  $\approx 4$  см от конца и от начала структуры (где сигнал можно считать установившимся) помещались пьезоэлектрические приемники, сигналы с которых подавались на входы двухлучевого осциллографа. Время прохождения волной расстояния между пьезоприемниками определялось с точностью  $\pm 0,5$  мкс по времени задержки импульса (длительностью 2 мкс), передний фронт которого совмещался с вершиной  $n$ -го колебания, принятого первым приемником, а затем с вершиной того же периода ко-

лебаний, принятого вторым приемником. Эксперимент дает хорошее совпадение с расчетной характеристикой.

Неточность изготовления конструкции, а именно отклонение зазора от номинала на  $\pm 0,2\%$  и отклонение толщины пластин оргстекла на  $\pm 0,5\%$  приводит к некоторому отличию экспериментальной дисперсионной характеристики от расчетной на краях зоны прозрачности.

Используя дисперсионные характеристики, выберем частоты  $f_1$  и  $f_2$ , для которых наилучшим образом выполняются условия синхронизма. При этом длина синхронного взаимодействия составляет  $\approx 600d$ .

Для аналитического описания процесса взаимодействия сигнальной волны и второй гармоники воспользуемся укороченными уравнениями

$$\frac{dA_1}{dx} + \alpha_1 A_1 = 2\varepsilon k^2 A_2 A_1^*; \quad \frac{dA_2}{dx} + \alpha_2 A_2 = -\frac{\varepsilon k^2 A_1^2}{2}, \quad (3)$$

где  $A_1$  — амплитуда сигнальной волны,  $A_2$  — амплитуда волны накачки,  $k$  — волновое число сигнальной волны в однородной среде (вода),  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — коэффициенты затухания сигнальной волны и волны накачки.

Считая, что взаимодействие волн происходит в жидких слоях структуры, а пластины оргстекла служат лишь для создания определенной дисперсионной зависимости, определим эффективность взаимодействия сигнальной волны  $f_1$  и волны накачки  $f_2$ .

Система уравнений (3) была решена численно на ЭВМ «НАИРИ-К». Если предположить, что затухание волн в разделяющих твердых пластинах равно затуханию волн в воде, структура будет обладать усилительными свойствами. В этом случае по расчету на длине структуры 18 см возможно усиление в 2,3 раза при амплитуде волны накачки 0,2 мкм. В отличие от такой идеализированной системы в реальной структуре из оргстекла и воды из-за большого затухания взаимодействующих волн невозможно получить усиление.

Определим эффективность процесса взаимодействия по величине локального коэффициента усиления волны в данной точке структуры, который равен отношению амплитуды сигнальной волны в присутствии накачки к амплитуде сигнальной волны без накачки.

На рис. 2 приведены расчетные и экспериментальные характеристики зависимости локального коэффициента усиления и подавления сигнальной волны. Амплитуда сигнальной волны определялась с помощью приемника ( $f_{\text{рез}} = 7,5$  мГц), сигнал с которого подавался на избирательную систему, настроенную на частоту сигнала. Установка структуры по оси мощного излучателя производилась по максимуму поля накачки за структурой. Сигнальная волна вводилась в структуру при помощи отражающей пластины.

Эффективность взаимодействия сигнальной волны и волны накачки зависит от выбора фазы взаимодействующих волн. Фаза подбирается изменением положения излучателя сигнальной волны, который может плавно перемещаться при помощи микрометрического винта. Подбирая положение излучателя, можно осуществить усиление (кривая 1, рис. 2) сигнальной волны или ее подавление (кривая 2, рис. 2).

В однородной среде (вода) при соответствующем выборе фазы взаимодействующих волн и при амплитуде накачки 0,2 мкм был измерен локальный коэффициент усиления сигнальной волны, который на расстоянии 30 см от излучателя был равен 1,16. В [4] показано, что

усиление в однородной среде без дисперсии не может превышать величины  $4/\lambda$ . Процесс подавления протекает более эффективно. Коэффициент подавления на том же расстоянии от излучателя равен 0,61, что можно объяснить участием сигнальной волны в образовании комбинационных частот. Эксперимент дает довольно хорошее согласие с расчетом. Несмотря на малую величину зарегистрированного эффекта взаимодействия создание усилителя может быть реальным, если удастся создать структуру с малым коэффициентом затухания взаимодействующих волн.

В заключение благодарю В. И. Шмальгаузена и О. В. Руденко за внимание и помощь в работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., 1975.
2. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. М., 1959.
3. Рытов С. М. «Акустический журнал», 1956, 2, вып. 1, 71—83.
4. Новиков Б. К., Руденко О. В. «Акустический журнал», 1976, 22, вып. 3, 461—462.

Кафедра  
общей физики для  
мехмата

Поступила в редакцию  
30.01.78

УДК 539.293.011.23

**А. Ф. Румынина**

#### ПЕРИОДИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ НЕОДНОРОДНОЙ ПОДСВЕТКЕ

Задача об особенностях систем, когда имеет место неоднородная генерация неравновесных носителей заряда, рассматривалась в ряде работ [1—6]. В данной работе исследуются некоторые особенности пространственно неоднородной неравновесной системы с междузонным поглощением света, а также решается вопрос о флуктуационной устойчивости такой системы.

Будем считать, что неравновесные носители заряда генерируются на одной из поверхностей пластины ( $y=0$ ) и будем рассматривать случай междузонного поглощения света. Световой поток предполагается неоднородным, и для конкретизации расчета функцию, характеризующую генерацию неравновесных носителей заряда, положим равной  $I(\omega, x) = I_0(\omega) \exp(-\alpha x^2)$  (координата  $x$  направлена вдоль поверхности пластины, а координата  $y$  перпендикулярна ей), где  $I_0(\omega)$  пропорциональна интенсивности светового потока,  $\alpha^{-\frac{1}{2}}$  есть характерная «длина неоднородности» подсветки.