Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 1, с. 25 – 32 © 2022 г. 10 июля

Локализованные диссипативные униполярные объекты в условиях вынужденного комбинационного рассеяния

С. В. Сазонов[1)]

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

МГУ им. М. В. Ломоносова, 191991 Москва, Россия

Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), 125993 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2022 г.
После переработки 18 мая 2022 г.
Принята к публикации 18 мая 2022 г.

Исследована возможность формирования униполярных диссипативных солитоноподобных импульсов в усиливающей среде комбинационно-активных молекул. Показано, что такие объекты могут формироваться благодаря взаимной компенсации рамановского усиления и необратимых потерь из-за быстрой фазовой релаксации в системе электронно-оптических переходов. Нелинейный характер рамановского усиления приводит к тому, что солитоноподобный объект может формироваться при превышении его временной длительности и энергии соответствующих пороговых значений, которые определяются параметрами среды.

DOI: 10.31857/S1234567822130043, EDN: iwonsv

1. Введение. В настоящее время диссипативные оптические солитоны привлекают к себе пристальное внимание со стороны исследователей, занимающихся изучением нелинейных процессов [1–10]. Здесь представляют интерес как фундаментальные, так и прикладные аспекты. Взаимная компенсация притока энергии в нелинейную среду и необратимых потерь данной энергии в определенных случаях способна привести к формированию диссипативных солитонов. Приток энергии может быть обеспечен различными способами. Например, это можно сделать с помощью непрерывно действующего внешнего источника. С другой стороны, можно использовать импульсный источник, способный перевести нелинейную среду в возбужденное неравновесное состояние. В этом случае образовавшийся запас энергии может в дальнейшем обеспечить ее приток для формирования структур типа диссипативных солитонов. Если длительность τ_p диссипативного солитона и время наблюдения Δt за процессом превышают характерные времена релаксации дипольного момента T_2 и населенностей стационарных состояний T_1, то среда после формирования и прохождения солитона переходит из неравновесного в термодинамически равновесное состояние.

В твердых телах обычно выполняется условие $T_2 \ll T_1$. Причем отношение T_2/T_1 может лежать в широком интервале значений от 10^{-2} до 10^{-5} [11]. В этой связи представляет интерес ситуация, когда выполняется условие

$$T_2 < \tau_p \ll \Delta t \ll T_1. \qquad (1)$$

При условии (1) входящий в среду импульс может индуцированным образом перевести исходно неравновесную среду в другое неравновесное метастабильное состояние. Данный процесс сопровождается формированием локализованных солитоноподобных объектов [9, 12, 13]. В [14, 15] такие объекты названы некогерентными солитонами, а в работах [12, 13] – солитоноподобными структурами и солитоноподобными объектами в неравновесных диссипативных средах. В силу условия (1) данные локализованные объекты являются короткоживущими. Время их жизни всегда меньше времени T_1. Поэтому для наблюдения таких объектов желательно выбирать среды и квантовые переходы с большими значениями T_1. Время релаксации T_1 при низких температурах обратно пропорционально третьей степени частоты ω_{tr} перехода: $T_1 \sim \omega_{tr}^{-3}$. Поэтому здесь желательно использовать квантовые переходы с малыми частотами ω_{tr}. Этому свойству удовлетворяют, например, электронно-колебательные (рамановские) переходы, соответствующие нормальным колебательным модам молекул. Значения параметра T_1 на этих переходах достигают довольно больших значений. Например, в жидком азоте время релаксации населен-

[1)]e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

ностей рамановских подуровней составляет 56 с [16]. Данное гигантское значение T_1 способно с хорошим запасом удовлетворить неравенствам (1). Здесь важно также, что рамановские переходы запрещены в электро-дипольном приближении и являются принципиально двухфотонными.

В условиях, когда спектр оптического импульса перекрывает запрещенный электронно-колебательный переход с частотой ω_v, возникает эффект вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) [17, 18]. При этом несущая частота импульса непрерывно, пропорционально пройденной дистанции, смещается в красную область. В работах [19, 20] показано, что на достаточно больших дистанциях такой механизм способен породить однопериодный и даже униполярный сигнал.

Нелинейная оптика униполярных сигналов в 1970-х гг. представляла исключительно теоретический интерес [21, 22]. На рубеже 1980-х и 1990-х гг., а также в начале 21-го столетия многим теоретическим работам данного направления (см., например, [23–31]) дали толчок экспериментальные достижения по генерации импульсов длительностью порядка одного периода колебаний [32–34].

В настоящее время нелинейная оптика униполярных импульсов испытывает достаточно бурное развитие [35–45]. В том числе исследуются солитонные режимы распространения. Рассматриваются как консервативные, так и диссипативные солитоны.

Процессы ВКС, способствующие формированию униполярных сигналов, могут сопровождаться необратимыми потерями энергии импульса на других, например, электронно-оптических, квантовых переходах. Это может привести к формированию локализованных солитоноподобных униполярных объектов при начальных неравновесных заселенностях колебательных подуровней молекул в условиях доминирования процессов вынужденного комбинационного рассеяния. Исследованию данного вопроса и посвящена настоящая работа.

2. Основные уравнения. Пусть униполярный импульс длительности τ_p распространяется параллельно оси z в изотропном диэлектрике, содержащем комбинационно-активные молекулы. В этом случае для электрического поля E импульса справедливо волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(P_e + P_R). \qquad (2)$$

Здесь c – скорость света в вакууме, P_e и P_R – поляризационные отклики электронно-оптической и рамановской природы соответственно.

Для $\tau_p \sim 10^{-13}$ с с хорошим запасом выполняется неравенство

$$\delta_1 = (\omega_0 \tau_p)^{-1} \ll 1, \qquad (3)$$

где $\omega_0 \sim 10^{15}$ с$^{-1}$ – характерная частота электронно-оптических переходов.

Тогда при выполнении левой части неравенства (1) поляризационный отклик электронно-оптических переходов можно считать линейным по напряженности электрического поля импульса и [13]

$$P_e = \chi E - \eta \frac{\partial E}{\partial t}. \qquad (4)$$

Здесь χ – безынерционная часть электрической восприимчивости среды, η – инерционная часть восприимчивости, обусловленная фазовой релаксацией электронно-оптических переходов.

Справедливы оценочные выражения [12, 13] $\chi \sim \sim 2d^2 n/\hbar\omega_0$, $\eta \sim 8d^2 n/(\hbar T_2 \omega_0^3) \sim \chi/(T_0\omega_0^2)$ d – характерное значение дипольных моментов разрешенных переходов, n – концентрация молекул, формирующих линейную восприимчивость χ, $\hbar$ – постоянная Планка.

При описанных условиях населенности квантовых уровней, формирующих электронно-оптические переходы, практически не изменяются и соответствуют термодинамическому равновесию электронно-оптической подсистемы.

Выражение для рамановского поляризационного отклика запишем в стандартном виде [46]

$$P_R = n_R \alpha' q E, \qquad (5)$$

где $\alpha' = (\partial\alpha/\partial q)_{q=0}$, α – электрическая поляризуемость комбинационно-активной молекулы, q – смещение атомов в молекуле относительно положения равновесия, n_R – концентрация данных молекул.

В свою очередь для динамических параметров рамановского перехода частоты ω_v используем хорошо известные уравнения [46]

$$\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \omega_v^2 q = -\frac{\alpha'}{2M}E^2 w, \quad \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\alpha'}{\hbar\omega_v}E^2\frac{\partial q}{\partial t}, \qquad (6)$$

где w – разность населенностей возбужденного и основного рамановских подуровней (при заселенности возбужденного подуровня $w = +1$, если заселен основной подуровень, то $w = -1$), M – приведенная масса молекулы.

Заметим, что основной рамановский подуровень совпадает с основным электронным уровнем в молекуле.

В (6) мы пренебрегли релаксационными слагаемыми, так как длительность импульса считается значительно меньшей времен релаксации T_{1R} и T_{2R} для рамановского перехода.

Так как $\omega_v \sim 10^{12}\,\text{c}^{-1}$, то для принятых выше характерных значений τ_p имеем неравенство

$$\delta_2 = (\omega_v \tau_p)^2 \ll 1. \tag{7}$$

Спектральная ширина униполярного импульса $\delta\omega \sim 1/\tau_p$. Поэтому неравенство (7) следует рассматривать как отмеченное выше условие перекрытия рамановского перехода спектром сигнала. Как результат, имеем наиболее благоприятные условия для реализации процесса ВКС.

Неравенство (7) позволяет нам пренебречь вторым слагаемым в левой части первого уравнения (6). В этом случае решение системы (5) имеет вид [19, 20]

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\text{sgn}(\alpha') w_{-\infty} \sqrt{\frac{\hbar\omega_v}{2M}} \sin\theta, \quad w = w_{-\infty}\cos\theta, \tag{8}$$

где

$$\theta = \kappa \int\limits_{-\infty}^{t} E^2 dt', \tag{9}$$

$w_{-\infty}$ – начальная (при $t = -\infty$) разность населенностей рамановских подуровней, $\kappa = \frac{|\alpha'|}{\sqrt{2M\hbar\omega_v}}$.

При этом смещение q, в силу условия (7), оказывается пренебрежимо малым, т.е. с хорошей точностью можно считать $q = 0$ [19]. Тогда из (5) и (8) находим

$$\frac{\partial P_R}{\partial t} \approx n_R \alpha' \frac{\partial q}{\partial t} E = -w_{-\infty} n_R |\alpha'| \sqrt{\frac{\hbar\omega_v}{2M}} E \sin\theta. \tag{10}$$

Подставляя (4) и (10) в (2), придем к уравнению

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{n_0^2}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = $$
$$= -\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\eta \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + w_{-\infty} n_R |\alpha'| \sqrt{\frac{\hbar\omega_v}{2M}} \sin\theta\right), \tag{11}$$

где $n_0 = \sqrt{1 + 4\pi\chi}$ – безынерционная часть показателя преломления среды.

Правая часть уравнения (11) содержит два слагаемых, пропорциональных малым параметрам δ_1 и δ_2. В этих условиях применимо приближение однонаправленного распространения (ОР) импульса вдоль оси z со скоростью, близкой к значению c/n_0 [22, 24, 25, 27, 30]. Применяя данное приближение к (11), получим

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{n_0}{c}\frac{\partial E}{\partial t} = \mu E \sin\theta + D \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \tag{12}$$

где

$$D = \frac{2\pi}{c n_0}\eta, \quad \mu = \frac{2\pi}{c n_0} w_{-\infty} n_R |\alpha'| \sqrt{\frac{\hbar\omega_v}{2M}}. \tag{13}$$

Последнее, диффузионное, слагаемое в правой части уравнения (12) описывает необратимые потери, вызванные фазовой релаксацией на электронно-оптических переходах. Первое слагаемое характеризует нелинейный нелокальный источник, обусловленный процессами ВКС в условиях инверсной начальной населенности ($w_{-\infty} > 0$) рамановских квантовых подуровней. Из-за этого слагаемого уравнение (12) не удовлетворяет общему правилу сохранения электрической площади: $S_E \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} E dt = \text{const}$ [47]. Заметим, однако, что в силу приближений (7) и ОР, данное нелинейно-дисперсионное слагаемое является относительно малым. Таким образом, нарушение правила $S_E = \text{const}$ является следствием принятых приближений. Поэтому здесь не возникает физического противоречия.

Умножая (12) на E, после использования (9) и интегрирования по t будем иметь

$$\frac{\partial\theta}{\partial z} + \frac{n_0}{c}\frac{\partial\theta}{\partial t} = $$
$$= 4\mu \sin^2\frac{\theta}{2} + D\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} - 2D \int\limits_{-\infty}^{t} \left(\frac{\partial}{\partial t'}\sqrt{\frac{\partial\theta}{\partial t'}}\right)^2 dt'. \tag{14}$$

Нелинейные интегро-дифференциальные уравнения (12) и (14) описывают распространение импульса в среде комбинационно-активных молекул в условиях необратимых потерь на электронно-оптических квантовых переходах.

3. Солитоноподобное решение и его анализ. Уравнение (14), как и уравнение (12), вряд ли обладает точным нетривиальным аналитическим решением. Поэтому ниже перейдем к поиску приближенного солитоноподобного решения. Для этого квадрат синуса в правой части (14) желательно аппроксимировать подходящим для этой цели полиномом. Как увидим ниже, здесь нельзя ограничиться рассмотрением малых значений θ, разложив квадрат синуса в ряд Тейлора. Опять-таки из дальнейшего будет видно, что интерес представляет область значений $0 \le \theta \le 4\pi/3$. В этой области квадрат синуса можно аппроксимировать полиномом вида $\sin^2(\theta/2) \approx \approx F(\theta) = p\theta^2 - g\theta^3$, где p и g – подлежащие определению постоянные. Данные постоянные определим из двух условий: 1) максимум полинома соответствует точке $\theta_m = \pi$; 2) в точке максимума значение полинома равно единице. В результате получаем $p = 3/\pi^2$ и $g = 2/\pi^3$. Таким образом, в обозначенной области значений переменной θ аппроксимация имеет вид

$$\sin^2\frac{\theta}{2} \approx F(\theta) = \frac{3}{\pi^2}\theta^2 - \frac{2}{\pi^3}\theta^3. \tag{15}$$

Из рисунка 1 видно, что в обозначенном интервале значений θ аппроксимация (15) является в достаточной степени удовлетворительной.

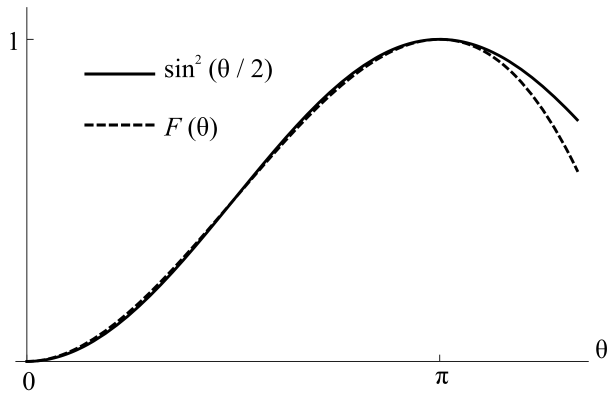

Рис. 1. Кривые зависимостей $\sin^2(\theta/2)$ (сплошная линия) и $F(\theta)$, определенной выражением (15) (пунктирная линия) на интервале $0 \leq \theta \leq 4\pi/3$

После подстановки (15) в (14) придем к уравнению

$$\frac{\partial\theta}{\partial z}+\frac{n_0}{c}\frac{\partial\theta}{\partial t}=a\theta^2-b\theta^3+D\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2}-2D\int\limits_{-\infty}^{t}\left(\frac{\partial}{\partial t'}\sqrt{\frac{\partial\theta}{\partial t'}}\right)^2 dt', \tag{16}$$

где $a = 12\mu/\pi^2$, $b = 8\mu/\pi^3$.

В отсутствие последнего, интегрального, слагаемого уравнение (16) принадлежит к классу уравнений типа "реакция–диффузия". Однако данное слагаемое играет принципиально важную роль, и мы не можем им пренебречь.

Используя здесь способ, рассмотренный в [9], найдем стационарное решение уравнения (16) в виде бегущего импульса:

$$\theta = \frac{A_\infty}{2}(1+\tanh\xi), \tag{17}$$

где $\xi = \frac{t-z/v}{\tau_p}$,

$$A_\infty = \frac{4\pi}{3}, \tag{18}$$

$$\tau_p = \sqrt{\frac{3\pi D}{8\mu}}, \tag{19}$$

$$\frac{1}{v} = \frac{n_0}{c} - \sqrt{\frac{8\mu D}{3\pi}}. \tag{20}$$

При записи (17)–(20) использованы представленные выше выражения для a и b.

Из (17), (18) и (9) находим выражение для электрического поля униполярного солитоноподобного импульса

$$E = \pm\sqrt{\frac{2\pi}{3\kappa\tau_p}}\mathrm{sech}\xi. \tag{21}$$

Очевидно, постоянные параметры τ_p и v имеют соответственно смысл временной длительности импульса и скорости его распространения.

Из (21) для интенсивности $I = cE^2/(4\pi n_0)$ сигнала будем иметь

$$I = I_m \mathrm{sech}^2\xi, \tag{22}$$

где

$$I_m = \frac{c}{6n_0\kappa\tau_p}. \tag{23}$$

Используя (8), (17) и (18), получим выражения для поступательной скорости V атомов в молекулах и разности населенностей рамановских подуровней

$$V = \frac{\partial q}{\partial t} = -\mathrm{sgn}(\alpha')V_m \sin\left[\frac{2\pi}{3}(1+\tanh\xi)\right], \tag{24}$$

$$w = w_{-\infty}\cos\left[\frac{2\pi}{3}(1+\tanh\xi)\right], \tag{25}$$

где $V_m = w_{-\infty}\sqrt{\hbar\omega_v/2M}$.

На рисунке 2 представлены профили интенсивности (22) поля униполярного импульса, а также сопровождающих его распространение поступательной скорости атомов (24) и разности населенностей (25) рамановских подуровней.

Сразу после прохождения импульса в профиле скорости возникает горизонтальное плато, которое легко объясняется на основе первого уравнения системы (6). Действительно, из-за условия (7) в левой части данного уравнения мы пренебрегли слагаемым $\omega_v^2 q$ (возвращающей силой). Тогда после прохождения импульса уравнение (6) принимает вид $\partial^2 q/\partial t^2 = 0$. Отсюда и приходим к обозначенному плато $V = \mathrm{const}$. Понятно, что время жизни плато можно оценить как ω_v^{-1}. Начиная с времен $\sim\omega_v^{-1}$ после прохождения импульса в первом уравнении (6), существенной становится роль слагаемого $\omega_v^2 q$, которое вызовет свободные колебания, соответствующие оптическим молекулярным модам.

В отсутствие необратимых потерь (в случае консервативных солитонов) после прохождения импульса разность населенностей w возвращается к исходному значению $w_{-\infty}$ [25, 30]. Как видно из рис. 2, влияние необратимой фазовой релаксации в системе электронно-оптических переходов сводится к тому,

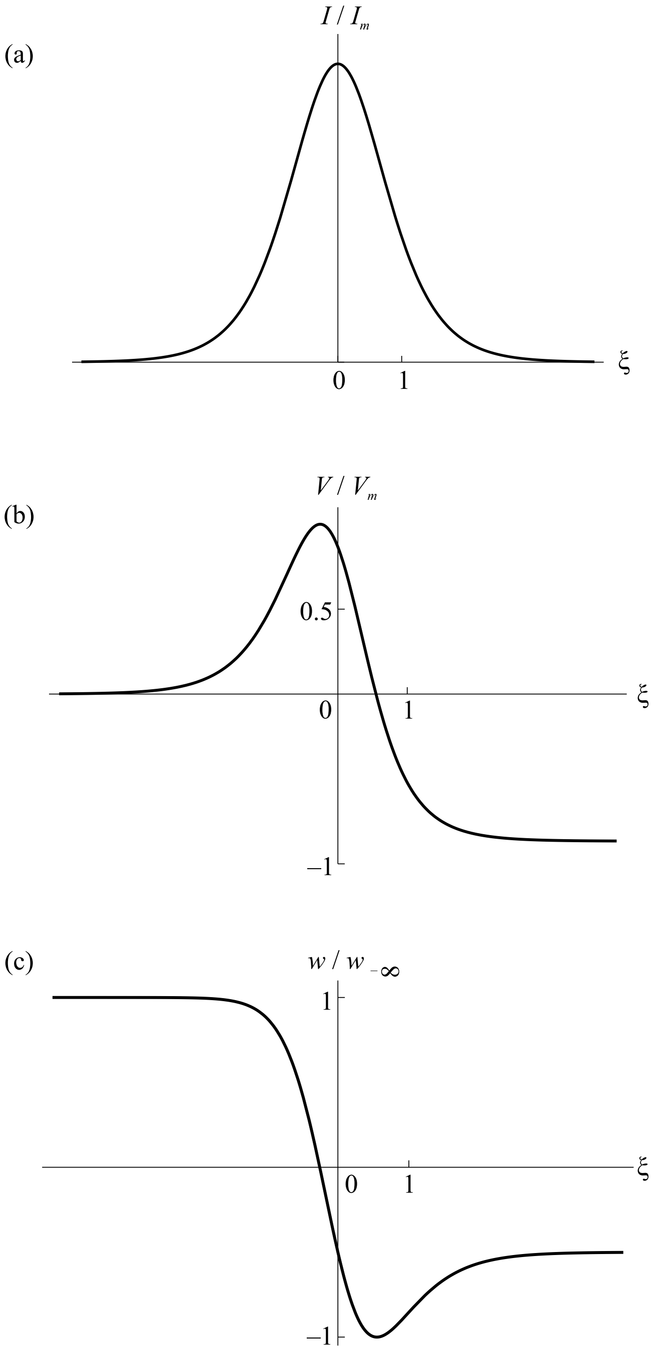

Рис. 2. Профили интенсивности солитоноподобного импульса (a), поступательной скорости атомов в молекулах (b) и разности населенностей рамановских подуровней (c)

что разность населенностей w уже не возвращается к исходному значению. В центральной части импульса молекулы, населяющие возбужденный рамановский подуровень, переходят в основное состояние. Сразу после прохождения импульса в среднем только примерно четвертая часть молекул возвращается в возбужденное колебательное состояние. В результате средняя разность населенностей приобретает значение $w_{+\infty} = -0.5 w_{-\infty}$, соответствующее другому, метастабильному, состоянию молекул со временем жизни $\sim T_{1R}$. Таким образом, импульс, переводя большую часть неравновесных комбинационно-активных молекул на основной рамановский подуровень, отбирает у единицы объема среды энергию $0.5\hbar\omega_v n_R(w_{-\infty} - w_{+\infty}) = 0.75\hbar\omega_v n_R w_{-\infty}$. Приток данной энергии компенсируется потерями из-за необратимой фазовой релаксации в равновесной системе электронно-оптических переходов.

Заметим, что энергия импульса, пропорциональная величине

$$A \equiv \theta_{t=+\infty} = \kappa \int\limits_{-\infty}^{+\infty} E^2 dt, \tag{26}$$

удовлетворяет уравнению (см. (14) при $t \to +\infty$)

$$\frac{dA}{dz} = 4\mu \sin^2 \frac{A}{2} - 2D \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial}{\partial t} \sqrt{\frac{\partial \theta}{\partial t}} \right)^2 dt. \tag{27}$$

Первое слагаемое в правой части (27) соответствует притоку энергии в импульс, а второе – оттоку. В результате баланса этих двух процессов и возникает описанный выше солитоноподобный объект.

Для дальнейшего анализа воспользуемся аппроксимацией (15) и приближенным предположением об автомодельности. Последнее выражается в том, что выражение для θ имеет вид (17) при заменах $A_\infty \to$ $\to A(z)$, $\xi \to \zeta = \frac{t - f(z)}{\tau_0}$, где $f(z)$ – некоторая функция, τ_0 – длительность импульса, вообще говоря, отличная от τ_p (см. (19)). Суммируя сказанное, вместо (27) будем иметь

$$\frac{dA}{dz} = \frac{8\mu}{\pi^3} Q(A), \tag{28}$$

где

$$Q(A) = -\frac{9\pi^2 \tau_c^2}{16 \tau_0^2} A + \frac{3\pi}{2} A^2 - A^3, \tag{29}$$

$$\tau_c = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi D}{3\mu}}. \tag{30}$$

На рисунке 3 представлены зависимости $Q(A)$ при $\tau_0 > \tau_c$ и $\tau_0 < \tau_c$. В первом случае точка $A = A_2$ является аттрактором при условии, что на входе в среду $A > A_1$. Здесь

$$A_{1,2} = \frac{3\pi}{4} \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{\tau_c^2}{\tau_0^2}} \right). \tag{31}$$

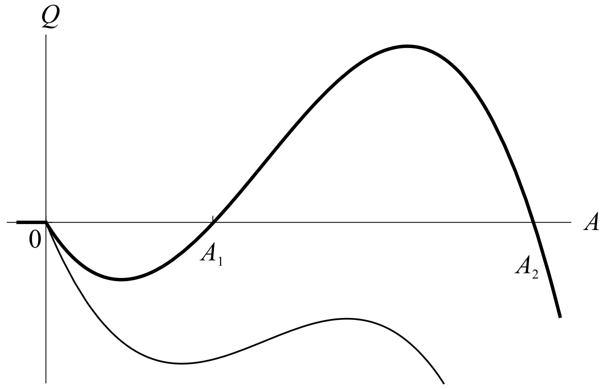

Рис. 3. Графики кубического полинома $Q(A)$ при $\tau_0 > \tau_c$ (жирная линия) и при $\tau_0 < \tau_c$ (бледная линия)

При $A < A_1$ аттрактором является точка $A = 0$.

Во втором случае ($\tau_0 < \tau_c$) единственным аттрактором является точка $A = 0$. Таким образом, для формирования найденного выше диссипативного униполярного солитоноподобного объекта необходимо выполнение двух пороговых условий:

$$\tau_0 > \tau_c, \quad A > A_1. \tag{32}$$

Оба условия согласуются с выражениями (19) и (18) соответственно, так как $\tau_p > \tau_c$ и $A_\infty > A_1$.

Полагая теперь $\tau_0 = \tau_p$, получим из (31) и (19) $A_1 = \pi/6$, $A_2 = A_\infty = 4\pi/3$. Таким образом, в этом случае при $A > A_1$ аттрактором является точка A_∞, определенная выражением (18). Это обстоятельство является важным аргументом в пользу устойчивости рассмотренного униполярного диссипативного объекта.

Таким образом, на входе в комбинационно-активную среду должен быть сформирован униполярный импульс, удовлетворяющий условиям (32). Тогда в среде он сможет преобразоваться в импульс, определяемый выражениями (21), (19) и (20). В настоящее время известно множество методов генерации электромагнитных униполярных сигналов (см., например, обзоры [45, 48]). В нашем случае при длительности импульса $\tau_p \sim 10^{-13}$ с значительная часть его спектра принадлежит терагерцовому диапазону. Таким образом, здесь следует говорить о терагерцовом униполярном импульсе. Такой импульс может быть создан, например, в результате разбиения генерируемого двухполярного терагерцового сигнала на два униполярных импульса противоположных полярностей [49]. Один из таких импульсов при удовлетворении условиям (32) может быть использован в качестве затравки на входе в комбинационно-активную среду.

Приведем некоторые численные оценки. Взяв типичные значения параметров для сред с быстрой фазовой релаксацией [50] $T_2 \sim 10^{-13}$ с, $\omega_0 \sim 10^{15}$ с$^{-1}$, $\chi \sim 0.1$, будем иметь $\eta \sim \chi/(T_2\omega_0^2) \sim 10^{-18}$ с. Тогда $D = 2\pi\eta/cn_0 \sim 10^{-27}$ с^2/см. Полагая, кроме того, $|\alpha'| \sim 10^{-15}$ см^2, $\omega_v \sim 10^{12}$ с$^{-1}$, $n_R \sim 10^{21}$ см$^{-3}$, $M \sim 10^{-22}$ г [20], найдем $\mu = (2\pi/c)n_R|\alpha'|\sqrt{\hbar\omega_v/M} \sim$ ~ 0.1 см$^{-1}$. В результате для длительности солитоноподобного диссипативного объекта имеем $\tau_p \sim$ $\sim \sqrt{D/\mu} \sim 10^{-13}$ с, как и предполагалось выше. Здесь следует иметь в виду, что параметр τ_p должен в несколько раз превосходить время релаксации T_2 (см. (1)). Заметим также, что такое значение длительности импульса, как и предполагалось, оказывается значительно меньшим времени $T_{2R} \sim 10^{-8}$ с [46] фазовой релаксации на рамановском переходе.

При отмеченных значениях τ_p характерный размер импульса в направлении распространения $l_\parallel \sim$ $\sim c\tau_p \sim 10^{-3}$ см. Для относительного отличия скорости импульса от c/n_0 справедлива оценка (см. (20)) $|c/n_0 v - 1| \sim (c/n_0)\sqrt{\mu D} \sim 10^{-4}$. Таким образом, скорость v солитоноподобного импульса практически не отличается от линейной скорости c/n_0. При принятых выше параметрах имеем $\kappa = |\alpha'|/\sqrt{2M\hbar\omega_v} \sim$ $\sim 10^4$ см^3/(эрг · с). Тогда из (23) для пикового значения интенсивности находим $I_m \sim 10^{12}$ Вт/см^2. Такие достаточно высокие значения интенсивности вполне достижимы в условиях реального эксперимента. Взяв для апертуры импульса значение $d_p \sim$ ~ 1 мм, получим для его мощности $N \sim I_m d_p^2 \sim$ 10^{10} Вт. Тогда энергия импульса $W \sim N\tau_p \sim 1$ мДж.

При использованных выше параметрах выполняется неравенство $l_\parallel \gg d_p$. В принятых условиях для дифракционной длины имеем оценку $l_d \sim d_p^2/l_\parallel \sim$ ~ 10 см. Именно на таких дистанциях распространения можно использовать принятое здесь одномерное приближение. Тогда для времени наблюдения за исследуемым процессом получаем $\Delta t \sim l_d/c \sim 10^{-9}$ с. Данная оценка, а также приведенные выше оценки для τ_p и T_2 хорошо согласуются с принятым в настоящей работе условием (1).

4. Заключение. Итак, на основе проведенного исследования выявлена принципиальная возможность формирования диссипативных униполярных солитоноподобных объектов в условиях инверсной начальной заселенности рамановских подуровней. Важно, что при принятых временах наблюдения необратимые потери в системе рамановских подуровней оказываются пренебрежимо малы. Такие потери, обусловленные фазовой релаксацией, существенны на других квантовых переходах, например, электронно-оптических, с равновесной населенностью квантовых состояний. Взаимная компенсация данных потерь и энергии, поступающей из неравновесной рамановской подсистемы, приводит к возможности формирования солитоноподобных импульсов.

Нелинейный характер рамановского усиления приводит к пороговым условиям (32) формирования солитоноподобного диссипативного объекта.

О сделанном выше выводе, касающемся устойчивости солитоноподобных объектов, можно говорить лишь условно, так как неустойчива сама среда, в которой такие объекты формируются. С другой стороны, тот факт, что предполагаемое время наблюдения за процессом распространения импульсов значительно короче времен необратимой релаксации в системе рамановских подуровней, позволяет сделать вывод об относительной устойчивости исходного, а также конечного метастабильного состояния, в которое переходит среда после прохождения импульса.

Как и следовало ожидать, такие параметры рассмотренного здесь диссипативного объекта, как амплитуда, длительность и скорость однозначно определяются характеристиками среды. В то же время эти параметры не зависят от характеристик импульса на входе в среду. Данное утверждение является общим для диссипативных солитонов и подкрепляется тем, что необратимые потери приводят к тому, что импульс как бы "забывает" о своих параметрах на входе в среду. Ситуация здесь схожа с предельным циклом в теории автоколебаний.

При поиске приближенного решения уравнения (14) мы воспользовались аппроксимацией (15), которая с хорошей точностью выполняется в интервале $0 < \theta < 4\pi/3$. При этом $A_\infty = 4\pi/3$. В результате за рамками рассмотрения, скорее всего, остались другие решения, для которых значения θ выходят за данный интервал. Видимо, амплитуды, длительности и скорости таких импульсов будут иметь другой набор значений. В любом случае для солитоноподобного импульса с определенным значением параметра A_∞ данный набор должен быть фиксированным. Это согласуется с утверждением о том, что параметры диссипативных солитонов, в отличие от консервативных, принимают дискретные наборы значений [1]. Соответствующие исследования применительно к решениям уравнения (14) (см. также (12)) мы планируем провести отдельно.

---

1. Н. Н. Розанов, *Диссипативные оптические и родственные солитоны*, Физматлит, М. (2021).
2. Н. А. Веретенов, Н. Н. Розанов, С. В. Федоров, УФН **192**, 143 (2022) [N. A. Veretenov, N. N. Rosanov, and S. V. Fedorov, Phys.-Uspekhi **65**, 131 (2022)].
3. N. A. Veretenov, N. N. Rosanov, and S. V. Fedorov, Phys. Rev. Lett. **117**, 183901 (2016).
4. С. В. Федоров, Н. Н. Розанов, Н. А. Веретенов, Письма в ЖЭТФ **107**, 342 (2018) [S. V. Fedorov, N. N. Rosanov, and N. A. Veretenov, JETP Lett. **107**, 327 (2018)].
5. D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, Письма в ЖЭТФ **111**, 303 (2020) [D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, JETP Lett. **111**, 268 (2020)].
6. D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, Письма в ЖЭТФ **112**, 79 (2020) [D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, JETP Lett. **112**, 71 (2020)].
7. M. M. Pieczarka, D. Poletti, C. Schneider, S. Höfling, E. A. Ostrovskaya, G. Sek, and M. Syperek, APL Photonics **5**, 086103 (2020).
8. V. E. Lobanov, N. M. Kondratiev, and I. A. Bilenko, Opt. Lett. **46**, 2380 (2021).
9. S. V. Sazonov, Phys. Rev. A **103**, 053512 (2021).
10. V. E. Lobanov, A. A. Kalinovich, O. V. Borovkova, and B. A. Malomed, Phys. Rev. A **105**, 013519 (2022).
11. П. Г. Крюков, В. С. Летохов, УФН **99**, 169 (1969) [P. G. Kryukov and V. S. Letokhov, Sov. Phys. Usp. **12**, 641 (1970)].
12. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **114**, 160 (2021) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **114**, 132 (2021)].
13. S. V. Sazonov, Laser Physics Lett. **18**, 105401 (2021).
14. А. А. Афанасьев, Р. А. Власов, А. Г. Черствый, ЖЭТФ **117**, 476 (2000) [A. A. Afanas'ev, R. A. Vlasov, and A. G. Cherstvyi, JETP **90**, 428 (2000)].
15. A. A. Afanas'ev, R. A. Vlasov, O. K. Khasanov, T. V. Smirnova, and O. M. Fedotova, JOSA B **19** 911 (2002).
16. S. R. J. Brueck and R. M. Osgood, Chem. Phys. Lett. **39**, 568 (1976).
17. Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, П. В. Мамышев, А. М. Прохоров, В. Н. Серкин, М. Ф. Стельмах, А. А. Фомичев, Письма в ЖЭТФ **41**, 242 (1985) [E. M. Dianov, A. Ya. Karasik, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, V. N. Serkin, M. F. Stelmakh, and A. A. Fomichev, Sov. Phys. JETP Lett. **41**, 294 (1985)].
18. F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, Opt. Lett. **11**, 659 (1986).
19. Э. М. Беленов, П. Г. Крюков, А. В. Назаркин, И. П. Прокопович, ЖЭТФ **105**, 28 (1994) [E. M. Belenov, P. G. Kryukov, A. V. Nazarkin, and I. P. Prokopovich, JETP **78**, 5 (1994)].
20. Э. М. Беленов, В. А. Исаков, А. П. Канавин, И. В. Сметанин, Письма в ЖЭТФ **60**, 762 (1994) [E. M. Belenov, V. A. Isakov, A. P. Kanavin, and I. V. Smetanin, JETP Lett. **60**, 770 (1994)].
21. R. K. Bullough and F. Ahmad, Phys. Rev. Lett. **27**, 330 (1971).
22. J. C. Eilbeck, J. D. Gibbon, P. J. Caudrey, and R. K. Bullough, J. Phys. A **6**, 1337 (1973).

23. Э. М. Беленов, П. Г. Крюков, А. В. Назаркин, А. Н. Ораевский, А. В. Усков, Письма в ЖЭТФ **47**, 442 (1988) [E. M. Belenov, P. G. Kryukov, A. V. Nazarkin, A. N. Oraevskii, and A. V. Uskov, Sov. Phys. JETP Lett. **47**, 523 (1988)].
24. Э. М. Беленов, А. В. Назаркин, Письма в ЖЭТФ **51**, 252 (1990) [E. M. Belenov and A. V. Nazarkin, Sov. Phys. JETP Lett. **51**, 288 (1990)].
25. Э. М. Беленов, А. В. Назаркин, В. А. Ущаповский, ЖЭТФ **100**, 762 (1991) [E. M. Belenov, A. V. Nazarkin, and V. A. Ushapovskii, Sov. Phys. JETP **73**, 422 (1991)].
26. A. Kujawski, Z. Phys. B: Condens. Matter **85**, 129 (1991).
27. А. И. Маймистов, С. О. Елютин, Оптика и спектроскопия **70**, 101 (1991) [A. I. Maimistov and S. O. Elyutin, Optics and Spectroscopy (USSR) **70**, 57 (1991)].
28. А. И. Маймистов, Оптика и спектроскопия **78**, 483 (1995) [A. I. Maimistov, Opt. Spectrosc. **78**, 435 (1995)].
29. A. E. Kaplan and P. L. Shkolnikov, Phys. Rev. Lett. **75**, 2316 (1995).
30. С. В. Сазонов, ЖЭТФ **119**, 419 (2001) [S. V. Sazonov, JETP **92**, 361 (2001)].
31. С. В. Сазонов, Н. В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **83**, 573 (2006) [S. V. Sazonov and N. V. Ustinov, JETP Lett. **83**, 483 (2006)].
32. Д. А. Багдасарян, А. О. Макарян, П. С. Погосян, Письма в ЖЭТФ **37**, 498 (1983) [D. A. Bagdasaryan, A. O. Makaryan, and P. S. Pogosyan, Sov. Phys. JETP Lett. **37**, 594 (1983)].
33. D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman, Phys. Rev. Lett. **53**, 1555 (1984).
34. K. Tamura and M. Nakazawa, Opt. Lett. **21**, 68 (1996).
35. С. В. Сазонов, ЖЭТФ **146**, 483 (2014) [S. V. Sazonov, JETP **119**, 423 (2014)].
36. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **102**, 951 (2015) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **102**, 834 (2015)].
37. S. V. Sazonov, Opt. Commun. **380**, 480 (2016).
38. А. И. Маймистов, Квантовая электроника **30**, 287 (2000) [A. I. Maimistov, Quantum Electron. **30**, 287 (2000)].
39. H. Leblond and D. Mihalache, Phys. Rep. **523**, 61 (2013).
40. S. V. Sazonov and N. V. Ustinov, Phys. Rev. A **98**, 063803 (2018).
41. S. V. Sazonov and N. V. Ustinov, Phys. Rev. A **100**, 053807 (2019).
42. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. А. Шимко, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **110**, 9 (2019) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. A. Shimko, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **110**, 15 (2019)].
43. Р. М. Архипов, Письма в ЖЭТФ **113**, 636 (2021) [R. M. Arkhipov, JETP Lett. **113**, 611 (2021)].
44. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, М. О. Жукова, А. Н. Цыпкин, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **113**, 237 (2021) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. O. Zhukova, A. N. Tcypkin, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **113**, 242 (2021)].
45. R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Pakhomov, I. Babushkin, and N. Rosanov, Laser Physics Lett. **19**, 043001 (2022).
46. Н. И. Коротеев, И. Л. Шумай, *Физика мощного лазерного излучения*, Наука, М. (1991).
47. Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **107**, 761 (2009) [N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **107**, 721 (2009)].
48. Н. Н. Розанов, М. В. Архипов, Р. М. Архипов, Н. А. Веретенов, А. В. Пахомов, С. В. Федоров, Оптика и спектроскопия **127**, 82 (2019) [N. N. Rosanov, M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, N. A. Veretenov, and A. V. Pakhomov, Optics and Spectroscopy **127**, 77 (2019)].
49. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **87**, 470 (2008) [A. N. Bugai and S. V. Sazonov, JETP Lett. **87**, 403 (2008)].
50. G. M. Safiullin, V. G. Nikiforov, V. S. Lobkov, V. V. Samartsev, and A. V. Leontiev, Laser Physics Lett. **6,** 746 (2009).