

01; 07; 08

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ПОПУТНОМ ВЫНУЖДЕННОМ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А. И. Гуринович, В. В. Зосимов, А. В. Панасюк

С помощью вычислительных методов изучается эволюция акустических импульсов при попутном взаимодействии с мощной оптической накачкой и образующейся в результате рассеяния стоксовой волной. Установлено, что достаточно произвольный начальный импульс при распространении превращается в импульс определенной формы, движущийся с постоянной скоростью.

Вынужденные эффекты при акустооптическом взаимодействии проявляются, если длина области взаимодействия достаточно велика. С учетом неизбежной ограниченности поперечных размеров световых пучков такое условие реализуется лишь в случае коллинеарности волновых векторов, участвующих во взаимодействии акустической и электромагнитных волн. Необходимость соблюдения условий синхронизма приводит к тому, что в безграничной изотропной среде эффект наблюдается только при взаимодействии встречных световых волн.

В анизотропных или ограниченных средах, например в волоконных световодах, ситуация другая. Это обусловлено наличием световых волн с разными фазовыми скоростями — волн различной поляризации [1] либо волн, распространяющихся в разных модах световода [2-4]. В таком случае попутное вынужденное акустооптическое взаимодействие возможно.

Существенное отличие попутного взаимодействия от взаимодействия встречных волн заключается в том, что волновое число акустической волны в первом случае значительно меньше, чем во втором. Их отношение имеет величину порядка $\Delta c/c_\phi$, где Δc — разность фазовых скоростей для попутных световых волн, c_ϕ — фазовая скорость света в случае встречного взаимодействия. Поэтому длина затухания акустической волны, возрастающая при уменьшении частоты звука, в случае попутного взаимодействия существенно больше и оказывается сравнимой с характерным масштабом изменения амплитуд взаимодействующих волн. Взаимодействие носит нелокальный характер. Встречное же взаимодействие с большой точностью локально.

В работах [1-4] при теоретическом рассмотрении нестационарного попутного взаимодействия затухание акустической волны вообще не учитывается. В таком приближении для решения уравнений взаимодействия применим метод обратной задачи рассеяния [1]. Авторы [3, 4], воспользовавшись известными односолитонными решениями, предсказали на примере световодов существование акустоэлектромагнитных солитонов при попутном акустооптическом взаимодействии и нашли краевые условия, обеспечивающие их возникновение в отрезке световода. Однако то, что в решении не учтено затухание звука, приводит к ограничению длины взаимодействия, на которой оно имеет силу.

В нашей работе путем численного решения уравнений взаимодействия рассматривается эволюция таких солитонов в модели, учитывающей затухание звука, за время, существенно превышающее характерное время затухания.

Считая, что ненулевые краевые и начальные условия задаются только для двух взаимодействующих волн, запишем укороченные уравнения для действительных медленно меняющихся амплитуд волн [1]

$$\frac{\partial E_1}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_1}{\partial t} = -auE_2,$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_2}{\partial t} = auE_1,$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial u}{\partial t} + au = bE_1E_2. \quad (1)$$

Здесь x — координата, ось которой совпадает с направлением распространения волн; t — время; E_1, E_2, u — соответственно амплитуды накачки, стоксовой волны и акустической волны; a, b — коэффициенты акустооптической связи; α — коэффициент затухания звука; v, c — групповые скорости звука и света соответственно. Различие в групповых скоростях волн накачки и стоксовой не учитывается.

Первые два уравнения системы (1) удовлетворяются, если положить

$$E_1 = E_0 \cos(\varphi/2), \quad E_2 = E_0 \sin(\varphi/2), \quad u = \frac{1}{2a} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right).$$

Введем величину $g = abE_0^2/\alpha$, имеющую смысл коэффициента усиления при стационарном вынужденном попутном рассеянии с амплитудой накачки E_0 , и величину $\tau = 1/\alpha v$ — время затухания акустической волны. Сделаем замену независимых переменных $\eta = g(x - vt)$, $\xi = (t - x/c)/\tau$. Таким образом, переходим в систему координат, движущуюся со скоростью звука, и учитываем групповое запаздывание света. Тогда третье уравнение из (1) переходит в уравнение

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \sin \varphi,$$

$$u = \frac{1}{2} \frac{bE_0^2}{a} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta}. \quad (2)$$

Без учета затухания звука уравнение (2) переходит в так называемое уравнение \sin Гордона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi \partial \eta} = \sin \varphi. \quad (3)$$

Уравнение (3) имеет односолитонные решения вида

$$\varphi = 4 \operatorname{arctg} \exp(2\gamma\eta + \xi/2\gamma),$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \frac{4\gamma}{\operatorname{ch}(2\gamma\eta + \xi/2\gamma)}, \quad (4)$$

где γ — параметр, определяющий ширину и скорость солитона.

Нетрудно видеть, что решение (4) представляет собой симметричный акустический импульс с амплитудой, экспоненциально спадающей на бесконечности. Импульс движется со скоростью, меньшей скорости звука v в системе координат (x, t) , т. е. в системе (η, ξ) он движется назад по оси η . В этой системе волна оптической накачки, имеющая амплитуду E_0 вдали от импульса, встречает импульс и дифрагирует на нем, отдавая энергию в акустическое поле и в попутную стоксову волну. Амплитуда последней максимальна и равна E_0 в центре импульса. Затем происходит обратный обмен энергией, и за импульсом волна накачки восстанавливает свою амплитуду. В [3, 4] рассматривался также второй тип солитонов, возникающих при рассеянии накачки в антистоксову волну. Формально такие солитоны можно получить применением к системе (1) замены

$$E_1 = E_0 \sin(\varphi/2), \quad E_2 = E_0 \cos(\varphi/2).$$

В таком случае мы приходим к уравнению (3) с обратным знаком правой части. В системе (x, t) солитоны второго типа движутся со скоростью, большей

групповой скорости звука. Из дальнейшего станет ясно, что из-за диссипации звука солитоны второго типа быстро затухают.

Вернемся к солитонам первого типа, поведение которых более интересно. Уравнение (2), при выводе которого принято во внимание затухание звука,

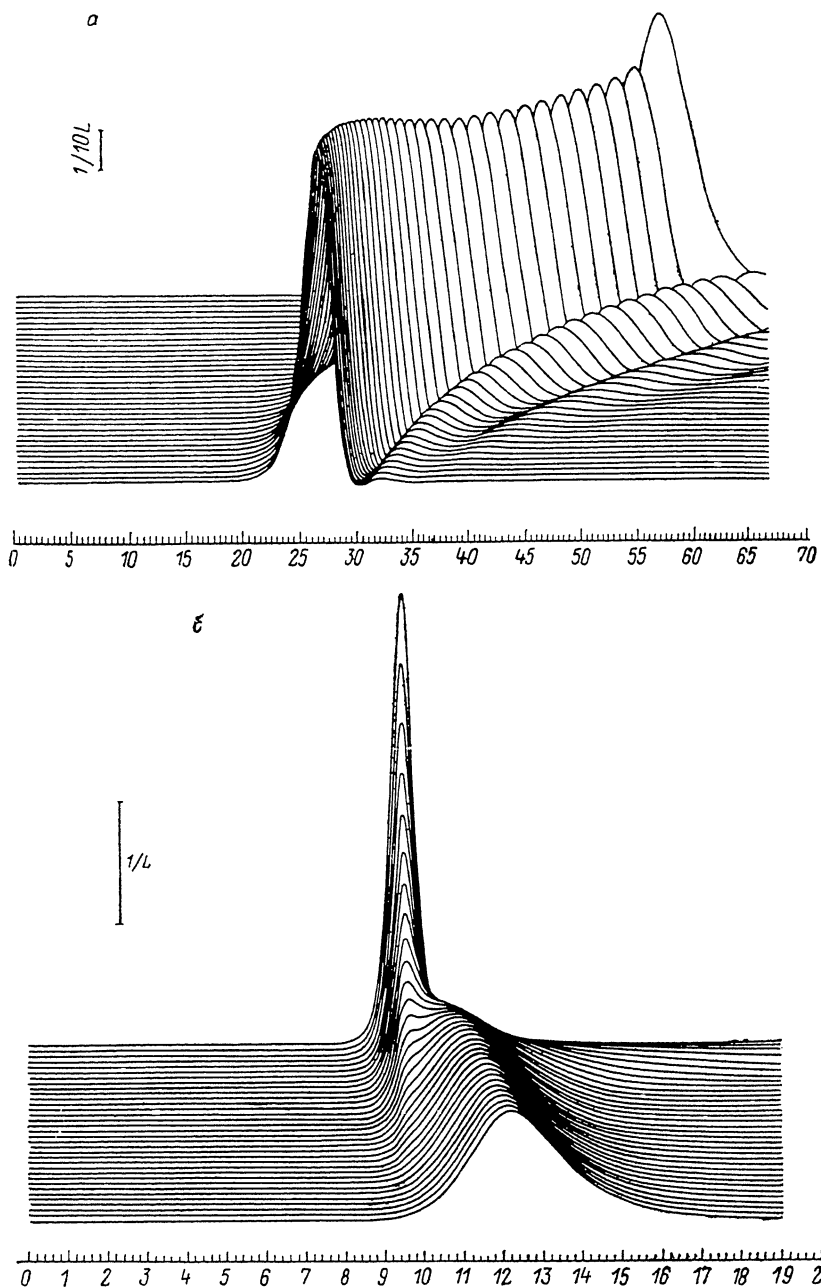


Рис. 1. Эволюция акустического импульса, форма которого в начальный момент соответствовала солитону первого типа. Интервал времени равен 16τ (а) и 7τ (б).

Q: а, б — 1; γ : а — 0,2, б — 1.

также имеет решение, соответствующее локализованному акустическому импульсу, движущемуся без изменения формы. Скорость импульса в точности равна скорости звука v , таким образом, это решение не зависит от ξ и имеет вид

$$\varphi = \pi - \text{arc costh } \eta, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \frac{2}{\text{ch } \eta}. \quad (5)$$

В этом случае волна накачки догоняет в системе (x, t) акустический импульс и сообщает ему энергию, дифрагируя в стоксову волну. Это решение можно интерпретировать как результат компенсации затухания акустического импульса за счет передачи ему энергии от световой волны накачки.

Основной результат проведенного нами численного исследования уравнения (2) состоит в том, что при краевом условии $E_1(0, \xi) = E_0$ любое начальное условие в виде быстро спадающего по краям акустического импульса, в частности импульс вида

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \frac{4Q\gamma}{\text{ch}(2\gamma(\eta - \eta_0))}, \quad (6)$$

включающий при $Q=1$ солитоны из [3, 4], приводит через определенное время к решению (5). Значение η_0 выбиралось значительно превышающим полуши-

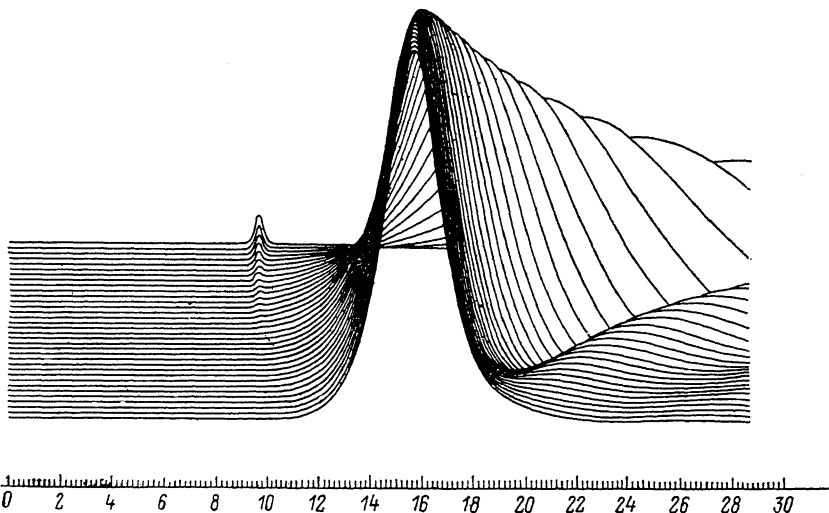


Рис. 2. Эволюция малого одиночного возмущения. Интервал времени равен 7τ .

рину начального импульса, поэтому краевое условие $E_1(0, \xi) = E_0$ практически означало условие на бесконечности.

На рис. 1, 2 показаны примеры численных решений уравнения (2). На горизонтальных осях отложена координата η (расстояние в длинах усиления $L=1/g$), по вертикали — величина $d\varphi/d\eta$ в единицах, обратных длинам усиления. Графики представляют эволюцию зависимости этой величины от координаты η и времени ξ в движущейся со скоростью звука системе координат. Самая дальняя линия на каждом графике соответствует начальному моменту времени, на переднем плане конечный результат эволюции. На всех графиках он представляет собой функцию, близкую к решению (5).

Анализируя как представленные, так и не вошедшие в статью результаты расчетов, можно сделать вывод, что независимо от начальных условий решение уравнения (2) с течением времени асимптотически сходится к виду (5). Соответственно при любых начальных условиях решение уравнения, описывающего солитон второго типа, быстро затухает в результате потерь энергии как из-за диссипации, так и на подкачку оптического поля.

Литература

- [1] Каган В. Д. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 6. С. 2001—2007.
- [2] Бурлак Г. Н., Гримальский В. В., Коцаренко Н. Я. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 203—205.
- [3] Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 10. С. 674—677.
- [4] Бурлак Г. Н., Гримальский В. В., Коцаренко Н. Я. // Радиофизика. 1986. Т. 29. № 10. С. 1259—1263.