

КОГЕРЕНТНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ ПРИ АДИАБАТИЧЕСКОМ ПРОХОЖДЕНИИ СВЕТА В ИНТЕГРАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУРАХ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

О. В. Боровкова ^{a,*}, И. И. Степанов ^{a,b}, В. Е. Лобанов ^a, Д. А. Чермошенцев ^{a,b}

^a Российский квантовый центр
121205, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 10 июля 2025 г.,
после переработки 2 сентября 2025 г.
Принята к публикации 3 сентября 2025 г.

В настоящее время фотонные интегральные структуры на основе нитрида кремния (Si_3N_4) зарекомендовали себя в качестве перспективной платформы для многочисленных приложений, включая нелинейную и квантовую оптику, спектроскопию и лазерную физику. Планарные волноводы и направленные ответвители, изготовленные по КМОП-совместимой технологии, являются ее основными элементами. В работе продемонстрированы возможности эффективной маршрутизации и передачи света, предоставляемые интегральной планарной волноводной структурой из нитрида кремния на основе метода когерентного туннелирования при адиабатическом прохождении света (метод СТАР, *coherent tunneling by adiabatic passage*) в телекоммуникационном диапазоне 1.55 мкм. Изучена устойчивость предлагаемой схемы к погрешностям изготовления и найдены оптимальные параметры волноводной структуры. Рассмотрены различные типы волноводов и показано, что эффективное управление светом возможно в системах как с сильной, так и со слабой локализацией света. Выявлены механизмы, ограничивающие эффективность управления светом, и определены доступные параметры таких структур. Показано, что эффект СТАР малочувствителен к состоянию поляризации входной моды, поэтому преобразование мод, присущее изогнутым волноводам, не влияет на процесс передачи света.

DOI: 10.7868/S3034641X25110017

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы когерентного туннелирования, которые обеспечивают перенос населенностей в атомной или молекулярной системе, получили свое первоначальное развитие как лазерные методы эффективного и селективного переноса населенностей между квантовыми состояниями [1–6]. В частности, вынужденный рамановский адиабатический перенос населенностей (*stimulated Raman adiabatic passage*, STIRAP) [1,2] основан на эффективном переносе населенности между атомными состояниями за счет деструктивной интерференции амплитуд переходов и формирования «темного» состояния.

В последнее время процессы когерентного туннелирования нашли свои аналоги и приложения в фотонике, поскольку открывают новые возможности для управления потоком света и обычно устойчивы к неточностям и дефектам изготовления, что особенно востребовано в интегральной фотонике. Например, вынужденный рамановский адиабатический перенос населенностей имеет оптическую аналогию — когерентное туннелирование при адиабатическом прохождении (*coherent tunnelling by adiabatic passage*, СТАР) [7–9]. СТАР обычно реализуется в системе связанных волноводов. В частности, набор из двух слабо изогнутых и одного прямого связанных волноводов выполняет передачу светового потока между внешними изогнутыми волноводами с пренебрежимо малым возбуждением промежуточного прямого [9,10]. Это достигается с помощью так называемой контринтуитивной схемы, когда связь между невозбужденным (или холостым) изогнутым

* E-mail: o.borovkova@rqc.ru

волноводом и центральным каналом появляется до того, как возбужденный изогнутый волновод становится связанным с центральным волноводом. В результате центральный (или промежуточный) волновод практически не возбуждается, а просто служит для передачи света. В противоположность контринтуитивной схеме, существует также интуитивная схема, когда связь между волноводами возникает последовательно: сначала между возбужденным изогнутым волноводом и центральным и затем между центральным и изогнутым холостым волноводом. Преимуществом контринтуитивной схемы является то, что она сохраняет высокую эффективность передачи возбуждения даже для промежуточного волновода с потерями. Напротив, в интуитивной схеме поглощающие свойства промежуточного волновода становятся решающими, поскольку свет возбуждается в нем моду, которая распространяется в нем на некоторое расстояние.

К настоящему времени на основе этого метода были разработаны различные интегральные фотонные устройства, в том числе для полихроматического расщепления пучка [11], спектральные фильтры [12], плотнорасположенные волноводы с подавленными перекрестными помехами [13], направленные ответвители [14, 15] и т. д. Кроме того, оптическая аналогия STIRAP была продемонстрирована в нелинейных оптических системах [10, 16, 17].

Метод СТАР был продемонстрирован как в низкоконтрастных, так и в высококонтрастных диэлектрических волноводах. Низкоконтрастные волноводы удовлетворяют условиям адиабатичности на расстояниях в несколько миллиметров [9], что не отвечает требованиям компактности, выдвигаемым современными интегральными фотонными устройствами. Для этой цели предпочтительны высококонтрастные волноводы. Так, в [13] адиабатический протокол был реализован в кремниевых волноводах. Повсеместное использование кремния продиктовано, прежде всего, его ведущей ролью в микроэлектронике. Однако этому материалу присуще сильное двухфотонное поглощение на телекоммуникационных длинах волн, что заставляет исследователей искать новые материалы для интегральной фотоники. Перспективным кандидатом на эту роль является нитрид кремния Si_3N_4 [18–23]. Он хорошо известен своими сверхнизкими потерями в спектральном диапазоне от видимого до среднего ИК-диапазона. Благодаря высокому показателю преломления волноводы Si_3N_4 поддерживают плотную локализацию света в оболочке из диоксида кремния [23, 24]. Помимо этого, нитрид кремния обладает более сильной ку-

бичной нелинейностью, например, по сравнению с диоксидом кремния SiO_2 [25].

Насколько нам известно, метод СТАР еще не исследовался для интегральных структур на платформе нитрида кремния. Эта платформа, как и другие типы фотонных интегральных схем, требует эффективных структур для маршрутизации световых потоков. Однако планарная геометрия запрещает пересечения каналов. Адиабатическое прохождение света без возбуждения переходного волновода в схеме СТАР позволяет создать связь между каналами, даже если они отделены друг от друга. Кроме того, концепция СТАР перспективна для создания эффективных элементов связи для микрокольцевых резонаторов в фотонных интегральных схемах на основе нитрида кремния [19, 23]. Также она может быть интересна для управления фотонными молекулами и их дисперсионными свойствами. Такие системы связанных микрорезонаторов служат эффективной платформой для реализации различных процессов нелинейной оптики [26–29].

В данной работе рассматривается структура волноводов из нитрида кремния в окружении диоксида кремния, которые адиабатически приближаются друг к другу, обеспечивая когерентное туннелирование света. Рассмотрены различные типы волноводов (квадратные и прямоугольные) и проанализирована динамика распространения света на длине волны 1.55 мкм. Выявлены условия для эффективной маршрутизации света. Показано, что эффективное управление светом возможно как в системах с сильной локализацией света, так и в системах со слабой локализацией. Выявлены механизмы, ограничивающие эффективность управления светом. Изучена устойчивость предлагаемой схемы к погрешностям изготовления и определены доступные параметры таких структур. Показано, что эффект СТАР малочувствителен к состоянию поляризации входной моды, поэтому преобразование мод, присущее изогнутым волноводам, не влияет на процесс передачи света.

2. ДИЗАЙН ИНТЕГРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ ДЛЯ КОГЕРЕНТНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ ПРИ АДИАБАТИЧЕСКОМ ПРОХОЖДЕНИИ СВЕТА

Принципиальная схема рассматриваемой структуры представлена на рис. 1. Этот рисунок содержит вид сверху на структуру (плоскость xy) и вставку, где дано поперечное сечение (плоскость yz). Се-

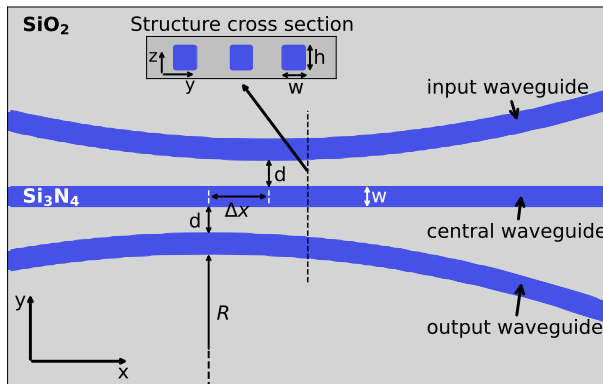


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры СТАР. Серые области относятся к подложке из плавленого кварца, а синий цвет обозначает волноводы из нитрида кремния. На вставке показано поперечное сечение структуры. Горизонтальные и вертикальные масштабы различны

рой областью показана подложка из диоксида кремния (плавленого кварца) [30], а синим цветом обозначены волноводы из нитрида кремния [31].

Вначале рассмотрим более простой случай, когда волноводы имеют квадратное поперечное сечение: параметр w относится как к ширине, так и к высоте волновода, как показано на вставке к рис. 1. Штриховая линия, пересекающая основной рисунок, указывает, где взято поперечное сечение.

Свет распространяется по системе из трех интегральных волноводов слева направо вдоль оси x . Два изогнутых волновода последовательно приближаются к прямому волноводу в центре. В частности, они могут быть частями интегральных микрокольцевых резонаторов. Радиус кривизны R одинаков для обоих изогнутых волноводов. Для простоты обозначим два внешних изогнутых волновода как «входной волновод» и «выходной волновод». В начале возбуждается входной волновод. Поток света внутри него распространяется вдоль волновода и, следуя по каналу волновода, медленно приближается к центральному прямому волноводу. Центральный и выходной волноводы вначале считаются невозбужденными, и излучение проникает в них только за счет туннелирования света из соседних волноводов. Согласно контринтуитивной схеме, первым к центральному волноводу приближается выходной волновод, а уже затем — входной возбужденный волновод. Параметр d на рис. 1 — это минимальное расстояние между двумя соседними волноводами, один из которых прямой, другой изогнутый. Короткие белые штриховые линии, пересека-

ющие центральные волноводы, указывают расстояния вдоль оси x , где волноводы находятся в наибольшей близости к центральному. Расстояние между этими точками обозначается как Δx .

Мы провели численное моделирование распространения света в такой структуре с помощью метода двунаправленного распространения собственных мод, реализованного в пакете Ansys Lumerical. Результаты численного моделирования показали, что, варьируя значения параметров $R, d, w, \Delta x$, можно подобрать оптимальный набор параметров, минимизирующий интенсивность света на выходе входного и центрального волноводов при условии минимальных потерь во всей структуре. Кроме того, варьируя параметры волноводов, можно оценить устойчивость схемы к погрешностям изготовления, неизбежным при экспериментальной реализации. Отметим, что при моделировании использовались параметры реальных интегральных структур из нитрида кремния [23, 32–34].

3. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ПОЛЯРИЗАЦИИ

Известно, что в изогнутых волноводах происходит преобразование мод, поэтому необходимо проанализировать, насколько сильно динамика и эффективность рассматриваемого процесса зависят от состояния поляризации входного излучения.

На рис. 2 показано распределение интенсивности p -поляризованной моды волновода из нитрида кремния в схеме СТАР с параметрами, оптимизированными для длины волны 1.55 мкм. Белые штриховые линии обозначают контуры волноводов Si_3N_4 в подложке SiO_2 . Здесь ширина волновода $w = 0.55$ мкм, минимальное расстояние между соседними волноводами $d = 0.815$ мкм, радиус кривизны $R = 2.5$ мм и $\Delta x = 15.2$ мкм. Обратим внимание на то, что длина, необходимая для передачи света, составляет около 100 мкм, что вполне удовлетворяет требованиям компактности, предъявляемым к современным фотонным интегральным структурам. Для указанного набора параметров волноводов p -поляризованная мода входного волновода имеет эффективный показатель преломления $n_{eff} = 1.5647$. Приведенные параметры оптимальны для p -поляризованного входного волновода и рабочей длины волны 1.55 мкм.

На рис. 3 а представлено распределение интенсивности s -поляризованной входной волноводной моды в той же структуре. При повороте плоскости

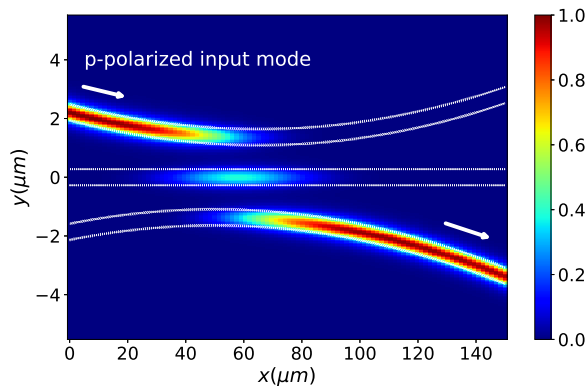


Рис. 2. Распределение интенсивности $|E|^2$ в волноводах из нитрида кремния для p -поляризованной входной волноводной моды на длине волны 1.55 мкм. Белые линии обозначают контуры волноводов Si_3N_4 . Горизонтальный и вертикальный масштабы различны. Белые стрелки обозначают направление распространения света в волноводах

поляризации входной моды на 90° локализация света внутри волновода уменьшается. В то же время из-за адиабатических свойств туннелирования света в рассматриваемой структуре длина взаимодействия остается практически неизменной. Для количественного анализа эффективности туннелирования света мы вычисляем долю интенсивности на выходе каждого волновода как

$$\delta I_k = \frac{I_k}{I_i + I_c + I_o}, \quad (1)$$

где I_i, I_c и I_o — выходные интенсивности во входном, центральном и выходном волноводах соответственно. Нижний индекс « k » может принимать значения i, c или o . Другими словами, δI_k — это относительный коэффициент пропускания соответствующего канала. На рис. 3 b, c приведены спектры относительного коэффициента пропускания для p - и s -поляризованных входных мод соответственно. Сплошными красными линиями обозначена величина δI_o — доля интенсивности, выходящая из выходного волновода (см. рис. 1). С учетом условий оптимизации δI_o достигает своего максимального значения 0.997 на длине волны 1.55 мкм для p -поляризованной входной моды. Интересно, что для s -поляризованного входного режима значение δI_o максимально при 1.56 мкм и составляет $\delta I_o = 0.98$, что меньше, чем для p -поляризованного входного режима. Этот результат количественно отражает тот факт, что свойства пропускания рассматриваемой схемы слабо зависят от состояния поляризации света.

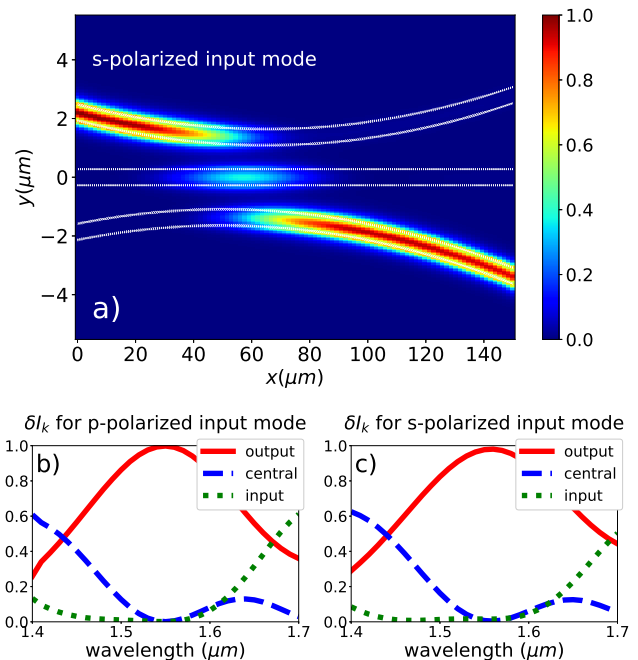


Рис. 3. a — Распределение интенсивности $|E|^2$ s -поляризованной входной волноводной моды в волноводах из нитрида кремния на длине волны 1.55 мкм. Белые линии обозначают контуры волноводов Si_3N_4 . Горизонтальный и вертикальный масштабы различны. b, c — Спектры долей интенсивности света на выходе каждого волновода для p -поляризованной (b) и s -поляризованной (c) входных мод

Таким образом, в рассматриваемой схеме СТАР туннелирование света, т.е. переключение из входного волновода в выходной, оказывается нечувствительным к состоянию поляризации входной моды, а неизбежное преобразование мод не оказывает существенного влияния на наблюдаемый эффект.

4. ОПТИМАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ СТАР ДЛЯ ВОЛНОВОДОВ С КВАДРАТНЫМ СЕЧЕНИЕМ

Система оказалась достаточно чувствительной к рабочей длине волны. Относительное пропускание более 0.9 наблюдается в спектральном диапазоне 1.5–1.6 мкм для p -поляризации. Для s -поляризованного входного режима $\delta I_o > 0.9$ для длины волны 1.52–1.6 мкм. Уровень $\delta I_o \geq 0.5$ достигается в спектральном диапазоне 1.44–1.66 мкм для p -поляризации и 1.445–1.68 мкм для s -поляризации. Отметим, что такой рабочий диапазон существенно шире, чем для стандартных систем из двух

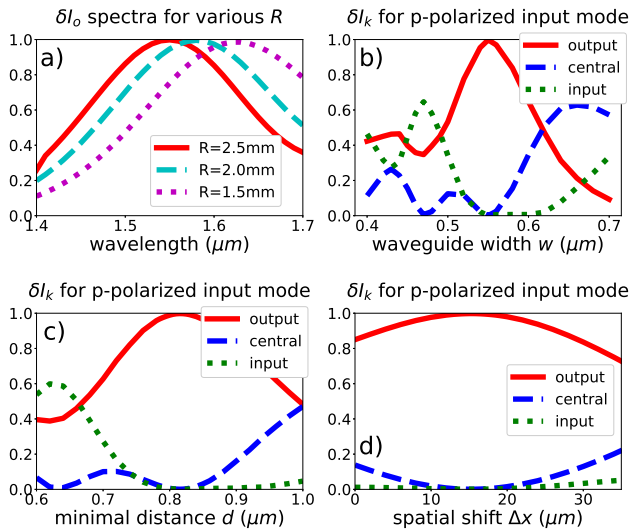


Рис. 4. *a* — Спектры относительного пропускания выходного волновода для трех различных значений радиуса кривизны внешних волноводов. *b–d* — Спектры долей интенсивности света на выходе каждого волновода для различных значений ширины w волновода (*b*), минимального зазора d между волноводами (*c*) и расстояний Δx между точками наибольшего сближения соседних волноводов (*d*). Графики *b–d* приведены для радиуса кривизны $R = 2.5$ мм и рабочей длины волны 1.55 мкм

волноводов с фиксированными геометрическими параметрами. Относительное пропускание центрального волновода (синие штриховые линии на рис. 3 *b, c*) растет с уменьшением длины волны. Для более высоких частот локализация света увеличивается, коэффициенты связи уменьшаются, а эффективность контринтуитивной схемы СТАР падает. Напротив, при большей длине волны свет в основном остается ограниченным во входном волноводе и эффект СТАР не возникает.

Далее мы ограничимся рассмотрением только p -поляризованных волноводных мод и исследуем, как вариации других параметров ($w, d, R, \Delta x$) влияют на пропускание структуры и эффект СТАР. Соответствующие зависимости приведены на рис. 4 и обсуждаются ниже.

На рис. 4 *a* представлены спектры относительного пропускания выходного волновода, δI_o , для трех различных значений радиуса кривизны внешних волноводов $R = 2.5, 2.0, 1.5$ мм. Сплошная красная кривая повторяет соответствующую линию на рис. 3 *b*. Штриховые и пунктирные линии иллюстрируют, как максимумы спектров относительного пропускания смещаются в сторону больших длин волн с уменьшением радиуса внешних волноводов. Дей-

ствительно, увеличение кривизны волновода требует уменьшения локализации его мод для сохранения коэффициента связи, необходимого для эффекта СТАР. Интересно отметить, что с уменьшением радиуса волновода спектр δI_o становится более наклонным. Это указывает на уширение полосы пропускания структуры. Однако потери на излучение также увеличиваются.

Несовершенство процессов изготовления интегральных структур могут также приводить к изменению трех других параметров: w, d и Δx . На графиках *b–d* на рис. 4 показано, как изменяется спектр относительного пропускания при изменении ширины волновода, минимального зазора и пространственного сдвига. Приведенный ниже анализ выполнен для радиуса кривизны внешних волноводов $R = 2.5$ мм.

На рис. 4 *b* видно, что для фиксированной рабочей длины волны 1.55 мкм ширина волновода должна быть очень близка к 0.55 мкм. Если этот параметр выходит за пределы 0.53–0.57 мкм, то выходной волновод переносит менее 0.9 полной выходной интенсивности. Чувствительность эффекта к минимальному расстоянию между волноводами довольно низкая. В частности, диапазон параметра d , в котором относительное пропускание выходного волновода превышает уровень 0.9, составляет 0.76–0.88 мкм. При этом d в диапазоне 0.8–0.83 мкм обеспечивает $\delta I_o = 0.99$, что полностью удовлетворяет требованиям современных технологий изготовления фотонных интегральных схем.

Естественно, что с увеличением ширины волновода w требуется меньшее минимальное расстояние зазора d . При больших значениях w мода более локализована в волноводе и затухающее поле уменьшается. Мы определили пары параметров w и d , обеспечивающие эффективную передачу света при $\Delta x = 15.2$ мкм, $R = 2.5$ мм. Эти результаты приведены в таблице. Таким образом, более широкие волноводы требуют значительного уменьшения расстояния между волноводами (рис. 5). Это может затруднить изготовление такой тройной волноводной структуры с требуемым качеством. Также из таблицы видно, что на длине волны 1.55 мкм наибольшее значение относительного пропускания выходного волновода достигается при $w = 0.55$ мкм и $d = 0.815$ мкм.

Последний параметр, а именно, расстояние Δx между точками наибольшего сближения соседних волноводов, также влияет на эффективность контринтуитивной схемы СТАР (см. рис. 4 *d*), хотя и допускает более значительные изменения своей вели-

Таблица. Оптимальные комбинации ширины волноводов w и минимального расстояния между волноводами d для эффективной адиабатической когерентной передачи света на длине волны 1.55 мкм при $\Delta x = 15.2$ мкм, $R = 2.5$ мм

w , мкм	d , мкм	δI_o
0.55	0.815	0.998
0.65	0.605	0.995
0.75	0.465	0.995
0.85	0.37	0.992

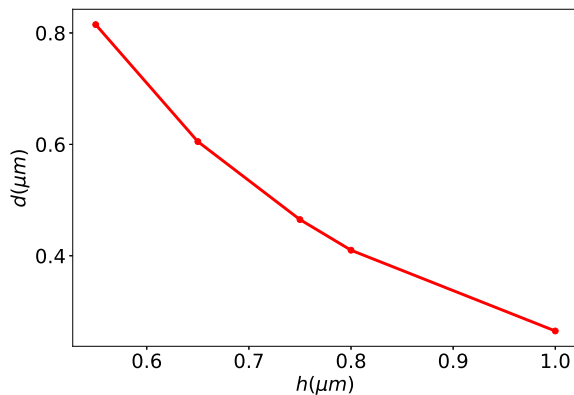


Рис. 5. Зависимость минимального зазора d от толщины волноводов квадратного сечения h , обеспечивающего максимальную эффективность СТАР. Зависимость получена для p -поляризованной входной волноводной моды на длине волны 1.55 мкм при $\Delta x = 15.2$ мкм и $R = 2.5$ мм

чины, чем рассмотренные выше параметры. В частности, если величина пространственного сдвига Δx слишком мала или даже отрицательна, контринтуитивная схема превращается в интуитивную, в которой волноводы возбуждаются последовательно, и система теряет свою толерантность к поглощательным свойствам промежуточного волновода. Напротив, при слишком больших значениях Δx перекрытие областей эффективной связи входного и центрального волноводов и центрального и выходного волноводов исчезает, что приводит к полному исчезновению эффекта туннелирования света. Как видно на рис. 4 d , небольшие отклонения Δx не оказывают существенного влияния на характеристики СТАР, но несколько снижают его эффективность. Диапазон шириной почти 30 мкм обеспечивает относительное пропускание выходного волновода выше 0.9, что свидетельствует о низкой чувствительности к дефектам изготовления.

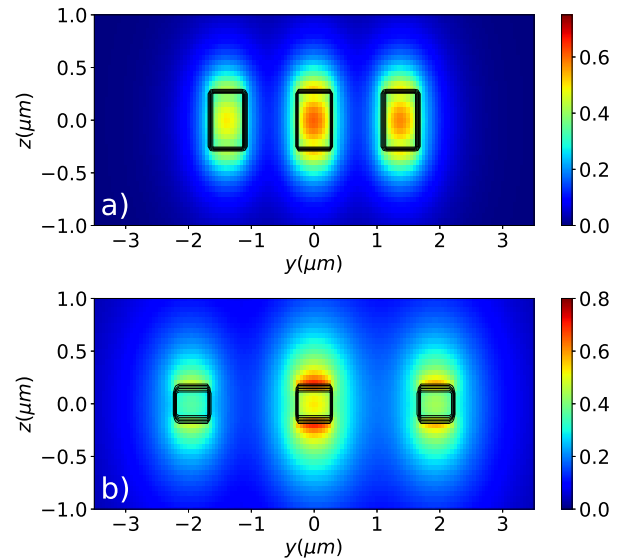


Рис. 6. Распределение интенсивности $|E|^2$ в поперечном сечении волноводов шириной $w = 0.55$ мкм и высотой $h = 0.55$ мкм (a) и $h = 0.3$ мкм (b) при $x = 57.6$ мкм. Черные линии показывают контуры волноводов

5. ОПТИМАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ СТАР ДЛЯ ВОЛНОВОДОВ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ СЕЧЕНИЕМ

Возможность реализации предлагаемого подхода управления светом была исследована также для более часто встречающихся волноводов с прямоугольным сечением.

Моделирование показало, что изучаемый метод может быть реализован для широкого диапазона параметров структуры и для различных состояний поляризации излучения.

Отметим, что в зависимости от соотношения ширины и высоты волновода можно выделить два типа структур: с сильной локализацией (high confinement) и слабой локализацией (low confinement). Соответствующие распределения поля в поперечных сечениях волноводов при сильной ($h = 0.55$ мкм) и слабой ($h = 0.3$ мкм) локализациях представлены на рис. 6 a, b соответственно. Все сечения взяты при $x = 57.6$ мкм, точно посередине между координатами, где боковые волноводы ближе всего подходят к центральному. Можно видеть на рис. 6 a, что моды сильно локализованы и свет распространяется внутри волноводов. В то же время на рис. 6 b видно, что волноводы служат только для направления света, лежащего преимущественно в окружающем материале.

Надо отметить, что в данном случае нет необходимости учитывать ограничения на толщину волновода, связанные с отсечкой для определенной длины волны, при разработке геометрии. Данное ограничение возникает при условии, что все поле электромагнитной волны сконцентрировано внутри волновода. Однако в рассматриваемом нами случае световое поле частично или даже преимущественно локализовано в окружающем материале и эффективная высота волновода превышает указанную высоту h , связанную с толщиной слоя нитрида кремния. Особенно явно это видно для случая слабой локализации мод при $h = 0.3$ мкм (рис. 6 б), когда волновод служит скорее в качестве направляющей для света, чем ограничивает световое поле в своем сечении.

Сравнительно слабая локализация света в тонких по высоте волноводах позволяет повысить добротность микрорезонаторов из нитрида кремния, поскольку значительная часть поля находится в окружающей среде с меньшими потерями [35]. Можно было бы ожидать, что это должно обеспечить повышенную эффективность туннелирования в рассматриваемой схеме благодаря более высокому значению коэффициента связи. Поэтому интересно исследовать свойства эффекта СТАР в волноводах из нитрида кремния со слабой локализацией поля и сравнить результаты со случаем с сильной локализацией. Для этой цели мы зафиксировали радиус кривизны боковых волноводов ($R = 2.5$ мм) и пространственный сдвиг между ними вдоль направления распространения ($\Delta x = 15.2$ мкм), все остальные параметры варьировались (см. рис. 1). Для различных значений ширины волновода w мы нашли пару (толщина волновода, минимальный зазор), обеспечивающую максимальную эффективность передачи света между боковыми волноводами. Результат для пяти выбранных значений w представлен на рис. 7. Обратите внимание на то, что другие значения ширины волновода дают качественно те же зависимости.

На рис. 7 представлены зависимости параметров, обеспечивающих максимальную эффективность СТАР для структуры с ширинами волновода $w = 0.55, 0.65, 0.75, 0.80, 1.0$ мкм. Толщина волноводов из нитрида кремния варьировалась от 0.3 до 1.0 мкм. На рабочей длине волны 1.55 мкм и в рассматриваемом диапазоне значений w волновод толщиной $h = 1.0$ мкм поддерживает сильнолокализованную моду. При этом толщина $h = 0.3$ мкм соответствует слаболокализованной моде при прочих равных параметрах.

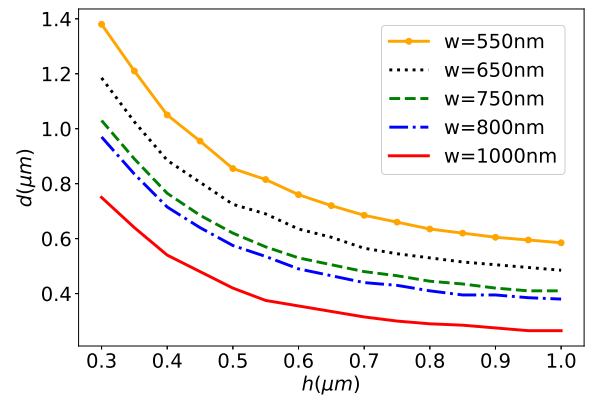


Рис. 7. Зависимости минимального зазора d от толщины h волноводов, обеспечивающего максимальную эффективность СТАР при различных значениях ширины w волновода. Зависимости получены для p -поляризованной входной волноводной моды на длине волны 1.55 мкм при $\Delta x = 15.2$ мкм, $R = 2.5$ мм

На рис. 7 видно, что для всех значений ширины волновода минимальный зазор между соседними волноводами, d , увеличивается с уменьшением толщины волновода, h . Говоря о красной кривой ($w = 1.0$ мкм), можно увидеть, что в случае толщины волновода $h = 1.0$ мкм минимально необходимый зазор составляет $d = 0.265$ мкм, что практически невозможно для изготовления с удовлетворительным качеством волноводов. В то же время для толщины менее 0.520 мкм зазор, требуемый для эффективной передачи света, превышает $d = 0.4$ мкм, что подходит для изготовления. Еще более подходящей является пара параметров $h = 0.3$ мкм и $d = 0.75$ мкм на левом хвосте рассматриваемой кривой, которая поддерживает слаболокализованную моду.

Однако в случае слабой локализации моды необходимо учитывать также процесс связи волноводов после адиабатического туннелирования. В результате этого часть энергии из выходного волновода возвращается обратно в центральный и даже во входной волноводы. На рис. 8 представлена зависимость интенсивности $|E|^2$ на центральной оси среднего волновода от продольной координаты x для двух случаев: черная сплошная линия относится к случаю слабой локализации ($w = 0.55$ мкм, $h = 0.3$ мкм, $d = 1.38$ мкм, рис. 6 б), а красная штриховая линия соответствует случаю сильной локализации ($w = h = 0.55$ мкм, $d = 1.38$ мкм, рис. 6 а). Видно, что несмотря на значительный зазор между соседними волноводами свет возвращается в цен-

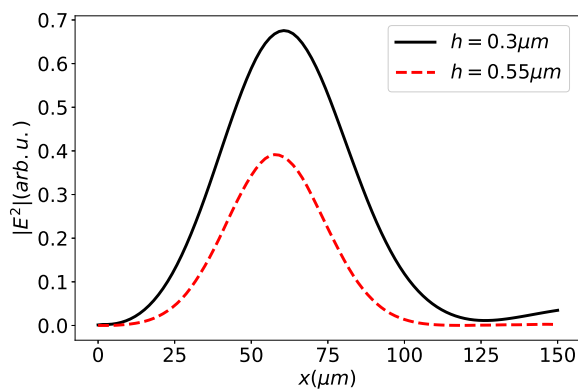


Рис. 8. Интенсивность $|E|^2$ в центре среднего волновода ($y = 0$ мкм, $z = 0$ мкм) в зависимости от продольной координаты x в волноводах из нитрида кремния со слабой локализацией поля (сплошная черная линия) и с сильной локализацией (штриховая красная линия) для p -поляризованной входной волноводной моды на длине волны 1.55 мкм. Другие параметры: $w = 0.55$ мкм, $d = 1.38$ мкм, $R = 2.5$ мм

тральный канал из-за сильного убывающего поля в материале вне волновода, и после $x = 125$ мкм мы наблюдаем постепенное увеличение интенсивности в центральном волноводе.

Помимо этого, было обнаружено, что длина перекачки уменьшается с ростом локализации света в волноводах и что случай с сильной локализацией, т. е. с более высокими волноводами, лучше с точки зрения компактности. Однако этот режим требует более плотной упаковки волноводов, т. е. меньшего зазора между ними, что представляет собой проблему для изготовления. С другой стороны, режим с малой локализацией мод страдает от паразитного возбуждения центрального волновода. Таким образом, промежуточный случай может быть предпочтительным для широкого спектра приложений.

Необходимо также обсудить вопрос, как величина потерь в волноводах влияет на возможность достижения режима с формированием «темного» решения в центральном волноводе, поскольку метод СТАР крайне чувствителен к выполнению «балансных» условий. Этот аспект важен с практической точки зрения.

На рис. 9 а приведена зависимость интенсивности поля в центральном волноводе от величины мнимой части показателя преломления материалов волноводов для волноводов с различными поперечными (высота и ширина волноводов) параметрами. Можно видеть, что характер зависимостей не меняется несмотря на количественные различия. С рос-

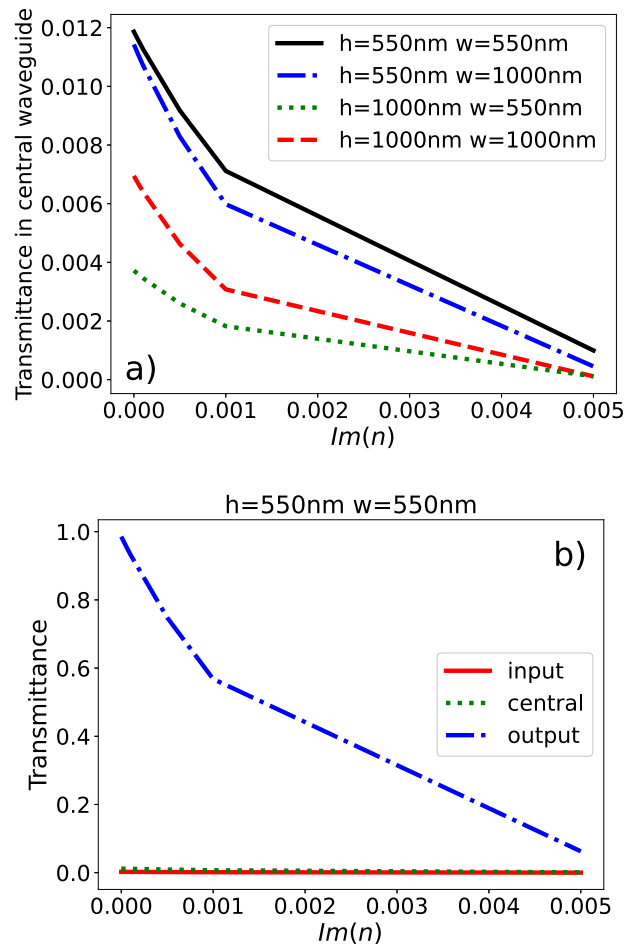


Рис. 9. а — Интенсивность $|E|^2$ на выходе из среднего волновода в зависимости от величины мнимой части показателя преломления в волноводах, определяющей поглощение в них, при различных поперечных размерах волноводов. б — Интенсивность $|E|^2$ на выходе из волноводов в зависимости от величины мнимой части показателя преломления в волноводах для структуры, в которой высота волноводов $h = 0.55$ мкм, а ширина $w = 0.55$ мкм. Графики получены для p -поляризованной входной волноводной моды на длине волны 1.55 мкм. Радиус внешних волноводов $R = 2.5$ мм. Действительная часть показателя преломления волноводов $\text{Re} n_{\text{SiN}} = 1.98$

том поглощения ($\text{Im} n$) уменьшается величина поля в центральном волноводе, но происходит это не из-за изменения режима туннелирования света, а из-за уменьшения интенсивности за счет поглощения. В этом можно убедиться, посмотрев на рис. 9 б, где приведено распределение интенсивности света на выходе из волноводной структуры в зависимости от величины мнимой части показателя преломления в волноводах. Видно, что потери в волноводах уменьшают величину поля в центральном волново-

де, но не за счет изменения режима распространения света или перераспределения энергии поля между волноводами, а за счет снижения интенсивности в каждом из волноводов из-за роста величины поглощения. При этом подобранные геометрические параметры волноводов обеспечивают режим туннелирования даже при величине $\text{Im } n = 0.005$ (при $\text{Re } n_{\text{SiN}} = 1.98$), когда практически все излучение теряется из-за поглощения.

6. ВЫВОДЫ

В работе рассмотрено управление светом в фотонных интегральных схемах из нитрида кремния методом когерентного туннелирования при адиабатическом прохождении (метод СТАР). Рассматриваемый эффект является фотонным аналогом STIRAP — квантового эффекта переноса населенностей состояний, известного в атомной и молекулярной физике. Численно доказана эффективность предлагаемого подхода для широкого диапазона параметров, характерного для реальных интегральных структур из нитрида кремния на длине волны 1.55 мкм. Найдены оптимальные наборы параметров, обеспечивающие эффективную передачу света, как для волноводов с квадратным сечением, так и для прямоугольных волноводов. Оптимизация проводилась путем минимизации интенсивности света на выходе входного и центрального волноводов при минимальных потерях во всей структуре с учетом возможностей ее изготовления. Обнаружено, что оптимальный зазор между соседними волноводами увеличивается с уменьшением толщины волновода. Показано, что эффективное управление светом возможно в системах как с сильной, так и со слабой локализацией света. Выявлены механизмы, ограничивающие эффективность управления светом, и выдвинуто предположение, что системы с промежуточной степенью локализации моды могут быть предпочтительными для широкого спектра приложений. Показана устойчивость схемы СТАР к состоянию поляризации моды распространения. Таким образом, рассмотренный метод когерентного адиабатического туннелирования может быть реализован в интегральных схемах из нитрида кремния для создания эффективных соединений и межсоединений различных волноводов, а также микрокольцевых резонаторов, даже если эти каналы отделены друг от друга.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-22-00190).

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92**, 5363 (1990).
2. K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1003 (1998).
3. M. Shapiro, J. W. Hepburn, and P. Brumer, *Chem. Phys. Lett.* **149**, 451 (1988).
4. D. J. Tannor, R. Kosloff, and S. A. Rice, *J. Chem. Phys.* **85**, 5805 (1986).
5. K. Bergmann, H.-C. Nägerl, C. Panda et al., *J. Phys. B* **52**, 202001 (2019).
6. E.-S. Lee, K. W. Chun, J. Jin et al., *Opt. Express* **31**, 4760 (2023).
7. S. Longhi, *Laser Photon. Rev.* **3**, 243 (2009).
8. I. A. Burenkov, I. Novikova, O. V. Tikhonova, and S. V. Polyakov, *Opt. Express* **29**, 330 (2021).
9. S. Longhi, G. Della Valle, M. Ornigotti, and P. Laporta, *Phys. Rev. B* **76**, 201101 (2007).
10. Y. Lahini, F. Pozzi, M. Sorel et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 193901 (2008).
11. F. Dreisow, A. Szameit, M. Heinrich et al., *Appl. Phys. Lett.* **95**, 261102 (2009).
12. R. Menchon-Enrich, A. Llobera, J. Vila-Planas et al., *Light Sci. Appl.* **2**, e90 (2013).
13. M. Mrejen, H. Suchowski, T. Hatakeyama et al., *Nat. Commun.* **6**, 7565 (2015).
14. E. Paspalakis, *Opt. Commun.* **258**, 30 (2006).
15. T. A. Ramadan, R. Scarmozzino, and R. M. Osgood, *J. Light Technol.* **16**, 277 (1998).
16. C. W. Wu, A. S. Solntsev, D. N. Neshev, and A. A. Sukhorukov, *Opt. Lett.* **39**, 953 (2014).
17. V. Evangelakos, E. Paspalakis, and D. Stefanatos, *Sci. Rep.* **13**, 1368 (2023).
18. J. S. Levy, A. Gondarenko, M. A. Foster et al., *Nat. Photon.* **4**, 37 (2010).
19. D. J. Moss, R. Morandotti, A. L. Gaeta, and M. Lipson, *Nat. Photon.* **7**, 597 (2013).
20. J. H. Song, T. D. Kongnyuy, A. Stassen et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28**, 2164 (2016).
21. K. Wu and A. W. Poon, *Opt. Express* **28**, 17708 (2020).

22. J. Liu, G. Huang, R. N. Wang et al., Nat. Commun. **12**, 2236 (2021).
23. C. Xiang, W. Jin, and J. E. Bowers, Photon. Res. **10**, A82 (2022).
24. N. M. Kondratiev, V. E. Lobanov, A. E. Shitikov et al., Front. Phys. **18**, 21305 (2023).
25. D. T. Spencer, J. F. Bauters, M. J. R. Heck, and J. E. Bowers, Optica **1**, 153 (2014).
26. X. Xue, X. Zheng, and B. Zhou, Nat. Photon. **13**, 616 (2020).
27. Ó. B. Helgason, F. R. Arteaga-Sierra, Z. Ye et al., Nat. Photon. **15**, 305 (2021).
28. I. Rebolledo-Salgado, C. Quevedo-Galán, Ó. B. Helgason et al., Commun. Phys. **6**, 303 (2023).
29. S. Sanyal, Y. Okawachi, Y. Zhao et al., Phys. Rev. Lett. **134**, 123801 (2025).
30. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press (1998).
31. J. Kischkat, S. Peters, B. Gruska et al., Appl. Opt. **51**, 6789 (2012).
32. D. J. Blumenthal, R. Heideman, D. Geuzebroek et al., Proc. IEEE **106**, 2209 (2018).
33. M. H. P. Pfeiffer, A. Kordts, V. Brasch et al., Optica **3**, 20 (2016).
34. A. M. Mumlyakov, N. Yu. Dmitriev, M. V. Shibalov et al., Phys. Rev. Appl. **22**, 054027 (2024).
35. W. Jin, Q.-F. Yang, L. Chang et al., Nat. Photon. **15**, 346 (2021).