

09.3

Управляемая дисперсия постоянных распространения TE₂-мод тонкой левоориентированной пленки на керровской подложке вблизи частот нуля групповой скорости

© М.Р. Литвинов¹, А.С. Спиридонова^{2,¶}, Р.В. Литвинов², Д.А. Конкин²¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

¶ E-mail: spiridonova@tpu.ru

Поступило в Редакцию 26 ноября 2020 г.

В окончательной редакции 9 февраля 2021 г.

Принято к публикации 17 февраля 2021 г.

Дисперсия постоянных распространения TE₂-мод тонкой левоориентированной пленки на подложке с эффектом Керра рассмотрена в узком частотном диапазоне вблизи нуля групповой скорости моды. Показана возможность управления такой дисперсией за счет варьирования интенсивности светового поля при изменении частоты. Определены условия, при которых постоянные распространения не меняются при изменении частоты. Рассмотрены солитоноподобные волновые пакеты.

Ключевые слова: левоориентированная пленка, волноводная дисперсия, эффект Керра.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.09.50909.18634

Нелинейные левоориентированные метаматериалы значительно расширили представление об эффектах самовоздействия световых волн, их параметрического усиления и преобразования частот, нелинейных эффектах на границе раздела сред и др. [1–3]. При этом исследования распространения направляемых мод в тонких левоориентированных пленках позволили обнаружить новые дисперсионные свойства, отсутствующие у мод правоориентированных пленок [4–8]. В случае левоориентированной пленки на подложке с эффектом Керра эти свойства приводят к изменению качественной картины взаимодействия мод [9,10] по сравнению со взаимодействием мод в обычной правоориентированной пленке [11]. Общие свойства нелинейных планарных волноводов на основе левоориентированных метаматериалов изучались в [6,7]. В настоящей работе рассмотрена возможность компенсации частотной дисперсии постоянных распространения волноводных мод тонкой левоориентированной пленки на подложке с эффектом Керра за счет варьирования интенсивности светового поля при изменении частоты.

Используя результаты работ [6,7], дисперсионное уравнение, которое неявно задает зависимость постоянных распространения β волноводных TE-мод тонкой левоориентированной пленки толщиной h на керровской подложке от частоты ω , можно получить в следующей форме:

$$F_{NL}(\beta, \omega, \Delta) = \gamma_f \mu_f \left(\alpha_c \mu_s + \mu_c \sqrt{\alpha_s^2 - \Delta} \right) \cos(\gamma_f h) - \left(\gamma_f^2 \mu_c \mu_s - \alpha_c \mu_f^2 \sqrt{\alpha_s^2 - \Delta} \right) \sin(\gamma_f h) = 0, \quad (1)$$

где

$$\gamma_f = [\varepsilon_f(\omega) \mu_f(\omega) (\omega/c)^2 - \beta^2]^{1/2};$$

$$\alpha_{c,s} = [\beta^2 - \varepsilon_{c,s} \mu_{c,s} (\omega/c)^2]^{1/2};$$

$$\Delta = \omega^2 c^{-2} \mu_s \Delta \varepsilon_{s0}(\omega)/2;$$

$$\varepsilon_f = 1 - \omega_p^2/\omega^2 \text{ и } \mu_f = 1 - F\omega^2(\omega^2 - \omega_m^2)^{-1}$$

— дисперсионные зависимости относительных диэлектрической и магнитной проницаемостей материала пленки [1–10]; ω_p и ω_m — частоты плазменного и магнитного резонанса соответственно; $\mu_{c,s}$ и $\varepsilon_{c,s}$ — относительные магнитные и диэлектрические проницаемости соответственно покровной среды (индекс c) и невозмущенной подложки (индекс s); c — скорость света в вакууме; $\Delta \varepsilon_{s0} = n_{2s} P_0 \delta(\omega)$ — возмущения относительной диэлектрической проницаемости подложки на границе с пленкой; n_{2s} — коэффициент Керра; P_0 — величина размерности интенсивности светового поля; $\delta(\omega)$ — неотрицательная функция, описывающая изменение интенсивности светового поля на границе пленка–подложка (равной произведению $P_0 \delta(\omega)$) в зависимости от частоты за счет внешнего управления. Отметим, что постоянная интегрирования нелинейного уравнения относительно поперечного распределения электрической напряженности поля моды в подложке здесь выражена через локальную интенсивность $P_0 \delta(\omega)$, а не через суммарную мощность, переносимую модой вдоль пленки, как в работах [6,7]. Обусловлено это тем, что далее рассматривается дисперсия волноводной моды вблизи частоты, на которой ее групповая скорость и, как следствие, переносимая мощность обращаются в нуль.

Величина Δ значительно меньше поперечного коэффициента затухания поля моды в невозмущенной подложке ($\Delta \ll \alpha$) даже в специально легированных волноводах с

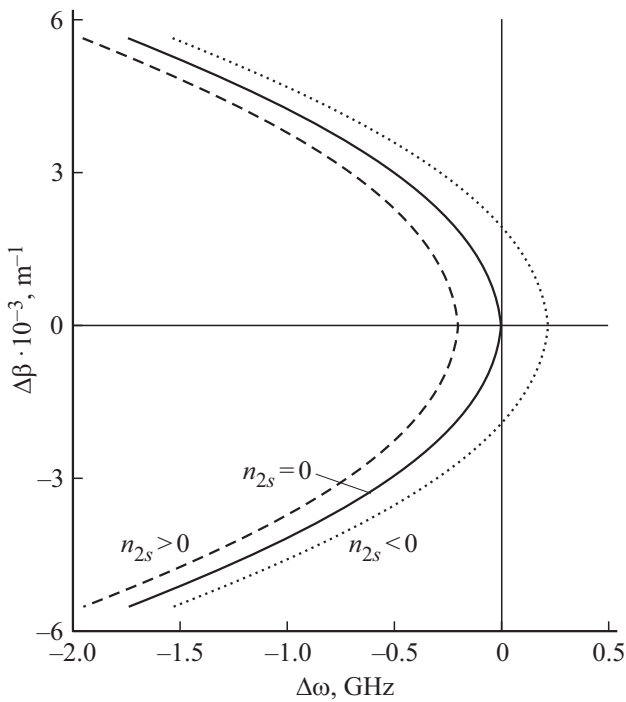


Рис. 1. Дисперсионные зависимости при $\delta(\omega) \equiv 1$.

высоким коэффициентом Керра $|n_{2s}| = 10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$ [12]. В первом приближении по Δ дисперсионное соотношение (1) можно преобразовать к виду [13]:

$$F_{NL}(\beta, \omega, \Delta) = F_L(\beta, \omega) - F(\beta, \omega)\delta(\omega) = 0, \quad (2)$$

где $F_L(\beta, \omega) = F_{NL}(\beta, \omega, 0)$,

$$F(\beta, \omega) = [\gamma_f \mu_f \mu_c \cos(\gamma_f h) + \alpha_c \mu_f^2 \sin(\gamma_f h)] \times \omega^2 c^{-2} \mu_s n_{2s} P_0 / 4. \quad (3)$$

В работах [8,13,14] показано, что дисперсионная характеристика $\beta(\omega)$ направляемой моды тонкой левоориентированной пленки на оптически линейной подложке может обладать точкой с координатами (ω_0, β_0) , в которой групповая скорость v_g обращается в нуль: $v_g = d\omega/d\beta = 0$ ($d\beta/d\omega = \infty$). Частота ω_0 и соответствующая ей постоянная распространения β_0 могут быть найдены из решения линейного дисперсионного уравнения $F_L(\beta, \omega) = 0$ и уравнения $\partial F_L(\beta, \omega)/\partial\beta = 0$, которое следует из условия $v_g = 0$. Так, для TE₂-моды тонкой левоориентированной пленки толщиной $h = 1 \mu\text{m}$ с параметрами $\omega_p = 3.461 \cdot 10^{15} \text{ rad/s}$, $\omega_m = 1.631 \cdot 10^{15} \text{ rad/s}$, $F = 0.5$ на немагнитной подложке ($\mu_s = 1$) с невозмущенной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_s = 2$ и вакуумной покровной средой ($\epsilon_c = \mu_c = 1$) точка нуля групповой скорости имеет координаты $\omega_0 \approx 1.868 \cdot 10^{15} \text{ rad/s}$ и $\beta_0 \approx 8.904 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$. На рис. 1 представлены зависимости отстройек постоянных распространения этой моды $\Delta\beta = \beta - \beta_0$ от частотной отстройки $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ для случая невозмущенной

подложки, $\Delta = 0$ (сплошная кривая), а также для случаев возмущенной подложки с положительным (штриховая кривая) и отрицательным (пунктирная кривая) коэффициентом Керра при условии отсутствия изменения интенсивности светового поля по частоте: $\delta(\omega) \equiv 1$.

В расчетах использовались следующие значения параметров: $|n_{2s}| = 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{V}^2$ и $P_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ V}^2/\text{m}^2$, которым отвечает абсолютная величина возмущений диэлектрической проницаемости подложки на границе с пленкой, равная $|\Delta\epsilon_{s0}| = 10^{-5}$. Из рисунка следует, что влияние нелинейности подложки приводит к смещению частоты нуля групповой скорости моды без изменения характера дисперсионной зависимости [13].

Из уравнений (1) и (2) следует принципиальная возможность полной компенсации частотной дисперсии постоянной распространения $\beta(\omega) \equiv \beta_{const}$ в частотном диапазоне шириной $\Delta\Omega$, прижатом снизу к частоте нуля групповой скорости моды, за счет специально подобранного закона частотной модуляции интенсивности света $\delta_{comp}(\omega)$. Этот закон в первом приближении по Δ может быть описан формулой

$$\delta_{comp}(\omega) = F_L(\beta_{const}, \omega) / F(\beta_{const}, \omega). \quad (4)$$

Очевидно, что физическое ограничение, накладываемое на такую возможность, есть неравенство $\delta_{comp} > 0$, обусловленное положительным значением интенсивности. В узком частотном диапазоне (рис. 1) формула (4) может быть с высокой степенью точности заменена следующим линейным по частоте соотношением:

$$\delta_{comp}(\omega) \approx \frac{F'_{L\omega}}{F_{const}} (\omega - \omega_{const}), \quad (5)$$

где изменением положительной производной $F'_{L\omega} = \partial F_L(\beta, \omega) / \partial\omega > 0$ в рассматриваемом узком частотном диапазоне можно пренебречь, считая ее постоянной; частота ω_{const} совместно с постоянной распространения β_{const} задает координаты точки дисперсионной кривой при $\Delta = 0$; $F_{const} = F(\beta_{const}, \omega_{const})$; $F_{const} < 0$ для $n_{2s} > 0$ и $F_{const} > 0$ для $n_{2s} < 0$.

Таким образом, при положительном коэффициенте Керра условие $\delta_{comp} > 0$ выполняется в диапазоне частот ниже частоты ω_{const} , в том числе и в случае $\omega_{const} = \omega_0$. При $n_{2s} < 0$ условие $\delta_{comp} > 0$ выполняется, если частота лежит в пределах от ω_{const} до ω_0 . В случае $n_{2s} < 0$ и $\omega_{const} = \omega_0$ компенсация невозможна. На рис. 2 показаны уровни отстроек постоянных распространения (а) и соответствующих им законов частотной модуляции интенсивности (б), рассчитанные для случаев, когда возможна компенсация частотной дисперсии постоянной распространения TE₂-моды тонкой левоориентированной пленки на подложке с эффектом Керра. Диапазон частот, в котором возможна такая компенсация определяется величиной β_{const} и знаком коэффициента Керра n_{2s} (знаком $\Delta\epsilon_{s0}$). Так, при $n_{2s} > 0$ и $\beta_{const} = \beta_0$ этот диапазон максимален и определяется неравенством $\omega_0 - \Delta\Omega < \omega \leq \omega_0$ (см. отрезки 1 на рис. 2). При $n_{2s} < 0$

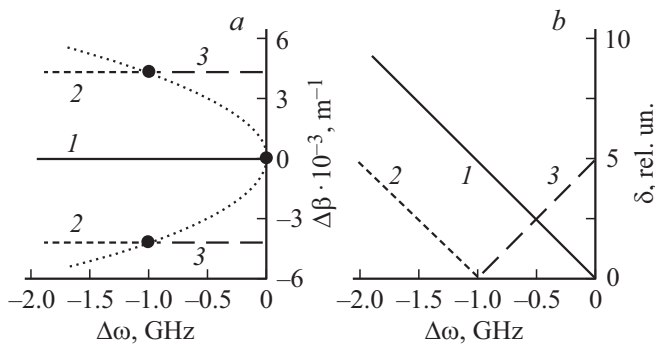


Рис. 2. Уровни отсроек постоянных распространения (а) и соответствующие им линейные законы изменения интенсивности света по частоте (b) при компенсации частотной дисперсии. Дисперсионная кривая для $n_{2s} = 0$ показана на части а пунктиром. 1, 2 — $n_{2s} > 0$, 3 — $n_{2s} < 0$.

компенсировать дисперсию постоянных распространения невозможно. Если величина $\beta_{const} \neq \beta_0$, то частотные диапазоны, в которых величина постоянной распространения не изменяется: $\beta(\omega) \equiv \beta_{const}$, существуют как для положительных коэффициентов Керра (см. отрезки 2 на рис. 2), так и для отрицательных (см. отрезки 3). При $n_{2s} > 0$ дисперсия постоянной распространения волноводной моды может быть скомпенсирована в диапазоне частот $\omega_{const} - \Delta\Omega < \omega \leq \omega_{const}$, а при $n_{2s} < 0$ этот диапазон определяется соотношением $\omega_{const} \leq \omega \leq \omega_0$ (см. отрезки 3).

Возможность сохранения величины постоянной распространения TE_2 -моды при варьировании ее частоты создает предпосылки для распространения в левоориентированной пленке на подложке с эффектом Керра временных солитонов огибающей. Действительно, постоянные распространения волнового пакета TE_2 -мод с частотами, принадлежащими одному из рассмотренных выше диапазонов, и с амплитудным спектром электрической напряженности моды, меняющимся по закону $\delta_{comp}^{1/2}(\omega)$, будут одинаковыми в месте его возбуждения. Для нормированной временной огибающей электрической напряженности такого пакета нетрудно получить следующее выражение:

$$\Psi = \frac{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{\pm i \Delta\Omega t})}{8} \mp \frac{3 \exp(\mp i \Delta\Omega t)}{4i \Delta\Omega t} + cc. \quad (6)$$

где $\operatorname{erf}(\dots)$ — интеграл ошибок [15]; верхний и нижний знаки отвечают положительному и отрицательному коэффициентам Керра подложки соответственно; cc означает комплексно-сопряженную величину.

На рис. 3 представлены временные зависимости модулей (а) и фаз, нормированных на величину π (b), временной огибающей для случаев $n_{2s} > 0$ (кривые 1 и 2) и $n_{2s} < 0$ (кривые 3), соответствующих постоянным распространения волноводных мод, уровни которых на рис. 2, а имеют ту же нумерацию.

Очевидно, многолепестковый характер зависимости от времени амплитуды временной огибающей связан

с ограниченным частотным спектром рассматриваемого волнового пакета мод. Поскольку амплитудный спектр волнового пакета в случае уровней 2, 3 на рис. 2, а в 2 раза уже, чем в случае уровня 1, ширина главного лепестка временных зависимостей, показанных совпадающими кривыми 2, 3 на рис. 3, а, в 2 раза больше ширины главного лепестка зависимости, показанной кривой 1. Изменение знака коэффициента Керра не влияет на характер временной зависимости модуля огибающей, но изменяет ее фазовый набег на набег противоположного знака. При этом из рис. 2, b видно, что скорость нарастания абсолютных фазовых набегов у огибающих волновых пакетов, отвечающих случаям кривых 2 и 3, в 2 раза ниже, чем в случае, отвечающем кривой 1.

Таким образом, дисперсией постоянной распространения TE_2 -моды тонкой левоориентированной пленки на подложке с эффектом Керра в узком частотном диапазоне вблизи нуля групповой скорости можно управлять за счет варьирования интенсивности светового поля $P_0 \delta(\omega)$ при изменении частоты ω . В случае линейного закона изменения интенсивности по частоте со специально подобранным угловым коэффициентом постоянная распространения не изменяется.

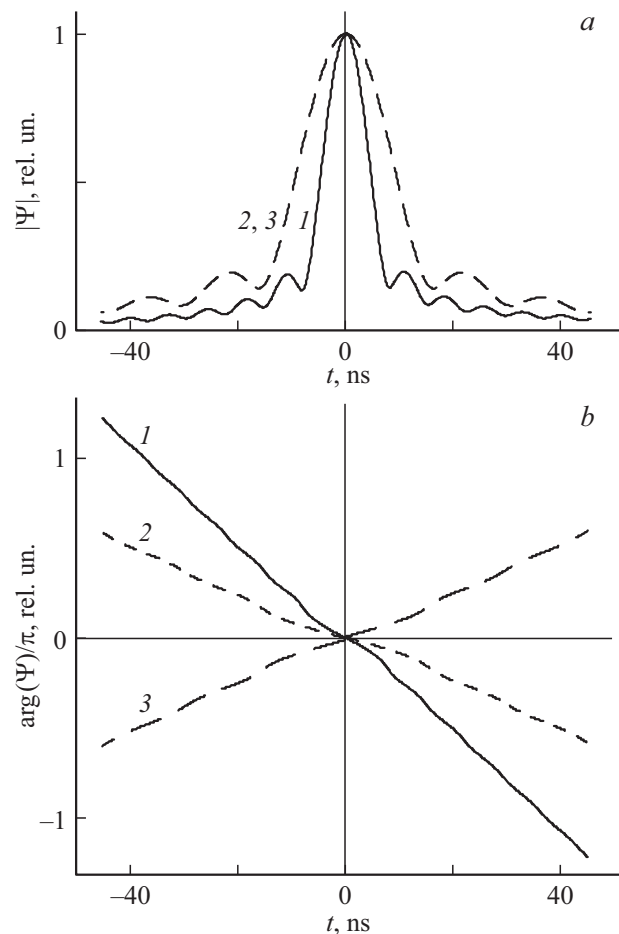


Рис. 3. Зависимости модуля (а) и фазы (b) временной огибающей солитоноподобного волнового пакета TE_2 -мод. 1, 2 — $n_{2s} > 0$, 3 — $n_{2s} < 0$.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.C. McPhedran, I.V. Shadrivov, B.T. Kuhlmeiy, Y.S. Kivshar, *NPG Asia Mater.*, **3** (11), 100 (2011). DOI: 10.1038/asiamat.2011.146
- [2] M. Lapine, I.V. Shadrivov, Y.S. Kivshar, *Rev. Mod. Phys.*, **86** (3), 1093 (2014). DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.86.1093>
- [3] A. Chipouline, F. Küppers, *J. Opt. Soc. Am. B*, **34** (8), 1597 (2017). <https://doi.org/10.1364/JOSAB.34.001597>
- [4] I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar, *Phys. Rev. E*, **67** (5), 057602 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevE.67.057602
- [5] Y. He, Z. Cao, Q. Shen, *Opt. Commun.*, **245** (1–6), 125 (2005). DOI: 10.1016/j.optcom.2004.09.067
- [6] A.D. Boardman, P. Egan, *J. Opt. A*, **11** (11), 114032 (2009). DOI: 10.1088/1464-4258/11/11/114032
- [7] S.A. Taya, H.M. Kullab, I.M. Qadoura, *J. Opt. Soc. Am. B*, **30** (7), 2008 (2013). DOI: 10.1364/JOSAB.30.002008
- [8] D.A. Konkin, R.V. Litvinov, E.S. Parfenova, R.A.A. Rakhim, O.V. Stukach, *Quantum Electron.*, **46** (11), 1040 (2016). DOI: 10.1070/QEL16137
- [9] N.R. Litvinova, A.S. Buller, D.A. Maurer, R.V. Litvinov, in *2019 Photonics & Electromagnetics Research Symposium—Spring (PIERS—Spring)*, (IEEE, 2019), p. 2663.
- [10] А.С. Буллер, С.В. Леонов, Н.Р. Литвинова, Р.В. Литвинов, *ЖЭТФ*, **157** (3), 461 (2020). DOI: 10.31857/S0044451020030074 [Пер. версия: 10.1134/S1063776120020119].
- [11] G.I. Stegeman, C.T. Seaton, *J. Appl. Phys.*, **58** (12), R57 (1985). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.336205>
- [12] G.I. Stegeman, E.M. Wright, N. Finlayson, R. Zononi, C.T. Seaton, *J. Lightwave Technol.*, **6** (6), 953 (1988).
- [13] M.R. Litvinov, D.A. Konkin, A.I. Zarevich, R.V. Litvinov, in *2019 Int. Siberian Conf. on Control and Communications (SIBCON 2019)*, ed. by R.V. Litvinov (IEEE, 2019), p. 1–2. <https://doi.org/10.1109/SIBCON.2019.8729565>
- [14] Д.А. Конкин, А.А. Шибельгут, Р.В. Литвинов, *Изв. Самар. науч. центра РАН*, **17** (2), 83 (2015).
- [15] М. Абрамовиц, И. Стиган, *Справочник по специальным функциям* (Наука, М., 1979).