

УДК 533.9

ОБРАЗОВАНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРЕХВОЛНОВЫХ СОЛИТОНОВ

В. В. Курин

Показано, что для переходных процессов трехволнового взаимодействия в ограниченных нелинейных средах характерно наличие квазирегулярной стадии, распределение полей на которой имеет вид солитонов взаимодействующих волн. Число солитонов, их скорости и амплитуды определяются начальными условиями. Получены точные решения, описывающие столкновения трехволновых солитонов и их связанные состояния.

Элементарным процессом взаимодействия волна — волна в среде с квадратичной нелинейностью является резонансное взаимодействие тройки волн, частоты ω_i и волновые векторы k_i , которых связаны условиями временного и пространственного синхронизма $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$, $k_1 = k_2 + k_3$ [1-3]. Этими процессами, представляющими собой распад волны накачки 1 на вторичные волны 2 и 3 и их обратное слияние, обусловлены эффекты вынужденного рассеяния и нелинейной трансформации волн различной природы в плазме [4], оптических системах [5] и т. п. Уравнения, описывающие трехволновое взаимодействие, имеют универсальный вид, не зависящий от физической природы взаимодействующих волн. В одномерном случае, когда амплитуды волн зависят от одной координаты x , эти уравнения могут быть представлены в виде

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial a_1}{\partial x} = -\sigma a_2 a_3, \quad \frac{\partial a_2}{\partial t} + v_2 \frac{\partial a_2}{\partial x} = \sigma a_1 a_3^*, \quad (1)$$

$$\frac{\partial a_3}{\partial t} + v_3 \frac{\partial a_3}{\partial x} = \sigma a_1 a_2^*,$$

где $a_i(x, t)$ — медленные амплитуды взаимодействующих волн, v_i — проекции их групповых скоростей на ось x , σ — коэффициенты нелинейного взаимодействия.

Как известно [6, 7], нелинейное взаимодействие, описываемое системой (1), делает возможным существование особых состояний взаимодействующих волн — трехволновых солитонов, в которых амплитуды двух волн локализованы в пространстве вследствие рассеяния на третьей. Настоящая работа посвящена исследованию процессов образования трехволновых солитонов при нелинейном взаимодействии волн и изучению взаимодействий солитонов между собой.

В разд. 1 мы покажем, что для переходных процессов трехволнового взаимодействия в ограниченных нелинейных средах характерно наличие квазирегулярной стадии, распределение полей на которой имеет вид солитонов взаимодействующих волн. Динамика взаимодействия волн на этой стадии определяется динамикой солитонов, их движением и взаимодействием между собой. В разд. 2 будут получены точные решения системы (1), описывающие как процессы столкновения изолированных трехволновых солитонов, так и их связанные состояния — пульсирующие солитоны.

1. Трехволновые солитоны, их возникновение при взаимодействии волн. Система (1), описывающая взаимодействие трех квазимонохроматических волн, имеет решения типа стационарных уединенных волн огибающих — трехволновых солитонов [6, 7], в которых амплитуды двух волн локализованы в пространстве вследствие рассеяния на третьей, амплитуда которой имеет форму перепада. Очевидно, что для того, чтобы решение такого солитонного типа не было неустойчивым, необходимо, чтобы локализованной была волна накачки a_1 . Такое решение существует тогда, когда его скорость u лежит между групповыми скоростями вторичных волн $v_2 < u < v_3$ и в случае $v_2 < u < v_3 < v_1$ может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \sigma a_1 &= \chi \sqrt{(u-v_2)(v_3-u)} \operatorname{ch}^{-1}[\chi(x-ut)] , \\ \sigma a_2 &= \chi \sqrt{(v_1-u)(v_3-u)} \operatorname{ch}^{-1}[\chi(x-ut)] , \\ \sigma a_3 &= \chi \sqrt{(v_1-u)(u-v_2)} \operatorname{th}[\chi(x-ut)] , \end{aligned} \quad (2)$$

где χ — свободный параметр, характеризующий ширину и амплитуду солитона.

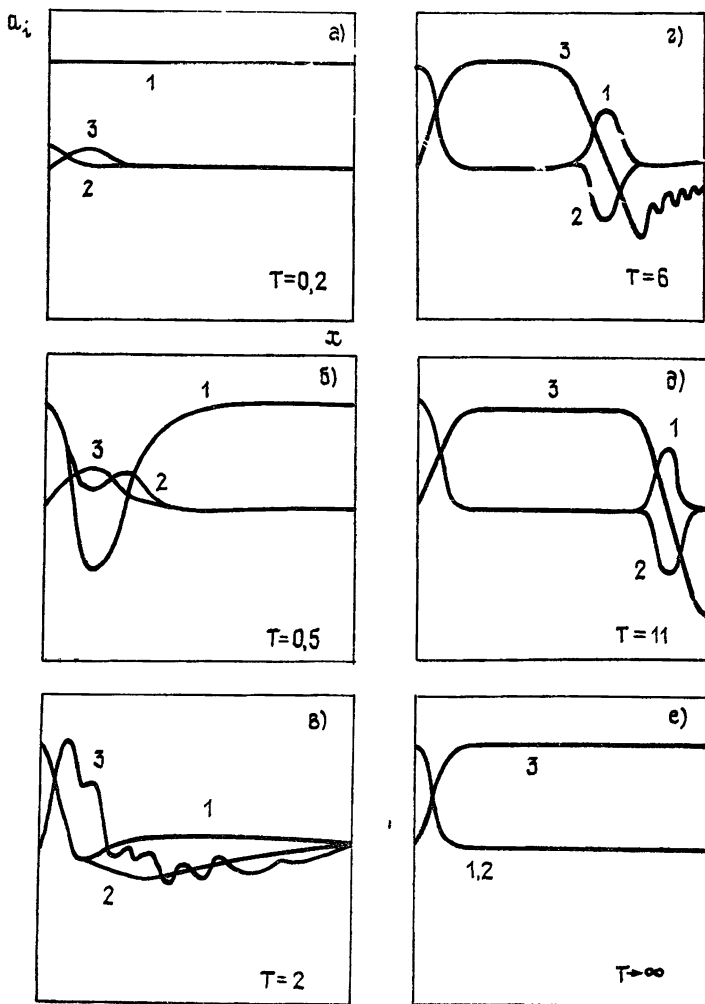


Рис. 1. Образование трехволнового солитона при вынужденном рассеянии в ограниченном слое, длина которого существенно превышает критическую $\Gamma L = 60$; амплитуды волны нормированы как $a_j/a_0(c_j/c_0)^{1/2}$; $c_3/c = 0,1$.

Образование солитонов огибающих типа (2) характерно для эволюции трехволнового взаимодействия. В качестве примера рассмотрим процесс обратного вынужденного рассеяния электромагнитных волн типа вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна или вынужденного комбинационного рассеяния [1, 2] в слое нелинейной среды. В этом случае величины $a_{1,2}$ представляют амплитуды падающей и рассеянной волн, имеющих групповые скорости $v_2 \approx v_1 = \epsilon > 0$, a_3 — амплитуду волны параметра среды с групповой скоростью $v_3 = c_3 > 0$. На рис. 1 приведены зависимости амплитуд взаимодействующих волн от координаты x в различные моменты времени, полученные путем численного интегрирования системы (1) с граничными условиями

$$a_1(x=0) = a_{10}, \quad a_2(x=L) = a_3(x=0) = 0, \quad (3)$$

соответствующими направлениям групповых скоростей. Амплитуда падающей на слой волны a_{10} была выбрана достаточно большой, так, чтобы толщина слоя L существенно превышала характерную длину нелинейного взаимодействия $\Gamma^{-1} = (\sigma a_{10} / \sqrt{c c_3})^{-1}$, $\Gamma L \gg 1$. После быстрой нерегулярной стадии переходного процесса, существенно зависящей от начальных условий, устанавливается сравнительно медленная квазирегулярная фаза процесса взаимодействия волн. На этой стадии распределения полей близки к совокупности нескольких солитонов (2). Один из них — «пристеночный» — покоится, остальные движутся со скоростями $u < c_3$; начальные условия определяют лишь места зарождения солитонов и их скорости (амплитуда и ширина солитона при этом жестко связана со скоростью: $\chi = a_{10} \sqrt{c_1} / \sqrt{(c_1 - u)(c_2 + u)c_3}$, так как все солитоны объединены в слое общей нелокализованной волной a_3). В приведенном варианте численного расчета начальные условия были выбраны таким образом, чтобы образовывался только один солитон. Квазисолитонная фаза процесса может продолжаться неопределенно долго (пока все подвижные солитоны не достигнут границы и не высветятся), но в конечном счете останется лишь один пристеночный солитон, соответствующий стационарному решению.

Кроме солитонов вида (2) в процессе эволюции системы могут возникать и более сложные структуры — нестационарные периодические локализованные состояния (осциллирующие солитоны), которые можно интерпретировать как связанные состояния солитонов типа (2). Рис. 2 иллюстрирует образование такого связанного состояния из начального нерегулярного распределения полей.

Солитонные решения (2) и их связанные состояния являются промежуточными асимптотиками; на достаточно протяженных интервалах времени динамики трехволнового взаимодействия определяются процессами «соударений» солитонов. Замечательно, что как столкновения солитонов, так и их связанные состояния допускают строгое аналитическое описание.

2. Взаимодействие трехволновых солитонов и их связанные состояния. Для отыскания решений, описывающих взаимодействие трехволновых солитонов (2), будем считать амплитуды волн действительными и представим систему (1) в виде

$$\hat{L}_1 a_1 = -a_2 a_3, \quad \hat{L}_2 a_2 = -a_1 a_3, \quad \hat{L}_3 a_3 = a_1 a_2, \quad (4)$$

где

$$\hat{L}_i = \sigma^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x} \right)$$

— дифференциальные операторы первого порядка. Обратим внимание на то, что солитонные решения (2) могут быть выражены как рациональные функции одной экспоненты $f = \exp \{ \varphi(x, t) \}$, где $\varphi(x, t) = \chi(x - ut - x_0)$ — линейная форма переменных x, t ,

$$a_1 = 2\alpha f / (1 + f^2), \quad a_2 = 2\beta f / (1 + f^2), \quad a_3 = q(1 - f^2) / (1 + f^2). \quad (5)$$

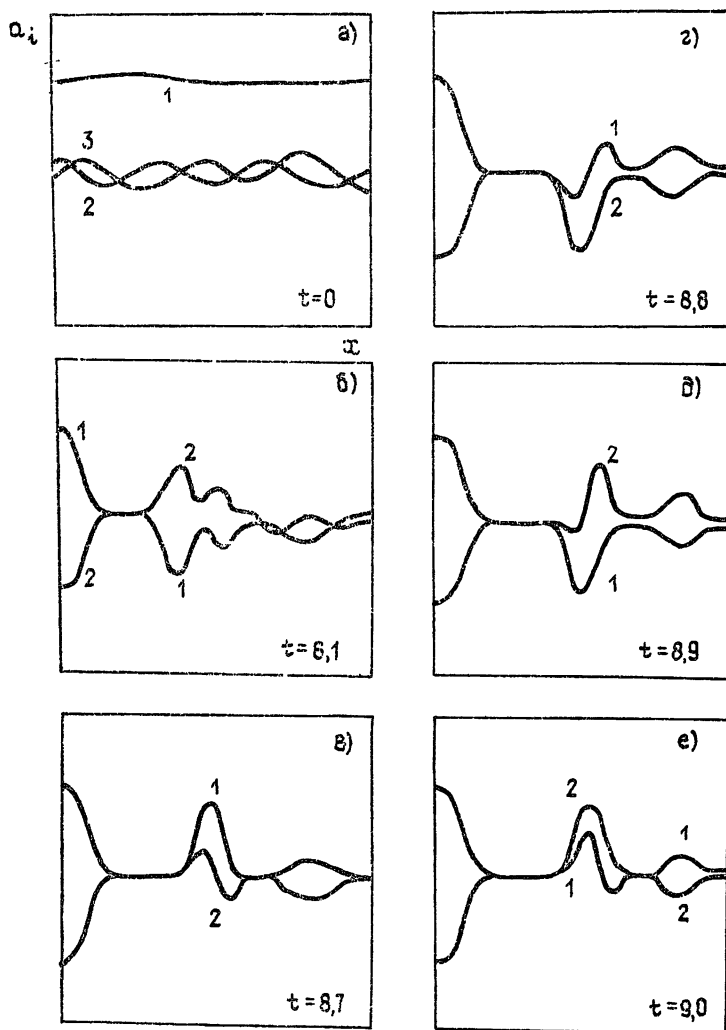


Рис 2. Рождение осциллирующего солитона на переходной стадии вынужденного рассеяния.

Параметры χ , u , x_0 характеризуют ширину, скорость и положение солитона, а постоянные α , β , q выражаются соотношениями

$$\alpha = \sqrt{L_2(\varphi)L_3(\varphi)}, \quad \beta = \sqrt{L_1(\varphi)L_3(\varphi)}, \quad q = \sqrt{L_1(\varphi)L_2(\varphi)},$$

где принято обозначение $L_j(\varphi)$ для величин $\hat{L}_j \varphi(x, t)$, которые в силу линейности φ не зависят от координат и времени.

В силу соотношений $L_j(\varphi) > 0$, следующих из определения операторов \hat{L} и ограничения на скорость солитонов (2) или (5), эти постоянные являются действительными числами.

Как известно [8], система (1) представима в виде условия совместности линейной системы уравнений и к ней, в принципе, может быть применен метод обратной задачи теории рассеяния [9, 10]. Исходя из аналогии с многосолитонными решениями задач, интегрируемых этим методом [9, 10], разумно предположить, что решение системы (1), описывающее взаимодействие двух трехволновых солитонов (2), будет также представимо в виде

$$a_1 = A(x, t)/\Delta(x, t), \quad a_2 = B(x, t)/\Delta(x, t), \quad a_3 = \Gamma(x, t)/\Delta(x, t), \quad (6)$$

где A , B , Γ , Δ — рациональные функции уже двух экспонент $f_j =$

$= \exp\{\varphi_j(x, t)\}$, формы $\varphi_j = \chi_j(x - u_j t - x_j)$, $j = 1, 2$, характеризуют параметры солитонов, участвующих во взаимодействии. Будем пока полагать величины $L_k(\varphi_j)$ действительными и положительными.

Отыскивая функции (6) в виде

$$(A, B, \Gamma, \Delta)(x, t) = \sum (\alpha, \beta, \gamma, \delta)_{ij} f_1^i f_2^j, \quad (7)$$

сразу же положим, по аналогии с (5), что коэффициенты α_{ij} , β_{ij} отличны от нуля только при условии, что сумма индексов $i+j$ равна нечетному целому числу, а коэффициенты γ_{ij} , δ_{ij} — при условии, что $i+j$ равно четному числу.

Подставляя (6), (7) в уравнения (4) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях f_1^m, f_2^n , получим систему уравнений для коэффициентов. Из первого уравнения системы (4) следует

$$\sum_{j,k} \{\delta_{m-j, n-k} \alpha_{ij} L_1[(2j-m)\varphi_1 + (2k-n)\varphi_2] + \gamma_{m-j, n-k} \beta_{jk}\} = 0, \quad (8)$$

где $m+n=1, 3, 5, 7$, $j+k=1, 3$, $m+n-j-k=0, 2, 4$. Из второго уравнения (4) следует аналогичное соотношение, получающееся из (8) в результате замены

$$\alpha_{jk} \rightleftharpoons \beta_{jk}, \quad L_1 \rightleftharpoons L_2.$$

Третье уравнение системы (4) приводит к следующей совокупности условий:

$$\sum_{j,k} \delta_{m-j, n-k} \gamma_{jk} L_3[(2j-m)\varphi_1 + (2k-n)\varphi_2] = \sum_{\nu} \alpha_{\mu\nu} \beta_{m-\mu, n-\nu}. \quad (9)$$

По аналогии с односолитонным решением (5) будем считать, что ни одна из величин $L_i[(2j-m)\varphi_1 + (2k-n)\varphi_2]$, $i = 1, 2, 3$, не обращается в нуль. Это требование не является необходимым для совместности систем (8), (9), и возможно построение решений другого типа, аналогичных полученным в [8] методом обратной задачи теории рассеяния, в которых это условие нарушено. Однако при рассматриваемом соотношении групповых скоростей $v_2 < v_3 < v_1$ эти решения в отличие от [8] тривиальны.

При неравных нулю $L_k(\varphi_j)$ система (8), (9) может быть совместна только при условии

$$L_1(\varphi_1) L_2(\varphi_1) = L_1(\varphi_2) L_2(\varphi_2) = q^2 > 0, \quad (10)$$

следующем из выражений (8) при $m+n=1$, которое представляет собой физически очевидное условие «сшивки» асимптотик амплитуд локализованной волны a_3 первого и второго солитонов. Однако даже при выполнении (10) для совместности (8), (9) необходимо равенство нулю некоторых коэффициентов. Полагая, что

$$\alpha_{30} = \alpha_{03} = \beta_{03} = \beta_{30} = 0, \quad \gamma_{01} = \gamma_{40} = \delta_{40} = \delta_{04} = 0,$$

$$\gamma_{13} = \gamma_{31} = \delta_{31} = \delta_{13} = 0,$$

получим совместную систему уравнений, из которой следует, что выражения для функций A, B, Γ, Δ имеют вид

$$A = 2\{\alpha_1 f_1(1 + z f_2^2) + \alpha_2 f_2(1 + z f_1^2)\},$$

$$B = -2\{\beta_1 f_1(1 + z f_2^2) + \beta_2 f_2(1 - z f_1^2)\},$$

$$\Gamma = q\{1 - f_1^2 - f_2^2 + z^2 f_1^2 f_2^2 + (s/q) y f_1 f_2\},$$

$$\Delta = 1 + f_1^2 + f_2^2 + z^2 f_1^2 f_2^2 + y f_1 f_2,$$

(11)

где величина q определяется соотношением (10), а остальные выражаются следующим образом:

$$\alpha_{1,2}^2 = L_2(\varphi_{1,2}) L_3(\varphi_{1,2}), \quad \beta_{1,2}^2 = L_1(\varphi_{1,2}) L_3(\varphi_{1,2}),$$

$$z = \sqrt{\delta_{22}} = \frac{L_1(\varphi_1 - \varphi_2) L_3(\varphi_1 - \varphi_2)}{L_1(\varphi_1 + \varphi_2) L_3(\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (12)$$

$$y = \delta_{11} = 8 \frac{[L_2(\varphi_1) L_2(\varphi_2) L_3(\varphi_1) L_3(\varphi_2)]^{1/2}}{L_3(\varphi_1 + \varphi_2) L_2(\varphi_1 + \varphi_2)},$$

$$\frac{s}{q} = 1 - \frac{1}{2} \frac{L_2(\varphi_1 + \varphi_2)}{L_2(\varphi_1) L_2(\varphi_2)}.$$

Отметим некоторые свойства симметрии полученного двухсолитонного решения. Замены $\alpha \rightleftharpoons \beta$, $L_1 \rightleftharpoons L_2$ и $f_1 \rightleftharpoons f_2$ не меняют его вида. Кроме выписанного, решения (11) очевидно, являются решениями исходной системы и выражения, отличающегося от (11) изменениями знаков в выражениях для А, В, Г. Необходимо лишь, чтобы произведение А·В·Г знака не меняло. Также нетрудно видеть, что замена $f_1 \rightarrow -f_1$ в (11) приводит к новому решению.

Решения (10) обладают свойством, характерным для N -солитонных решений уравнений, интегрируемых методом обратной задачи [9, 10], в существовании которого можно убедиться прямой проверкой: амплитуды всех трех волн могут быть выражены через одну функцию:

$$a_1^2 = \hat{L}_2 \hat{L}_3 \ln \Delta, \quad a_2^2 = \hat{L}_1 \hat{L}_3 \ln \Delta, \quad a_3^2 = q^2 - \hat{L}_1 \hat{L}_2 \ln \Delta. \quad (13)$$

Очевидно также, что и односолитонное решение (5) может быть представлено в аналогичном виде, в этом случае $\Delta_1 = 1 + f^2$.

Из (11) следует, что после столкновения солитоны расходятся, восстанавливая свою форму, т. е. $|a_j(x, t)|^2$, и сохраняют свои скорости u_h и «волновые числа» χ_h . Результатом взаимодействия является сдвиг солитонов относительно их невозмущенного положения

$$\Delta x_1 = \chi_1^{-1} \ln z, \quad \Delta x_2 = \chi_2^{-1} \ln z$$

и изменение внутренней структуры солитонов, заключающееся в изменении фазовых соотношений между волнами, образующими трехволновый солитон.

Внутренняя структура солитонов определяет характер их взаимодействия. Чтобы проиллюстрировать это утверждение, рассмотрим простейший пример взаимодействия солитонов с одинаковой шириной $\chi_1 = \chi_2 = \chi$, движущихся навстречу друг другу с одинаковыми скоростями в системе отсчета, в которой $-v_2 = v_1 = c$, $v_3 = c_3$. Решение (11) в этом случае может быть представлено в более компактном виде:

$$\begin{aligned} A &= 2 \frac{\chi}{\sigma} \frac{\sqrt{cc_3}}{u} \{ \sqrt{(c+u)(c_3-u)} \operatorname{sh}(\chi(x+ut)) \pm \\ &\quad \pm \sqrt{(c-u)(c_3+u)} \operatorname{sh}(\chi(x-ut)) \}, \\ B &= 2 \frac{\chi}{\sigma} \frac{\sqrt{cc_3}}{u} \{ \sqrt{(c-u)(c_3-u)} \operatorname{ch}(\chi(x+ut)) \pm \\ &\quad \pm \sqrt{(c+u)(c_3-u)} \operatorname{ch}(\chi(x-ut)) \}, \\ \Gamma &= \frac{\chi}{\sigma} \sqrt{c^2 - u^2} \left\{ \pm \operatorname{ch} 2\chi x - \frac{cc_3}{v^2} \left[\pm \operatorname{ch} 2\chi ut + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1+u^2/c^2}{1-u^2/c^2} \sqrt{\left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right) \left(1 - \frac{u^2}{c_3^2}\right)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\Delta = \pm \operatorname{ch} 2\chi x + \frac{cc_3}{v^2} \left[\pm \operatorname{ch} 2\chi ut + \sqrt{\left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right) \left(1 - \frac{u^2}{c_3^2}\right)} \right].$$

Решение (14) описывает как столкновение солитонов, которые имеют разные знаки волны a_1 и одинаковые a_2 (знаки «+» в (14)), так и столкновения солитонов, у которых a_1 имеет одинаковые знаки (a_2 — разные, знаки «—» в (14)). Будем понимать под полярностью одиночного солитона знак волны a_2 ; смысл этого будет ясен из дальнейшего. Рис. 3 иллюстрирует процесс столкновения однополярных а) и разнополярных солитонов б). Столкновения однополярных солитонов можно интерпретировать как «отталкивание». В этом случае (рис. 3а) по мере сближения солитоны замедляются, затем останавливаются, обмениваются амплитудами и затем расходятся. Сильного перекрытия солитонов не происходит. Взаимодействие же разнополярных солитонов (рис. 3б) может быть интерпретировано как «притяжение», по мере сближения солитоны ускоряются и происходит их сильное перекрытие. В связи с таким характером взаимодействия двух солитонов, по аналогии с кулоновским взаимодействием, можно приписать солитону заряд, пропорциональный амплитуде волны a_2 .

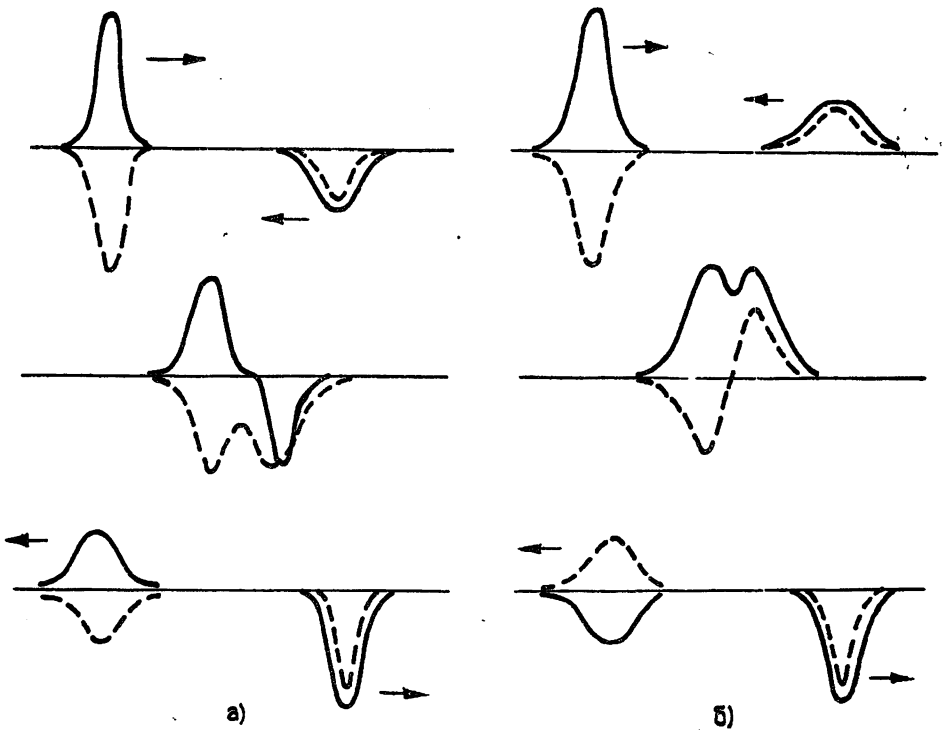


Рис 3 Столкновение трехволновых солитонов.
а) случай отталкивания, б) случай притяжения.

Заметим, что термины «притяжение» и «отталкивание» применительно к солитонам во многом условны, так как в процессе взаимодействия солитоны даже в случае слабого перекрытия теряют свою индивидуальность. Однако аналогия с взаимодействием заряженных частиц обладает эвристической ценностью, например позволяет предположить существование связанного состояния двух солитонов с зарядами противоположного знака.

Действительно, используя выражение (14) с нижним знаком, описывающее взаимодействие разноименных, притягивающихся солитонов, нетрудно построить периодическое уединенное решение уравнений (4). Для этого заметим, что выражения (11) являются решениями системы (4) даже в том случае, если f_1 и f_2 есть комплексные функции. Однако при комплексных функциях $f_{1,2}$ выражения (11) будут являться ре-

шениями исходной системы (1) только тогда, когда амплитуды взаимодействующих волн действительны, так как только в этом случае системы (1) и (4) эквивалентны. Действительное решение с комплексными f возможно только при $f_1 = f_2^*$ и получается из (14) с помощью замены параметра $u \rightarrow -i\omega/\chi$, где ω — величина, характеризующая период осциллирующего решения $T = 2\pi/\omega$. Взяв в (14) знак минус, соответствующий притяжению одиночных солитонов, получим

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{2i}{\mu} \left\{ \sqrt{(c\chi - i\omega)(c_3\chi + i\omega)} \operatorname{sh}(\chi x - i\omega t) - \text{к. с.} \right\}, \\
 B &= \frac{2i}{\mu} \left\{ \sqrt{(c\chi + i\omega)(c_3\chi + i\omega)} \operatorname{ch}(\chi x - i\omega t) - \text{к. с.} \right\}, \\
 \Gamma &= \frac{1}{\sigma} \sqrt{c^2 \chi^2 + \omega^2} \left\{ -\operatorname{ch} 2\chi x + \frac{1}{\mu^2} \left[\frac{1 - \omega^2/\chi^2 c^2}{1 + \omega^2/\chi^2 c^2} R - \cos 2\omega t \right] \right\},
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

$$\Delta = -\operatorname{ch} 2\chi x - 1/\mu^2 [R - \cos 2\omega t],$$

где

$$\mu = \omega/\chi \sqrt{c c_3}, \quad R = \sqrt{[1 + (\omega + c\chi)^2][1 + (\omega/c_3\chi)^2]}.$$

Решение (15) представляет собой периодическое решение, быстрые волны в котором локализованы, а медленная волна, так же как и в решениях (5) и (14), стремится при $|x| \rightarrow \infty$ к постоянному значению. Это решение естественно называть осциллирующим солитоном.

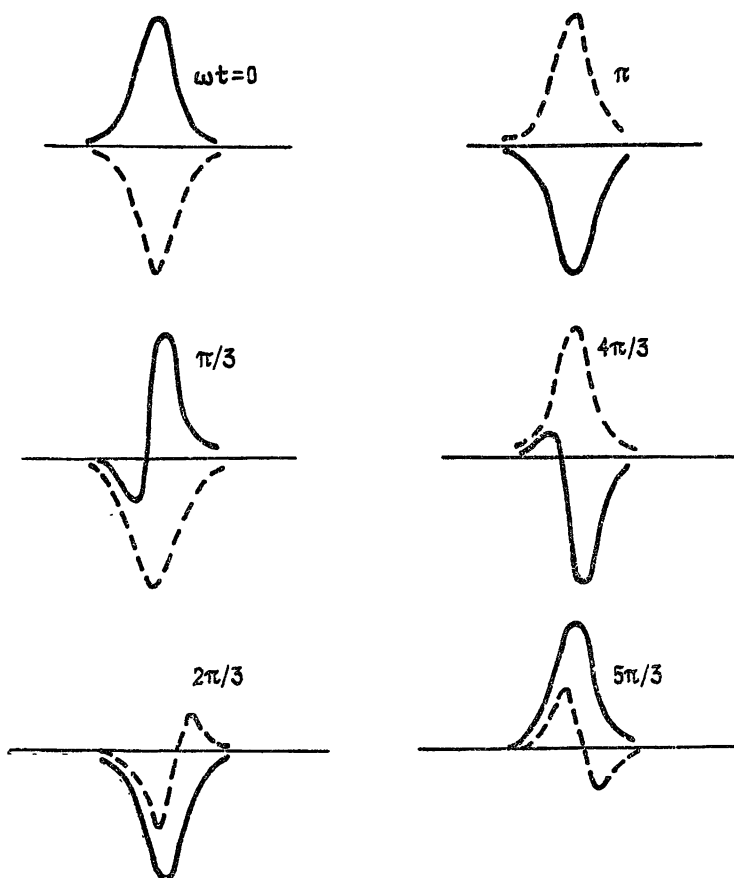


Рис. 4. Связанное состояние — осциллирующий солитон. сплошная линия — $a_1(x)$, пунктирная — $a_2(x)$.

Осциллирующий солитон (15) характеризуется двумя параметрами: «волновым числом» χ , определяющим характерный пространственный масштаб солитона, и частотой ω . Это решение может быть интерпретировано как связанное состояние двух одиночных притягивающихся солитонов. Параметр μ характеризует энергию связи солитонов, при $\mu \ll 1$ реализуется случай слабой связи, когда солитоны большую часть периода не перекрываются, при $\mu \gg 1$ имеет место случай сильной связи, когда они всегда сильно перекрыты и не существуют индивидуально. Рис. 4 иллюстрирует зависимость амплитуд взаимодействующих волн в осциллирующем солитоне (15) от координаты в различные моменты времени.

Решение (15) в среднем неподвижно относительно системы отсчета, имеющей скорость $v = (v_1 + v_2)/2$, и описывает связанное состояние солитонов с одинаковой шириной χ . Очевидно, однако, что должны существовать более общие решения, движущиеся с произвольной в некоторых пределах скоростью и описывающие связанные состояния двух разных по амплитуде солитонов. Для их нахождения необходимо использование трехволновых уравнений с комплексными, а не действительными, как в (4), амплитудами.

Обратим внимание на то обстоятельство, что при равенстве групповых скоростей накачки a_1 и волны a_3 ($v_1 = v_3$) система (1) имеет интеграл $|a_1|^2 + |a_3|^2 = F(x - v_1 t)$, где F — произвольная функция, и при $F = \text{const}$ сводится к системе уравнений, описывающей распространение импульсов в двухуровневой среде [11]. Рассмотренные здесь решения трехволновой системы (1) при $v_1 \rightarrow v_3$ переходят в соответствующие известные [9, 11] решения.

В заключение хотелось бы поблагодарить Г. В. Пермитина за полезные обсуждения результатов работы и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бломберген Л. Нелинейная оптика. — М.: Мир, 1966.
2. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. — М.: ВИНТИ, 1964.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. С. 509.
4. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976.
5. Бломберген Л. // УФН. 1982. Т. 138. Вып. 2. С. 185.
6. Nozaki K., Tanihiti T. // J. Phys. Soc. Japan. 1973. V. 34. P. 796.
7. Ohsawa Y., Nozaki K. // J. Phys. Soc. Japan. 1974. V. 36. P. 591.
8. Захаров В. Е., Манаков С. В. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 1654.
9. Теория солитонов. Метод обратной задачи / Под ред. С. П. Новикова. — М.: Наука, 1980. С. 1—319.
10. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. — М.: Мир, 1977.
11. Тахтаджян Л. А. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 476.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
25 ноября 1986 г.

ORIGIN AND INTERACTION OF THREE-WAVE SOLITONS

V. V. Kurin

The transitional processes of three-wave interaction in bounded nonlinear media is considered. Existence of quasiregular soliton stage is shown. Numbers, velocities and amplitudes of solitons are determined by the initial conditions. The exact solution of three-wave equations for interactive solitons and coupling state of solitons is found out.