

01; 06.3

© 1991

КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ УНИЧТОЖАЮТ
ОПТИЧЕСКИЙ СОЛИТОН

А.В. Б е л и н с к и й

Установлено, что квантовые эффекты, сопровождающие распространение шредингеровского солитона в собственном нелинейном световоде, приводят к его (солитона) постепенному разрушению. Выяснена природа этого явления.

Принято считать, что идеальный фундаментальный солитон, удовлетворяющий нелинейному уравнению Шредингера, устанавливается в нелинейном волокне без потерь на бесконечной длине его распространения. Это мнение связано со свойством „самоочистения” солитона от классических флуктуаций. Так, его начальная шумовая фазовая модуляция в процессе нелинейного распространения сначала переходит в амплитудную, а затем „сбрасывается” на крылья и постепенно оставляет уже „чистый” сформировавшийся солитон [1, 2]. Вместе с тем, одним из результатов развития квантовой теории эволюции импульсов в нелинейных световодах [3-7] явился вывод об увеличении квантовой неопределенности фазы и дисперсионном расплывании солитонов [7]. Однако использованные приближения ограничивают применимость этого утверждения лишь начальным этапом нелинейного распространения. Что же происходит в дальнейшем? Оказывает ли свойство „самоочистения” компенсирующее влияние на рост квантовых флуктуаций при переходе в дальнюю зону? Ведь именно на значительных расстояниях пробега наблюдается освобождение солитона от шума. Или же дестабилизирующее влияние квантовой неопределенности все время нарастает и в конце концов приводит к разрушению, а не формированию идеального солитона? Выяснению ответа на эти вопросы посвящено данное письмо.

Эволюцию квантового поля в световоде будем описывать нелинейным уравнением Шредингера [3-7]:

$$i\partial\Phi(t,x)/\partial t = -\partial^2\Phi(t,x)/\partial x^2 + 2c\Phi^+(t,x)\Phi(t,x)\Phi(t,x), \quad (1)$$

где $\Phi(t, x)$ и $\Phi^+(t, x)$ — операторы уничтожения и рождения фотона в представлении Гейзенберга, зависящие от нормированного времени t , характеризующего дистанцию пробега и отсчитываемого от момента начала распространения, и нормированной координаты x , определяющей удаление от вершины импульса. c — параметр кубической нелинейности.

Преобразование вектора состояния системы $|\psi\rangle$ при этом подчиняется соотношению

$$i\hbar d|\psi\rangle/dt = H|\psi\rangle, \quad H = \hbar \left[\int \Phi_x^+(x) \Phi(x) dx + c \int \Phi^x(x) \Phi^+(x) \Phi(x) \Phi(x) dx \right]. \quad (2)$$

Здесь использованы гамильтониан H и операторы $\Phi(x)$ и $\Phi^+(x)$ уже в представлении Шредингера. Решение (2) удобно записать в виде суперпозиции фоковских состояний $|n, \rho\rangle$ с определенным числом фотонов n и импульсом ρ [7]:

$$|\psi\rangle = \sum_n a_n \int g_n(\rho) e^{-iE(n, \rho)t} |n, \rho\rangle d\rho, \quad (3)$$

причем $|n, \rho\rangle = (n!)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f_{np}(x_1, \dots, x_n) \Phi^+(x_1) \dots \Phi^+(x_n) dx_1 \dots dx_n |0\rangle$,

$|0\rangle$ соответствует вакууму, $f_{np}(x_1, \dots, x_n) = [(n-1)! |c|^{n-1} / 2\pi]^{1/2} \exp[i\rho \sum_{j=1}^n x_j + c/2 \sum_{1 \leq i < j \leq n} |x_j - x_i|]$, а энергия $E(n, \rho) = n\rho^2 - c^2 n(n^2 - 1) / 12$.

Если в начальный момент импульс представлял собой совокупность когерентных мод, то a_n и $g_n(\rho)$ подчинены, соответственно, пуассоновскому и гауссовому распределениям: $a_n = \alpha^n e^{-\alpha} / n!$, $g_n(\rho) = \pi^{-1/4} \Delta\rho^{-1/2} e^{-(\rho - \rho_0)^2 / 2\Delta\rho^2 - i\rho\rho_0}$, $n_0 = |\alpha|^2$ — среднее число фотонов в импульсе.

Определим форму его огибающей $\langle N(x) \rangle \equiv \langle \psi | \Phi^+(x) \Phi(x) | \psi \rangle$:

$$\langle N(x) \rangle \approx \frac{2e^{-n_0}}{|c|} \sum_n \frac{n^2 n_0^n}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} \rho \operatorname{sh}^{-1}(2\pi\rho/|c|) \exp[-(\Delta\rho^2 + 4t^2 n^2 \Delta\rho^2) \rho^2 + i2n(x - x_0 - 2\rho_0 t)\rho] d\rho. \quad (4)$$

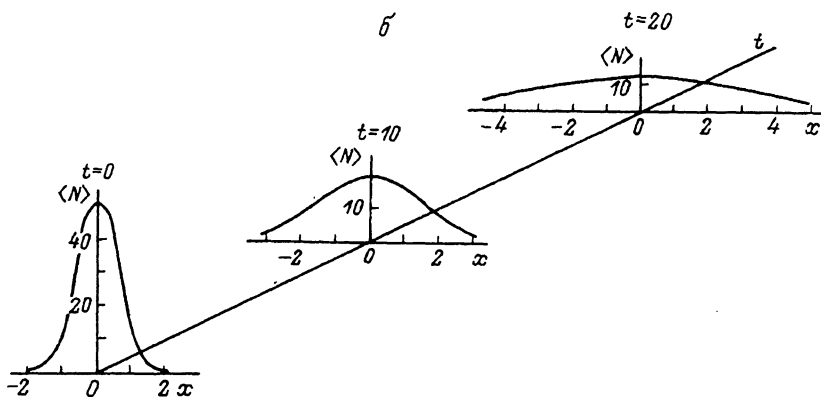
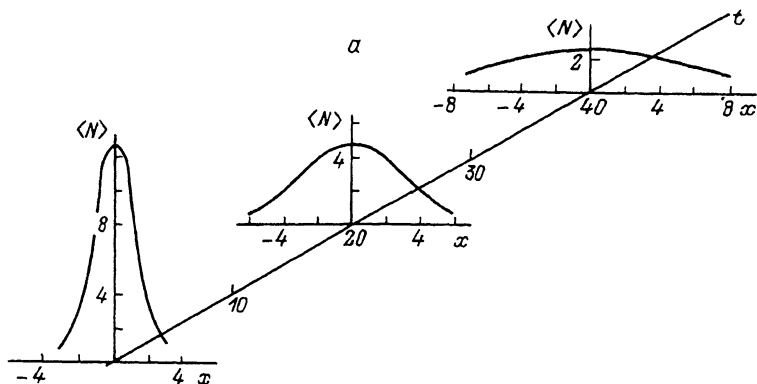
Знак приближения в (4) касается лишь среднего числа фотонов, т.е. должно выполняться $n_0 \gg 1$, что вполне применимо на практике. Никаких ограничений на дальность пробега (параметр t) или какие-либо другие величины в (4) не использовано.

Анализ полученного соотношения показывает, что с ростом t происходит непрерывное расплывание солитона. Характерное время двукратного его уширения зависит от соотношения параметра нелинейности c и ширины функции распределения моментов $\Delta\rho$

$$t_{хар} \approx \begin{cases} 2/n_0 |c| \Delta\rho & \text{при } \Delta\rho \gg |c|, \\ \sqrt{2}/n_0 |c| \Delta\rho & \text{при } \Delta\rho \approx |c|, \\ \sqrt{3}/2n_0 \Delta\rho^2 & \text{при } \Delta\rho \ll |c|. \end{cases} \quad (5)$$

$$t_{хар} \approx \begin{cases} 2/n_0 |c| \Delta\rho & \text{при } \Delta\rho \gg |c|, \\ \sqrt{2}/n_0 |c| \Delta\rho & \text{при } \Delta\rho \approx |c|, \\ \sqrt{3}/2n_0 \Delta\rho^2 & \text{при } \Delta\rho \ll |c|. \end{cases} \quad (6)$$

$$t_{хар} \approx \begin{cases} 2/n_0 |c| \Delta\rho & \text{при } \Delta\rho \gg |c|, \\ \sqrt{2}/n_0 |c| \Delta\rho & \text{при } \Delta\rho \approx |c|, \\ \sqrt{3}/2n_0 \Delta\rho^2 & \text{при } \Delta\rho \ll |c|. \end{cases} \quad (7)$$



Графики, иллюстрирующие разрушение солитона в процессе его нелинейного распространения. $|c| = \pi \cdot 10^{-2}$, $\Delta\rho = 0.1$, $\rho_0 = x_0 = 0$.
 (а): $n_0 = 40$, (б): $n_0 = 80$.

Справедливость этих оценок подтверждается расчетами, которые отражены на рисунке. Видно, что в процессе нелинейного распространения солитона происходит его полное разрушение.

В чем же причина такого поведения? Почему „не срабатывает“ свойство „самоочистения“ солитона от флуктуаций? Для объяснения создавшейся ситуации воспользуемся следующей ее моделью. Исходный солитон, поступающий в световод и представляющий собой совокупность мод в когерентных состояниях различной амплитуды, можно представить в виде суперпозиции классической огибающей с формой гиперболического секанса (регулярной составляющей) и квантовых флуктуаций вакуума (шума). Если исходную шумовую модуляцию, присутствующую только в пределах длительности солитона, он „сбрасывает“ на крылья и постепенно „самоочищается“, то от стационарного вакуумного шума он освободиться не в силах, поскольку процесс „сбрасывания“ сопровождается „наплыванием“

флуктуаций, изначально находившихся вне солитона. Но почему же эти противоположные по своему действию явления в конце концов не уравниваются и картина не стабилизируется? Для ответа на этот вопрос проанализируем нелинейную эволюцию вакуумного шума в присутствии интенсивной регулярной составляющей солитона. Воспользуемся гейзенберговским представлением нелинейного уравнения Шредингера (1). Линеаризуем его по флуктуационным составляющим и для простоты и наглядности рассмотрим одномерный режим взаимодействия. Тогда получим, что среднее число шумовых фотонов $\langle N_{ш} \rangle = \mathcal{Y}^2$, где $\mathcal{Y} = t(c n_0)^2/2$ — нелинейный фазовый набег, приобретаемый в процессе нелинейного распространения. Здесь n_0 — среднее число фотонов в моде. Таким образом, происходит непрерывный рост интенсивности шума за счет перекачки фотонов из регулярной составляющей в флуктуационную вследствие четырехфотонного параметрического взаимодействия. И это не единственная причина дестабилизации. Увеличение флуктуаций сопровождается истощением самого солитона, играющего роль накачки усиливаемых вакуумных шумов, поскольку суммарное число фотонов в отсутствие потерь должно сохраняться неизменным. В результате таких необратимых процессов солитон постепенно расплывается и в конечном счете полностью деградирует.

Переводя полученные результаты в практическую плоскость, оценим предельно возможный пробег солитона в световоде. В соответствии с (4), существовать в волокне фундаментальный солитон, адекватно описываемый классически, т.е. с формой, огибающей в виде гиперболического секанса, может лишь при условии $|c| \leq \Delta p$. Полагая в предельном случае, соответствующем минимальному расплыванию, $\Delta p \approx |c|$, из (6) имеем

$$t_{пред} \approx \sqrt{2}/n_0 c^2 \equiv n_0 T \sqrt{2} \delta x \approx n_0 T / 20. \quad (8)$$

Здесь период солитона $T = 8\pi/n_0^2 c^2$ — время, в течении которого накапливается нелинейный набег фазы, равный 2π . Поскольку в реальных ситуациях $n_0 \gg 1$, $t_{пред}$ существенно превышает T . Таким образом, квантовые эффекты будут проявляться лишь на сверхдальних расстояниях пробега, либо в средах с высокой нелинейностью, т.е. в условиях, когда практически более сильное дестабилизирующее влияние могут оказывать другие факторы, такие как потери, неоднородности волокна, инерционность нелинейности и т.д. Однако квантовое разрушение солитона дает принципиальное ограничение на предельную длину трассы его распространения, что безусловно имеет важное значение.

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 импульсов. М.: Наука, 1988. 310 с.
- [2] В ы с л о у х В.А., И в а н о в а А.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 359.

- [3] C a r t e r S.J., D r u m m o n d P.D.,
R e i d M.D. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1987.
V. 58. P. 1841.
- [4] D r u m m o n d P.D., C a r t e r S.J. // J. Opt.
Soc. Am. B. 1987. V. 4. P. 1565.
- [5] Б е л и н с к и й А.В., Ч и р к и н А.С. // Квантовая
электроника. 1989. Т. 16. С. 2570.
- [6] Б е л и н с к и й А.В., Ч и р к и н А.С. // ЖЭТФ. 1990.
Т. 98. С. 407.
- [7] L a i Y., H a u s H.A. // Phys. Rev. A. 1989.
V. 40. P. 844.

Поступило в Редакцию
7 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991 г.

05; 09

© 1991

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНАЯ СЕЛЕКЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК

Г.Т. К а з а к о в, М.Л. К а ц,
Ю.А. Ф и л и м о н о в

1. Известно [1], что в случае, когда волновой вектор \vec{q} поверхностной магнитоэлектронной волны (ПМСВ), распространяющейся в касательно намагниченной пленке феррита, составляет с внешним магнитным полем \vec{H}_0 угол $\theta \neq \frac{\pi}{2}$ направление переноса энергии ПМСВ зависит от частоты сигнала ω и определяется направлением ее групповой скорости $\vec{v}_g = \nabla_{\vec{q}} \omega(\vec{q})$.

Отмеченное свойство делает возможным использование ПМСВ в устройствах для пространственно-частотной селекции [1, 2]. Однако полученные в [2] для дипольных ПМСВ Дэймона-Эшбаха значения углового разрешения сигналов по частоте α не превышали величину 0.2 град/МГц.

В данной работе возможность повышения углового разрешения по частоте СВЧ сигнала связывается с эффектами резонансного взаимодействия ПМСВ с волнами других типов, поддерживаемыми слоистой ферритовой структурой. Действительно, ПМСВ может взаимодействовать с обменными [3] и упругими [4] волнами в тонкопленочной структуре ферромагнетика, а также с замедленными электромагнитными или электрокинетическими волнами в структурах