

В.А. Донченко, М.В. Кабанов, Э.В. Лугин, А.А. Наливайко, А.В. Шаповалов

ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В СЛАБОНЕЛИНЕЙНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Рассматривается влияние линейного поглощения на динамику начального импульса при его распространении в слабонелинейной среде в условиях солитообразования. Численными методами показана стабильность процесса распада начального импульса. Обнаружен эффект слияния солитообразных импульсов, на которые распадается начальный импульс, приводящий к самосжатию с последующим пространственным разделением солитоподобных импульсов. Обсуждаются некоторые особенности обнаруженного явления, включая его пороговый по начальной длительности характер.

Важным звеном в изучении физических особенностей распространения электромагнитного излучения в различных средах являются оптические модели. Хотя в настоящее время создано немало моделей для описания различных оптических свойств и характеристик среды (коэффициенты поглощения и преломления, матрицы рассеяния и др.), работа в этом направлении еще далека от завершения. Целесообразно дальнейшее исследование моделей, отражающих особенности динамики распространения электромагнитного импульса, что приведет к более глубокому пониманию механизмов взаимодействия излучения со средой. Это справедливо и в отношении различных нелинейных явлений, сопровождающих распространение оптического импульса в атмосфере.

В предыдущих работах авторов [1, 2] рассматривается задача о распространении оптического импульса в слабонелинейной (кубической) среде в области резонансного поглощения. Модель, описывающая эволюцию импульса, построена на основе уравнения, отличающегося от нелинейного уравнения Шредингера (НШ) малым возмущением. Последние в условиях атмосферы могут быть заменены линейными потерями. Уравнение имеет вид

$$i \frac{\partial W}{\partial s} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial q^2} + \chi |W|^2 W = R(W), \quad (1)$$

где $s = t/T_0$; $q = (z - ct)/z_0$; t — время; z — пространственная координата в направлении распространения импульса; $z_0 = (T_0 c/k)^{1/2}$; $W = E/E_0$; χ — параметр нелинейности; R — возмущение, в которое включена также поперечная часть лапласиана, E — амплитуда поля. Подробности вывода (1) и обозначений в (1) можно найти в [1, 2] (о выводе уравнения (1) см. также в монографии [3]). В работе [2] в рамках метода обратной задачи рассеяния, а также численными методами исследован процесс распада начального импульса на солитоподобные импульсы в ходе эволюции при отсутствии линейных и нелинейных потерь (возмущение $R(W) = 0$).

В настоящей статье продолжены исследования, описанные в [2] в предположении существования линейных потерь. Возмущение имеет вид

$$R(W) = -i\alpha W, \quad \alpha > 0, \quad (2)$$

что соответствует линейному поглощению. Таким образом, задача может быть сформулирована в виде

$$iU_{,s} + \frac{1}{2} U_{,qq} + (|U|^2 + i\alpha) U = 0, \quad (3)$$

где $U = \rho W$; $\rho = \sqrt{\chi}$, $\chi > 0$. Начальный импульс задается в виде прямоугольника

$$U(q) = \begin{cases} \rho, & a \leq q \leq a + b \\ 0, & a + b < q, \quad q < a. \end{cases} \quad (4)$$

Согласно [2] основным параметром задачи оказывается площадь начального импульса

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} |U(q)| dq = b \cdot \rho. \quad (5)$$

Параметр b соответствует длительности импульса (4); ρ — амплитуде. Число N образующихся солитонов оценивается в методе обратной задачи рассеяния как число точек дискретного спектра ассоциированной задачи с потенциалом $U(q)$ вида (4). Подробный расчет произведен в [1]. При заданном s

$$N = \text{ent} \left(\frac{S}{\pi} + \frac{1}{2} \right). \quad (6)$$

Реальный импульс (огibaющая) не имеет крутых фронтов, но его непосредственный анализ осложнен математическими трудностями. Модельная задача для прямоугольного импульса допускает такой анализ [1, 2] и выявленные (числовыми методами) закономерности имеют простой смысл: солитонообразование, взаимодействие солитонов и т. д. Закономерности реального импульса, обнаруженные численно в [2], соответствуют динамике модельного импульса, что позволяет понять и интерпретировать особенности и реального импульса. В настоящей статье, отметим еще раз, продолжены исследования модельного импульса (прямоугольника) с целью учета влияния дополнительных факторов (поглощение среды и длительность начального импульса).

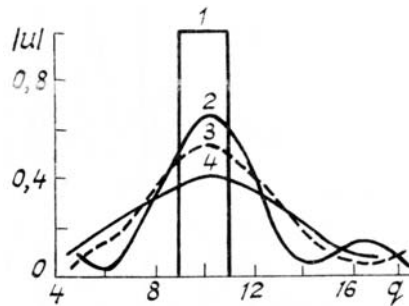


Рис. 1

Перейдем к рассмотрению результатов численного решения уравнений (3), (4) на ЭВМ. На рис. 1–5 приведены графики, иллюстрирующие процессы распада прямоугольного импульса в условиях линейного поглощения. Отрезок интегрирования по переменной q для всех графиков одинаков: (0,20). Шаг по времени s равен $0,314 \times 10^{-2}$. Графики $|U|$ приведены для следующих значений переменной s : для кривой 1 $s = 0$; 2 — 1,5710; 3 — 2,3565; 4 — 3,142; 5 — 3,9275; 6 — 4,7130. На рис. 1 приведена динамика импульса площади $S = 2$, при которой $N = 1$ согласно (6). Параметр $\alpha = 0,1$. Наблюдается установление стабильной конфигурации (кривые 2, 3, 4 на рис. 1), которая затухает из-за поглощения (1 — начальный импульс).

На рис. 2,а,б представлена динамика импульса для $S = 9$, что соответствует $N = 3$ согласно (6). Для рис. 2,а,б параметр $\alpha = 0,001$. С увеличением поглощения (рис. 2,в,г $\alpha = 0,1$) качественная картина распада не меняется, возрастает лишь степень затухания. Отметим, что процесс распада наблюдается даже при больших величинах поглощения ($\alpha = 0,3$), при которых возмущение $R(U)$ вида (2) в уравнении (3) нельзя считать малым. Это свидетельствует о стабильности процесса распада относительно возмущений и подтверждает вывод, сделанный в [1] на основании качественных оценок.

Более подробный анализ задачи (3) позволяет обратить внимание на другие стороны динамики распада начальных импульсов и сделать дополнительные выводы. Проведены серии расчетов на ЭВМ динамики импульса (4), определяемой уравнением (3) для некоторых фиксированных значений S при постоянном линейном поглощении. В частности, прослежена динамика импульса (4) при $S = 8$, что соответствует образованию двух (возможно трех) солитонообразных импульсов в соответствии с (6). Параметр α положен равным 0,01. Расчеты проведены для значений параметра ν (длительность начального импульса) в интервале 2–12 с шагом, равным 1. Взятое значение параметра поглощения $\alpha = 0,01$ (что соответствует коэффициенту поглощения $k \sim 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ для частоты $\omega \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$ рубинового лазера, см. оценки в [1]) на несколько порядков может отличаться от реальных значений показателя поглощения для достаточно сильных линий в условиях атмосферы. Это свидетельствует о том, что рассмотренные порядки значений α (при которых в численном эксперименте эффект наблюдается наиболее четко) не противоречат реальным условиям поглощения в атмосфере. Вывод об устойчивости процесса распада начального импульса должен сохранять силу для реальных условий поглощения в атмосфере. Длительность импульса в приведенных оценках составляет $\sim 10^{-9} \text{ с}$.

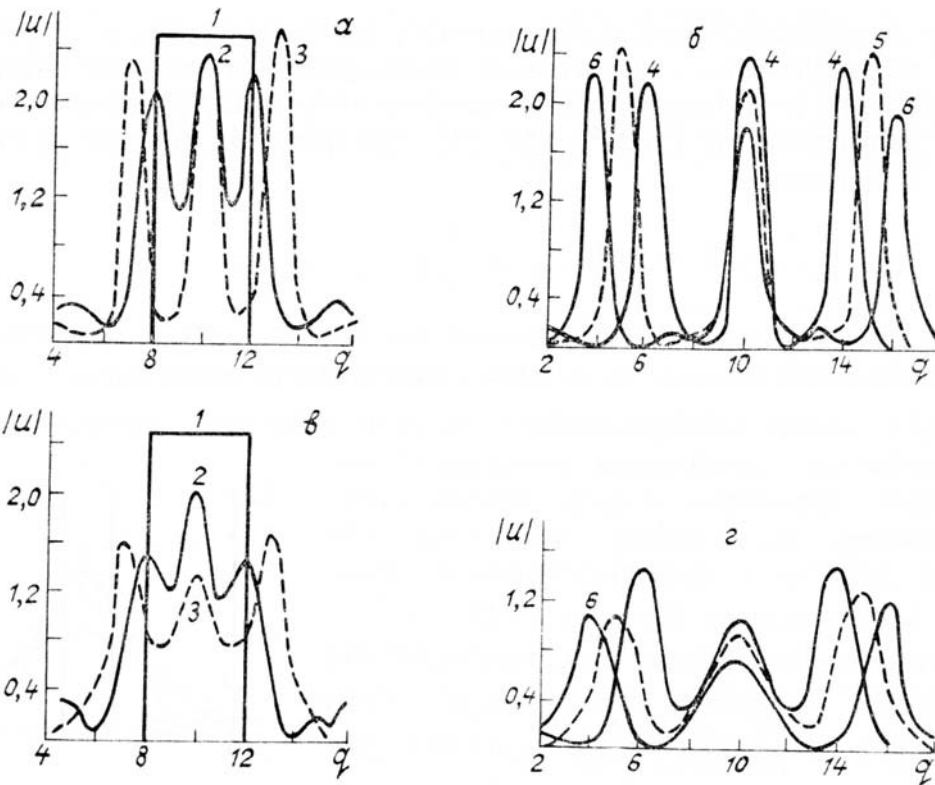


Рис. 2

В качестве иллюстраций на рис. 3–5 приведены графики для $|U(sq)|$ отражающие некоторые характерные особенности динамики импульса (4).

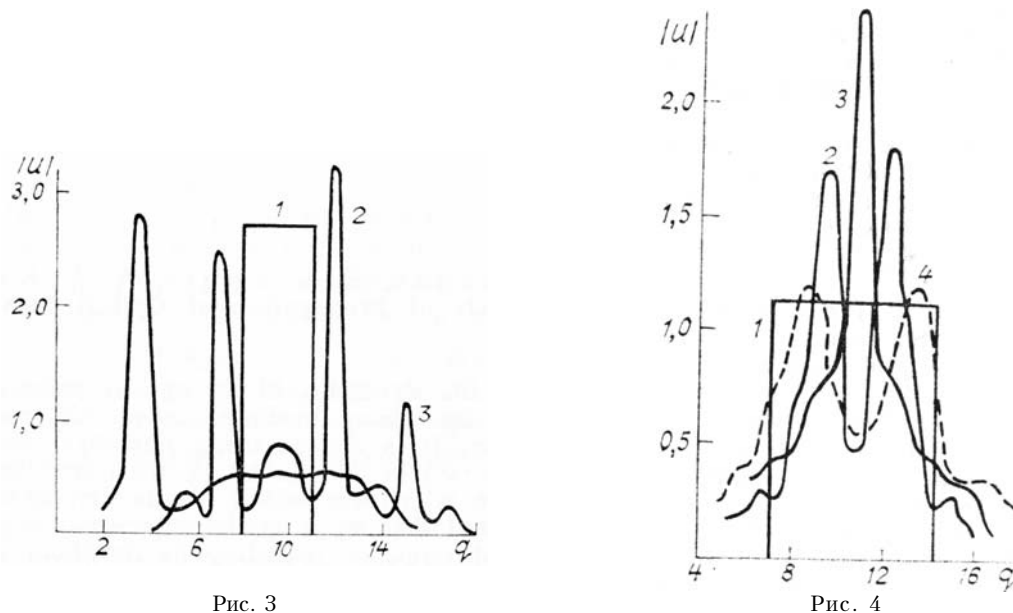


Рис. 3

Рис. 4

Графики на рис. 3 приведены для $b = 3$ и значений s , равных: кривая 1 — $s = 0$; 2 — 1,571; 3 — 3,142. Наблюдаются два острых максимума, которые с увеличением s разделяются в пространстве. Рис. 4 соответствует $b = 7$ и следующим значениям s : кривая 1 — $s = 0$, 2 — 1,157, 3 — 3,927, 4 — 6,284. Вначале образуются два солитоноподобных импульса (кривая 2 на рис. 4). Затем наблюдается их слияние, приводящее к самосжатию (кривая 3); максимальное значение $|U| = 2,42$ достигается при $q = 10,5$. Далее вновь наблюдается разделение импульса на два максимума (кривая 4), которые с течением времени s разделяются в пространстве. Рис. 5 иллюстрирует динамику импульса при еще больших значениях его начальной длительности.

На основании численных расчетов и рис. 3–5 можно сделать следующие выводы. При выполнении пороговых условий солитообразования (например, $S = 8$ достаточно для образования нескольких солитонов) эффект самосжатия не наблюдается при малых длительностях начального импульса. Можно сделать вывод о существовании порогового значения этого параметра. Сравнение рис. 4 и 5 показывает, что момент формирования максимума поля $|U|$ также зависит от параметра b ; с ростом b этот момент наступает позже. Отметим еще раз, что наличие линейного поглощения не нарушает сам процесс формирования солитообразных импульсов. Напротив, картина солитообразования становится более контрастной. Это объясняется тем, что при $\alpha \neq 0$ появляется отличная от нуля скорость относительного перемещения солитонов вдоль оси q , которая способствует более выраженному пространственному разделению последних.

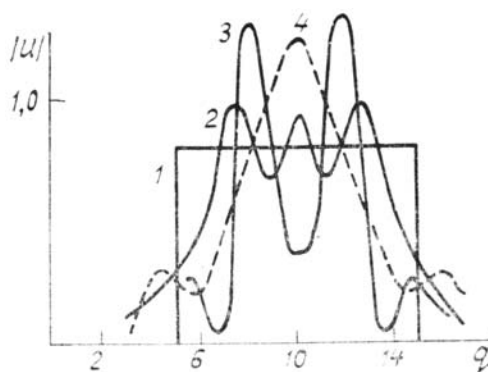


Рис. 5. Динамика импульса для $S = 8$; $\alpha = 0,01$; $b = 10$; $S = 0$ (1), 500 (2); 1500 (3); 2000 шагов (4)

Таким образом, методами численного расчета эволюция импульса прослежена достаточно детально. Выделено три этапа в эволюции сигнала: распад начального импульса, взаимодействие образовавшихся солитообразных импульсов и, наконец, пространственное разделение последних. При определенных условиях на втором этапе возникает эффект, подобный самосжатию импульса, который, по-видимому, объясняется нелинейной интерференцией солитообразующих импульсов. Качественное исследование динамики рассматриваемого явления показало его зависимость от длительности начального импульса и пороговый характер эффекта в зависимости от этой длительности. Отметим, что хотя уравнение НШ с возмущающей добавкой (2) не интегрируется методом обратной задачи рассеяния, численный расчет задачи показывает существование процесса распада и его устойчивость; для прикладных исследований это обстоятельство представляет несомненный интерес.

Вопрос об условиях образования и наблюдения солитообразования обсуждался в [2]. Энергетические и другие параметры импульсов могут быть оценены на основе представленных результатов работ [1–3] и дополнительных исследований условий привязки рассматриваемой модели к реальной атмосфере, что выходит за рамки настоящей работы и составляет предмет отдельной публикации.

1. Лугин Э.В., Шаповалов А.В. //Изв. вузов СССР. Сер. Физика. 1987. № 9. С. 102–104; 1989. № 2. С. 36–39.

2. Донченко В.А., Кабанов М.В., Лугин Э.В., Наливайко А.А., Шаповалов А.В. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 1. С. 67–71.

3. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. С. 368.

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
26 июля 1989 г.

V. A. Donchenko, M. V. Kabanov, E. V. Lugin, A. A. Nalivaiko, A. V. Shapovalov. **Interaction Effects of Propagation of Optical Pulses through a Weakly Nonlinear Absorbing Medium.**

The effect of linear absorption on the dynamics of an optical pulse at its propagation through a weakly nonlinear absorbing medium under the conditions of soliton creation is analyzed in the paper. It is shown, using numerical methods, that the process of the initial pulse decay is stable. The effect is discovered in the paper of the soliton-like pulses confluence into which the initial one is divided that results in a self-compression of the pulse followed then by a spatial separation of the soliton-like pulses. Some peculiarities of this phenomenon including its threshold with respect to the initial pulse duration character are discussed.