

- [8] Крейг Д., Уолмсли С. Физика и химия твердого состояния органических соединений. М.: Мир, 1967. 511 с.
- [9] Курик М.В., Пирятинский Ю.П. В кн.: Физика молекулярных кристаллов, Сб. науч. трудов, Киев: Наукова думка, 1986. С. 96-106.
- [10] Жуков В.Д., Курик М.В., Пирятинский Ю.П., Цикора Л.И. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 4. С. 1030-1037.
- [11] Агранович В.М., Антонюк Б.П., Захидов А.А. // Изв. АН СССР, сер. физич. 1982. Т. 46. № 2. С. 355-361.
- [12] Twarowski A.J. // J. Chem. Phys. 1982. V. 77. N 3. P. 1458-1460.

Поступило в Редакцию
17 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 6

26 марта 1990 г.

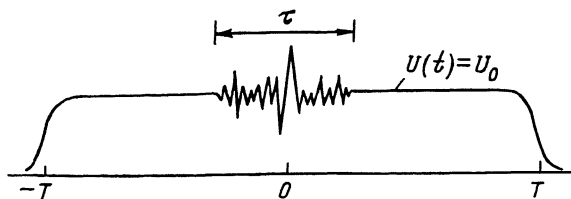
01; 07

© 1990

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕМНЫХ СОЛИТОНОВ ИЗ ВКР-ШУМОВ

С.А. Гредескул, Ю.С. Кившарь

Одним из наиболее интересных наблюдаемых эффектов в одномодовых волоконных световодах (ОВС) является распространение оптических солитонных импульсов [1]. В частности, солитоны могут генерироваться в процессе каскадного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [2]. Необходимым условием формирования таких солитонов является наличие отрицательной хроматической дисперсии ОВС, которая компенсируется нелинейным самовоздействием. В последнее время проводятся активные исследования динамики оптических импульсов в ОВС в области положительной дисперсии, где, как известно, могут существовать стационарные провалы огибающей в виде „темных“ солитонов. Целенаправленные эксперименты позволили непосредственно наблюдать темные солитоны в ОВС на фоне „светлых“ импульсов [3, 4]. В отличие от светлых солитонов [5], генерация темных солитонов может быть осуществлена беспороговым образом [6], что обуславливает ряд особенностей их динамики. В частности, с возможной генерацией темных солитонов авторы работы [7] связывают характерную структуру излучения ВКР в области положительной дисперсии. Как известно, ВКР развивается из спонтанных шумов, поэтому в



эксперименте [7] несущий стоксов импульс ($\sim 10^2$ пс) имел в действительности шумовую структуру с характерным масштабом порядка 10^2 фс. Целью настоящей работы является теоретическое обоснование возможности генерации темных солитонов из шумов ВКР. В рамках нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) мы изучаем процесс распада длинного (стоксова) импульса с шумовой структурой в области положительной дисперсии и анализируем данные рассеяния связанной с НУШ линейной задачи рассеяния. Наши результаты подтверждают предположение работы [7], что при распаде оптических ВКР импульсов в области положительной дисперсии возникают темные солитоны.

Динамика нелинейных оптических импульсов пикосекундной длительности в области положительной дисперсии ОВС описывается НУШ для комплексной огибающей электрического поля $u(x, t)$,

$$iu_x - u_{tt} + 2|u|^2 u = 0. \quad (1)$$

Здесь использованы стандартные безразмерные переменные: x — координата вдоль ОВС, а t — время в системе отсчета, движущейся с групповой скоростью. Для описания генерации солитонов из импульса с шумовой структурой зададим начальный импульс в виде (см. [7])

$$u(0, t) = u(t) + u_r(t), \quad (2)$$

где $u(t)$ — регулярная составляющая, равная константе u_0 почти на всем интервале $|t| < T$ (см. рисунок), а $u_r(t)$ — отрезок $|t| < \tau/2$ однородного в среднем случайного импульса $u(t) : u_r(t) = u(t)$ при $|t| < \tau/2$ и $u_r(t) = 0$ при $|t| \geq \tau/2$, где $\langle u(t) \rangle = 0$, $\langle u(t) u(t') \rangle = B(t-t')$. Корреляционная функция $B(t)$ убывает на характерном промежутке времени τ_c .

Согласно методу обратной задачи рассеяния [8], с уравнением (1) связывают спектральную задачу

$$\begin{aligned} (\psi_1)_t &= i\lambda \psi_1 - iu(0, t) \psi_2, \\ (\psi_2)_t &= -i\lambda \psi_2 + iu^*(0, t) \psi_1 \end{aligned} \quad (3)$$

для вспомогательной двухкомпонентной функции $\Psi(t, \lambda)$. Как показано в [8], для начальных условий $|u(0, t)| \rightarrow u_0$ при $t \rightarrow \pm \infty$ каждое собственное значение дискретного спектра лежит на отрезке вещественной оси $|\lambda| \leq u_0$, и соответствует темному солитону с интенсивностью $\omega = (u_0^2 - \lambda^2)^{1/2}$ и скоростью $2\lambda u_0$:

$$u_s(x, t) = u_0 \frac{(\lambda + i\nu)^2 + \exp z}{1 + \exp z},$$

$$z = 2\lambda u_0(t + 2\lambda u_0 x), \quad \lambda = (1 - \nu^2)^{1/2}. \quad (4)$$

Таким образом, для исследования динамики нелинейных импульсов необходимо изучить спектральную задачу (3) со случайным начальным условием.

В дальнейшем ограничимся случаем, когда длительность τ шумовой составляющей сигнала $u_s(t)$ велика по сравнению со временем τ_c , но мала по сравнению с длительностью T несущего импульса $u(t)$: $\tau_c \ll \tau \ll T$. В предельном случае $T \rightarrow \infty$ число N дискретных собственных значений задачи (3), (2) можно оценить как

$$N \sim \tau n(-u_0, u_0), \quad (5)$$

где $n(\lambda_1, \lambda_2)$ — число состояний с $\lambda \in [\lambda_1, \lambda_2]$ на единицу „длины“ (времени) в аналогичной спектральной задаче с импульсом $u_s(t) = u(t)$ на всей оси.

Если характерный масштаб ω_c корреляционной функции $B(t)$ и корреляционное время τ_c таковы, что $\omega_c \tau_c \ll 1$, то в области спектра $|\lambda| \tau_c \ll 1$ сигнал $u(t)$ является гауссовским белым шумом: $B(t) \cong 2DS(t)$ ($D \sim \omega_c^2 \tau_c$), для которого задача о числе состояний $n(\lambda_1, \lambda_2)$ может быть решена точно [9]. В результате для числа генерируемых солитонов (5) получаем асимптотики

$$N \sim u_0 \tau (D/u_0)^{1/3}, \quad D \ll u_0, \quad (6)$$

$$N \sim u_0 \tau, \quad D \geq u_0.$$

Результат (6) имеет простой физический смысл: уже при $D \sim u_0$ флуктуации „замывают“ практически всю щель в затравочном спектре и дальнейшее увеличение интенсивности флуктуаций не увеличивает число солитонов.

В случае $T < \infty$ дискретный спектр задачи (3) отсутствует, однако в непрерывном спектре появляются квазистационарные состояния¹ („зародыши“ дискретного спектра). В случае $T \ll \tau$,

¹ Аналогичная ситуация для оператора Шредингера исследовалась в [10].

когда начальный импульс полностью становится случайным, возможно аналитическое исследование таких состояний.

Анализ показывает, что спектр системы (3) с „потенциалом“ $u(0, t) = u(t)$ (т.е. при $T = 0$ и $\tau = \infty$) чисто точечный, а все состояния экспоненциально локализованы с временами локализации $\tau(\lambda)$, причем в области спектра

$$D \ll |\lambda| \ll \tau_c^{-1} \quad (7)$$

время локализации не зависит от λ : $\tau(\lambda) = (2D)^{-1}$. Это отражается на характеристиках задачи рассеяния при $\tau < \infty$. В частности, средний коэффициент прохождения $\langle |t|^2 \rangle$ при $\tau \gg \tau(\lambda)$ экспоненциально мал: $\langle |t(\lambda)|^2 \rangle \sim \exp[-\tau/\tau(\lambda)]$. В случае полностью случайного ($T = 0$) импульса конечной протяженности $\tau \gg D^{-1}$ в области (7) появляются квазистационарные состояния, отвечающие комплексным значениям спектрального параметра λ_n : $Re \lambda_n \cong \pi \eta / \tau$ (n - целое), $Im \lambda_n \cong \exp(-D\tau/2)$. Соответственно, функция $|t(\lambda)|^2$ представляет собой систему сосредоточенных в точках $\lambda = Re \lambda_n$ экспоненциально узких, $\delta \lambda \sim \tau^{-1} \exp(-D\tau/2)$, пиков с амплитудами порядка единицы, в промежутках между которыми эта функция экспоненциально мала, $|t(\lambda)|^2 \sim \exp(-2D\tau)$. В пределе $\tau \rightarrow \infty$ эти квазистационарные состояния порождают всюду плотный дискретный спектр.

Квазистационарные состояния, появляющиеся при $\tau \gg \tau(\lambda)$ в спектральной задаче (3), соответствуют темным солитоноподобным импульсам, которые при $\tau \rightarrow \infty$ (даже в отсутствие несущего импульса $\sim u_0$) переходят в решения НУШ типа темных солитонов. Эти импульсы разбегаются со скоростями $(v_n)^{-1} \sim Re \lambda_n * (\langle u^2 \rangle)^{1/2} \sim \eta \omega_c \tau_c / \tau$.

С физической точки зрения наши результаты означают, что в области положительной дисперсии ОВС из шумовой структуры ВКР с необходимостью образуются темные солитоноподобные импульсы, близкие к (4), и именно они формируют центральный пик автокорреляционной функции излучения ВКР [7].

Авторы признательны В.Н. Серкину за обсуждение результатов работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А х м а н о в С.А., В ы с л о у х В.А., Ч и р к и н А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
- [2] Г р у д и н и н А.Б., Д и а н о в Е.М., К о р о б к и н Д.В. и др. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 5. С. 211-213.
- [3] K r o k e l D., H a l a s H.J., G u i l i a n i G., G r i s c h k o w s k y D. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 1. P. 29-32.

- [4] Weiner A.M., Heritage J.P., Hawkins R.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 23. P. 2445-2448.
- [5] Kivshar Yu.S. // J. Phys. A. 1989. V. 22. N 2. P. 337-339.
- [6] Gredeskul S.A., Kivshar Yu.S. Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 8. P. 977.
- [7] Груднин А.Б., Дианов Е.М., Прохоров А.М., Хайдаров Д.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 11. С. 1010-1014.
- [8] Теория солитонов: метод обратной задачи. / Под ред. С.П. Новикова. М.: Наука. 1980 г. 320 с.
- [9] Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М.: Наука. 1982. 360 с.
- [10] Гредескул С.А., Фрейлихер В.Д. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 33. № 10.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР,
Харьков

Поступило в Редакцию
1 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 6

26 марта 1990 г.

04; 10; 12

© 1990

ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК ЭЛЕГАЗА НА ТРАНСПОРТИРОВКУ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА И ДИНАМИКУ ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ В АРГОНЕ

Ю.Ф. Бондарь, А.А. Гоманько,
Г.П. Мхеидзе, А.А. Савин,
А. Яновский

Использование сильноточных релятивистских электронных пучков как источников накачки мощных эксимерных лазеров ставит перед исследователями ряд проблем, связанных с транспортировкой РЭП в смеси инертного газа с небольшим количеством фторосодержащего агента. В настоящей работе исследуется вопрос о влиянии добавок на токопрохождение сильноточного электронного пучка в аргоне и динамику плазменных токов, индуцированных РЭП.

Пучок электронов с параметрами: $\mathcal{E} \simeq 1.4$ МэВ, $I_0 \simeq 8$ кА, $\tau \simeq 80$ нс, $j \simeq 0.3$ кА/см², инжектировался в камеру дрейфа длиной $L = 55$ см и диаметром 15 см, наполненную аргоном или смесью аргона с элегазом при давлении $p = 750$ тор [1]. При