

Излучательные и переходные потери в изогнутых волноводах для блоховских поверхностных волн

Д. А. Шилкин,^{1,*} К. Р. Сафронов,¹ А. Д. Розанов,¹ В. О. Бессонов,¹ А. А. Федянин¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет.

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 29.10.2022; после доработки 05.12.2022; принята к публикации 07.12.2022)

Одномерные фотонные кристаллы, поддерживающие распространение блоховских поверхностных электромагнитных волн, привлекают интерес исследователей как альтернативная платформа интегральной оптики с потенциальными применениями в нанофотонике, сенсорике и оптическом управлении микро- и наночастицами. В настоящей работе численно исследованы свойства мод поверхностных волн в изогнутых волноводах на поверхности одномерного фотонного кристалла. Показано, что при изгибе волновода возникает дополнительный канал излучательных потерь, связанный с утечкой света из моды поверхностной волны в объемные моды фотонного кристалла, при этом профиль моды волновода становится асимметричным относительно его середины. Определены условия минимизации переходных потерь, которые возникают на стыках волноводов с разной кривизной, путем поперечного смещения торцов волноводов друг относительно друга.

PACS: 42.70.Qs, 42.82.Et, 78.67.Pt. УДК: 53.04, 535.8

Ключевые слова: фотонные кристаллы, поверхностные электромагнитные волны, оптические волноводы, собственные моды, интегральная фотоника.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2320402](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2320402)

ВВЕДЕНИЕ

Многослойные диэлектрические структуры активно используются в оптике и фотонике благодаря возможности управления их оптическими свойствами путем изменения толщин и используемых материалов [1–3]. Одномерные фотонные кристаллы (ФК), представляющие собой многослойные структуры с чередующимся показателем преломления, обладают фотонной запрещенной зоной и могут использоваться в качестве диэлектрических зеркал или светоделителей [4]. Наличие фотонной запрещенной зоны обуславливает возможность возбуждения в таких структурах блоховских поверхностных электромагнитных волн (БПВ), поле которых сконцентрировано на границе раздела ФК и однородной диэлектрической среды, экспоненциально спадая с удалением от нее [5–8]. Дисперсионные свойства таких мод чувствительны к свойствам приграничного слоя, благодаря чему БПВ используются в сенсорике [9–12], а локализация поля БПВ на поверхности структуры делает их полезным инструментом для управления микро- и наночастицами в микрофлюидных устройствах [13–16].

При нанесении на поверхность ФК дополнительного диэлектрического слоя условия возбуждения БПВ и их эффективный показатель преломления меняются [17, 18]. Благодаря этому, распространением БПВ можно управлять при помощи планар-

ных оптических элементов на поверхности ФК [19–21], что, в свою очередь, делает такие структуры перспективной платформой для интегральной фотоники [22–25]. Было показано, что тонкие полимерные полоски могут использоваться как волноводы для БПВ [26]. Замкнутые в кольцо, они могут выступать в роли кольцевых резонаторов [27, 28], а при наличии брэгговских отражателей в таких структурах может возбуждаться локализованная дефектная мода [29]. В зависимости от геометрических параметров волновода, он может поддерживать как одну, так и несколько мод [30]. Было показано, что в волноводах БПВ может наблюдаться многомодовая интерференция; этот эффект использовался для создания интерферометров Маха — Цендера [31].

Изогнутые волноводы являются неотъемлемой составляющей частью многих устройств интегральной оптики на основе БПВ, а свойства мод в них отличаются от случая прямых волноводов [32]. Как и в случае стандартных канальных волноводов [33], на изгибах волноводов БПВ профиль распространяющихся мод претерпевает изменения — максимум поля смещается относительно середины ширины волновода, — что обуславливает наличие переходных потерь на стыках секций волноводов с разной кривизной [34]. Одним из методов минимизации таких потерь в случае стандартных канальных волноводов является смещение торцов секций с разной кривизной друг относительно друга [35]. Для случая же БПВ, насколько нам известно, вопрос согласования мод в изогнутых волноводах

* E-mail: shilkin@nanolab.phys.msu.ru

ранее не был изучен.

В настоящей работе численно исследуются свойства мод БПВ в изогнутых волноводах на поверхности одномерного ФК, а также определяются условия минимизации переходных потерь на стыках волноводов с разной кривизной путем поперечного смещения торцов волноводов друг относительно друга.

1. МОДОВЫЙ СОСТАВ

Образец ФК, для которого проводились расчеты в настоящей работе, состоит из 4 пар чередующихся слоев оксида титана с показателем преломления 2.67 и оксида кремния с показателем преломления 1.46; выбор толщин — 96.8 нм и 343.2 нм соответственно, — обеспечивает низкие потери в ТЕ моде БПВ на длине волны излучения в вакууме 532 нм [36]. Геометрия структуры показана на рис. 1, а. ФК находится на стеклянной подложке с показателем преломления 1.52. На его поверхности располагается волновод с прямоугольным сечением высотой H и шириной W . В качестве материала волновода используется фотополимер SU-8 с показателем преломления 1.58; ранее этот материал успешно применялся для изготовления подобных структур методом двухфотонной лазерной литографии [30, 31]. Параметры собственных мод исследуемой структуры определялись с использованием пакета *Lumerical FDE Solver*, где методом конечных разностей решалась задача на поиск собственных значений и собственных функций волнового уравнения в бесконечном волноводе с заданным профилем. Профиль волновода был задан на области размером 10×4 мкм вдоль направлений x и z , соответственно; расстояние между волноводом и верхней границей области моделирования составляло 1.5 мкм. На границах области моделирования были установлены поглощающие граничные условия. Для расчетов использовалась неравномерная сетка с плотностью не менее 14 точек на длину волны в материале. С целью верификации полученных результатов расчеты для избранных параметров дополнительно проводились с увеличенной областью моделирования и учащенной сеткой.

В зависимости от геометрических параметров волновода, он может поддерживать различное число мод БПВ [30, 31]. В исследуемой структуре возможно распространение как ТЕ- (вектор электрического поля сонаправлен с Ox), так и ТМ-поляризованных поверхностных волн. На рис. 1, б для волновода шириной $W = 2.5$ мкм и высотой $H = 200$ нм показано распределение квадрата амплитуды электрического поля в модах низших порядков. Профили мод были рассчитаны для длины волны излучения в вакууме 532 нм. На рис. 1, в показано, как эффективный показатель преломления поддерживаемых мод на длине волны 532 нм зависит от ширины волновода W при фиксированной высоте $H = 200$ нм. Минимальное значение эффективного

показателя преломления мод поверхностных волн определяется границей фотонной запрещенной зоны в соответствующей поляризации на выбранной длине волны. Для ТЕ поляризации это значение примерно равно 1.37, а для ТМ поляризации — 1.42. С увеличением ширины волновода эффективный показатель преломления поддерживаемых мод монотонно растет, а их число увеличивается. Заметим, что в области пересечения кривых ТЕ и ТМ мод, для которых это не запрещено симметрией, наблюдаются гибридизация и расталкивание мод. Этот эффект, характерный для систем связанных осцилляторов в режиме сильного взаимодействия [37, 38], ранее наблюдался для мод стандартных канальных волноводов [39]. Для мод волноводов БПВ, насколько нам известно, он обнаружен впервые.

На рис. 1, г для моды поверхностной волны TE_{00} показано, как длина распространения, на которой амплитуда поля уменьшается в e раз, зависит от длины волны света в вакууме; зависимость приведена для трех значений ширины волновода W при фиксированной высоте $H = 200$ нм. Так, при $W = 0.6$ мкм на длине волны 532 нм длина распространения составляет 23 мкм, а при $W = 1.0$ мкм — 1.16 м. Заметим, что изменяя геометрические параметры ФК, потери в моде БПВ можно минимизировать в других спектральных диапазонах.

2. СВОЙСТВА МОД ИЗОГНУТЫХ ВОЛНОВОДОВ

При изгибе волновода БПВ свойства мод претерпевают существенные изменения. Как и в случае стандартных канальных волноводов [33, 40], происходит искажение профиля моды, и возникает дополнительный механизм излучательных потерь. Геометрия расчетов для случая изогнутых волноводов показана на рис. 2, а; радиус кривизны R определяется по оси волновода, изображенной штриховой линией. На рис. 2б показано, как эффективный показатель преломления моды TE_{00} на длине волны 532 нм зависит от радиуса кривизны R для трех значений ширины W при фиксированной высоте волновода $H = 200$ нм. Заметим, что значение линейной скорости фазового фронта не одинаково внутри волновода, а линейно растет с расстоянием от центра кривизны [40], чему соответствует обратно пропорциональная зависимость эффективного показателя преломления от этого расстояния. Точками на рис. 2, б отложены значения эффективного показателя преломления на оси волновода, а вертикальные отрезки показывают диапазон значений внутри волновода. Минимальное значение соответствует внешней, в максимальное — внутренней границе изогнутого волновода.

Распространение БПВ возможно только в том случае, если внутри ФК невозможно распространение объемных волн с той же тангенциальной составляющей волнового вектора. Заштрихованными областями на рис. 2, б показаны разрешенные зоны

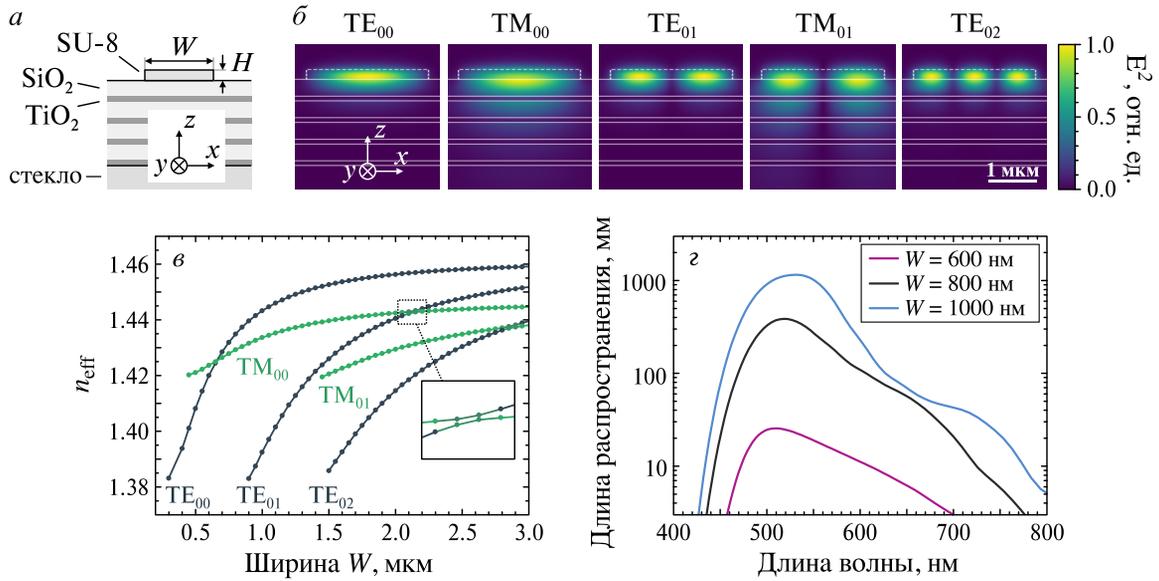


Рис. 1. *a* — Схема ФК и волновода для БПВ. *б* — Распределение квадрата амплитуды электрического поля в модах волновода БПВ шириной $W = 2.5$ мкм и высотой $H = 200$ нм на длине волны 532 нм. *в* — Зависимость эффективного показателя преломления поддерживаемых мод на длине волны 532 нм от ширины волновода W при фиксированной высоте $H = 200$ нм. *г* — Зависимость длины распространения TE₀₀ моды от длины волны для трех значений ширины W при фиксированной высоте $H = 200$ нм

ФК для двух поляризаций света. Для $R \geq 10$ мкм и всех трех значений ширины волновода W диапазон значений эффективного показателя преломления TE₀₀ моды внутри волновода полностью лежит в фотонной запрещенной зоне TE поляризации, однако лишь частично — в запрещенной зоне TM поляризации. В силу ограниченной ширины волновода эванесцентное поле TE₀₀ моды обладает TM составляющей [36], и, как следствие, часть TM-поляризованного излучения может пройти сквозь ФК и высветиться в подложку. Более того, поскольку профиль моды не ограничен шириной волновода, остается возможным высвечивание части излучения через объемные моды TE поляризации, причем с уменьшением радиуса кривизны доля такого излучения растет. Таким образом, помимо высвечивания в свободное пространство — ранее описанного механизма потерь в изогнутых волноводах БПВ [32] — важную роль в формировании потерь в таких системах играет связь с объемными TE и TM модами ФК. Зависимость длины распространения TE₀₀ моды БПВ от радиуса кривизны показана на рис. 2, в. С уменьшением радиуса кривизны потери существенно растут, и если в прямом волноводе шириной $W = 800$ нм длина распространения составляет около 0.4 м, то при $R = 30$ мкм она сокращается до 1 мм.

На рис. 3, *a–в* показаны распределения квадрата амплитуды электрического поля в моде поверхностной волны TE₀₀ для трех значений радиуса кривизны R . При уменьшении радиуса кривизны максимум амплитуды электрического поля смещается относительно середины ширины волновода, удаляясь от центра кривизны. При $R = 10$ мкм (рис. 3, *в*) можно также заметить, как часть излучения, для

которой эффективный показатель преломления попадает в разрешенную зону, вытекает в объемную моду ФК. На рис. 3, *г* показано, как положение максимума амплитуды зависит от радиуса кривизны волновода R для трех значений ширины W и фиксированной высоты волновода $H = 200$ нм. Так, в случае изогнутого волновода шириной $W = 800$ нм с радиусом кривизны $R = 30$ мкм максимум амплитуды электрического поля смещается на 60 нм.

3. МИНИМИЗАЦИЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПОТЕРЬ

Полученные данные показывают важность согласования мод БПВ в волноводах с различным радиусом кривизны. Поскольку положение максимума амплитуды относительно оси волновода в них оказывается разным, одним из методов минимизации переходных потерь на стыках волнопроводов с разным радиусом кривизны является смещение торцов волнопроводов друг относительно друга. На рис. 4 представлена зависимость переходных потерь на стыке прямого и изогнутого волнопроводов от поперечного смещения торца Δx . Чтобы получить эту зависимость, для каждого значения сдвига проводилось трехмерное моделирование распространения через систему оптического излучения методом конечных разностей во временной области с использованием пакета *Lumerical FDTD Solutions*. Размер области моделирования составлял $4.0 \times 2.3 \times 4.0$ мкм вдоль направлений x , y и z , соответственно. Для расчетов использовалась неравномерная сетка с плотностью не менее 18 точек на длину волны в материале. В качестве источника выступала мода TE₀₀

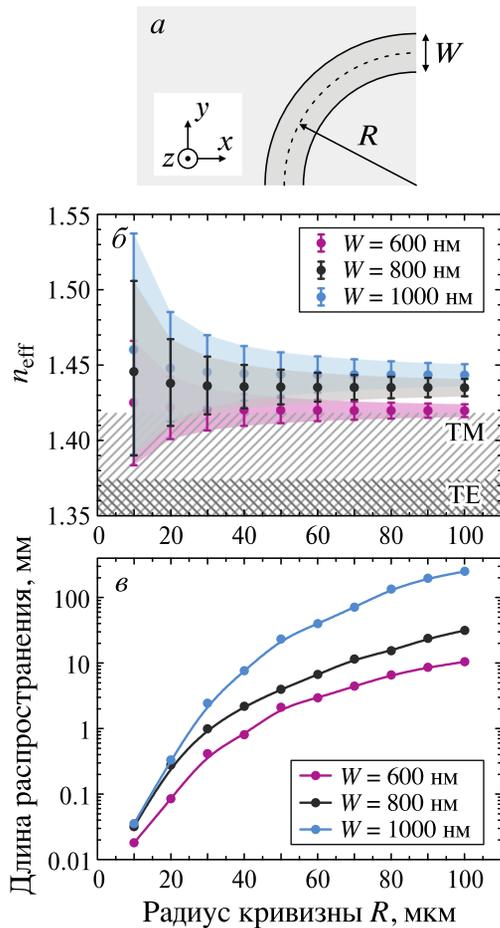


Рис. 2. *a* — Геометрия расчетов. *б* — Зависимость эффективного показателя преломления моды TE_{00} от радиуса кривизны R . Точками показаны значения на оси; отрезки показывают диапазон значений внутри волновода. Заштрихованными областями показаны разрешенные зоны ФК для двух поляризаций. *в* — Зависимость длины распространения моды TE_{00} от радиуса кривизны волновода R . Расчетные данные показаны точками; линии изображены для удобства восприятия. Высота волновода $H = 200$ нм; расчеты проведены для длины волны 532 нм

в прямом волноводе, которая при распространении переходит в моду изогнутого волновода. По завершении моделирования находилось пространственное распределение поля и поток вектора Умова — Пойнтинга на длине волны 532 нм в сечении изогнутого волновода на расстоянии 100 нм после стыка. Затем, с помощью вычисления интеграла перекрытия распределения поля в сечении и поля собственной моды TE_{00} изогнутого волновода, определялось, какая часть потока вектора Умова — Пойнтинга в сечении переходит в моду изогнутого волновода. Это позволило оценить переходные потери с минимальным вкладом излучательных потерь, неизбежно присутствующих в изогнутых волноводах. Полученное пропускание стыка в собственную моду изогнутого волновода T максимально при положительном смещении Δx . Так, для стыка прямого волновода и изогнутого с радиусом кривиз-

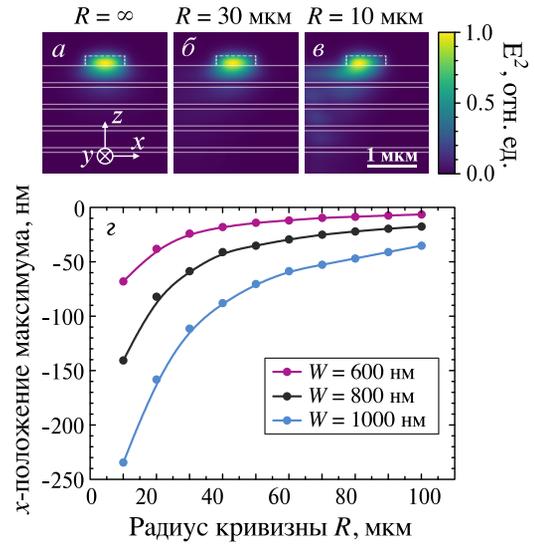


Рис. 3. *a-c* — Распределение квадрата амплитуды электрического поля в профиле моды TE_{00} в случае (*a*) прямого волновода, (*б*) изогнутого с радиусом кривизны $R = 30$ мкм и (*в*) $R = 10$ мкм. Геометрия расчета показана на рис. 2, *a*; высота волновода $H = 200$ нм, ширина $W = 800$ нм. (*г*) — Зависимость положения максимума амплитуды электрического поля в моде TE_{00} от радиуса кривизны волновода. Расчетные данные показаны точками; линии изображены для удобства восприятия. Высота волновода $H = 200$ нм; положение $x = 0$ соответствует середине волновода. Расчеты проведены для длины волны 532 нм

ны $R = 30$ мкм переходные потери минимальны при смещении торца на $\Delta x = 40$ нм; относительно случая нулевого смещения они сокращаются на четверть. Заметим, что оптимальное смещение торца меньше, чем смещение максимума амплитуды поля относительно оси волновода, что объясняется существенной асимметрией профиля моды изогнутого волновода.

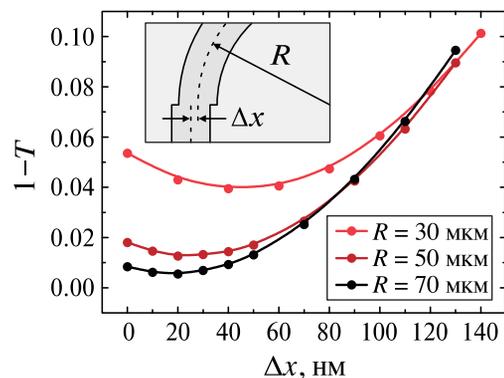


Рис. 4. Зависимость переходных потерь на стыке прямого и изогнутого волноводов от поперечного сдвига Δx для трех значений радиуса кривизны изогнутого волновода R . Расчетные данные показаны точками; линии изображены для удобства восприятия. Высота $H = 200$ нм и ширина $W = 800$ нм фиксированы, расчеты проведены для длины волны 532 нм

Чтобы оценить практический потенциал предложенного метода, сравним сокращение переходных потерь на стыке и излучательные потери в изогнутом волноводе. Так, на стыке прямого волновода и изогнутого с радиусом кривизны $R = 30$ мкм теряется 5.4% мощности при нулевом смещении и 3.9% при оптимальном значении Δx , т.е. разница составляет 1.5%. В то же время, 1.5% мощности теряется в таком изогнутом волноводе при распространении на 15 мкм. Аналогичные расчеты для стыка прямого волновода и изогнутого с радиусом кривизны $R = 70$ мкм показывают, что оптимальное смещение торца позволяет уменьшить потери на величину, эквивалентную распространению света на 0.3 мм в изогнутом волноводе. Полученные результаты демонстрируют важность оптимизации стыков волноводов с разной кривизной для минимизации потерь при создании устройств интегральной оптики на основе БПВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами численно охарактеризованы моды изогнутых волноводов БПВ на поверхности одномерного ФК. Показано, что с уменьшением радиуса кривизны растут излучательные потери, связанные с высвечиванием света в объемные моды ФК, а профиль моды БПВ становится асимметричным относительно оси волновода. Предложен метод минимизации переходных потерь на стыках волноводов БПВ с разной кривизной путем поперечного смещения торцов волноводов друг относительно друга. В рассмотренной системе предложенный метод позволяет сократить такие потери на четверть.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-00123 при поддержке научно-образовательной школы МГУ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

- [1] *Heavens O.S.* // *Rep. Prog. Phys.* **23**, 1 (1960).
- [2] *Nesnidal R.C., Walker T.G.* // *Appl. Opt.* **35**, 2226 (1996).
- [3] *Safronov K.R., Bessonov V.O., Fedyanin A.A.* // *JETP Letters* **114**, 321 (2021).
- [4] *Yariv A., Yeh P.* *Optical waves in crystals.* Wiley, New York, 1984.
- [5] *Robertson W.M.* // *J. Light. Technol.* **17**, 2013 (1999).
- [6] *Descrovi E., Sfez T., Dominici L.* et al. // *Opt. Express* **16**, 5453 (2008).
- [7] *Moskalenko V.V., Soboleva I.V., Fedyanin A.A.* // *JETP Letters* **91**, 382 (2010).
- [8] *Shilkin D.A., Lyubin E.V., Soboleva I.V., Fedyanin A.A.* // *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 1120 (2016).
- [9] *Konopsky V.N., Alieva E.V.* // *Anal. Chem.* **79**, 4729 (2007).
- [10] *Giorgis F., Descrovi E., Summante C.* et al. // *Opt. Express* **18**, 8087 (2010).
- [11] *Sinibaldi A., Danz N., Descrovi E.* et al. // *Sens. Actuators B Chem.* **174**, 292 (2012).
- [12] *Li Y., Yang T., Song S.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* **103**, 041116 (2013).
- [13] *Shilkin D.A., Lyubin E.V., Soboleva I.V., Fedyanin A.A.* // *Opt. Lett.* **40**, 4883 (2015).
- [14] *Xiang Y., Tang X., Fu Y.* et al. // *Nanoscale* **12**, 1688 (2020).
- [15] *Shilkin D.A., Lyubin E.V., Fedyanin A.A.* // *ACS Photonics* **9**, 211 (2022). 10.1021/acsp Photonics.1c01402
- [16] *Shilkin D.A., Fedyanin A.A.* // *JETP Letters* **115**, 136 (2022).
- [17] *Villa F., Regalado L.E., Ramos-Mendieta F.* et al. // *Opt. Lett.* **27**, 646 (2002).
- [18] *Dubey R., Barakat E., Hyyrinen M.* et al. // *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.* **13**, 5 (2017).
- [19] *Yu L., Barakat E., Sfez T.* et al. // *Light Sci. Appl.* **3**, e124 (2014).
- [20] *Bezus E.A., Doskolovich L.L., Bykov D.A., Soifer V.A.* // *JETP Lett.* **99**, 63 (2014).
- [21] *Kim M.S., Vosoughi Lahijani B., Descharmes N.* et al. // *ACS Photonics* **4**, 1477 (2017).
- [22] *Kovalevich T., Belharet D., Robert L.* et al. // *Appl. Opt.* **58**, 1757 (2019).
- [23] *Gulkin D.N., Popkova A.A., Afinogenov B.I.* et al. // *Nanophotonics* **10**, 2939 (2021).
- [24] *Safronov K.R., Bessonov V.O., Akhremenkov D.V.* et al. // *Laser Photonics Rev.* **16**, 2100542 (2022).
- [25] *Safronov K.R., Popkova A.A., Markina D.I.* et al. // *Laser Photonics Rev.* **16**, 2100728 (2022).
- [26] *Descrovi E., Sfez T., Quaglio M.* et al. // *Nano Lett.* **10**, 2087 (2010).
- [27] *Menotti M., Liscidini M.* // *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 431 (2015).
- [28] *Rodriguez G.A., Aurelio D., Liscidini M., Weiss S.M.* // *Appl. Phys. Lett.* **115**, 011101 (2019).
- [29] *Perani T., Aurelio D., Liscidini M.* // *Opt. Lett.* **44**, 5133 (2019).
- [30] *Abrashitova K.A., Gulkin D.N., Safronov K.R.* et al. // *Appl. Sci.* **8**, 63 (2018).
- [31] *Safronov K.R., Gulkin D.N., Antropov I.M.* et al. // *ACS Nano* **14**, 10428 (2020).
- [32] *Wu X., Barakat E., Yu L.* et al. // *J. Eur. Opt. Soc.: Rapid Publ.* **9**, 14049 (2014).
- [33] *Snyder A.W., Love J.D.* *Optical Waveguide Theory.* Chapman and Hall, New York, 1983.
- [34] *Hirono T., Kohtoku M., Yoshikuni Y.* et al. // *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 982 (1998).
- [35] *Ladouceur F., Labeye P.* // *J. Light. Technol.* **13**, 481 (1995).
- [36] *Perani T., Liscidini M.* // *Opt. Lett.* **45**, 6534 (2020).
- [37] *Novotny L.* // *Am. J. Phys.* **78**, 1199 (2010).
- [38] *Lockhart A.B., Skinner A., Newman W.* et al. // *Am. J. Phys.* **86**, 526 (2018).
- [39] *Ziegler J.I., Pruessner M.W., Simpkins B.S.* et al. // *Nanophotonics* **6**, 1141 (2017).
- [40] *Mordehai H., Harris J.* // *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, 75 (1975).

Radiation and Transition Losses in Curved Waveguides for Bloch Surface Waves

D. A. Shilkin^a, K. R. Safronov, A. D. Rozanov, V. O. Bessonov, A. A. Fedyanin

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

E-mail: ^ashilkin@nanolab.phys.msu.ru

One-dimensional photonic crystals that support the propagation of Bloch surface electromagnetic waves attract the interest of researchers as an alternative platform for integrated optics with potential applications in nanophotonics, sensing, and optical manipulation of micro- and nanoparticles. In this paper, we numerically study the properties of surface wave modes in curved waveguides on top of a one-dimensional photonic crystal. It is shown that, when the waveguide is bent, an additional channel of radiation losses appears, which is associated with light leakage from the surface wave mode into bulk modes of the photonic crystal, and the waveguide mode profile becomes asymmetric with respect to the middle of the waveguide. We also determine the conditions for minimizing transition losses, which occur at the junctions of waveguides with different curvatures, by transverse displacement of the waveguide facets relative to each other.

PACS: 42.70.Qs, 42.82.Et, 78.67.Pt.

Keywords: photonic crystals, surface electromagnetic waves, optical waveguides, eigenmodes, integrated photonics.

Received 29 October 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 2. Pp. 179–184.

Сведения об авторах

1. Шилкин Даниил Александрович — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: shilkin@nanolab.phys.msu.ru.
2. Сафронов Кирилл Романович — канд. физ.-мат. наук, аспирант; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: safronov@nanolab.phys.msu.ru.
3. Розанов Артем Денисович — студент; тел.: +7 (495) 939-39-10, e-mail: rozanov.ad18@physics.msu.ru.
4. Бессонов Владимир Олегович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: bessonov@nanolab.phys.msu.ru.
5. Федянин Андрей Анатольевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru.