

Тройки связанных пространственных солитонов в тонкой левоориентированной пленке на правоориентированной подложке с эффектом Керра

А. С. Буллер¹⁾, Р. В. Литвинов

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 14 мая 2024 г.

После переработки 26 июня 2024 г.

Принята к публикации 1 июля 2024 г.

Рассмотрено распространение связанных световых пучков, образованных быстрыми ТЕ-модами планарного волновода на основе тонкой левоориентированной пленки на керровской подложке на частоте вблизи ноля групповой скорости. Определены условия распространения трех связанных пространственных солитонов, сформированных модами с положительными и отрицательными групповыми скоростями. Показана возможность согласованного распространения двух светлых (темных) и одного темного (светлого) солитона.

DOI: 10.31857/S0370274X24080025, EDN: XNYFRU

В оптических планарных волноводах с левоориентированной пленкой на одной частоте возможно распространение направляемых мод не только с положительной групповой скоростью ($v_g > 0$), сонаправленной с фазовой, но и направляемых мод с отрицательной групповой скоростью ($v_g < 0$), направленной противоположно фазовой [1–7]. В работе [8] показано, что направляемые моды с $v_g > 0$ за счет эффекта Керра в подложке могут формировать одиночный светлый или темный пространственный оптический солитон при положительном или отрицательном знаке нелинейного оптического коэффициента n_{2s} соответственно, что совпадает с условиями формирования пространственных оптических солитонов в обычных правоориентированных средах [9–17]. Направляемые моды с $v_g < 0$ также могут формировать в таком волноводе одиночный светлый или темный пространственный оптический солитон, но, наоборот, при отрицательном или положительном знаке нелинейного оптического коэффициента n_{2s} соответственно, что невозможно в обычных правоориентированных средах. В работе [18] показано, что одиночный пространственный солитон с $v_g > 0$, как светлый при $n_{2s} > 0$, так и темный при $n_{2s} < 0$, наводит в подложке полосковый волновод утопленного типа с показателем преломления, достигающим максимума в центре. В свою очередь одиночный пространственный солитон с $v_g < 0$, как темный при $n_{2s} > 0$, так и светлый $n_{2s} < 0$, наводит в подложке

аналогичный волновод, но с показателем преломления, достигающим, наоборот, минимума в центре.

Распространение двух и четырех связанных внутримодовых пространственных солитонов в левоориентированной пленке на правоориентированной подложке с эффектом Керра рассмотрено в работах [8, 19]. Здесь показано, что встречное распространение пары некогерентно связанных светлых солитонов, как и пары некогерентно связанных темных солитонов, возможно, если они образованы модами только с положительной или только с отрицательной групповой скоростью. Распространение некогерентно связанной светло-темной солитонной пары становится возможным, если один из солитонных пучков образован модами с положительной групповой скоростью, а другой – модами с отрицательной групповой скоростью. Две пары встречных внутримодовых солитонных пучков, когерентно связанных между собой, могут быть сформированы, только если одна из этих пар образована модами с положительной групповой скоростью, а другая пара образована модами с отрицательной групповой скоростью. При этом фазовые соотношения между связанными солитонами определяются знаком коэффициента n_{2s} .

Анализ модуляционной неустойчивости трех связанных мод планарного волновода на основе левоориентированной пленки и правоориентированных покровной среды и керровской подложки, выполненный в работе [20], показывает возможность формирования в нем трех связанных пространственных солитонов. В данной работе рассмотрено распростра-

¹⁾e-mail: albertbullaer@yandex.ru

нение в таком волноводе различных вариантов связанных солитонных троек.

Дисперсионные зависимости постоянных распространения быстрых направляемых мод рассматриваемого волновода (см. рис. 1), не являются монотонными, обладая точкой нуля групповой скорости [1–7, 21]. На одной частоте вблизи этой точки вдоль одного направления могут одновременно распространяться вперед и назад две пары пучков, образованных модами с $v_g > 0$ и $v_g < 0$. Следуя работам [8, 18, 19], рассмотрим световые пучки, сформированные быстрыми ТЕ-модами, y -компоненту вектора электрической напряженности которых можно представить в виде:

$$E_y = \sqrt{I_{\text{in}}} [\Psi_+(x) C_+^f(y, z) \exp(-i\beta_+ z) + \Psi_+(x) C_+^b(y, z) \exp(i\beta_+ z) + \Psi_-(x) C_-^f(y, z) \exp(-i\beta_- z) + \Psi_-(x) C_-^b(y, z) \exp(i\beta_- z)] \exp(i\omega t) + cc, \quad (1)$$

где I_{in} – максимальная интенсивность светового поля в волноводе; $\Psi_+(x)$ и $\Psi_-(x)$ – безразмерные функции, описывающие пространственное распределение поля моды в направлении нормали к пленке для мод с положительной “+” и отрицательной “–” групповой скоростью; β_+ и β_- – постоянные распространения мод; $C_{\pm}^{f,b}(y, z)$ – безразмерные функции, описывающие пространственное распределение огибающей поля световых пучков в плоскости пленки; верхние индексы “ f ” и “ b ” указывают на распространяющиеся вперед и назад моды соответственно.

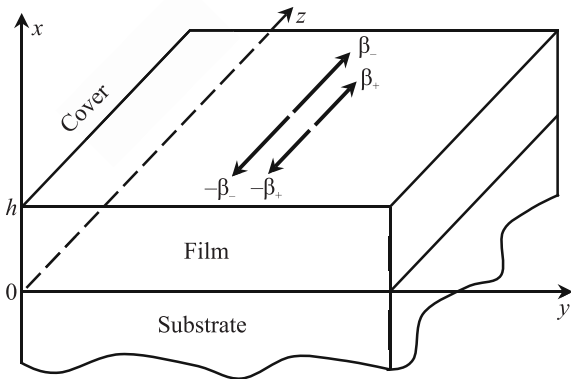


Рис. 1. Планарный волновод на основе левоориентированной пленки и правоориентированной подложки с эффектом Керра: покровная среда ($x > h$) – $\varepsilon_c \geq 1$, $\mu_c = 1$; пленка ($0 \leq x \leq h$) – $\varepsilon_f < 0$, $\mu_f < 0$; подложка ($x < 0$) – $\varepsilon_s = \varepsilon_{0s} + n_{2s}|E_y|^2$, $\varepsilon_{0s} \geq 1$, $\mu_s = 1$, $n_{2s} \neq 0$

Нелинейные уравнения Шредингера (НУШ) для огибающих внутримодовых пучков вблизи частоты

ноля групповой скорости могут быть получены в форме [20, 22]:

$$-i \frac{\partial C_+^f}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 C_+^f}{\partial \eta^2} + \text{sign}(n_{2s}) \{ [C_+^f]^2 + 2|C_+^b|^2 + 2g(|C_-^f|^2 + |C_-^b|^2) \} C_+^f + 2g(C_+^b)^* C_-^f C_-^b = 0, \quad (2)$$

$$i \frac{\partial C_+^b}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 C_+^b}{\partial \eta^2} + \text{sign}(n_{2s}) \{ [2|C_+^f|^2 + |C_+^b|^2 + 2g(|C_-^f|^2 + |C_-^b|^2) \} C_+^b + 2g(C_+^f)^* C_-^f C_-^b = 0, \quad (3)$$

$$-i \frac{\partial C_-^f}{\partial \zeta} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial^2 C_-^f}{\partial \eta^2} - \text{sign}(n_{2s}) \{ [2g(|C_+^f|^2 + |C_+^b|^2) + g_1(|C_-^f|^2 + 2|C_-^b|^2)] C_-^f + 2gC_+^f C_+^b (C_-^b)^* \} = 0, \quad (4)$$

$$i \frac{\partial C_-^b}{\partial \zeta} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial^2 C_-^b}{\partial \eta^2} - \text{sign}(n_{2s}) \{ [2g(|C_+^f|^2 + |C_+^b|^2) + g_1(2|C_-^f|^2 + |C_-^b|^2)] C_-^b + 2gC_+^f C_+^b (C_-^f)^* \} = 0, \quad (5)$$

где $\zeta = |\gamma|z/2$, $\eta = (\beta_+|\gamma|/2)^{1/2}y$ – нормированные продольные и поперечные координаты; γ – постоянная нелинейной связи; $\text{sign}(n_{2s})$ – знак нелинейного оптического коэффициента подложки n_{2s} ; $\delta = \beta_+/\beta_-$; коэффициенты 1, g и g_1 , стоящие перед нелинейными членами, описывают относительные вклады различных типов самомодуляции и кросс-модуляции мод с положительной и отрицательной групповой скоростью [20–22].

В силу не принципиальности выбора положительного направления оси ζ можно выделить только два различных случая распространения трех связанных пучков. Первый (второй) случай соответствует распространению двух пучков мод с положительной (отрицательной) скоростью v_g и одного пучка моды с отрицательной (положительной) скоростью v_g .

НУШ (2)–(5) при условии $C_-^b = 0$ описывают первый случай распространения связанной тройки пучков, в том числе и связанную тройку пространственных солитонов с огибающими вида $C = \Upsilon(\eta) \exp(ib\zeta)$, используемого авторами работ [8–12, 18–19, 23–25]. Для этого случая НУШ (2)–(4) редуцируются к виду:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Upsilon_+^f}{\partial \eta^2} + b_+^f \Upsilon_+^f + \text{sign}(n_{2s}) [(\Upsilon_+^f)^2 + 2(\Upsilon_+^b)^2 + 2g(\Upsilon_-^f)^2] \Upsilon_+^f = 0, \quad (6)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Upsilon_+^b}{\partial \eta^2} - b_+^b \Upsilon_+^b +$$

$$+ \text{sign}(n_{2s}) [2(\Upsilon_+^f)^2 + (\Upsilon_+^b)^2 + 2g(\Upsilon_-^f)^2] \Upsilon_+^b = 0, \quad (7)$$

$$\frac{1}{2} \delta \frac{\partial^2 \Upsilon_-^f}{\partial \eta^2} + b_-^f \Upsilon_-^f -$$

$$- \text{sign}(n_{2s}) [2g[(\Upsilon_+^f)^2 + (\Upsilon_+^b)^2] + g_1(\Upsilon_-^f)^2] \Upsilon_-^f = 0. \quad (8)$$

Прямой подстановкой в уравнения (6)–(8) различных вариантов тройных комбинаций, составленных из выражений $\Upsilon_{+,-}^{f,b} = A_{+,-}^{f,b} \text{sch}(a\eta)$ и $\Upsilon_{+,-}^{f,b} = A_{+,-}^{f,b} \text{th}(a\eta)$, соответствующих светлым и темным солитонам с нормированной шириной a , можно показать, что физически реализуемым вещественным значениям амплитудных коэффициентов $A_{+,-}^{f,b}$ отвечает только два варианта.

Первый вариант решений уравнений (6)–(8), отвечающих тройкам связанных солитонов, можно получить при $n_{2s} > 0$. Соответствующие этому варианту связанные солитоны можно представить в форме:

$$C_+^{f,b} = \sqrt{\frac{g_1 + 2\delta g}{8g^2 - 3g_1}} a \text{th}(a\eta) \times \\ \times \exp\left(\mp i 3a^2 \frac{g_1 + 2\delta g}{8g^2 - 3g_1} \zeta\right) \approx \\ \approx \sqrt{3/5} a \text{th}(a\eta) \exp(\mp i 9a^2 \zeta/5), \quad (9)$$

$$C_-^f = \sqrt{\frac{3\delta + 4g}{8g^2 - 3g_1}} a \text{sch}(a\eta) \times \\ \times \exp\left(ia^2 \frac{4\delta g^2 + 4gg_1 + 1.5\delta g_1}{8g^2 - 3g_1} \zeta\right) \approx \\ \approx \sqrt{7/5} a \text{sch}(a\eta) \exp(i19a^2 \zeta/10), \quad (10)$$

где (далее также) приближенные соотношения отвечают приближительному равенству $g_1 \approx g \approx \delta \approx 1$ ($g_1 < g < \delta < 1$), справедливому вблизи нуля групповой скорости моды [18–22]. Второй вариант таких решений уравнений (6)–(8) можно получить при $n_{2s} < 0$. Соответствующие этому варианту связанные солитоны можно представить в форме:

$$C_+^{f,b} = \sqrt{\frac{g_1 + 2\delta g}{8g^2 - 3g_1}} a \text{sch}(a\eta) \times \\ \times \exp\left(\pm ia^2 \frac{4g^2 + 6\delta g + 1.5g_1}{8g^2 - 3g_1} \zeta\right) \approx \\ \approx \sqrt{3/5} a \text{sch}(a\eta) \exp(\pm i 23a^2 \zeta/10), \quad (11)$$

$$C_-^{f,b} = \sqrt{\frac{3\delta + 4g}{8g^2 - 3g_1}} a \text{th}(a\eta) \times$$

$$\times \exp\left(-ia^2 \frac{3\delta g_1 + 4gg_1}{8g^2 - 3g_1} \zeta\right) \approx \\ \approx \sqrt{7/5} a \text{th}(a\eta) \exp(-i7a^2 \zeta/5), \quad (12)$$

НУШ (2)–(5) при условии $C_+^b = 0$ описывают второй случай распространения связанной тройки пучков, в том числе и связанную тройку пространственных солитонов с огибающими вида $C = \Upsilon(\eta) \exp(ib\zeta)$. Для этого второго случая НУШ (2)–(5) редуцируются к виду:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Upsilon_+^f}{\partial \eta^2} + b_+^f \Upsilon_+^f + \quad (13)$$

$$+ \text{sign}(n_{2s}) [(\Upsilon_+^f)^2 + 2g[(\Upsilon_-^f)^2 + (\Upsilon_-^b)^2]] \Upsilon_+^f = 0,$$

$$\frac{1}{2} \delta \frac{\partial^2 \Upsilon_-^f}{\partial \eta^2} + b_-^f \Upsilon_-^f - \quad (14)$$

$$- \text{sign}(n_{2s}) [2g(\Upsilon_+^f)^2 + g_1[(\Upsilon_-^f)^2 + 2(\Upsilon_-^b)^2]] \Upsilon_-^f = 0,$$

$$\frac{1}{2} \delta \frac{\partial^2 \Upsilon_-^b}{\partial \eta^2} - b_-^b \Upsilon_-^b - \quad (15)$$

$$- \text{sign}(n_{2s}) [2g(\Upsilon_+^f)^2 + g_1[2(\Upsilon_-^f)^2 + (\Upsilon_-^b)^2]] \Upsilon_-^b = 0.$$

Поступая так же, как и при анализе первого случая, описываемого уравнениями (6)–(8), можно показать, что физически реализуемым решениям уравнений (13)–(15) отвечают только два варианта.

Первый вариант решений уравнений (13)–(15), отвечающих тройкам связанных солитонов, можно получить при $n_{2s} < 0$. Соответствующие этому варианту связанные солитоны можно представить в форме:

$$C_-^{f,b} = \sqrt{\frac{\delta + 2g}{8g^2 - 3g_1}} a \text{th}(a\eta) \times \\ \times \exp\left(\mp i 3a^2 \frac{\delta g_1 + 2gg_1}{8g^2 - 3g_1} \zeta\right) \approx \\ \approx \sqrt{3/5} a \text{th}(a\eta) \exp(\mp i 9a^2 \zeta/5), \quad (16)$$

$$C_+^f = \sqrt{\frac{3g_1 + 4\delta g}{8g^2 - 3g_1}} a \text{acth}(a\eta) \times \\ \times \exp\left(ia^2 \frac{4g^2 + 4\delta g + 1.5g_1}{8g^2 - 3g_1} \zeta\right) \approx \\ \approx \sqrt{7/5} a \text{sch}(a\eta) \exp(i19a^2 \zeta/10). \quad (17)$$

Второй вариант таких решений уравнений (13)–(15) можно получить при $n_{2s} > 0$. Соответствующие этому варианту связанные солитоны можно представить в форме:

$$C_{-}^{f,b} = \sqrt{\frac{\delta + 2g}{8g^2 - 3g_1}} \operatorname{asch}(a\eta) \times \\ \times \exp\left(\pm ia \frac{4\delta g^2 + 6gg_1 + 1.5\delta g_1}{8g^2 - 3g_1} \zeta\right) \approx \\ \approx \sqrt{3/5} \operatorname{asch}(a\eta) \exp(\pm i23a^2\zeta/10), \quad (18)$$

$$C_{+}^f = \sqrt{\frac{3g_1 + 4\delta g}{8g^2 - 3g_1}} a \operatorname{th}(a\eta) \times \\ \times \exp\left(-ia^2 \frac{3g_1 + 4\delta g}{8g^2 - 3g_1} \zeta\right) \approx \\ \approx \sqrt{7/5} a \operatorname{th}(a\eta) \exp(-i7a^2\zeta/5). \quad (19)$$

Из формул (9)–(12) и (16)–(19) следует, что во всех вариантах связанных солитонных троек пара встречных солитонов с одинаковой групповой скоростью образована солитонам одного типа: пара темных солитонов в первых вариантах каждого случая и пара светлых во вторых вариантах. Поперечные огибающие и абсолютная величина фазового набега парных солитонов одинаковы в каждой тройке связанных пространственных солитонов. Непарный солитон с групповой скоростью, противоположной групповой скорости парных солитонов, наоборот, в первых вариантах каждого случая является светлым, а во вторых вариантах является темным.

Следует отметить, что при $n_{2s} > 0$ ($n_{2s} < 0$) связанные солитонные тройки образованы темными (светлыми) солитонами с положительной групповой скоростью и светлыми (темными) солитонами с отрицательной групповой скоростью, которые не могут распространяться в таком волноводе поодиночке [8].

Из формул (9)–(12) и (16)–(19) следует сильная зависимость абсолютных максимумов солитонов (для темных солитонов они определяются предельными значениями при $\eta \rightarrow \infty$) от коэффициентов g_1 , g и δ , которые при заметной отстройке $\Delta\omega$ от частоты ноля групповой скорости ω_0 , могут значительно отличаться друг от друга ($g_1 < g < \delta < 1$) [20–22]. Эта зависимость наглядно демонстрируется рис. 2. Здесь сплошными и пунктирными кривыми показаны различные солитонные огибающие (огибающие пары солитонов с групповой скоростью одного знака совпадают) с одинаковой единичной нормированной шириной $a = 1$, рассчитанные для большой

$\Delta\omega = 1.23 \cdot 10^{13}$ рад/с ($g_1 = 0.05$, $g = 0.12$, $\delta = 0.61$) и малой $\Delta\omega = 1.01 \cdot 10^9$ рад/с ($g_1 = 0.97$, $g = 0.98$, $\delta = 0.99$) отстроек соответственно.

В расчетах использовались параметры, взятые из работ [20–22], для которых $\omega_0 = 1.75 \cdot 10^{15}$ рад/с. Рисунки 2а, b рассчитаны для положительной керровской нелинейности подложки $n_{2s} > 0$, а рис. 2с, d – для $n_{2s} < 0$. При этом рис. 2а и с отвечают двум вариантам первого возможного случая распространения связанной солитонной тройки (см. формулы (9), (10) и (11), (12) соответственно), а рис. 2b и d отвечают двум вариантам второго случая (см. формулы (18), (19) и (16), (17), соответственно). Численный анализ показал, что при монотонном увеличении отстройки $\Delta\omega$, трансформация огибающих темных и светлых солитонов, показанных пунктирными кривыми, в соответствующие огибающие, показанные сплошными кривыми, также является монотонной.

Отметим следующие особенности, влияющие на характер изменения солитонных огибающих при изменении отстройки $\Delta\omega$. Волноводные моды с положительной групповой скоростью, $v_g > 0$, приближаются к режиму отсечки при увеличении отстройки $\Delta\omega$, а моды с $v_g < 0$, наоборот, удаляются от него [7, 21]. Так как вблизи (вдали) отсечки удельная мощность, переносимая модами в нелинейной подложке, большая (маленькая), то с увеличением отстройки $\Delta\omega$ вклад самомодуляции фазы в эффективность взаимодействия пучков мод с $v_g > 0$ ($v_g < 0$) растет (падает). При увеличении отстройки $\Delta\omega$ уменьшается перекрытие полей волноводных мод с противоположными групповыми скоростями, и, как следствие, уменьшается вклад кросс-модуляции фазы таких мод в эффективность взаимодействия. При этом вклад кросс-модуляции фазы встречных мод с одинаковыми групповыми скоростями при изменении отстройки $\Delta\omega$ изменяется аналогично вкладу самомодуляции.

Из рисунка 2 следует, что связанные тройки внутримодовых пространственных солитонов в рассматриваемом планарном волноводе при больших отстройках $\Delta\omega$ имеют заметно большую мощность, чем при малых отстройках $\Delta\omega$ (сравни сплошные и пунктирные кривые на рис. 2). Это свидетельствует о том, что уменьшение вкладов кросс-модуляции фазы между пучками мод с противоположными скоростями v_g и самомодуляции фазы пучка мод с $v_g < 0$ при увеличении отстройки $\Delta\omega$ является доминирующим и приводит к росту требуемой мощности солитонных режимов распространения. Такое доминирование в обоих вариантах распространения связан-

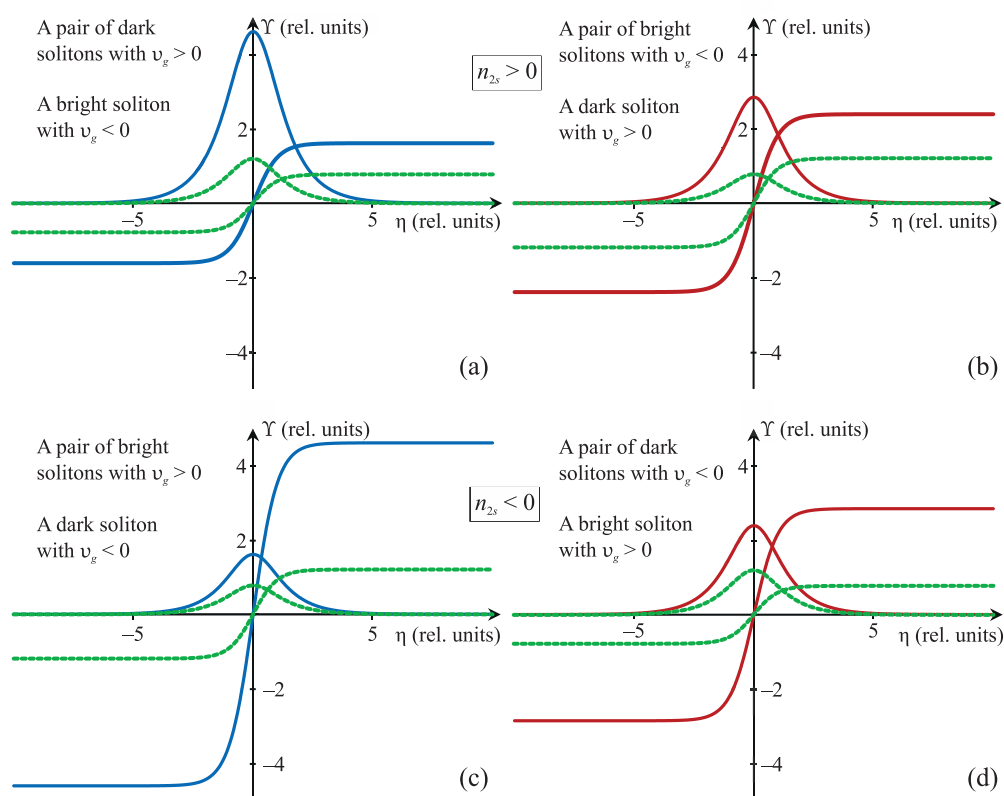


Рис. 2. (Цветной онлайн) Огибающие троек связанных солитонов при $\Delta\omega = 1.23 \cdot 10^{13}$ рад/с (сплошные кривые) и при $\Delta\omega = 1.01 \cdot 10^9$ рад/с (пунктирные кривые) для решений (9)–(10) – (a), (18)–(19) – (b), (11)–(12) – (c), (16)–(17) – (d)

ных солитонных троек, соответствующих первому случаю (см. рис. 2a и c), также приводит и к более существенному увеличению абсолютного максимума непарного солитона с $v_g < 0$ при увеличении отстройки $\Delta\omega$ по сравнению с вариантами, соответствующими второму случаю (см. рис. 2b и d), где непарный солитон сформирован модами с $v_g > 0$. При этом в первом случае увеличение абсолютных максимумов встречных парных солитонов с $v_g > 0$ меньше, чем увеличение абсолютных максимумов встречных парных солитонов с $v_g < 0$ во втором случае. Отметим, что при увеличении отстройки $\Delta\omega$ разница между максимумами солитонов с различным знаком групповой скорости в первом случае увеличивается значительно больше, чем во втором случае. При малой отстройке $\Delta\omega$ эта разница одинакова для всех вариантов.

Характерно, что переход от вариантов распространения связанных троек пространственных оптических солитонов в планарном волноводе с положительной керровской нелинейностью подложки $n_{2s} > 0$ (см. рис. 2a и b) к вариантам распространения связанных солитонных троек в планарном волноводе с $n_{2s} < 0$ (см. рис. 2c и d) сопровождается

инверсией светлых (темных) солитонов, сформированных волноводными модами с $v_g > 0$ или $v_g < 0$, в темные (светлые) солитоны. Подобная инверсия была также отмечена при анализе связанных двоек и четверок пространственных солитонов в аналогичном планарном волноводе [8, 19].

Потенциальная возможность экспериментального наблюдения рассмотренных выше троек связанных пространственных солитонов обусловлена современными нанотехнологиями, которые позволяют создавать реальные интегрально-оптические устройства различного назначения [26–32]. Однако получившие широкое распространение левоориентированные метаматериалы на основе металлодиэлектрических композитных структур могут обладать значительным поглощением света. В работах [33–39] представлены различные методы его компенсации, применение которых позволяет достигать предельно малых значений ($\propto 10^{-6}$) мнимой части показателя преломления метаматериала [26, 27, 40–42]. Соответствующее поглощение света на типичных для планарных волноводов длинах распространения $\propto 1$ см оказывается небольшим. В рассматриваемом волноводе с диэлектрической (непоглощающей) подложкой

потери энергии волноводной моды на частоте вблизи нуля групповой скорости, близкой к частоте отсечки [7, 21], должны быть еще меньше, так как в этом случае в левоориентированной пленке сосредоточено около половины всей переносимой мощности. При этом в волноводах со специально легированной стеклянной подложкой и высоким нелинейным оптическим коэффициентом порядка $n_{2s} \propto 10^{-19} \text{ м}^2/\text{Вт}$ [13, 15] постоянная нелинейной связи может при интенсивности света порядка $I_{\text{in}} \sim 10^{15} \text{ Вт}/\text{м}^2$ достигать нескольких десятков обратных сантиметров, $\propto 10 \text{ см}^{-1}$ [21, 22], что свидетельствует о возможности создания экспериментальных условий, при которых влияние поглощения света на его самовоздействие будет пренебрежимо мало.

Следует отметить, что интенсивность темных солитонов, входящих в рассмотренные связанные солитонные тройки, на периферии ($|\eta| \gg a$) приближается к интенсивности волноводных мод, соответствующих плосковолновым решениям либо двух связанных НУШ (см. (9) и (16)), либо одного НУШ (см. (12) и (19)). Такие моды могут обладать модуляционной неустойчивостью [9–12, 20, 22, 43], которая развивается на длинах порядка нескольких сантиметров и приводит к мелкомасштабной самофокусировке. Возмущения на периферии темного солитона связаны с возмущениями его центральной области, которые в нелинейных средах, описываемых неинтегрируемыми НУШ могут носить различный характер и, в конечном итоге, приводят к коллапсированию исходного солитонного состояния [11, 44–48]. Распространение фундаментальных солитонов в средах с эффектом Керра описываются НУШ, полностью интегрируемыми методом обратной задачи рассеяния [11, 49–51]. Такие уравнения обладают устойчивыми солитонными решениями [44, 52–56].

Таким образом, в планарном волноводе на основе левоориентированной пленки и правоориентированных покровной среды и керровской подложки вдоль одного направления могут распространяться тройки связанных пространственных оптических солитонов, сформированных на одной частоте быстрыми ТЕ-модами с одинаковым модовым индексом и различным знаком групповой скорости v_g . Существует четыре качественно различных варианта такого распространения. При положительном (отрицательном) нелинейном оптическом коэффициенте подложки n_{2s} возможно формирование пары встречных темных солитонов с $v_g > 0$ ($v_g < 0$) и светлого солитона с $v_g < 0$ ($v_g > 0$), либо пары встречных светлых солитонов с $v_g < 0$ ($v_g > 0$) и темного солитона с $v_g > 0$ ($v_g < 0$). При увеличении отстройки частоты распро-

странения солитонов от частоты ноля групповой скорости абсолютные максимумы солитонов одинаковой ширины увеличиваются, приводя к росту требуемой мощности солитонных режимов распространения.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института (Национальный исследовательский Томский политехнический университет). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. V. Novitsky and L. M. Barkovsky, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7**, S51 (2005).
2. L. F. Shen and Z. H. Wang, *J. Opt. Soc. Am. A* **26**, 754 (2009).
3. A. C. Peacock and N. G. R. Broderick, *Opt. Express* **11**, 2502(2003).
4. А. В. Новицкий, Л. М. Барковский, *Оптический журнал* **73**, 8 (2006).
5. Z. H. Wang, Z. Y. Xiao, and S. P. Li, *Opt. Commun.* **281**, 607(2008).
6. S. A. Taya, H. M. Kullab, and I. M. Qadoura, *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 2008 (2013).
7. D. A. Konkin, R. V. Litvinov, E. S. Parfenova, R. A. A. Rakhim, and O. V. Stukach, *Quantum Electronics* **46**, 1040 (2016).
8. Ю. В. Зеленецкая, Р. В. Литвинов, Н. Р. Мелихова, А. С. Спиридонова, *Квантовая электроника* **52**, 749 (2022).
9. N. N. Rosanov, *Progress in Optics* **35**, 1 (1996).
10. N. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Nonlinear pulses and beams*, Springer, N.Y. (1997).
11. Yu. S. Kivshar and G. P. Agraval, *Optical Solitons. From Fibers to Photonic Crystals*, Academic Press, Rochester (2003).
12. Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, Мир, М. (1996).
13. G. I. Stegeman and C. T. Seaton, *J. Appl. Phys.* **58**, R57 (1985).
14. A. Boardman and P. Egan, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 319 (1986).
15. G. I. Stegeman, E. M. Wright, N. Finlayson, R. Zanoni, and C. T. Seaton, *J. Light. Technol.* **6**, 953 (1988).
16. M. Fontaine, *J. Appl. Phys.* **69**, 2826 (1991).
17. L. Friedrich, G. I. Stegeman, P. Millar, C. J. Hamilton, and J. S. Aitchison, *Opt. Lett.* **23**, 1438 (1998).
18. A. Buller, R. Litvinov, and N. Melikhova, *J. Opt. Soc. Am. B* **40**, 12 (2023).
19. R. Litvinov and N. Melikhova, *JETP Lett.* **116**, 18 (2022).

20. Ю. В. Зеленецкая, Е. В. Кузьминская, Р. В. Литвинов, Н. Р. Мелихова, *Квантовая электроника* **52**, 631 (2022).
21. A. S. Buller, S. V. Leonov, N. R. Litvinova, and R. V. Litvinov, *JETP* **130**(3), 387 (2020).
22. A. S. Buller, Y. V. Zelenetskaya, R. V. Litvinov, and N. R. Melikhova, *Quantum Electron.* **51**, 1030(2021).
23. B. Crosignani and P. D. Porto, *Opt. Lett.* **6**, 329 (1981).
24. M. Haelterman and A. P. Sheppard, *Phys. Rev. E* **49**, 3389 (1994).
25. M. Inc, A. I. Aliyua, A. Yusufa, and D. Baleanuc, *Optik* **157**, 484 (2018).
26. T. Dong, T. Dai, Y. Chen, Y. Liu, H. Liu, Y. Wang, A. Ma, H. Hu, L. Xu, L. Zhao, W. Chu, C. Peng, J. Wang, and Y. Li, *Optica* **11**, 799 (2024).
27. P. Cheben, J. H. Schmid, R. Halir, J. M. Luque-Gonzalez, J. G. Wangüemert-Pérez, D. Melati, and C. Alonso-Ramos, *Adv. Opt. Photonics* **15**, 1033 (2023).
28. Y. Meng, Y. Chen, L. Lu, Y. Ding, A. Cusano, J. A. Fan, Q. Hu, K. Wang, Z. Xie, Z. Liu, Y. Yang, Q. Liu, M. Gong, Q. Xiao, S. Sun, M. Zhang, X. Yuan, and X. Ni, *Light Sci. Appl.* **10**, 235 (2021).
29. H. Liu, K. Rong, Z. Li, and J. Chen, *Opt. Express* **28**, 23091 (2020).
30. T. Amemiya, T. Kanazawa, S. Yamasaki, and S. Arai, *Materials* **10**, 1037 (2017).
31. Z. Wang, F. Cheng, T. Winsor, and Y. Liu, *Nanotechnology* **27**, 412001 (2016).
32. T. Amemiya, A. Ishikawa, T. Kanazawa, J. Kang, N. Nishiyama, Y. Miyamoto, T. Tanaka, and S. Arai, *Sci Rep.* **5**, 8985 (2015).
33. O. Shramkova, *J. Opt. Soc. Am. B* **36**, 2038 (2019).
34. S. Droulias, T. Koschny, M. Kafesaki, and C. M. Soukoulis, *Nanomater. Nanotechnol.* **9**, 1 (2019).
35. R. S. Savelev, I. V. Shadrivov, P. A. Belov, N. N. Rosanov, S. V. Fedorov, A. A. Sukhorukov, and Yu. S. Kivshar, *Phys. Rev. B* **87**, 115139 (2013).
36. Н. Н. Розанов, С. В. Федоров, Р. С. Савельев, А. А. Сухоруков, Ю. С. Кившарь, *ЖЭТФ* **141**, 899 (2012).
37. A. Boltasseva and H. A. Atwater, *Science* **331**, 290 (2011).
38. A. Tsiatmas, A. R. Buckingham, V. A. Fedotov, S. Wang, Y. Chen, P. A. J. de Groot, and N. I. Zheludev, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 111106 (2010).
39. A. Fang, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. B* **82**, 121102 (2010).
40. M. Sadatgol, S. K. Özdemir, L. Yang, and D. Ö. Güney, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 035502 (2015).
41. S. Wuestner, A. Pusch, K. L. Tsakmakidis, J. M. Hamm, and O. Hess, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 127401 (2010).
42. S. Xia, V. P. Drachev, A. V. Kildishev, X. Ni, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, and V. M. Shalaev, *Nature* **466**, 735 (2010).
43. N. V. Vyssotina, N. N. Rosanov, and V. A. Smirnov, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 1281 (1990).
44. В. Г. Маханьков, Ю. П. Рыбаков, В. И. Санюк, *УФН* **164**, 121 (1994).
45. Yu. S. Kivshar and W. Krolikowski, *Opt. Lett.* **20**, 1527 (1995).
46. Yu. S. Kivshar and V. V. Afanasjev, *Opt. Lett.* **21**, 1135 (1996).
47. D. E. Pelinovsky, V. V. Afanasjev, and Yu. S. Kivshar, *Phys. Rev. E* **53**, 1940 (1996).
48. D. E. Pelinovsky, Yu. S. Kivshar, and V. V. Afanasjev, *Phys. Rev. E* **54**, 2015 (1996).
49. В. Е. Захаров, А. Б. Шабат, *ЖЭТФ* **64**, 1627 (1973).
50. С. В. Манаков, *ЖЭТФ* **67**, 543 (1974).
51. M. J. Ablowitz and H. Segur, *Solitons and the Inverse Scattering Transform*, SIAM, Philadelphia (1981).
52. Н. Г. Вахитов, А. А. Колоколов, *Изв. вузов. Радиофизика* **16**, 1020 (1973).
53. A. A. Kolokolov, *Lettere al Nuovo Cimento* **8**, 197 (1973).
54. Yu. S. Kivshar and B. A. Malomed, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 761 (1989).
55. A. V. Buryak, Yu. S. Kivshar, and D. F. Parker, *Phys. Lett. A* **215**, 57 (1996).
56. D. E. Pelinovsky and Yu. S. Kivshar, *Phys. Rev. E* **62**, 8668 (2000).