

ISSN 1561-8323 (Print)
ISSN 2524-2431 (Online)

УДК 539.184
<https://doi.org/10.29235/1561-8323-2026-70-2-119-125>

Поступило в редакцию 16.01.2026
Received 16.01.2026

М. А. Анцух, член-корреспондент Д. С. Могилевцев

*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
Минск, Республика Беларусь
пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь*

ДЕЛЕНИЕ СОСТОЯНИЙ И НЕКЛАССИЧЕСКАЯ ГИБРИДИЗАЦИЯ ПРИ ПОМОЩИ АНДЕРСОНОВСКОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ

Аннотация. В данной работе показывается, что андерсоновская локализация электромагнитного поля в цепочке связанных волноводов может быть использована для реализации делителя, позволяющего распределить исходное состояние по нескольким волноводам. Продемонстрировано, что, несмотря на шумовую природу андерсоновской локализации, предложенный делитель может осуществлять гибридизацию неклассических и классических состояний с получением на выходе набора неклассических состояний. Эффект продемонстрирован для гибридизации однофотонного и когерентного состояний.

Ключевые слова: топологическая фотоника, деление квантового состояния, андерсоновская локализация, модель Су–Шриффера–Хигера

Для цитирования. Анцух, М. А. Деление состояний и неклассическая гибридизация при помощи андерсоновской локализации / М. А. Анцух, Д. С. Могилевцев // Доклады Национальной академии наук Беларуси. – 2026. – Т. 70, № 2. – С. 119–125. <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2026-70-2-119-125>

Maksim A. Antsukh, Corresponding Member Dmitri S. Mogilevtsev

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus
68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus*

STATE SPLITTING AND NON-CLASSICAL HYBRIDIZATION BY ANDERSON LOCALIZATION

Abstract. In this study, we demonstrate that Anderson localization of the electromagnetic field in a chain of coupled waveguides can be implemented to realize a multiple-output beam-splitter. We demonstrate that despite the inherently noisy character of Anderson localization, our beam-splitting device is able to realize hybridization of classical and non-classical states with several non-classical states as the output. This effect is illustrated by means of the example of single-photon state hybridization with the coherent state.

Keywords: topological photonics, Anderson localization, quantum state splitting, Su–Schrieffer–Heeger model

For citation. Antsukh M. A., Mogilevtsev D. S. State splitting and non-classical hybridization by Anderson localization. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2026, vol. 70, no. 2, pp. 119–125 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2026-70-2-119-125>

Введение. Открытие целочисленного квантового эффекта Холла [1] и последующие успехи в развитии концепций топологических фаз вещества в физике конденсированного состояния сделали актуальным вопрос существования и возможного применения топологических фаз также и в фотонике. основополагающая работа [2], в которой была показана возможность существования нетривиальной топологической зонной структуры в фотонном кристалле, и последующая реализация фотонного топологического изолятора [3; 4] привели к рождению топологической фотоники, которая к настоящему моменту времени представляет собой обширную и стремительно развивающуюся область исследований, находящую применения в интегральной оптике и квантовой информатике [5; 6]. Немаловажную роль в фотонных реализациях квантово-информационных систем играет распределение квантового состояния между отдельными узлами сети (например, между волноводами) [7; 8]. Деление состояния должно осуществляться устойчивым к внешним возмущениям образом, и весьма полезной является возможность гибридизации классических

и неклассических состояний для получения нужного числа неклассических состояний из ограниченного начального набора неклассических и произвольного набора простых в генерации классических состояний [9].

Перспективной платформой для подобного рода устойчивого деления и гибридизации состояния представляются системы, демонстрирующие топологические свойства, а именно, наличие устойчивых к локальным возмущениям (так называемому статическому шуму) системы краевых состояний, ввиду топологической нетривиальности проявляющих свойство так называемой симметричной защиты [10]. Простейшей подобной системой, привлекающей значительный интерес как вследствие простоты и богатства проявляемых физических свойств, так и вследствие практической значимости, является одномерная цепочечная модель Су–Шриффера–Хигера (СШХ) [11]. Данная модель и ее простые обобщения используются для создания схем переноса квантового состояния [12] и при создании топологических делителей пучка [13; 14].

Следует отметить, что сильные локальные возмущения, сопоставимые величиной с константами связи между элементами СШХ цепочки, могут разрушать топологически локализованные состояния – но они могут приводить к проявлению другого фундаментального эффекта, а именно, андерсоновской локализации [5; 15]. Особый интерес к режиму сильных возмущений вызвало то, что статический шум может перевести систему из топологически тривиальной фазы в нетривиальную при сохранении локализации [16]. Также было показано, что при делении состояния в области андерсоновской локализации в цепочках могут сохраняться неклассические свойства состояний света вопреки наличию сильного статического шума [17].

В данной работе мы показываем, что СШХ модель даже в режиме сильных возмущений может служить и делителем состояния, и гибридизатором неклассических и классических состояний. На примере гибридизации однофотонного и классического когерентного состояний мы показываем, что СШХ цепочка в режиме сильного статического шума может давать на выходе набор неклассических состояний.

Материалы и методы исследования. Мы рассматриваем СШХ модель как цепочку, состоящую из $2N$ резонансных одномодовых волноводов. Гамильтониан подобной системы имеет стандартный вид (здесь и далее используем систему единиц, в которой постоянная Планка $\hbar = 1$):

$$\hat{H} = \sum_j \left(u_j \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_{j+1} + u_j^* \hat{a}_{j+1}^\dagger \hat{a}_j \right), \quad (1)$$

где $\hat{a}_j^\dagger (\hat{a}_j)$ – бозонные операторы рождения (уничтожения) фотона в j -м волноводе; u_j – константы унитарного взаимодействия волноводов между собой. СШХ модель реализуется, когда в гамильтониане (1) чередуются константы взаимодействия $u_{2j-1} = u_1, u_{2j} = u_2, j = \overline{1, N}$ [11]. В дальнейшем нам будет удобно ввести следующую параметризацию постоянных туннелирования, принимаемых для простоты вещественными:

$$u_{2j} = u \sin \theta, \quad u_{2j-1} = u \cos \theta, \quad j = \overline{1, N},$$

где параметр $\theta \in [0, \pi / 2]$ – угол асимметрии. Также мы предполагаем, что константы u_j подвергаются случайному шуму с нулевым средним, $\mu_j^{(k)}$, где индекс k нумерует реализацию шума. Шумы μ_j предполагаются взаимно независимыми и гауссовскими. Распространение света в массиве волноводов может быть описано посредством системы уравнений Гейзенберга:

$$\frac{d}{dt} \hat{a}_j^{(k)}(t) = -i \left(u_j + \mu_j^{(k)} \right) \hat{a}_{j+1}(t) - i \left(u_{j-1} + \mu_{j-1}^{(k)} \right)^* \hat{a}_{j-1}(t), \quad (2)$$

решение которой представляется в виде

$$\hat{a}_j^{(k)}(t) = \sum_m U_{jm}^{(k)}(t) \hat{a}_m(0),$$

где $U_{jm}^{(k)}(t)$ – элементы эволюционного оператора. Интересующие нас величины – среднее число фотонов в волноводе

$$n_s(t) = \left\langle \left\langle \hat{a}_s^\dagger(t) \hat{a}_s(t) \right\rangle \right\rangle_c, \quad (3)$$

где усреднение $\left\langle \left\langle \dots \right\rangle \right\rangle_c$ происходит как по начальному квантовому состоянию s -й моды, так и по классическим реализациям и нормированная корреляционная функция 2-го порядка:

$$g_s^{(2)} = \frac{\left\langle \left\langle \left(\hat{a}_s^\dagger(t) \right)^2 \hat{a}_s^2(t) \right\rangle \right\rangle_c}{n_s^2(t)}, \quad (4)$$

определяющая ширину распределения числа фотонов в s -й моде, а также Q -параметр Манделя, показывающий избыток либо недостаток шума интенсивности поля по сравнению с классическим когерентным состоянием

$$Q_s(t) = n_s(t)(g_s^{(2)}(t) - 1). \quad (5)$$

Отрицательность параметра Манделя (5) свидетельствует о субпуассоновости, т. е. неклассичности состояния.

Следует отметить, что пространство параметров модели СШХ разделяется точкой $\theta = \pi/4$ на две области – тривиальную ($\theta < \pi/4$) и топологическую ($\theta > \pi/4$). Топологическая фаза решетки характеризуется наличием локализованных краевых состояний. Населенность этих состояний экспоненциально затухает в глубь решетки как $n_j \propto \cot^{2j}(\theta)$, j отсчитывает расстояние от края решетки (в узлах). Ключевое свойство краевых состояний, которое непосредственно и находит практические приложения при управлении квантовым возбуждением [10; 12] – устойчивость к возмущениям системы, сохраняющим симметрии гамильтониана. Обусловлено это тем, что невозмущенный гамильтониан СШХ модели обладает хиральной симметрией, а недиагональный шум $\mu_j^{(k)}$ сохраняет хиральную симметрию.

Отдельно отметим, что ради демонстрации принципиальной возможности обсуждаемых эффектов мы не рассматриваем здесь эффекты затухания, безусловно, присутствующие в реальных системах.

Результаты и их обсуждение. В качестве демонстрации свойств СШХ модели мы сначала покажем, как происходит деление единственного начального когерентного состояния с ненулевой амплитудой в топологически нетривиальном случае, а также рассмотрим как топологическая локализация переходит в андерсоновскую при возрастании шума. В дальнейшем мы фиксируем угол асимметрии $\theta = \pi/3$. В случае когерентных начальных состояний операторные уравнения (2) можно заменить уравнениями для когерентных амплитуд, $\hat{a}_s \rightarrow \alpha_s$, а наблюдаемые (3) и (4) принимают следующий вид: $\left\langle \left(\hat{a}_s^\dagger \right)^2 \hat{a}_s^2 \right\rangle = |\alpha_s|^4$, $\left\langle \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \right\rangle = |\alpha_s|^2$.

На рис. 1 изображено распределение поля по волноводам в два достаточно больших момента времени (т. е. значительно превышающих обратную константу взаимодействия, u^{-1}), для разных значений шума и для единственного начального когерентного состояния с амплитудой 10 в первом волноводе. На рис. 1 показаны как результаты усреднения по реализациям шума, так и примеры для одиночных реализаций. Рис. 1, *a* демонстрирует топологическую локализацию в отсутствии шума.

Можно видеть, что стационарное распределение, свойственное топологической локализации, устанавливается на достаточно больших временах ($ut = 10$, очевидно, не является достаточным). Кроме того, в делении состояний по волноводам отчетливо просматривается бинарная структура: поле локализуется либо в четных, либо в нечетных узлах цепочки СШХ. В случае относительно слабого шума, $\sigma / u_1 = 0,5$, топологическая фаза решетки и краевое состояние не разрушаются. На рис. 1, *b* заметна такая же бинарная структура, как и на рис. 1, *a*, хотя усреднение по реализациям заметно ее сглаживает. Для случая значительного шума, изображенного на рис. 1, *c*, *d*, бинарная структура отсутствует. Топологическая локализация сменяется андерсоновской (подчеркнем, что андерсоновская локализация наблюдается и на одной реализации шума). Можно заметить существенную особенность, отличающую деление пучка за счет топологической локализации и за счет

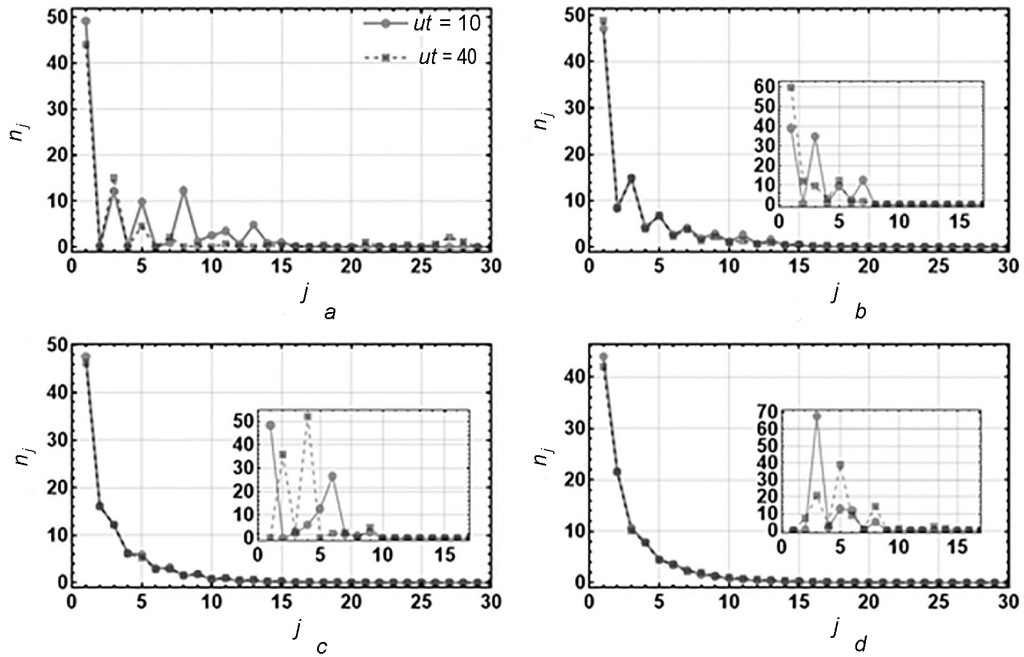


Рис. 1. Распределение интенсивностей в первых тридцати волноводах для двух различных времен распространения. На всех графиках сплошная кривая соответствует $ut = 10$, пунктирная – $ut = 40$. Величина шума для графиков $a-d$ составляет $\sigma / u_1 = 0, \sigma / u_1 = 0,5, \sigma / u_1 = 1$ и $\sigma / u_1 = 2$ соответственно. На вставках показаны интенсивности для одной реализации шума при его величине, соответствующей основному графику. Длина решетки $2N = 100$; усреднение было проведено по $M = 10^4$ реализациям

Fig. 1. Mean photon number distribution for the first 30 waveguides at two different values of propagation time ut : solid curve corresponds to $ut = 10$, while dashed corresponds to the $ut = 40$. The disorder strengths were fixed as $\sigma / u_1 = 0, \sigma / u_1 = 0.5, \sigma / u_1 = 1$ and $\sigma / u_1 = 2$ for the plots $a-d$ correspondingly. Chain length is $2N = 100$. For all the curves on the main panels the averaging was done over $M = 10^4$ noise realizations

андерсоновской: для андерсоновской можно подобрать реализацию шума, обеспечивающую желаемое распределение интенсивностей, оставаясь при том в области локализации.

Для демонстрации установления стационарной локализации и различия между топологической и андерсоновской локализацией на рис. 2 показаны распределения интенсивностей для различных значений шума в логарифмической шкале. Величины шума для графиков на рис. 2 были выбраны как $\sigma / u_1 = 1, \sigma / u_1 = 2, \sigma / u_1 = 3$ и $\sigma / u_1 = 4$. На рис. 2 хорошо заметны характерные особенности андерсоновской локализации: прежде всего, с усилением шума стираются всякие следы бинарной структуры цепочки СШХ; также на больших временах отчетливо заметен двухэкспоненциальный характер распределения. Поле распределяется по всей решетке – но вблизи края, где локализуется большая часть поля, интенсивность поля спадает быстрее, чем вне области локализации.

В свете таких особенностей, а именно, медленности установления локализованного состояния и распределения поля по всей решетке, удивительным является возможность деления поля при сохранении неклассических свойств, как правило, весьма хрупких по отношению к потерям [16]. Тем более примечательной является возможность гибридизации, т. е. «размножения» неклассических состояний при их интерференции в области андерсоновской локализации с классическим полем.

В качестве примера рассмотрим гибридизацию однофотонного состояния с когерентным, т. е. следующее начальное состояние всей системы:

$$|\psi(0)\rangle = \hat{a}_f^\dagger \hat{D}_c(\alpha) |\text{vac}\rangle, \quad (6)$$

где $\hat{D}_c(\alpha) = \exp(\alpha \hat{a}_c^\dagger - \alpha^* \hat{a}_c)$ – оператор когерентного сдвига; $|\text{vac}\rangle = \prod_{j=1}^{2N} |0\rangle_j$ – вакуумное состояние всей системы; также отметим, что данное состояние является нормированным для $f \neq c$, что далее и предполагается.

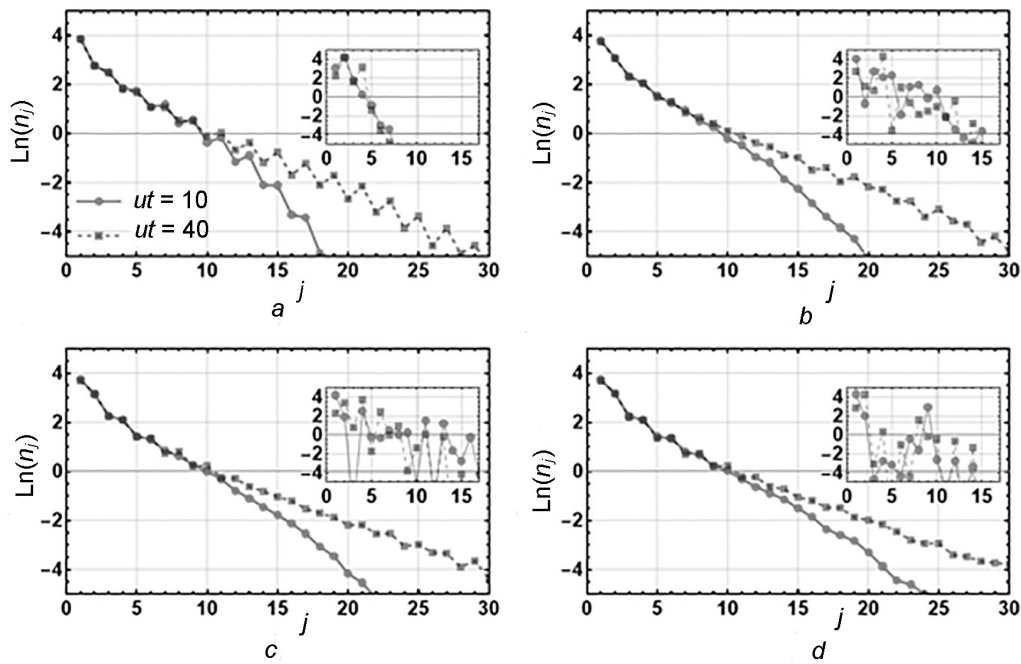


Рис. 2. Распределение интенсивностей в первых тридцати волноводах для двух различных времен распространения в логарифмическом масштабе по оси интенсивностей. Величины шума для графиков *a–d* были выбраны $\sigma / u_1 = 1$, $\sigma / u_1 = 2$, $\sigma / u_1 = 3$ и $\sigma / u_1 = 4$ соответственно

Fig. 2. Mean photon number distribution for the first 30 waveguides at two different values of propagation in logarithmic scale and using the values $\sigma / u_1 = 1$, $\sigma / u_1 = 2$, $\sigma / u_1 = 3$ и $\sigma / u_1 = 4$ for the plots *a–d* correspondingly

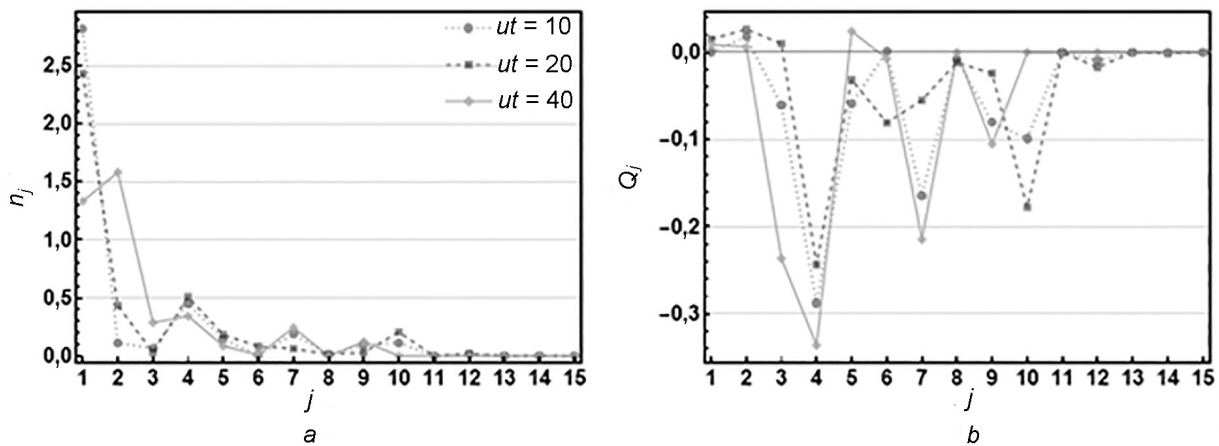


Рис. 3. Распределение интенсивностей (*a*) и параметра Мандела (*b*) в первых десяти волноводах для различных времен распространения в случае начального состояния, задаваемого уравнением (6) с $f = 3$, $c = 1$, $\alpha = \sqrt{3}$.

На всех графиках точечная кривая соответствует $ut = 10$, пунктирная – $ut = 20$ и сплошная – $ut = 40$; величина шума $\sigma / u_1 = 2$; длина решетки $2N = 100$

Fig. 3. Distribution of intensities (*a*) and the Mandel parameter (*b*) in the first ten waveguides for different propagation times in the case of the initial state given by equation (6) with $f = 3$, $c = 1$, $\alpha = \sqrt{3}$. In all graphs, the dotted curve corresponds to $ut = 10$, the dashed curve to $ut = 20$, and the solid curve to $ut = 40$; the noise level is $\sigma / u_1 = 2$; the grating length is $2N = 100$

Для начального состояния (6) величины (3)–(5) принимают следующий вид:

$$n_s(t) = |U_{fs}(t)|^2 + |\alpha|^2 |U_{cs}(t)|^2,$$

$$g_s^{(2)}(t) = \frac{4|\alpha|^2 |U_{fs}(t)|^2 |U_{cs}(t)|^2 + |\alpha|^4 |U_{cs}(t)|^4}{\left(|U_{fs}(t)|^2 + |\alpha|^2 |U_{fs}(t)|^2\right)^2},$$

$$Q_s(t) = 2|U_{fs}(t)|^2 - \frac{3|U_{fs}(t)|^4}{|U_{fs}(t)|^2 + |\alpha|^2 |U_{cs}(t)|^2}.$$

На рис. 3 изображен результат процесса гибридизации однофотонного состояния (в начальный момент времени в третьем волноводе) и когерентного состояния с амплитудой $\alpha = \sqrt{3}$ (в начальный момент времени в первом волноводе). Видно, что возможно выбрать реализацию шума такую, чтобы реализовать деление пучка, сохраняя при том неклассические свойства ($Q < 0$ у нескольких волноводов можно видеть на рис. 3, *b*). Таким образом, получившуюся систему можно рассматривать как андерсоновский делитель пучка, обеспечивающий возможность размножения неклассических состояний путем гибридизации классического и неклассического состояний.

Заключение. В данной работе мы показали, что андерсоновская локализация в простейшей СШХ цепочке связанных одномодовых волноводов может служить делителем поля, причем можно выбрать такую реализацию шума, которая обеспечит распределение состояния в нужное количество волноводов. Также мы показали, что, несмотря на принципиально делокализованный, интерференционный характер андерсоновской локализации, она дает возможность создания делителя, гибридизирующего неклассические состояния с классическими, и дающего возможность размножения неклассических состояний. Данная работа – важный шаг по изучению взаимовлияния беспорядка и топологических эффектов в квантовой фотонике.

Благодарности. Работа выполнена в рамках проекта БРФФИ Ф25УЗБ-035. Авторы благодарны академику НАН Беларуси С. В. Гапоненко и доктору физ.-мат. наук Д. В. Новицкому за плодотворное обсуждение.

Acknowledgements. This work was supported by the BRFFR project Ф25УЗБ-035. The authors are thankful to Academician S. V. Gaponenko and Professor D. V. Novitsky for enlightening discussions.

Список использованных источников

1. Klitzing, K. V. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance / K. V. Klitzing, G. Dorba, M. Pepper // *Physical Review Letters*. – 1980. – Vol. 45, N 6. – Art. 494. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.494>
2. Haldane, F. D. M. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry / F. D. M. Haldane, S. Raghu // *Physical Review Letters*. – 2008. – Vol. 100, N 1. – Art. 013904. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.013904>
3. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states / Z. Wang, Y. Chong, J. D. Joannopoulos, M. Soljačić // *Nature*. – 2009. – Vol. 461. – P. 772–775. <https://doi.org/10.1038/nature08293>
4. Photonic Floquet topological insulators / M. C. Rechtsman, Ju. M. Zeuner, Yo. Plotnik [et al.] // *Nature*. – 2013. – Vol. 496. – P. 196–200. <https://doi.org/10.1038/nature12066>
5. Gaponenko, S. V. *Introduction to Nanophotonics* / S. V. Gaponenko. – Cambridge University Press, 2010. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511750502>
6. Gaponenko, S. V. *Applied Nanophotonics* / S. V. Gaponenko, H. V. Demir. – Cambridge University Press, 2018. <https://doi.org/10.1017/9781316535868>
7. DiVincenzo, D. P. The physical implementation of quantum computation / D. P. DiVincenzo // *Progress of Physics*. – 2000. – Vol. 48, N 9–11. – P. 771–783. [https://doi.org/10.1002/1521-3978\(200009\)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E](https://doi.org/10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E)
8. Sarma, S. D. Topological quantum computation / S. D. Sarma, M. Freedman, Ch. Nayak // *Physics Today*. – 2006. – Vol. 59, N 7. – P. 32–38. <https://doi.org/10.1063/1.2337825>
9. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network / J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, H. Mabuchi // *Physical Review Letters*. – 1997. – Vol. 78, N 16. – Art. 3221. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3221>
10. Hasan, M. Z. Colloquium: Topological insulators / M. Z. Hasan, C. L. Kane // *Reviews of Modern Physics*. – 2010. – Vol. 82, N 4. – Art. 3045. <http://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.3045>
11. Solitons in polyacetylene / W. P. Su, J. R. Schrieffer, A. J. Heeger // *Physical Review Letters*. – 1979. – Vol. 42, N 25. – Art. 1698. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.42.1698>

12. Controllable excitation transfer based on the coupling of an atom with a finite-size Su–Schrieffer–Heeger chain / D. W. Wang, Ch. Zhao, Ju. Yang [et al.] // *Physical Review A*. – 2024. – Vol. 109, N 3. – Art. 033708. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.109.033708>
13. Engineering the topological state transfer and topological beam splitter in an even-sized Su–Schrieffer–Heeger chain / L. Qi, G.-L. Wang, Sh. Liu [et al.] // *Physical Review A*. – 2020. – Vol. 102, N 2. – Art. 022404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.102.022404>
14. Topological beam splitter via defect-induced edge channel in the Rice–Mele model / L. Qi, Ya. Xing, X.-D. Zhao [et al.] // *Physical Review B*. – 2021. – Vol. 103, N 8. – Art. 085129. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.085129>
15. Anderson localization of light / M. Segev, Ya. Silberberg, D. N. Christodoulides // *Nature Photonics*. – 2013. – Vol. 7. – P. 197–204. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.30>
16. Longhi, S. Topological Anderson phase in quasi-periodic waveguide lattices / S. Longhi // *Optics Letters*. – 2020. – Vol. 45, N 14. – P. 4036–4039. <https://doi.org/10.1364/OL.399742>
17. Nonclassical properties and Anderson localization of quantum states in coupled waveguides / T. L. Silva, W. B. Cardoso, A. T. Avelar, J. M. C. Malbouisson // *Physical Review A*. – 2022. – Vol. 105, N 2. – Art. 023710. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.105.023710>

References

1. Klitzing K. V., Dorda G., Pepper M. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance. *Physical Review Letters*, 1980, vol. 45, no. 6, art. 494. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.494>
2. Haldane F. D. M., Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry. *Physical Review Letters*, 2008, vol. 100, no. 1, art. 013904. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.013904>
3. Wang Z., Chong Y., Joannopoulos J. D., Soljacic M. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states. *Nature*, 2009, vol. 461, pp. 772–775. <https://doi.org/10.1038/nature08293>
4. Rechtsman M. C., Zeuner Ju. M., Plotnik Yo., Lumer Ya., Podolsky D., Dreisow D., Nolte S., Segev M., Szameit A. Photonic Floquet topological insulators. *Nature*, 2013, vol. 496, pp. 196–200. <https://doi.org/10.1038/nature12066>
5. Gaponenko S. V. *Introduction to Nanophotonics*. Cambridge University Press, 2010. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511750502>
6. Gaponenko S. V., Demir H. V. *Applied Nanophotonics*. Cambridge University Press, 2018. <https://doi.org/10.1017/9781316535868>
7. DiVincenzo D. P. The physical implementation of quantum computation. *Progress in Physics*, 2000, vol. 48, no. 9–11, pp. 771–783. [https://doi.org/10.1002/1521-3978\(200009\)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E](https://doi.org/10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E)
8. Sarma S. D., Freedman M., Nayak C. Topological quantum computation. *Physics Today*, 2006, vol. 59, no. 7, pp. 32–38. <https://doi.org/10.1063/1.2337825>
9. Cirac J. I., Zoller P., Kimble H. J., Mabuchi H. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network. *Physical Review Letters*, 1997, vol. 78, no. 16, art. 3221. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3221>
10. Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium: Topological insulators. *Reviews of Modern Physics*, 2010, vol. 82, no. 4, art. 3045. <http://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.3045>
11. Su W. P., Schrieffer J. R., Heeger A. J. Solitons in polyacetylene. *Physical Review Letters*, 1979, vol. 42, no. 25, art. 1698. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.42.1698>
12. Wang D. W., Zhao C., Yang Ju., Yan Y.-T., Zhou L. Controllable excitation transfer based on the coupling of an atom with a finite-size Su–Schrieffer–Heeger chain. *Physical Review A*, 2024, vol. 109, no. 3, art. 033708. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.109.033708>
13. Qi L., Wang G.-L., Liu Sh., Zhang S., Wang H.-F. Engineering the topological state transfer and topological beam splitter in an even-sized Su–Schrieffer–Heeger chain. *Physical Review A*, 2020, vol. 102, no. 2, art. 022404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.102.022404>
14. Qi L., Xing Ya., Zhao X.-D., Liu S., Zhang S., Hu S., Wang H.-F. Topological beam splitter via defect-induced edge channel in the Rice–Mele model. *Physical Review B*, 2021, vol. 103, no. 8, art. 085129. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.085129>
15. Segev M., Silberberg Y., Christodoulides D. N. Anderson localization of light. *Nature Photonics*, 2013, vol. 7, pp. 197–204. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.30>
16. Longhi S. Topological Anderson phase in quasi-periodic waveguide lattices. *Optics Letters*, 2020, vol. 45, no. 14, pp. 4036–4039. <https://doi.org/10.1364/OL.399742>
17. Silva T. L., Cardoso W. B., Avelar A. T., Malbouisson M. C. Nonclassical properties and Anderson localization of quantum states in coupled waveguides. *Physical Review A*, 2022, vol. 105, no. 2, art. 023710. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.105.023710>

Информация об авторах

Антух Максим Александрович – мл. науч. сотрудник.
E-mail: m.antsukh@ifanbel.bas-net.by.

Могилевцев Дмитрий Сергеевич – член-корреспондент, д-р физ.-мат. наук, заместитель заведующего лабораторией. E-mail: d.mogilevtsev@ifanbel.bas-net.by.

Information about the authors

Antsukh Maksim A. – Junior Researcher. E-mail: m.antsukh@ifanbel.bas-net.by.

Mogilevtsev Dmitri S. – Corresponding Member, D. Sc. (Physics and Mathematics), Deputy Head of the Laboratory. E-mail: d.mogilevtsev@ifanbel.bas-net.by.