Солитонный механизм суперфлуоресценции в сверхрешётках на основе квази-двумерных перовскитов

© А.А. Гладкий[1], Н.Н. Розанов[1], Б.Д. Файнберг[2]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Physics Department, Faculty of Sciences, Holon Institute of Technology,
Holon, Israel

e-mail: andrewglatten@yandex.ru

Поступила в редакцию 05.05.2026 г.
В окончательной редакции 05.07.2026 г.
Принята к публикации 21.07.2026 г.

Развита солитонная модель высокотемпературной суперфлуоресценции в сверхрешётках на основе квазидвумерных перовскитов. Показано, что туннелирование экситонов между слоями сверхрешётки, характеризуемое параметром J, приводит к делокализации солитонного состояния по всей структуре. Установлено, что фундаментальный двумерный солитон в пространстве квазиимпульсов сохраняет свою структуру. Однако при переходе в реальное пространство он трансформируется в бризер, временные осцилляции которого обусловлены межслойным туннелированием. Полученные результаты расширяют солитонную теорию суперфлуоресценции на случай периодических структур и предсказывают новый тип когерентных возбуждений в перовскитных сверхрешётках.

Ключевые слова: суперфлуоресценция, солитоны, бризеры, сверхрешётки, квазидвумерные перовскиты, экситоны, квантовая когерентность, нелинейное уравнение Шрёдингера, межслойное туннелирование.

DOI: 10.61011/OS.2026.08.63718.10320-26

Введение

Высокотемпературная суперфлуоресценция (СФ) в тонких плёнках гибридных перовскитов [1,2] представляет собой яркий пример возникновения макроскопической квантовой когерентности в реалистичных условиях при комнатной температуре, и поэтому представляет значительный интерес для квантовых технологий. Свойства СФ перовскитов могут быть улучшены с использованием структур сверхрешёток [3–5]. Недавно Вильденборг и соавторы наблюдали СФ при комнатной температуре в периодической сверхрешёточной структуре квазидвумерных (2D) металлогалогенидных перовскитов [5]. Периодическое расположение равномерно разнесённых слоёв образует сверхрешётку, в которой каждый слой выступает в роли отдельного излучателя. Поскольку излучатели расположены в решётке, они излучают когерентно, и коллективный дипольный момент системы $\mathbf{D}$ становится пропорциональным дипольному моменту одиночного излучателя $\mathbf{d}_0$, умноженному на число излучателей $\tilde{N}$, т.е. $\mathbf{D} = \tilde{N}\mathbf{d}_0$. В результате выходная интенсивность системы масштабируется как $\tilde{N}^2$, что является характерным признаком сверхизлучения.

Недавно нами была разработана модель высокотемпературной СФ в тонких плёнках гибридных перовскитов [6], включающая квазидвумерный экситон Ваннье в тонкой плёнке, взаимодействующий с фононами через продольно-оптическое (LO) фонон-экситонное взаимодействие Фрелиха. С помощью многоконфигурационного приближения Хартри были получены уравнения движения для одноэкситонной волновой функции в импульсном (волновом $\mathbf{q}$) пространстве, где колебательные степени свободы взаимодействуют с экситоном Ваннье через среднеполевое хартриевское слагаемое [7]. В работе [8] эти уравнения были сведены к двумерному нелокальному нелинейному уравнению Шрёдингера (НУШ), широко используемому в теории солитонов [9,10]. Примечательно, что солитонные модели высокотемпературной СФ в перовскитах независимо были предложены в экспериментальных [11] и теоретических [8] исследованиях. В работе [8] нами был получен устойчивый двумерный фундаментальный солитон в тонких плёнках гибридных перовскитов. В настоящей работе мы обобщаем двумерное нелокальное НУШ на структуры сверхрешёток и предсказываем существование в таких системах бризера, который в каждый момент времени представляет собой двумерный фундаментальный солитон в плоскостях слоёв ($\mathbf{R}$).

Модель и численные результаты

Рассмотрим сверхрешётку в направлении z, перпендикулярном $\mathbf{R}$. Туннелирование экситонов в сверхрешётке можно описать с помощью модели френкелевского экситона одномерного агрегата вдоль оси Z — координаты центра масс электрона и дырки в направлении z. Действительно, 2D-экситоны относительно координат x и y ($\mathbf{R}$) будут локализованы относительно Z и играть роль „молекулы“ в картине френкелевских экситонов. Можно пренебречь перекрытием волновых функций 2D-экситонов („молекул“), принадлежащих разным слоям,

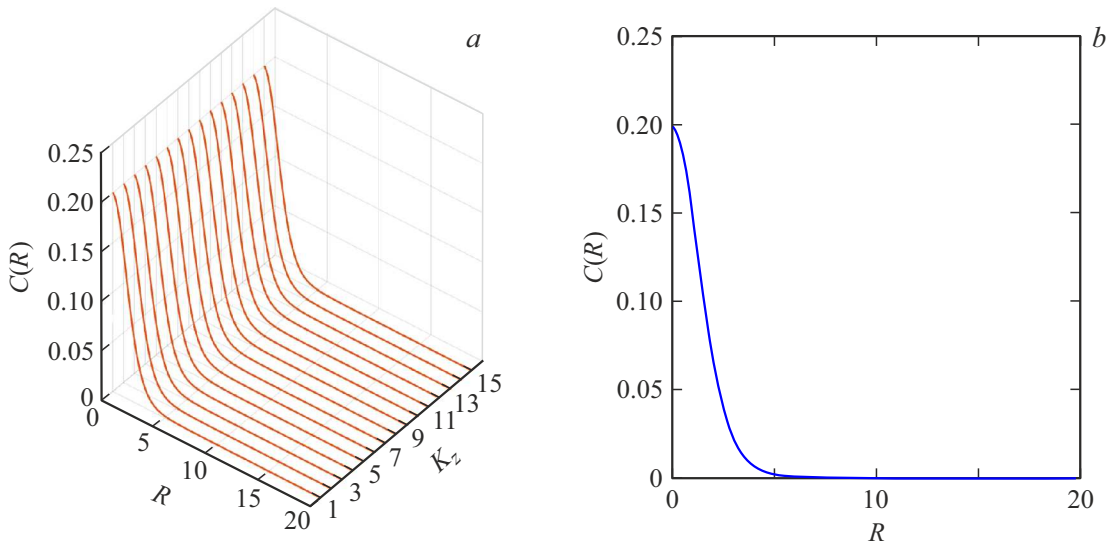


Рис. 1. Слева: радиально-симметричные профили $\tilde{C}(K_Z, R, t)$ сверхрешётки для $\tilde{N} = 15$. Справа: график, показывающий суперпозицию всех распределений по K_Z.

как это принято в теории экситонов Френкеля. Также можно учесть туннелирование экситонов между слоями сверхрешётки (параметр J). Будем учитывать взаимодействие только между ближайшими соседями, как это принято для одномерных агрегатов.

Собственные значения энергии и собственные функции одномерного агрегата хорошо известны [12–16]:

$$E_{K_Z} = \hbar\bar{W}_0 + 2\hbar J \cos\left(\frac{\pi K_Z}{\tilde{N}+1}\right), \tag{1}$$

$$|K_Z\rangle = \sum_{n=1}^{\tilde{N}} U_{K_Z n}\,|ne\rangle = \sqrt{\frac{2}{\tilde{N}+1}} \sum_{n=1}^{\tilde{N}} \sin\left(\frac{\pi n K_Z}{\tilde{N}+1}\right)|ne\rangle\,,$$

$$|ne\rangle = \sum_{K_Z=1}^{\tilde{N}} U_{nK_Z}\,|K_Z\rangle = \sqrt{\frac{2}{\tilde{N}+1}} \sum_{K_Z=1}^{N} \sin\left(\frac{\pi n K_Z}{\tilde{N}+1}\right)|K_Z\rangle\,,$$

где $K_Z = 1, \ldots, \tilde{N}$ — дискретные волновые векторы, $U_{K_Z n} = \sqrt{\frac{2}{\tilde{N}+1}} \sin\left(\frac{\pi n K_Z}{\tilde{N}+1}\right)$ — унитарная матрица, n-й излучатель расположен в $Z_n = nd$, где d — период сверхрешётки, а $\tilde{N}$ — число слоёв в сверхрешётке. Здесь $|ne\rangle$ соответствует 2D-экситону, возбуждённому в слое номер n. Как видно из уравнения (1), сверхрешётка приводит к образованию минизон.

Мы будем работать в базисе волновых функций $|\mathbf{R}, K_Z\rangle = |\mathbf{R}\rangle\,|K_Z\rangle$. Тогда волновая функция рассматриваемой системы может быть записана в виде

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{\mathbf{R}K_Z} C(K_Z, \mathbf{R}, t)|\mathbf{R}\rangle|K_Z\rangle,$$

где $\mathbf{R} = (R, \varphi)$.

Для радиально-симметричного случая в плоскости (x, y) можно показать, что

$$\tilde{C}(K_Z, R, \varphi, t) = C(K_Z, R, \varphi, t) \times \exp\left[i\left(\bar{W}_0 + 2J\cos\left(\frac{\pi K_Z}{\tilde{N}+1}\right)\right)t\right]$$

подчиняется уравнению

$$\left\{ i\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar}{2M^*}\left[\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial}{\partial R}\right) + \frac{1}{R^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right] + \sum_{K_{Z'}} \frac{4\pi l G_0}{l_0^3} \exp\left(-\frac{R^2}{\rho^2}\right) \int_0^\infty dR' R' \left|\tilde{C}(K_{Z'}, R', \varphi, t)\right|^2 \times \exp\left(-\frac{R'^2}{\rho^2}\right)\left[\left(1 - \frac{R'^2 + R^2}{\rho^2}\right) I_0\left(\frac{2R'R}{\rho^2}\right) + \frac{2R'R}{\rho^2} I_1\left(\frac{2R'R}{\rho^2}\right)\right]\right\}\tilde{C}(K_Z, R, \varphi, t) = 0, \tag{2}$$

где $I_n(A)$ — модифицированные функции Бесселя первого рода. Уравнение (2) является обобщением уравнения (57) работы [8] на случай сверхрешётки. Поэтому можно ожидать решения в виде фундаментального солитона, аналогичного решению уравнения (57) из [8]. Однако такой солитон будет солитоном в импульсном пространстве (K_Z) относительно движения вдоль Z, т.е. он не будет локализован в пределах одного слоя в отличие от фундаментального солитона в отсутствие сверхрешётки. Кроме того, благодаря образованию минизон можно наблюдать фазовую модуляцию, зависящую от K_Z. Действительно,

$$C(K_Z, R, \varphi, t) = \tilde{C}(K_Z, R, \varphi, t) \times \exp\left[-i\left(\bar{W}_0 + 2J\cos\left(\frac{\pi K_Z}{\tilde{N}+1}\right)\right)t\right]. \tag{3}$$

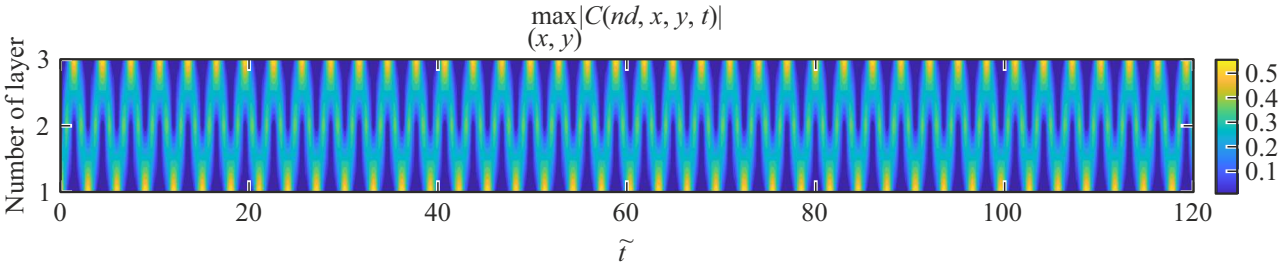


Рис. 2. Максимальное значение $C(nd, R, \varphi, t)$ как функция времени для $J = 2000\,\mathrm{cm}^{-1}$ и $\tilde{N} = 3$.

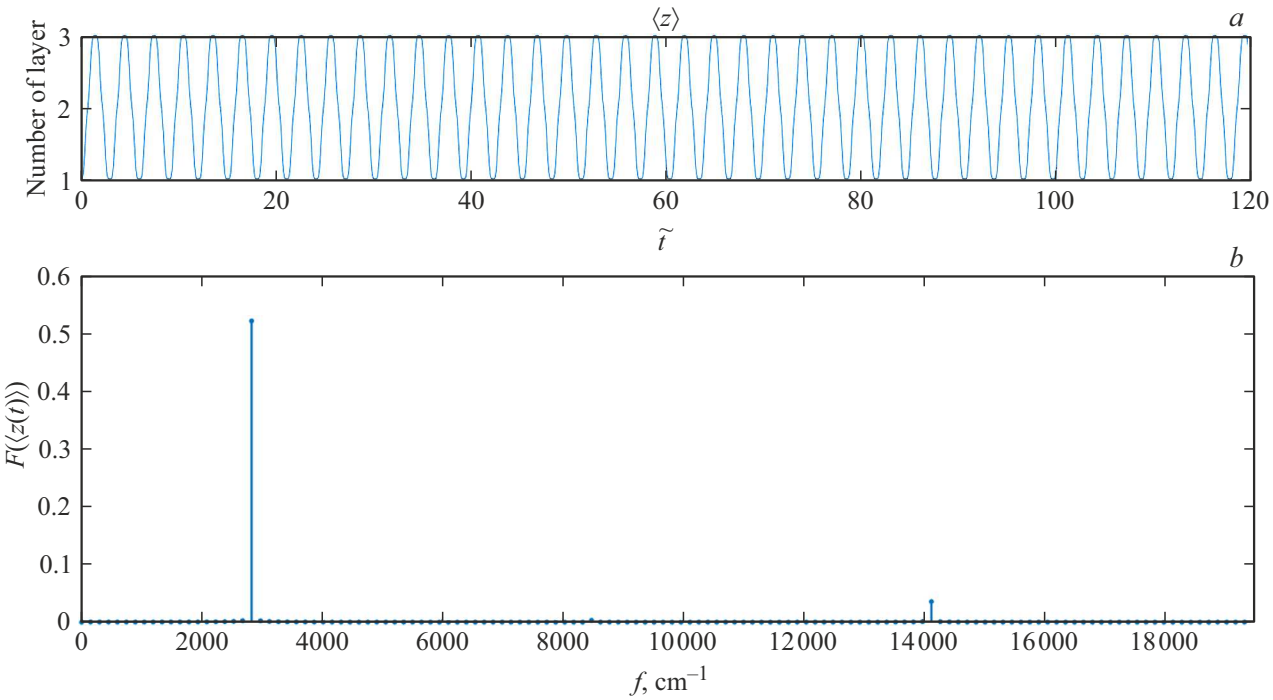


Рис. 3. Средняя координата $\langle Z(t)\rangle$ как функция времени (a) и спектр $\langle Z(t)\rangle$ (b) для $J = 2000\,\mathrm{cm}^{-1}$ и $\tilde{N} = 3$.

На рис. 1 показаны радиально-симметричные профили $\tilde{C}(K_Z, R, t)$ сверхрешётки для $\tilde{N} = 15$ (слева). Справа приведён график суперпозиции всех распределений по K_Z. Наблюдается полное совпадение, что и следовало ожидать, поскольку уравнение (2) симметрично относительно K_Z. Для расчёта амплитуды солитона в слое n, $C(nd, R, \varphi, t)$, рассмотрим величину $\langle \mathbf{R}, ne|\Psi(t)\rangle$. Используя соотношения (1), получаем

$$\langle \mathbf{R}, ne|\Psi(t)\rangle = \sqrt{\frac{2}{\tilde{N}+1}} \sum_{K_Z} C(\mathbf{R}, K_Z, t) \sin\left(\frac{\pi n K_Z}{\tilde{N}+1}\right), \quad (4)$$

где выражение $\sqrt{\frac{2}{\tilde{N}+1}} \sum_{K_Z} C(\mathbf{R}, K_Z, t) \sin\left(\frac{\pi n K_Z}{\tilde{N}+1}\right)$ можно рассматривать как амплитуды $C(nd, R, \varphi, t)$. Иными словами $C(nd, R, \varphi, t)$ является синус-преобразованием Фурье от $C(\mathbf{R}, K_Z, t)$.

Мы рассчитали максимальное значение $C(nd, R, \varphi, t)$ как функцию времени для $J = 2000\,\mathrm{cm}^{-1}$ и $\tilde{N} = 3$ (рис. 2). Видны временные колебания рассматриваемой величины (в основном для слоёв $n = 1$ и 3), характерные для бризера. Для проверки этого мы рассчитали среднюю координату $\langle Z(t)\rangle$ (рис. 3, *a*) и спектр $\langle Z(t)\rangle$ (рис. 3, *b*). Видны колебания с частотой около $2800\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Заключение

Мы распространили солитонную модель высокотемпературной СФ в перовскитах на сверхрешётки. Благодаря межслоевому туннелированию, характеризуемому параметром J, солитон перестаёт быть ограниченным одним слоем и становится делокализованным по всей сверхрешётке. Следовательно, когерентное сверхизлучающее состояние, связанное с солитоном и подавляющее дефазировку, обусловленную экситон–LO-фононными взаимодействиями, также распространяется по всей сверхрешётке, что усиливает её сверхизлучающие свойства. Кроме того, фундаментальный двумерный солитон, образующийся в одиночной тонкой плёнке перовскита, со-

храняет свой фундаментальный характер в импульсном пространстве, связанном с движением перпендикулярно слоям сверхрешётки. В соответствующем представлении в реальном пространстве он превращается в бризер, временны́е осцилляции которого обусловлены межслоевым туннелированием.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке Государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017.

Благодарности

Б. Файнберг благодарит Европейскую Кооперацию в Науке и Технологии (COST Action No. CA24109-QOpen (Many-body Open Quantum Systems)).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

Список литературы

[1] M. Biliroglu, G. Findik, J. Mendes, D. Seyitliyev, L. Lei, Q. Dong, Y. Mehta, V.V. Temnov, F. So, K. Gundogdu. Nature Photonics, **16**, 324 (2022). DOI: 10.1038/s41566-022-00974-4
[2] Y. Tang, H.T. Ching, G. Ong, C. Kulshreshtha, Z. Xing, H.A. Dewi, L.R.W. White, K.J. How, L.C. Kwek, T.C. Sum, S.G. Mhaisalkar, A. Bruno. Adv. Mater., **38**, e18842 (2026). DOI: 10.1002/adma.202518842
[3] G. Raino, M.A. Becker, M.I. Bodnarchuk, R.F. Mahrt, M.V. Kovalenko, T. Stoferle. Nature, **563**, 671 (2018). DOI: 10.1038/s41586-018-0683-0
[4] I. Cherniukh, G. Raino, T. Stoferle, M. Burian, A. Travesset, D. Naumenko, H. Amenitsch, R. Erni, R.F. Mahrt, M.I. Bodnarchuk, M.V. Kovalenko. Nature, **593**, 535 (2021). DOI: 10.1038/s41586-021-03492-5
[5] A.J. Wildenborg, R.J. Munter, F. Freire-Fernandez, E.T.F. Freitas, J.Y. Suh. ACS Photonics (2025). DOI: 10.1021/acsphotonics.5c00271
[6] B.D. Fainberg, V.A. Osipov. J. Chem. Phys., **161** (11), 114705 (2024). DOI: 10.1063/5.0226221
[7] V.A. Osipov, B. Fainberg. Phys. Rev. B, **107**, 075404 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevB.107.075404
[8] A.A. Gladkij, N.A. Veretenov, N.N. Rosanov, B.A. Malomed, V.A. Osipov, B.D. Fainberg. Phys. Rev. B, **113**, 195439 (2026). DOI: 10.1103/s5h7-rpmk
[9] W. Krolikowski, O. Bang. Phys. Rev. E, **63**, 016610 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevE.63.016610
[10] B.A. Malomed. Symmetry, **14**, 1565 (2022). DOI: 10.3390/sym14081565
[11] M. Biliroglu, M. Turel, A. Ghita, M. Kotyrov, X. Qin, D. Seyitliyev, N. Phonthiptokun, M. Abdelsamei, J. Chai, R. Su, U. Herath, A.K. Swan, V.V. Temnov, V. Blum, F. So, K. Gundogdu. Nature, **642**, 71 (2025). DOI: 10.1038/s41586-025-08669-8
[12] E. Fradkin. *Field Theories of Condensed Matter Systems* (Addison-Wesley, New York, 1991).
[13] D.B. Chesnut, A. Suna. J. Chem. Phys., **39** (1), 146 (1963).
[14] F.C. Spano. Phys. Rev. Lett., **24** (24), 3424 (1991).
[15] S. Mukamel. *Principles of Nonlinear Optical Spectroscopy* (Oxford University Press, New York, 1995).
[16] B.N. Levinsky, B.D. Fainberg, L.A. Nesterov, N.N. Rosanov. Chem. Phys., **473**, 1 (2016). DOI: 10.1016/j.chemphys.2016.05.005