

УДК 535.317.1

ОБ ОПТИЧЕСКИХ АВТОВОЛНАХ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ

© 2024 г. С. В. Сазонов^{1,2*}

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт», Москва, Россия

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)», Москва, Россия

* e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

Поступила в редакцию 15.12.2023

После доработки 29.01.2024

Принята к публикации 26.02.2024

Представлен краткий обзор теоретических исследований автора по локализованным оптическим автоволнам. Рассмотрены одномерные автоволны, сопровождаемые формированием на их фронтах локализованных квазимонохроматических и униполярных автосолитонов. Времена жизни таких объектов порядка времен релаксации населенностей квантовых уровней неравновесных сред. Характерные длительности автосолитонов превышают времена фазовой релаксации.

DOI: 10.31857/S0367676524060129, EDN: PHBJAZ

ВВЕДЕНИЕ

$$T_2, T_2^* \leq \tau_p \ll T_1, \quad (1)$$

Автоволна представляет собой возмущение, которое по мере распространения в нелинейной среде переключает ее из одного (неравновесного) состояния в другое (устойчивое или равновесное) состояние [1]. На переключающем фронте такой волны формируется локализованный сгусток энергии (автосолитон) [2], способный распространяться на большие расстояния. Для формирования таких диссипативных структур необходимо наличие нелинейного автономного источника энергии и ее диссипации [1–3]. Источником здесь служит сама неравновесная среда, обладающая запасом энергии. В качестве диссипативных процессов могут выступать, например, необратимые явления переноса: диффузия, теплопроводность, вязкость или их аналоги. Автоволны и сопровождающие их распространение автосолитоны могут быть различной физической, в том числе и оптической, природы [4, 5].

На сегодняшний день известно достаточно много нелинейных уравнений, имеющих решения в виде локализованных автоволн. Особое место здесь занимают параболические уравнения типа «реакция — диффузия» [1, 2].

В настоящей работе рассматриваются оптические автосолитоны, формирующиеся в различных физических условиях. При этом временная длительность τ_p рассматриваемых нами автосолитонов удовлетворяет условию

где T_2 и T_2^* — соответственно времена необратимой и обратимой фазовых релаксаций задействованных квантовых переходов, T_1 — характерное время релаксации населенностей квантовых состояний.

АВТОВОЛНЫ И КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ АВТОСОЛИТОНЫ В КВАЗИРЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

Пусть оптический импульс с несущей частотой ω распространяется параллельно оси z в неравновесной двухуровневой среде с инверсной населенностью и частотой квантового перехода ω_0 . При этом отстройка от резонанса $\Delta = \omega_0 - \omega$ удовлетворяет квазирезонансному условию $|\Delta| \ll \omega, \omega_0$ и адиабатическому условию Криспа $|\Delta| \tau_p \gg 1$ [6].

Представим электрическое поле E импульса через его комплексную огибающую ψ в виде

$$E = \psi e^{i(\omega t - kz)} + \psi^* e^{-i(\omega t - kz)}, \quad (2)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число, c — скорость света в вакууме.

При описанных выше условиях, в соответствии с неравенством (1) и условием Криспа после исключения материальных переменных для огибающей ψ имеем уравнение [7]

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \gamma \psi - \varepsilon \psi \int_{-\infty}^t |\psi|^2 dt' + \sigma \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}. \quad (3)$$

Здесь v_g — линейная групповая скорость, γ , ε и σ — положительные вещественные параметры, определяемые начальным (при $t = -\infty$) состоянием среды, $t = -\infty$ — время. При этом параметр γ характеризует усиление импульса за счет инверсной населенности квантовых уровней, коэффициентом ε определяется нелинейное насыщение данного усиления, диффузионная постоянная σ возникает благодаря обратимой и необратимой фазовой релаксации.

В [7] показано, что уравнение (3) обладает точным решением в виде локализованного бегущего автосолитона

$$\psi = \psi_m \operatorname{sech} \xi \sqrt{1 + \operatorname{th} \xi}, \quad (4)$$

где $\xi = (t - z/v)/\tau_p$,

$$\psi_m = \frac{\sqrt{30}}{16} \left(\frac{\gamma^3}{\sigma \varepsilon^2} \right)^{1/4}, \quad (5)$$

а длительность τ_p и скорость v определяются выражениями

$$\tau_p = 4 \sqrt{\frac{\sigma}{\gamma}}, \quad \frac{1}{v} = \frac{1}{v_g} - \frac{3}{2} \sqrt{\gamma \sigma}. \quad (6)$$

Распространение автосолитона (4) сопровождается изменением разности населенностей w возбужденного и основного состояний. Так как вначале среда была инвертирована, то при $t = -\infty$ имеем $w = +1$. Тогда [7]

$$w = 1 - \frac{15\gamma}{16\varepsilon} \frac{d^2}{\hbar^2} \tilde{T}_2 (1 + \operatorname{th} \xi)^2. \quad (7)$$

Здесь d — дипольный момент задействованного квантового перехода, $\hbar$ — постоянная Планка, $\tilde{T}_2 = T_2 T_2^* / (T_2 + T_2^*)$.

Таким образом, после прохождения автосолитона (4) среда из неравновесного состояния с инверсной населенностью $w = +1$ переходит в другое неравновесное состояние с меньшей по величине разностью населенностей. Соответствующая потерянная средой часть энергии расходуется на формирование автосолитона (4). Данная переданная автосолитону энергия компенсирует потери, обусловленные фазовой релаксацией. Очевидно, что время жизни такого автосолитона ограничено временем T_1 .

Выражение (7) представляет собой волну переключения или автоволну.

Важно заметить, что такие параметры автосолитона, как амплитуда, длительность и скорость не являются свободными, а жестко определяются параметрами среды (коэффициентами уравнения (3)). Это общее свойство автосолитонов и автоволн,

отличающее их от консервативных солитонов. Из-за диссипации происходит потеря информации о входных данных. Отсюда следует отсутствие свободных параметров в выражениях (4)–(7).

Оценки, проведенные в [7], приводят к следующим значениям численных параметров автосолитона (4): $\psi_m \sim 10^4$ В/см, $\tau_p \sim 10^{-11}$ с, $v \sim v_g \sim 10^{10}$ см/с. При этом пиковая интенсивность автосолитона $I_m \sim c \psi_m^2 / 4\pi \sim 10^6$ Вт/см².

Важно отметить, что временной профиль автосолитона (4) является несимметричным относительно его максимума. Именно такого типа автосолитоны были зарегистрированы в экспериментальных условиях [8].

АВТОВОЛНЫ, СОПРОВОЖДАЕМЫЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕМ УНИПОЛЯРНЫХ АВТОСОЛИТОНОВ

Одной из тенденций развития лазерной физики является создание в лабораторных условиях импульсов все более коротких длительностей. Сегодня уже можно говорить о нелинейной оптике однопериодных [9] и даже униполярных [10] импульсов. По понятным причинам при исследовании взаимодействия таких импульсов с веществом неприменимо стандартное для квазимонохроматических сигналов приближение медленно меняющихся огибающих.

В [11, 12] для электрического поля нерезонансного импульса, распространяющегося в диспергирующей консервативной нелинейной среде при условии $\omega_0 \tau_p \gg 1$ было получено модифицированное уравнение Кортевега — де Вриза. В [13, 14] показано, что динамика униполярного импульса при условии (1) описывается уравнением

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E}{\partial t} = -\alpha \frac{\partial}{\partial t} \left(E \int_{-\infty}^t E^2 dt' \right) - \beta \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (8)$$

Здесь α и β — характеризующие неравновесную среду положительные параметры.

Благодаря неравновесному состоянию среды, временная диффузия, описываемая последним слагаемым в правой части (8), является отрицательной. Это приводит к сжатию, а не к расплыванию импульса. Данное сжатие компенсируется нелинейным слагаемым в правой части (8). Это приводит к формированию бегущего униполярного автосолитона, являющегося точным решением уравнения (8) [13, 14]:

$$E = E_m \operatorname{sech} \xi, \quad (9)$$

где амплитуда E_m и скорость v связаны с временной длительностью τ_p импульса соотношениями

$$E_m = \frac{1}{\tau_p} \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}, \quad \frac{1}{v} = \frac{1}{v_g} - \frac{\beta}{\tau_p}. \quad (10)$$

При этом сопровождающая автосолиiton (9) разность населенностей имеет вид бегущей автоволны [13]

$$W = 1 - \frac{2}{\omega_0^2 T_2 \tau_p} (1 + \text{th } \xi). \quad (11)$$

Автосолиiton (9), (10) и сопровождающая автоволна (11) содержат один непрерывный свободный параметр, в качестве которого здесь выбрана временная длительность τ_p импульса. Это означает, что несмотря на диссипацию, сформированный автосолиiton несет в себе информацию об условиях на входе в среду.

В полимерных средах время фазовой релаксации $\sim 10^{-13}$ с. Взяв $\tau_p \sim 10^{-13}$ с, $d \sim 10^{-18}$ СГСЭ, для напряженности электрического поля автосолиитона будем иметь $E \sim \hbar / d \tau_p \sim 10^6$ В/см. Таким напряженностям соответствуют интенсивности $\sim 10^{11}$ Вт/см².

Время релаксации T_1 при низких температурах обратно пропорционально кубу частоты квантового перехода. Поэтому здесь желательно использовать квантовые переходы с малыми частотами переходов. Этому свойству удовлетворяют электронно-колебательные (рамановские) переходы, соответствующие нормальным колебательным модам молекул. Значения параметра T_1 на этих переходах достигают десятков секунд [15]. Такие значения способны с хорошим запасом удовлетворить условию (1).

В качестве материальных уравнений использовались уравнения, учитывающие изменение разности населенностей рамановских подуровней [16]. Для исключения материальных переменных было использовано приближение перекрытия спектром импульса частоты ω_p рамановского перехода: $\omega_p \tau_p \ll 1$ [17]. Для исключения материальных переменных, связанных с электронно-оптическими переходами, использовалось упомянутое выше условие $\omega_0 \tau_p \gg 1$. При этих условиях и в предположении инверсной населенности рамановских подуровней для электрического поля импульса получено уравнение [18]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E}{\partial t} = \mu E \sin \theta + D \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (12)$$

где диффузионный параметр D определяется электронно-оптическими переходами между равновесно заселенными квантовыми уровнями,

$$\theta = \kappa \int_{-\infty}^t E^2 dt', \quad (13)$$

параметры μ и κ характеризуют запрещенный рамановский переход с неравновесной населенностью соответствующих подуровней.

Уравнение (12) обладает решением в виде униполярного автосолиитона, которое совпадает с (9), где [18]

$$E_m = \sqrt{\frac{2\pi}{3\kappa\tau_p}}, \quad (14)$$

$$\tau_p = \sqrt{\frac{3\pi D}{8\mu}}, \quad \frac{1}{v} = \frac{1}{v_g} - \sqrt{\frac{8\mu D}{3\pi}}. \quad (15)$$

При этом разность населенностей рамановских подуровней определяется выражением типа бегущей автоволны:

$$w = \cos \left[\frac{2\pi}{3} (1 + \text{th } \xi) \right]. \quad (16)$$

Из (14) и (15) следует, что амплитуда, длительность и скорость автосолиитона жестко определяются параметрами среды. То есть в решении отсутствуют непрерывные свободные параметры.

Численные оценки, проведенные в [18], показывают, что $\tau_p \sim 10^{-13}$ с, интенсивность автосолиитона достигает значений 10^{12} Вт/см², а его скорость порядка линейной групповой скорости света в среде при частоте, лежащей между частотами электронно-оптических и рамановских переходов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный выше краткий обзор выявляет основные свойства, которыми обладают автоволны и сопровождающие их автосолиитоны в неравновесных средах. Свойствами автосолиитона обладают разности населенностей квантовых состояний среды. В свою очередь, автосолиитонами являются электрические поля лазерных импульсов и их огибающие.

Важно заметить, что квазимонохроматические автосолиитоны и униполярные автосолиитоны в средах с комбинационно-активными (рамановскими) переходами не обладают непрерывными свободными параметрами. Это говорит о грубой зависимости свойств таких структур от входных условий, что обусловлено стиранием памяти об этих условиях в результате диссипативных процессов. В то же время униполярные автосолиитоны в системе задействованных электронно-оптических переходов обладают непрерывным свободным параметром, в качестве которого может быть выбрана, например, длительность данных автосолиитонов (см. точное решение (9), (10) уравнения (8)).

В связи со сказанным в предыдущем абзаце возникает естественный вопрос об устойчивости рассмотренных выше автосолиитонов и автоволн. В [7] и [16] показано, что квазимонохроматические солитоны и униполярные солитоны в системе рамановских переходов устойчивы по отношению к деформациям входных условий. Что касается аналогичной устойчивости автосолиитона уравнения (8), то вопрос остается открытым.

В не меньшей степени важным является терминологический вопрос. Рассмотренные здесь

автосолитоны формируются и распространяются в неравновесных средах, которые сами по себе являются неустойчивыми, обладая конечным временем жизни порядка T_1 . Поэтому данные автосолитоны не следует путать с диссипативными солитонами [19, 20], имеющими место в устойчивых средах. При этом состояния среды до и после прохождения в ней диссипативных оптических солитонов являются одинаковыми.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Авто-волновые процессы. М.: Наука, 1987. 240 с.
2. Кернер Б.С., Осипов В.В. // УФН. 1989. Т. 157. № 2. С. 201; Kerner B.S., Osipov V.V. // Phys. Usp. 1989. V. 32. No. 2. P. 101.
3. Akhmediev N., Ankiewicz A., Soto-Crespo J.M., Gre-lu Ph. // IJBS. 2009. V. 19. P. 2621.
4. Kartashov Y.V., Konotop V.V., Vysloukh V.A. // Optics Lett. 2011. V. 36. P. 82.
5. Lobanov V.E., Kartashov Y.V., Vysloukh V.A., Torner L. // Optics Lett. 2011. V. 36. P. 85.
6. Crisp M.D. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. P. 2128.
7. Sazonov S.V. // Phys. Rev. A. 2021. V. 103. No 5. Art. No. 053512.
8. Pieczarka M.M., Poletti D., Schneider C. et al. // APL Photonics. 2020. V. 5. Art. No. 086103.
9. Sazonov S.V., Ustinov N.V. // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. Art. No. 053807.
10. Архипов Р.М. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 10. С. 636; Arkhipov R.M. // JETP Lett. 2021. V. 113. No. 10. P. 611.
11. Беленов Э.М., Назаркин А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 252.
12. Беленов Э.М., Назаркин А.В., Ущаповский В.А. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 762.
13. Сазонов С.В. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 3. С. 160; Sazonov S.V. // JETP Lett. 2021. V. 114. No. 3. P. 132.
14. Sazonov S.V. // Laser Phys. Lett. 2021. V. 18. Art. No. 105401.
15. Brueck S.R.J., Osgood R.M. // Chem. Phys. Lett. 1976. V. 39. P. 568.
16. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. М.: Наука, 1991. 313 с.
17. Беленов Э.М., Исаков В.А., Канавин А.П., Сметанин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. С. 762.
18. Сазонов С.В. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 116. № 1. С. 25; Sazonov S.V. // JETP Lett. 2022. V. 116. No. 1. P. 160. P. 22.
19. Розанов Н.Н. Диссипативные оптические и родственные солитоны. М.: Физматлит, 2021. 664 с.
20. Веретеннов Н.А., Розанов Н.Н., Федоров С.В. // УФН. 2022. Т. 192. № 2. С. 143; Veretenov N.A., Rosanov N.N., Fedorov S.V. // Phys. Usp. 2022. V. 65. No. 2. P. 131.

On the optical autowaves in non-equilibrium media

S. V. Sazonov^{1, 2, *}

¹ National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182, Russia

² Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 125993, Russia

*e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

A brief overview of the author's theoretical research on localized optical autowaves is presented. One-dimensional autowaves accompanied by the formation of localized quasi-monochromatic and unipolar autosolitons at their fronts are considered. The lifetimes of such objects are on the order of the relaxation times of the populations of quantum levels of non-equilibrium media. The characteristic durations of autosolitons exceed the phase relaxation times.

Keywords: non-equilibrium medium, dissipative soliton, autowave, autosoliton