

колебаний в контуре со скачкообразной модуляцией емкости могут быть использованы при статистической обработке радиосигналов, а спектральные свойства — для создания дискретно перестраиваемых генераторов ЧМ-ФМ сигналов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Комолов В. П., Тищенко Д. А., Шашков П. Н. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 1, с. 84. [2] Комолов В. П., Тищенко Д. А., Шашков П. Н. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1984, 25, № 1, с. 87. [3] Мак-Лахан Н. В. Теория и приложения функций Матье. М.: ИЛ, 1953. [4] Goto E. J. IECSEJ, 1954. [5] Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Изв. вузов. Радиофизика, 1962, 4, с. 742.

Поступила в редакцию
27.10.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 535.375.848

О НЕСТАЦИОНАРНОМ ТРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДИФРАГИРУЮЩИХ ПУЧКОВ

В. И. Пустовой, В. А. Трофимов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

До настоящего времени в задачах нелинейного взаимодействия световых волн учитывалась либо их дифракция [1], либо нестационарность [2]. Однако для целого ряда практически важных случаев представляет интерес рассмотрение взаимодействия световых импульсов, испытывающих дифракцию. При этом возникает проблема разработки эффективных численных методов расчета нелинейных эффектов много-частотного взаимодействия.

Уравнения, описывающие процесс генерации поляритонной волны, в безразмерных переменных имеют вид [3]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + v_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} + iD_1 \Delta_{\perp} A_1 &= -ia_1 \sigma - i\chi_1 A_3 A_2^*, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + v_2 \frac{\partial A_2}{\partial t} + iD_2 \Delta_{\perp} A_2 &= -i\chi_2 A_3 A_1^* - i\gamma_2 A_3 \sigma^*, \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} + iD_3 \Delta_{\perp} A_3 &= -i\chi_3 A_1 A_2 - i\gamma_3 A_2 \sigma, \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \left(\frac{1}{T_2} + i\Omega \right) \sigma &= -i\alpha_2 A_1 - i\gamma_1 A_3 A_2^*, \end{aligned} \quad (1)$$

A_1 — амплитуда поляритонной волны. Отметим, что они отличаются от уравнений трехчастотного взаимодействия присутствием четвертого уравнения и вторых членов в правых частях. Частоты волн связаны соотношением

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2.$$

На входе в нелинейную среду заданы граничные условия

$$A_j(z=0, r, t) = f_j(r, t) A_{0j}, \quad j=1, 2, 3,$$

и начальное условие $\sigma(z, r, t=0) = 0$. Здесь A_j — нормированная на пиковое значение амплитуды третьей волны комплексная амплитуда j -й волны; σ — механическая часть поляритонной волны; v_j — обрат-

ная величина отстройки групповых скоростей соответственно первой и второй волн от накачки A_3 , умноженная на длительность импульса накачки; D_j — отношение волнового числа k_j j -й волны к волновому числу накачки k_3 ; $\Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right)$; z — координата, вдоль которой происходит распространение волн, измеряемая в единицах $2k_3 a^2$; a — начальный радиус волны накачки; A_{0j} — безразмерные начальные амплитуды волн. Остальные обозначения общеприняты (см., например, [3]). Отметим, что уравнения (1) записаны для взаимодействия в условиях фазового синхронизма, что не ограничивает общности применяемого метода.

Для численного моделирования генерации поляритонной волны (а также оптического излучения разностной или суммарной частоты) использовались консервативные разностные схемы [4, 5]. В этом случае исходные дифференциальные уравнения заменялись их разностными аналогами следующего вида:

$$TA_j + iD_j \Delta_r Y_j = -iF_j(Y_j, G), \quad (2)$$

а уравнение для механических колебаний σ записывалось в виде интеграла, который вычислялся методом Симпсона. Здесь

$$TA_j = \frac{1}{h_z} [A_j(z + h_z, r, t) - A_j(z, r, t - h_t m_j)],$$

$$Y_j = 0,5 [A_j(z + h_z, r, t) + A_j(z, r, t - m_j h_t)],$$

$$G = 0,5 [\sigma(z + h_z, r, t) + \sigma(z, r, t)],$$

$$m_j h_t = v_j h_z,$$

Δ_r — разностный аналог оператора Лапласа в осесимметричном случае [4], F_j — правые части уравнений для комплексных амплитуд в (1), h_z, h_t — шаги сеток по пространственной и временной переменным, m_j — целые числа, которые подбираются для согласования сеток (т. е. для построения характеристической сетки).

Для решения системы нелинейных уравнений (2) использовался метод простой итерации в сочетании с комплексной прогонкой по поперечной переменной [5]. Правильность счета контролировалась по сохранению суммарной энергии трех волн (в случае генерации разностной частоты). Программа реализована для произвольной сетки по переменным r, t, z . Время перехода на новый слой по z для 75 точек по времени и 100 — по поперечной координате с относительной точностью 0,001 в случае генерации разностной частоты гауссовыми пучками

$$f_j(r, t) = \exp \left[-r^2 - \left(\frac{t - T/2}{\tau_0} \right)^2 \right], \quad \tau_0 = 0,1, \quad T = 1,5,$$

$$A_{01} = 0, \quad A_{02} = A_{03} = 1, \quad D_1 = 0,12, \quad D_2 = 0,0052,$$

$$D_3 = 0,0049, \quad v_{1,2} = 1,$$

с плоским фазовым фронтом и значениями $\chi_1 = 1, \chi_2 = 25, \chi_3 = 26$ составляло 30 с. Отметим, что при моделировании процесса генерации разностной частоты в уравнениях (1) полагалось $\sigma = 0$.

Система (1) решалась для коэффициентов, соответствующих кристаллу GaAs. Разностная частота попадала в область, близкую к ТО резонансу (268 см^{-1}). Длина среды равна 1 см, длительность импульса 1 пс. При проведении численных расчетов нас интересовали энергия, радиус, временной и пространственный профили интенсивности оптиче-

ского излучения. Радиус и длительность импульсов определялись через вторые моменты распределения поля.

На рис. 1 показано изменение энергий волн \mathcal{E}_j , откуда ясно видно существование трех характерных участков взаимодействия. На первом участке происходит быстрое перераспределение энергии накачки \mathcal{E}_3 в поляритонную волну и в меньшей степени в сигнальную. Так как энергия первой волны (поляритонной) мала, то здесь имеет место обычная параметрическая генерация. Второй участок характеризуется сильным нелинейным взаимодействием волн вблизи поляритонного резонанса. Наиболее ярко отличие от случая взаимодействия плоских волн проявилось во временной и пространственной структуре пучка накачки. Апертурные эффекты приводят к тому, что по мере распространения пучок A_3 становится кольцевым. В результате этого происходит разбиение импульсов на субимпульсы, которые генерируют импульсы разностной частоты. Наиболее интенсивное формирование сложной пространственно-временной структуры имеет место на трассе $z \leq 0,2$, когда происходит образование новых субимпульсов (в особенности для волн накачки) и перекачка энергии отдельных субимпульсов друг в друга.

В качестве иллюстрации на рис. 2 приведена форма импульса поляритонной волны $I_1(t) = |A_1(z, 0, t)|^2$ в разных сечениях нелинейной среды. Из рис. 2 видно, что импульс, который сформировался первым (т. е. расположен ближе к сечению $t = -0,75$), «сливается» со вторым субимпульсом. При этом на заднем фронте импульса начинает формироваться новый субимпульс. Затем из-за расстройки групповых скоростей интенсивность перекачки энергии в последний уменьшается. Кроме этого для $0,2 \leq z \leq 0,8$ передний фронт генерируемого импульса отдает свою энергию обратно в другие импульсы, а на заднем фронте происходит генерация новых субимпульсов.

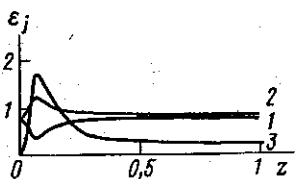


Рис. 1. Зависимость энергии накачки \mathcal{E}_3 (1), стоксовой \mathcal{E}_2 (2) и поляритонной \mathcal{E}_1 (3) волн от трассы распространения. Масштаб для поляритонной волны увеличен в 100 раз

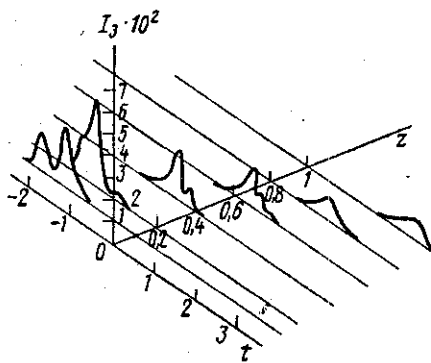


Рис. 2. Зависимость профиля интенсивности импульса ($r=0$) поляритонной волны от z . Время отсчитывается от середины области

При дальнейшем распространении (третий участок) из-за дифракции пучков увеличивается их радиус, уменьшается интенсивность волн и их взаимодействие. Форма импульсов стабилизируется и становится близкой к гауссовой. При этом форма сигнальной волны на всем участке взаимодействия сохраняет гладкий пространственно-временной профиль, близкий к гауссовому.

Таким образом, учет дифракционных эффектов приводит к более сложным закономерностям взаимодействия волн вблизи поляритонного резонанса.

Отметим, что для осуществления наиболее сильного взаимодействия волн достаточно ограничить трассу значением $z \leq 0,2$.

В заключение следует подчеркнуть, что разработанная методика и реализованная программа позволяют выявить возможность взаимофокусировки и канализации световых импульсов при их взаимодействии в нелинейной среде, а также изучить влияние дифракции на эффективность преобразования энергии световых импульсов.

Авторы благодарны сотруднику Института прикладной математики АН СССР им. М. В. Келдыша Ю. Н. Карамзину за полезное обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. ЖЭТФ, 1975, 68, с. 834. [2] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Филичук Т. С. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1978, 19, № 4, с. 91. [3] Гора В. О. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, № 8, с. 1622. [4] Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. [5] Карамзин Ю. Н. Препринт ИМП АН СССР № 74, 1982.

Поступила в редакцию
04.11.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 534.222

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ УДАРНОГО ФРОНТА АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

А. А. Карабутов, В. Т. Платоненко, О. В. Руденко, В. А. Чупрына

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Сильные ударные волны в конденсированных средах удается возбуждать при поглощении мощного лазерного излучения [1, 2]. Наблюдается такая картина: в волне сжатия сразу образуется ударный фронт, который при распространении сглаживается из-за нелинейного уменьшения пиковых давлений. Однако интересен обратный эффект — увеличение крутизны профиля волны [3]. Этот процесс, реализуемый контролируемым образом, открывает принципиально новые возможности измерений ряда физических констант [4]. Укручение звуковой волны наблюдалось только в жидкостях как при лазерном [4, 5], так и при обычном способе генерации [6]. В твердых же телах из-за их большого волнового сопротивления при существующей технике электроакустического возбуждения ультразвука формирование ударного фронта наблюдать не удавалось. С целью измерения нелинейных модулей твердых тел развивались спектральные методы, основанные на слабом эффекте генерации 2-й акустической гармоники [7].

2. Эффект формирования ударного фронта в акустической волне, распространяющейся по твердому телу, нам удалось наблюдать с помощью лазерного термооптического генератора мощных звуковых импульсов. Установка была собрана на основе ТЕ-СО₂ лазера, работающего при давлении 1,5 атм. Световой импульс длительностью 0,15 мкс, энергией до 5 Дж и сечением пучка 2 см² через систему ослабляющих кремниевых пластинок и медное поворотное зеркало направлялся на исследуемую среду — цилиндрический блок из оргстекла толщиной 2,5 см. Для повышения эффективности оптико-акустического преобразования были приняты специальные меры. Излучение лазера поглощалось в слое трансформаторного масла толщиной 0,1 см, находившегося