

09

Самоиндуцированная прозрачность в монослое черного фосфора

© Г.Т. Адамашвили

Грузинский технический университет, Тбилиси, Грузия
E-mail: guram_adamashvili@ymail.com.

Поступило в Редакцию 13 сентября 2017 г.

Построена теория оптического солитона самоиндуцированной прозрачности в монослое черного фосфора (фосфорена). Получены явные аналитические выражения для поверхностного солитона в фосфорене и других анизотропных двумерных материалах. Показано, что анизотропная проводимость фосфорена приводит к экспоненциальному затуханию амплитуды солитона поверхностной волны, которая сильно зависит от направления распространения импульса. Максимальное затухание амплитуды получено вдоль направления „кресло“.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.08.45970.17037

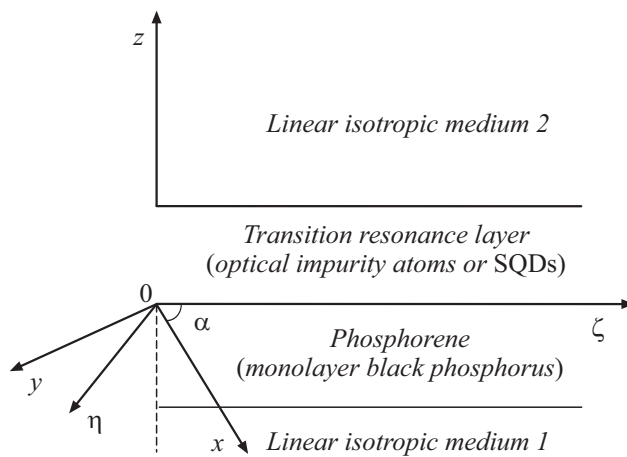
Фосфорен — двумерный атомный слой черного фосфора (ЧФ) — вызвал значительный интерес благодаря его замечательным оптическим характеристикам. Недавним достижением является экспериментальная реализация монослоя ЧФ, которая стимулировала интенсивные теоретические и экспериментальные исследования (см., например, [1,2]). В отличие от графена [3] в фосфорене атомы расположены так, что образуют сморщенную конфигурацию, которая приводит к сильным анизотропным оптическим свойствам в плоскости. Эксперимент доказал сильно анизотропный характер проводимости фосфорена [4]. Анизотропные оптические свойства ЧФ и других фосфороподобных материалов [5,6] делают их важными объектами для исследований и приложений. Двумерные анизотропные материалы вызвали значительный интерес из-за их применения в плазмонике, где можно возбуждать поверхностные плазмон-поляритоны (ППП). Одним из важных свойств ППП является их способность концентрировать энергию волны в области границы раздела, обеспечивая сильную связь ППП с фосфореном. По сравнению с графеновым плазмонином в фосфорене свойства ППП более разнообразны и интересны, поскольку дополнительно демонстрируют сильные анизотропные свойства. Одной из горячих

тем исследования является формирование резонансных солитонов или солитоноподобных нелинейных ППП. Нелинейные волны в двумерных структурах интенсивно изучались как теоретически [7–11], так и экспериментально [12–16]. Резонансные солитоны и бризеры ППП могут формироваться с помощью явления самоиндуцированной прозрачности (СИП) в поглощающей среде, а в усилителе может распространяться солитоноподобный импульс (π -импульс) [17]. Теоретические исследования СИП для солитонов были проведены в изотропном монослое графена для ППП [7] и волноводных мод [8], а также для бризера ППП [9]. В этих работах показано, что проводимость графена приводит к экспоненциальному затуханию интенсивностей солитонов и бризеров в процессе распространения.

В последнее время скалярные и векторные солитоны, а также некоторые солитоноподобные импульсы были экспериментально исследованы в тонких пленках ЧФ и поглотителе на основе квантовых точек ЧФ в легированном эрбием волокне лазерной полости [12–16]. Эти эксперименты показали, что параметры солитонов сильно зависят от направления распространения волны, что является следствием анизотропии ЧФ. Солитоны ППП возникают в различных физических ситуациях, однако возможность образования поверхностного солитона СИП в двумерных анизотропных оптически поглощающих материалах ранее не изучалась.

В настоящей работе теоретически исследуется солитон СИП для ППП в фосфоре (или фосфореноподобных анизотропных двумерных материалах) для изучения влияния сильной анизотропной оптической проводимости фосфора на солитон СИП.

Мы рассматриваем формирование оптического солитона СИП в фосфоре в случае, когда поперечно-магнитная ППП-мода с частотой $\omega \gg T^{-1}$ и шириной T распространяется вдоль положительной оси ξ . Монослой (или очень тонкий слой) ЧФ и тонкий переходный слой толщиной h , который содержит небольшую концентрацию n_0 невзаимодействующих полупроводниковых квантовых точек (ПКТ) или оптических примесных атомов, зажаты между двумя полупространствами. Для простоты предположим, что оба полупространства линейны и изотропны, а $h \ll \lambda$, где λ — длина волны ППП-моды. Среда 1 с диэлектрической проницаемостью ε_1 занимает область $z < 0$, а среда 2 с диэлектрической проницаемостью ε_2 занимает область $z > h$. Мы рассмотрим четырехслойную структуру: среда 1/фосфорен/резонансный



Направление распространения ППП-волны вдоль оси ξ . Оси координат ξ , η , x и y лежат в одной плоскости, перпендикулярной оси z . Направление оси x (или направление „кресло“) и направление y (или направление „зигзаг“) перпендикулярны оси z . Вектор электрического поля \mathbf{E} поверхностной поперечно-магнитной моды лежит в плоскости ξz . Вектор магнитного поля волны \mathbf{H} параллелен оси η . Переходный резонансный слой толщиной h содержит ПКТ или оптические примесные атомы. Фосфорен зажат между переходным слоем и средой 1 . Вектор поляризации \mathbf{P} примесных атомов или ПКТ направлен вдоль оси ξ .

переходный слой/среда 2 (см. рисунок). Анизотропия фосфорена в плоскости может быть выражена через декартовы координаты (x, y, z) с тензором оптической проводимости

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} \end{pmatrix},$$

где σ_{xx} и σ_{yy} — компоненты тензора проводимости вдоль направления „кресло“ (или направления вдоль оси x) и вдоль направления „зигзаг“ (или направления вдоль оси y) соответственно.

Для поперечно-магнитной ППП-моды электрическое поле $\mathbf{E}(E_\xi, 0, E_z)$ лежит в плоскости ξz , перпендикулярной границе раздела между двумя полупространствами ($z = 0$), а магнитное поле $\mathbf{H}(0, H_\eta, 0)$

направлено вдоль оси η . Рассмотрим ситуацию, когда координатные оси x , y , ξ и η лежат в одной плоскости, перпендикулярной оси z . Функции

$$U_1(\xi, z, t) = \int U_1(\Omega, Q) e^{\kappa_1(\Omega, Q)z + i(Q\xi - \Omega t)} dQ d\Omega, \quad z < 0,$$

$$U_2(\xi, z, t) = \int U_2(\Omega, Q) e^{-\kappa_2(\Omega, Q)z + i(Q\xi - \Omega t)} dQ d\Omega, \quad z > 0 \quad (1)$$

являются разложением Фурье компонент электрического и магнитного полей E_ξ , E_z , H_η поверхностной волны. Величины $\kappa_{1,2}^2 = Q^2 - \frac{\epsilon_{1,2}}{c^2} \Omega^2$ характеризуют поперечную структуру ППП и определяются с помощью уравнений Максвелла в полупространствах 1 и 2.

Граничные условия для ППП при $z = 0$ могут быть заданы формулами [8–10]

$$H_{1,\eta} - H_{2,\eta} = \frac{4\pi}{c} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + \sigma(\alpha) E_\xi \right], \quad E_{1,\xi} = E_{2,\xi}, \quad D_{1,z} = D_{2,z}. \quad (2)$$

Здесь $D_{1,2,z}$ — z -компоненты вектора электрической индукции в полупространствах, c — скорость света в вакууме. Поляризация резонансного переходного слоя дается формулой $\mathbf{P}(\xi, t) = \mathbf{e}_\xi p(\xi, t) \delta(z)$, где \mathbf{e}_ξ — единичный вектор поляризации вдоль оси ξ . Плотность электрического тока монослоя фосфорена может быть представлена как $J_\xi = \sigma(\alpha) E_\xi \delta(z)$, где $\sigma(\alpha) = \sigma_{xx} \cos^2 \alpha + \sigma_{yy} \sin^2 \alpha$ — оптическая проводимость в произвольном направлении ξ ; α — угол между осями ξ и x . Подставляя (1) в формулу (2), получим для ξ -компоненты электрического поля нелинейное волновое уравнение при $z = 0$

$$\int f(\Omega, Q) E_\xi(\Omega, Q) e^{i(Q\xi - \Omega t)} dQ d\Omega = -4\pi p(\xi, t) - 4\pi \sigma(\alpha) \int E_\xi(\xi, t) dt, \quad (3)$$

где

$$f(\Omega, Q) = \sum_{l=1,2} \frac{\epsilon_l}{\kappa_l}.$$

В (3) учитывается, что $E_\xi(\Omega, Q) = E_{1,\xi}(\Omega, Q) = E_{2,\xi}(\Omega, Q)$.

Используя метод медленно меняющегося профиля волны $E_\xi = \sum_{l=\pm 1} \widehat{E}_l Z_{-l}$, поляризацию примесных атомов (ПКТ) можно

записать как

$$p(\xi, t) = -in_0d \sum_{l=\pm 1} Z_{-l} \int g(\Delta)\rho^l d\Delta,$$

где \widehat{E}_l и ρ^l — медленно меняющиеся комплексные огибающие электрического поля и поляризации, $Z_1 = \exp(il(k\xi - \omega t))$ содержит быстро меняющуюся фазу несущей волны, d — электрический дипольный момент атомов примесей или ПКТ, $\Delta = \omega_0 - \omega$, $g(\Delta)$ — функция неоднородного уширения спектральной линии, ω_0 — частота атомного (ПКТ) перехода. Величина ρ^l определяется исходя из оптических уравнений Блоха [18]. Из волнового уравнения (3) получим закон дисперсии для ППП

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$$

и нелинейное уравнение для огибающей ППП при $z = 0$

$$\frac{\partial \widehat{E}_{-1}}{\partial \xi} + \frac{1}{V} \frac{\partial \widehat{E}_{-1}}{\partial t} = -\frac{4\pi n_0 d}{f_Q} \int g(\Delta)\rho^{-1} d\Delta - \frac{4\pi\sigma(\alpha)}{\omega f_Q} \widehat{E}_{-1}, \quad (4)$$

где

$$V = \frac{kc^2}{\omega} \frac{\varepsilon_2 \tilde{\kappa}_1^3 + \varepsilon_1 \tilde{\kappa}_2^3}{\varepsilon_2^2 \tilde{\kappa}_1^3 + \varepsilon_1^2 \tilde{\kappa}_2^3}, \quad \tilde{\kappa}_{1,2}^2 = k^2 - \frac{\varepsilon_{1,2}}{c^2} \omega^2, \quad f_Q = k \left(\frac{\varepsilon_2}{\tilde{\kappa}_2^3} + \frac{\varepsilon_1}{\tilde{\kappa}_1^3} \right). \quad (5)$$

Уравнение (4) для ППП с проводимостью является достаточно общим для описания различных нелинейных когерентных процессов образования нелинейных ППП в анизотропных двумерных материалах. Коэффициент затухания $\sigma(\alpha)$ в отличие от случая графена зависит от угла α . Используя теорию возмущений для метода обратной задачи (ТМОЗ) [9,17], мы можем определить эволюцию параметров и профиль оптического солитона, когда анизотропная проводимость монослоя ЧФ $\sigma(\alpha) \neq 0$. Солитонное решение системы (4) для ППП в фосфорене имеет вид

$$\widehat{E}_{-1}(\xi, \tau, \alpha) = \frac{2\Lambda_0 \hbar}{d} e^{i(\beta - 2\xi\tau)} \operatorname{sech}[2\Lambda(\tau - x_0)] e^{-\frac{4\pi\sigma(\alpha)}{\omega f_Q} \xi}, \quad (6)$$

где $\tau = t - \xi/V$, $2\Lambda_0 \hbar/d$ — амплитуда импульса, $\omega - 2\xi$ — мгновенная частота, $\beta + 2\Lambda\xi/c$ — фаза при фиксированном значении ξ , x_0 —

центральное положение импульса, которое определяет время задержки солитона в среде, Λ_0 — начальное значение Λ при $\xi = 0$, \hbar — постоянная Планка.

Формулы (1), (5) и (6) определяют параметры поверхностного солитона при любых значениях z , ξ и t , которые зависят от оптических атомов (ПКТ) через величину d , а также от диэлектрических проницаемостей двух соприкасающихся сред $\epsilon_{1,2}$, поперечной структуры ППП-моды $\kappa_{1,2}$, проводимости фосфорена σ и направления распространения через угол α . Из (6) видно, что зависящая от α оптическая проводимость фосфорена $\sigma(\alpha)$ экспоненциально уменьшает амплитуду поверхностного солитона СИП в процессе распространения. Направления распространения, соответствующие максимальному и минимальному затуханию амплитуды, лежат вдоль направлений оси x („кресло“) и оси y („зигзаг“) нанопленки ЧФ соответственно. Наиболее быстрое затухание интенсивности происходит, когда импульс распространяется вдоль направления „кресло“, $\alpha = 0$. Следует отметить, что представленный подход (ТМОЗ) является довольно общим и наряду с фосфореном может также применяться для других двумерных анизотропных материалов (например, для различных типов двумерных полупроводников: h -BN, MoSe₂, WSe₂ и т.д. [18, 19]), а также в случае, когда проводимость среды σ зависит не только от угла α , но и от волнового числа k и частоты ω несущей волны [1,20]. Более того, здесь мы рассмотрели случай аттенюатора, но этот подход может также применяться для усиливающей среды, экспериментально исследованной в [12–16]. Параметры оптического солитона в анизотропных и изотропных поглощающих средах имеют один и тот же порядок, и, следовательно, мы надеемся, что это явление будет наблюдаться экспериментально, а анизотропные оптические свойства поверхностного солитона в монослое (а также в тонком слое) ЧФ могут стимулировать развитие устройств, работающих на основе фосфорена.

Работа выполнена в рамках проекта № 217064 ННФ им. Ш. Руставели.

Список литературы

- [1] *Carvalho A., Wang M., Zhu X., Rodin A.S., Su H., Neto A.H.C.* // Nature Rev. Mater. 2016. V. 1. P. 16061.
- [2] *Bao Z.-W., Wu H.-W., Zhou Y.* // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 241902.

- [3] Geim A.K., Novoselov K.S. // *Nature Mater.* 2007. V. 6. P. 183–191.
- [4] Liu H., Neal A.T., Zhu Z., Xu X., Tomanek D., Ye P.D. // *ACS Nano.* 2014. V. 8. P. 4033–4041.
- [5] Zhang S., Wang N., Liu S., Huang S., Zhou W., Cai B., Xie M., Yang Q., Chen X., Zeng H. // *Nanotechnology.* 2016. V. 27. P. 274001.
- [6] Kamal C., Chakrabarti A., Ezawa M. // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 93. P. 125428.
- [7] Adamashvili G.T. // *Physica B.* 2014. V. 454. P. 45–49.
- [8] Адамашвили Г.Т. // *Оптика и спектроскопия.* 2015. Т. 119. № 2. С. 265–270.
- [9] Adamashvili G.T., Kaup D.J. // *Phys. Phys. A.* 2017. V. 95. P. 053801.
- [10] Адамашвили Г.Т., Адамашвили Н.Т., Пейкришвили М.Д., Моцонелидзе Г.Н., Коплатадзе Р.Р. // *Письма в ЖТФ.* 2009. Т. 35. В. 1. С. 35–40.
- [11] Nesterov M.L., Bravo-Abad J., Nikitin A., Garcia-Vidaland F., Martin-Moreno L. // *Laser Photon. Rev.* 2013. V. 7. P. L7–L11.
- [12] Sotor J., Sobon G., Macherzynski W., Paletko P., Abramski K.M. // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 107. P. 051108.
- [13] Li D., Jussila H., Karvonen L., Ye G., Lipsanen H., Chen X., Sun Z. // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. P. 15899.
- [14] Wang Z., Xu Y., Dhanabalan S.C., Sophia J., Zhao C., Xu C., Xie Y., Xiang Q., Li J., Zhang H. // *IEEE Photon. J.* 2016. V. 7. P. 1503310.
- [15] Song Y., Chen S., Zhang Q., Li L., Zhao L., Zhang H., Tang D. // *Opt. Express.* 2016. V. 24. P. 25933–25942.
- [16] Du J., Zhang M., Guo Z., Chen J., Zhu H., Hu G., Peng P., Zheng Z., Zhang H. // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. P. 42357.
- [17] Adamashvili G.T., Kaup D.J., Knorr A. // *Phys. Rev. A.* 2014. V. 90. P. 053835.
- [18] Cassabois G., Valvin P., Gil B. // *Nature Photon.* 2016. V. 10. P. 262–266.
- [19] Castellanos-Gomez A. // *Nature Photon.* 2016. V. 10. P. 202–204.
- [20] Saberi-Pouya S., Vazifehshenas T., Salavati-Fard T., Farmanbar M., Peeters F.M. // *arXiv:1704.05266v1 (condmat.mes-hall)* (18 Apr. 2017).