

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Диэлектрический нанолазер с локализацией электромагнитного поля на атомном масштабе

В.И. Балыкин

Полупроводниковые нанолазеры представляют собой современный рубеж исследований в области пересечения нанотехнологии, нанофотоники и лазерной физики. В обзоре мы рассматриваем некоторые из наиболее захватывающих результатов, достигнутых в последнее время в этой области. Мы сосредоточимся на наноразмерных лазерах, изготовленных на основе двумерных фотонных кристаллов, будут рассмотрены особенности этих нанолазеров. Из-за малых размеров и сильной локализации поля в этих нанолазерах некоторые привычные концепции в физике полупроводниковых лазеров необходимо пересмотреть, чтобы определить их обоснованность и/или применимость на наномасштабе. Мы пытаемся ответить на вопрос о том, насколько маленьким может быть лазер и существует ли предельный размер для лазера.

Ключевые слова: нанолазер, нанофотоника, нанотехнология, лазерная физика, фотонные кристаллы, наноантенна, нанорезонатор, локализация поля на атомном уровне

PACS numbers: 42.55.Px, 42.55.Tv, 42.60.Da

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2026.02.040093>

Содержание

1. Введение (787).
 - 1.1. Основные вехи развития макроскопических лазеров.
 - 1.2. Мотивация миниатюризации лазеров.
2. Основные понятия физики полупроводниковых лазеров (791).
 - 2.1. Принцип работы полупроводникового лазера. 2.2. Полупроводниковый лазер на гомопереходе. 2.3. Лазеры на двойной гетероструктуре. 2.4. Лазеры на квантовых ямах. 2.5. Квантово-каскадный лазер. 2.6. Активные материалы для лазеров малых размеров. 2.7. Типы малых лазеров и их характеристики.
3. Переход от макроскопического лазера к наноскопическому (795).
 - 3.1. Физические ограничения на размер нанолазера. 3.2. Основные физические параметры, определяющие функционирование нанолазеров.
4. Нанолазеры на фотонном кристалле с дифракционно ограниченной локализацией электромагнитного поля (799).
 - 4.1. Фотонные кристаллы. 4.2. Резонаторы на основе фотонных кристаллов и их основные параметры. 4.3. Рецепты построения высокодобротных резонаторов на фотонном кристалле. 4.4. Лазеры на фотонном кристалле.
5. Нанолазер с субдифракционной локализацией электромагнитного поля (807).
 - 5.1. Объем моды резонатора. 5.2. Подходы к локализации излучения в диэлектрических наноструктурах. 5.3. Элементы физики полупроводниковых лазеров с размерами меньше длины волны.

- 5.4. Порог генерации нанолазера. 5.5. Экспериментальная реализация нанолазера с размерами меньше длины волны.
 6. Фундаментальные ограничения пространственной локализации фотона (823).
 7. Применение полупроводниковых нанолазеров (825).
 8. Заключение (825).
- Список литературы (826).

1. Введение

1.1. Основные вехи развития макроскопических лазеров

Лазер, транзистор и компьютер являются знаковыми изобретениями середины XX века, которые имели глубокие концептуальные корни и их быстрое и широкое внедрение являлось следствием крупных государственных и корпоративных инвестиций в физические исследования и практические разработки и быстрого роста числа физиков и инженеров в соответствующих областях исследований.

Лазеры являются устройствами, которые генерируют или усиливают свет, так же как транзисторы и электронные вакуумные лампы генерируют и усиливают электронные сигналы на аудио, радио или микроволновых частотах. В контексте лазера "свет" следует понимать широко, поскольку различные виды лазеров могут усиливать излучение на длинах волн от очень длинного инфракрасного диапазона до видимого диапазона и теперь простираясь до вакуумного ультрафиолета и даже рентгеновского диапазонов.

Первым концептуальным строительным блоком в развитии лазеров была, несомненно, выдвинутая в 1916 г. Альбертом Эйнштейном идея, что фотоны могут

В.И. Балыкин

Институт спектроскопии РАН,
ул. Физическая 5, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация
E-mail: balykin@isan.troitsk.ru

Статья поступила 10 октября 2025 г.,
после доработки 26 декабря 2025 г.

стимулировать испускание возбуждёнными атомами идентичных фотонов — предсказание явления вынужденного излучения, которое является физической основой работы любого лазера [1]. В 1928 г. Ладенбургом и Копферманном было экспериментально подтверждено существования вынужденного излучения [2]. В 1940 г. Фабрикантом была предсказана возможность использования вынужденного излучения среды с инверсией населённости для усиления электромагнитного излучения [3]. Следующий важный шаг в развитии идеи создания лазера был сделан в 1950 г.: Лэмб и Резерфорд предложили использовать ядерный магнитный резонанс для создания инверсии населённости [4], а годом позднее был экспериментально продемонстрирован эффект вынужденного излучения в радиочастотном диапазоне длин волн [5].

В 1951 г. Таунс сделал следующий важный концептуальный шаг, предположив, что генерация на микроволновых частотах может возникнуть в резонансной полости. Такая генерация была продемонстрирована в 1954 г. Таунсом и Гордоном на молекулах аммиака, ознаменовав собою создание первого микроволнового мазера [6]. За открытие принципа работы мазера советским учёным А.М. Прохорову и Н.Г. Басову и американскому учёному Таунсу, одновременно и независимо, была присуждена Нобелевская премия по физике.

После успешной демонстрации микроволнового мазера физическое сообщество стало думать о расширении принципа действия мазера на более высокие частоты — в оптический диапазон, что означало переход на три–четыре порядка в более высокочастотный диапазон. Таунсом были сформулированы основные физические проблемы в достижении генерации когерентного света в оптическом диапазоне, которые были адресованы к физическому сообществу в виде трёх вопросов: (1) какой материал использовать в качестве активной среды, (2) как создать инверсию населённости, и (3) какой тип резонатора использовать в диапазоне столь малых длин волн излучения.

Впервые понятие лазера было введено Гордоном Гулдом (Gordon Gould), аспирантом факультета физики Колумбийского университета. Гулд в 1957 г. нотариально заверил записи своих исследований, содержащих концепцию преобразования света в высококонцентрированный пучок, описав этот процесс как "усиление света путём вынужденного испускания излучения". В этих записях впервые упоминается термин "лазер" — аббревиатура от "усиление света путём вынужденного излучения". (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, Laser). Гулд потратил 30 лет, убеждая федеральные суды подтвердить его патент на лазер. В 1977 г. US Patent and Trademark Office удовлетворило его заявку на изобретение лазера. Этот патент принёс Гордону Гулду более 30 миллионов долларов в виде лицензионного вознаграждения (royalty payment).

В 1958 г. Таунс и Шавлов опубликовали статью, описывающую их собственное устройство, которое было ими названо "оптическим мазером" [7] и подали патентную заявку в 1958 г. на изобретение лазера, которая позднее была присуждена работодателю Шавлова, Bell Laboratories. В статье остались без ответа три важных вопроса: (1) как возбудить инверсию населённости, (2) что использовать в качестве активной среды и (3) выбор оптического резонатора.

В своих работах по созданию лазера группа Таунса сосредоточилась на оптической накачке атомов щелочного металла лампой, излучающей на линиях того же элемента. Джаван из Bell Labs предложил иной способ создания инверсии: возбуждать газ электрическим разрядом и остановился на системе, в которой разряд возбуждал атомы гелия, которые передавали энергию возбуждения атомам неона, которые уже излучали требуемый свет [8]. Однако экспериментальный прогресс был медленным.

Теодор Мейман начал исследовать рубин в качестве активной среды лазера в Исследовательской лаборатории Хьюза (Hughes Research Laboratories) в начале 1956 г. Его первым большим успехом было создание более практичной версии рубинового микроволнового мазера. Для рубинового мазера требовалось криогенное охлаждение для создания микроволновой инверсии населённости, поэтому кристалл рубина помещался в дьюар с жидким гелием, который помещался в дьюар с жидким азотом (для подавления теплового шума), который, в свою очередь, помещался в массивный магнит. Вся конструкция весила 2,5 тонны. Мейман значительно уменьшил размер и вес всего устройства сначала поместив магнит внутрь дьюара, а затем получил генерацию от рубинового мазера при температуре жидкого азота. Окончательное устройство весило всего несколько фунтов!

Рубиновый мазер работал при температуре жидкого гелия, чтобы уменьшить тепловой шум. Одна из возможностей уменьшить тепловой шум заключалась в использовании оптической накачки атомов хрома в рубине для возбуждения энергетических состояний, необходимых для работы мазера. Эксперименты показали, что это возможно. Эксперименты также побудили Меймана задуматься о том, может ли оптическая накачка быть применена в кристалле рубина для генерации света.

Мейман представил рубиновый микроволновый мазер на конференции по Квантовой электронике в Нью-Йорке. Только две работы на конференции напрямую касались лазеров. Джаван из Bell Labs описал свой план создания гелий-неонового лазера, а Шавлов — потенциальные возможности твердотельных лазеров. Ни один из них не сообщил о приближении к созданию лазера. Хорошей новостью было то, что Шавлов пришёл к выводу, что твердотельный лазер может быть относительно прост в изготовлении. Плохой новостью был его вывод о том, что рубиновый лазер не будет работать в силу ряда физических ограничений: "Две самые сильные линии в рубине... приводят к заселению основного состояния, поэтому всегда будут некоторые атомы в нижнем состоянии и это будет препятствовать достижению генерации (оптического) мазера", — сообщил Шавлов на конференции. Шавлов также упомянул ещё одну проблему — рубин имел низкую эффективность флуоресценции, поэтому даже если бы можно было возбудить атомы хрома, мало энергии было бы в виде света генерации. Шавлов заявил — "рубин никогда не подойдёт в качестве активной среды, нужен какой-то другой материал".

Меймана не убедили соображения Шавлова о том, что "невозможно создание инверсии в рубине". Шавлов не приводил конкретных расчётов, которые подтверждали бы его доводы против рубина, поэтому Мейман подозревал, что он мог что-то упустить. Мейман провёл экспериментальные измерения квантовой эффективности рубина и его первые результаты показали, что она

оказалась крайне высокой и составляла около 70 %. Дальнейшие измерения показали, что фактическое значение было близко к 100 %.

Убеждённый, что теперь он понимает перенос энергии в рубине, Мейман решил попробовать создать рубиновый лазер. Его рубиновый лазер выглядит обманчиво просто. Небольшой рубиновый стержень помещён внутри фотографической лампы-вспышки и всё это располагается в отражающем цилиндре, который фокусирует свет лампы в рубиновый стержень. При постепенном увеличении напряжения, подаваемого на лампу-вспышку, возникали яркие импульсы красного света, а их временные и спектральные характеристики показали значения, ожидаемые от лазера.

О создании лазера было объявлено на пресс-конференции 7 июля 1960 г. в Нью-Йорке после того, как журнал *Physical Review Letters* отклонил статью Меймана о создании лазера. Краткое описание эксперимента Меймана появилось позднее в журнале *Nature* [9].

Демонстрация Мейманом лазера имела революционное влияние на все физическое сообщество. После пресс-конференции 7 июля 1960 г. в Нью-Йорке группа Шавлова в Bell Labs создала свой рубиновый лазер в течение *нескольких недель* и подтвердила результаты Меймана. После этого инженеры и физики начали тестировать копии рубинового лазера Меймана в лабораториях по всему миру¹.

Рубиновый лазер вдохновил Сорокина и Стивенсона на построение другого твердотельного лазера из кристаллов фторида кальция, легированного ураном. Это был первый лазер на активной среде с четырёхуровневой энергетической схемой. В отличие от рубина, он не нашёл практического применения, так как требовал криогенного охлаждения. Джаван, Беннетт и Херриотт (Javan, Bennett, and Herriott) 12 декабря 1960 г. продемонстрировали первый газовый лазер [10]. Это был первый лазер в большом семействе газовых лазеров с разрядным возбуждением.

Было испытано много других твердотельных активных сред, но только в 1964 г. была продемонстрирована лазерная генерация на Nd-YAG на длине волны 1,06 мкм — лазер, который впоследствии стала доминирующим твердотельным лазером [11].

Ещё в 1953 г. Джон фон Нейман выдвинул идею создания вынужденного излучения в полупроводниках. В 1955 г. Браунштейн сообщил о наблюдении светового излучения в нескольких полупроводниковых материалах: арсениде галлия, фосфиде индия и антимониде индия [12], что позволило предположить, что материалы на основе полупроводников III–V групп могут быть активными средами для лазеров. Однако достигнутая эффективность генерации была очень низкой и прогресс был очень медленным. Роберт Холл использовал в качестве активной среды GaAs при температуре жидкого азота. Это позволило создать впервые диодный лазер с электрической накачкой [13].

Диодные лазеры были крупным прорывом в становлении лазерной эры, однако все они были на основе устройств с широкозонными гомопереходами и могли работать только при температуре жидкого азота и при большом импульсе тока накачки. Как перспективы, так и проблемы полупроводниковых диодных лазеров были очевидны с их первых демонстраций. К началу 1960-х гг.

стало ясно, что полупроводниковые лазеры — это будущее электроники, что они станут основой лазерной связи. Однако существовали серьезные проблемы, которые нужно было преодолеть при производстве диодных лазеров и главной из них являлась возможность работать при комнатной температуре. Потребовалось несколько лет, прежде чем были созданы непрерывные лазеры, работающие при комнатной температуре.

Первые диодные лазеры были на основе широкозонных полупроводников III–V групп, называемые лазерами с гомопереходом (homojunction lasers). В 1963 г. Кремер из Varian Central Research Laboratory предложил добавить в активную среду полупроводниковый слой с другим составом и другой шириной запрещённой зоны, чтобы создать гетеропереход (контакт двух различных по химическому составу материалов), который будет захватывать электроны на переходе, чтобы они могли легче рекомбинировать с дырками и излучать свет [14]. Группа Жореса Алфёрова создала первые гетеропереходы для полупроводниковых лазеров [15] и была первой, кто продемонстрировал непрерывную работу диодного лазера при комнатной температуре. Алфёров с Кремером разделили Нобелевскую премию 2000 г. за развитие диодных лазеров на гетеропереходах.

В 1980-х гг. стало ясно, что лазеры стали неотъемлемой частью потребительской экономики. Разработка серийных лазерных продуктов началась в начале 1970-х гг. с выходом на рынок красных гелий-неоновых лазеров. Первым продуктом на рынке стал лазерный сканер для супермаркетов. Следующим важным продуктом стали оптические диски. Настоящим успехом оптических дисков стали 12-сантиметровый аудио и компакт-диски, на основе использования GaAlAs лазера на длине волны 780 нм.

Как и первые транзисторы, вначале диодные лазеры изготавливались на полупроводниковой пластине большого размера, затем разрезались на крошечные чипы. Первые коммерческие непрерывные диодные лазеры в середине 1970-х гг. были полосковыми лазерами с мощностью в несколько милливатт. Выходная мощность одного полоскового лазера была мала, поэтому разработчики, искавшие возможность достижения более высокой мощности, обратились к широкополосным лазерам и многополосным массивам. В 1985 г. компания Spectra Diode Laboratories представила монолитную матрицу из 10 диодных лазеров на GaAlAs мощностью 200 мВт. В 1986 г. компания Spectra Diode сообщила о непрерывном лазере мощностью 4 Вт из массива из 140 полосковых лазеров. К 1989 г. компания Spectra Diode увеличила мощность более чем на порядок, до 76 Вт непрерывного излучения из массива размером 1 см.

При высокой мощности качество лазерного луча было невысоким, но это не было большой проблемой при использовании для накачки твердотельных лазеров. Первые коммерческие Nd-YAG лазеры с диодной накачкой на GaAlAs на длине волны 808 нм были представлены в 1984 г. [16]. В 1985 г. Sony сообщила о разработке непрерывного диодного лазера AlGaInP при комнатной температуре на длине волны 671 нм [17]. Два года спустя компания NEC на полупроводниковой структуре GaInP разработала лазер мощностью до 5 мВт на более короткой длине волны 678 нм также при комнатной температуре [18]. В 1996 г. Shuji Nakamura сообщила об изготовлении первого непрерывного сине-фиолетового лазера на полупроводниковой структуре InGaN.

¹ Об истории лазеров см. также [219–228]. (Примеч. ред.).

Быстрый рост Интернета и развитие Всемирной паутины стимулировали спрос на высокоскоростную передачу данных в 1990-х гг. Быстрое развитие высококачественного оптоволокна позволило удовлетворить этот спрос и увеличить пропускную способность глобальной телекоммуникационной сети. Все это потребовало развития диодных лазеров, волоконных усилителей и волоконных лазеров.

Высокоскоростные телекоммуникационные сети требовали от диодных лазеров узкополосного лазерного излучения и стабильной выходной мощности. Такими стали лазеры с распределённой обратной связью. Диодные лазеры с распределённой обратной связью (distributed feedback laser, DFB laser) были впервые продемонстрированы на GaAs в середине 1970-х гг. [19]. Затем были созданы лазеры на InGaAsP уже на длинах волн 1,31 и 1,55 мкм, необходимой для телекоммуникационных задач. В начале 1980-х гг. были созданы полупроводниковые лазеры, работающие при (1) комнатной температуре, в (2) одномодовом режиме и при (3) высокоскоростной прямой модуляции излучения. Все три свойства лазера необходимы для одномодовых систем связи [20].

Разработка перестраиваемых диодных лазеров стала основным направлением исследований в лазерной физике в конце 1990-х гг. Вначале в них использовался внешний резонатор. Подход, который оказался более успешным в долгосрочной перспективе, заключался в монокристаллической интеграции лазера с парой распределённых брэгговских отражательных решёток (Distributed Bragg Reflector, DBR) [21].

Следующим значительным шагом в развитии технологии диодных лазеров было создание поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL), излучающего свет в направлении, перпендикулярном поверхности кристалла, в отличие от обычных диодных лазеров с торцевым излучением. Работа VCSEL отличается от работы диодных лазеров с торцевым излучением несколькими важными моментами. Длина резонатора чрезвычайно короткая, но пространственная область излучения широкая и поэтому возможно лучшее пространственное распределение и меньшая расходимость излучения. VCSEL имеют низкий пороговый ток, но небольшой объём активной среды ограничивает выходную мощность и их использование в коммуникациях ограничено системами передачи сигнала на короткие расстояния. Однако VCSEL имеют решающее преимущество при их производстве — их можно тестировать на пластине, перед тем как разрезать полупроводник на отдельные чипы, что значительно снижает затраты. Это обеспечило VCSEL широкое применение.

Диодные лазеры произвели революцию в лазерном мире, где высокоомощные диодные лазеры являются основной движущей силой. Они могут преобразовывать более половины входной электрической мощности в излучение, что является высокой эффективностью для любого источника света. Модуляция тока возбуждения напрямую модулирует выходные параметры лазера. Мощные диодные лазеры могут выполнять множество задач, где не требуется высокое качества пучка, таких как термообработка или пайка. При этом лучшее качество лазерного пучка и необходимые длины волн излучения относительно просто реализуются при диодной накачке твердотельных лазеров.

В начале развития лазерной техники использовалась ламповая накачка активной среды, которая крайне неэффективна: около 2 % энергии уходит в накачку, остальные 98 % переходят в тепло. Напротив, в лазерах с диодной накачкой до половины электрической мощности превращается в свет накачки, и половина света накачки преобразуется в выходной лазерный пучок, что обеспечивает эффективность работы от розетки 25 % (!). Высокая эффективность диодной лазерной накачки позволила создание других твердотельных лазеров.

Появились новые типы лазеров. Одним из важных примеров является квантово-каскадный лазер, основанный на межподзонных переходах в полупроводнике. Такие лазеры были впервые предложены в 1971 г. российскими учёными Казариновым и Сурисом [22] и были продемонстрированы в 1994 г. [23]. Технология широко развивалась с 1994 г. и сделала квантово-каскадные лазеры превосходными источниками для большинства приложений от среднего ИК- до терагерцового диапазона.

1.2. Мотивация миниатюризации лазеров

Миниатюризация и интеграция фотонных компонентов существенно улучшила многие оптические системы и открыла широкий спектр новых областей их применения. Миниатюризация лазеров имеет большие перспективы не только в усовершенствовании имеющихся устройств, но и ещё в большей степени в появлении новых. Потенциальные приложения все более малых лазеров включают оптические коммуникации и обработку данных. Такие лазеры могут обеспечить скорость передачи данных, превышающую ту, что возможна в электронике [24, 25]. Продолжающаяся миниатюризация лазеров может также открыть новые возможности в медицинской визуализации и зондировании, если такие лазеры можно будет сделать биосовместимыми и имплантируемыми [26, 27]. Трёхмерные дисплеи и усовершенствованная голография могут выиграть от более компактных когерентных источников света [28].

Изобретение VCSEL лазера в 1980-х гг. [28] ознаменовало первый этап на пути миниатюризации лазеров. Размеры VCSEL лазера составляют несколько длин волн излучаемого света. В 1990-х гг. были предприняты дальнейшие шаги по миниатюризации лазеров с демонстрацией микродисковых лазеров [29], лазеров на основе фотонных кристаллов [30, 31]. Большая часть этих работ опиралась на обычные полупроводники и литографии сверху–вниз, однако использование новых материалов для активных сред, таких как органические полупроводники и квантовые точки, позволило использовать уже методы изготовления снизу–вверх и таким образом, обеспечило дополнительные возможности в конструкции резонатора и получение требуемой длины волны излучения.

Все эти лазеры используют для локализации света в резонаторе разницу в показателе преломления используемых диэлектриков, и минимальный возможный размер оптической моды определяется дифракционным пределом. Соответственно общий размер резонатора, а значит и лазера, не превышает длину волны излучаемого света. Использование металлических резонаторов (плазмонные нанолазеры [32]) позволило уменьшить размер нанолазера до размера меньше дифракционного предела [33–35].

Эксперименты с плазмонными нанолазерами (спазерами) были проведены не с единичными 3D спазерами, а

с ансамблем спазеров [33]. До настоящего времени результаты работы Ногинова с соавторами не были воспроизведены в других лабораториях и эксперимент вызвал многочисленную критику. Существует ряд исследований, в которых подвергаются сомнению законность различных аспектов данной работы. В работе [36] было установлено, что необходимая скорость накачки для достижения режима генерации чрезвычайно высока в связи с чрезвычайно высокой скоростью дефазировки плазмонного лазера и был сделан вывод о том, что было бы очень трудно достичь режима генерации в условиях эксперимента Ногинова с соавторами.

2. Основные понятия физики полупроводниковых лазеров

Полупроводниковые лазеры представляют собой один из наиболее важных, используемых сегодня классов лазеров, не только из-за большого разнообразия прямых применений, в которых они задействованы, но и потому, что они нашли широкое применение для накачки твердотельных лазеров.

2.1. Принцип работы полупроводникового лазера

Принцип работы полупроводникового лазера можно пояснить с помощью рис. 1, на котором показаны валентная зона V полупроводника и зона проводимости C, разделённые энергетической щелью E_g . Для простоты сначала предположим, что полупроводник находится при температуре $T = 0$ К.

Тогда для невырожденного полупроводника валентная зона полностью заполнена электронами, в то время как зона проводимости пуста, рис. 1. (На рисунке энергетические состояния, полностью заполненные электронами обозначены заштрихованной областью.) Предположим теперь, что некоторые электроны переведены из валентной зоны в зону проводимости с помощью подходящего механизма накачки. Внутризонная релаксация с типичной постоянной времени ~ 1 пс (электрон-фоонные столкновения) обычно происходит намного быстрее, чем межзонная релаксация, имеющая постоянную времени ~ 1 нс (электронно-дырочная рекомбинация). Поэтому после очень короткого времени (~ 1 пс) электроны в зоне проводимости переходят на самые нижние незанятые уровни этой зоны; тем временем любой электрон вблизи вершины валентной зоны также переходит на самые нижние незанятые уровни этой зоны, таким образом оставляя дырки на вершине валентной зоны.

Эта ситуация описывается введением квазиуровней Ферми E_{F_c} для зоны проводимости и E_{F_v} для валентной зоны. Для каждой зоны при $T = 0$ К они определяют

энергию, ниже которой состояния полностью заняты электронами, и выше которой состояния пусты. Световое спонтанное излучение в полупроводнике возникает, когда электрон в зоне проводимости переходит в валентную зону, рекомбинируя с дыркой. При соответствующих условиях может возникать вынужденное излучение на этом переходе, приводящее к лазерной генерации.

Известно, что условием для усиления света, а не его поглощения, является:

$$E_g \leq h\nu \leq E'_{F_c} - E'_{F_v}. \quad (1)$$

Детальное рассмотрение показывает, что это условие справедливо для любой температуры, так что для диапазона энергии $h\nu$, определяемого условием (1), усиление превышает поглощение. Для достижения этого условия, необходимо выполнения следующего неравенства:

$$E'_{F_c} - E'_{F_v} \geq E_g. \quad (2)$$

Значения квазиуровней Ферми E'_{F_c} и E'_{F_v} , зависят от интенсивности накачки, т.е. от плотности N электронов в зоне проводимости. Значения для квазиуровней Ферми в зоне проводимости $E'_{F_c} = E'_{F_c}(N)$ увеличивается, в то время как в валентной зоне $E'_{F_v} = E'_{F_v}(N)$ уменьшается с увеличением концентрации N . Таким образом, для выполнения условия $E'_{F_c} - E'_{F_v} > E_g$ т.е. превышения усиления над потерями, плотность электронов N должна превысить некоторое критическое значение, устанавливаемое условием:

$$E'_{F_c}(N) - E'_{F_v}(N) = E_g. \quad (3)$$

Чтобы достичь этого условия, необходимо ввести в зону проводимости определенную плотность электронов (и дырок в валентную зону), которая называется *плотностью прозрачности* (transparency density) и обозначается как N_{tr} . Равенство (3) эквивалентно условию равенства заселенностей уровней в невырожденной двухуровневой системе, когда она становится непоглощающей (прозрачной). Если инжектированная плотность носителей больше, чем N_{tr} , в полупроводнике наблюдается усиление; если эта активная среда помещается в резонатор и усиление достаточно для преодоления потерь резонатора, возникает лазерная генерация.

2.2. Полупроводниковый лазер на гомопереходе

Лазерная генерация на полупроводнике была впервые получена в 1962 г. с использованием GaAs диода на p–n-переходе. Лазеры, использующие один и тот же материал по обеим сторонам p–n-перехода называются лазерами

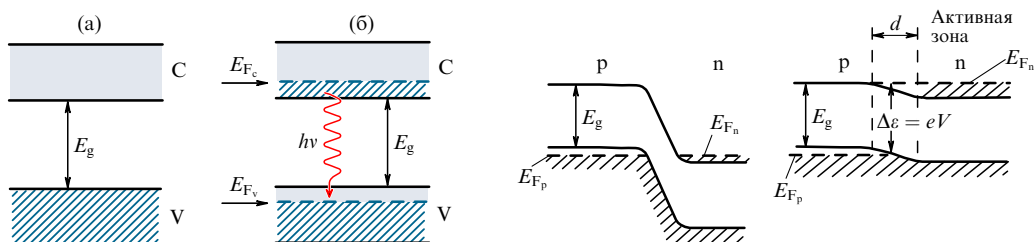


Рис. 1. Слева — принцип работы полупроводникового лазера: (а) зонная структура полупроводникового лазера с p–n-переходом при нулевом и при ненулевом (б) напряжении, приложенном к переходу. Справа — гомопереходный полупроводниковый лазер.

с гомопереходом (homojunction lasers). (Гомопереход образуется на границе соединения двух полупроводниковых материалов одного типа, легированных различными примесями).

На рисунке 1 (справа) показана схема гомопереходного полупроводникового лазера. Из рисунка видно, что в области перехода электроны инжектируются в зону проводимости (из области n-типа), а дырки инжектируются в валентную зону (из области p-типа). Таким образом, при соответствующих значениях плотности тока может быть достигнуто условие прозрачности, а затем и пороговое условие генерации лазера. Одно из основных физических ограничений этого устройства связано с очень малым потенциальным барьером для электронов в зоне проводимости при достижении области p-типа. Электрон может проникнуть в материал p-типа, где он становится неосновным носителем заряда, рекомбинируя с дыркой. Глубина проникновения d электрона определяется временем его диффузии, которая составляет величину порядка нескольких нс, так что $d \sim 1$ мкм. Это означает, что активная область должна быть достаточно толстой, поскольку она ограничена длиной диффузии, а не толщиной обедненного слоя ($\sim 0,1$ мкм).

Гомопереходный лазер требует высокой пороговой плотности тока, которая обусловлена двумя причинами: (1) большой толщиной активной области (поэтому пороговый ток, пропорциональный объёму активной среды, также пропорционально высок) и (2) сравнительно большими поперечными размерами лазерного луча, значительно распространяющегося в p- и n-областях, где он сильно поглощается. По этим причинам гомопереходные лазеры работают в непрерывном режиме только при криогенных температурах. Лазер с гомопереходом теперь имеет только историческое значение; он был заменён вначале на лазер с единичной гетероструктурой, затем на лазер с двойной гетероструктурой.

2.3. Лазер на двойной гетероструктуре

Физические ограничения на очень высокую пороговую плотность тока в гомопереходном лазере были сняты в лазере с двойной гетероструктурой. Гетероструктура представляет собой соединение двух полупроводниковых материалов разных типов.

На рисунке 2 показана принципиальная схема двойной гетероструктуры, в которой активная среда (заштрихованная область) представляет собой тонкий слой (0,1–0,2 мкм) GaAs, p- и n-области выполнены из $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. В этих устройствах слой материала с более узкой запрещённой зоной располагается между двумя слоями материала с более широкой запрещённой зоной. Пороговая плотность тока при использовании такой структуры может быть уменьшена примерно на два порядка по сравнению с соответствующими гомопереходными устройствами. Снижение пороговой плотности тока обусловлено следующими тремя обстоятельствами: (1) показатель преломления активного слоя значительно больше, чем показатель преломления прилегающих p- и n-слоёв, что обеспечивает волноводный характер структуры и лазерный луч ограничен областью активного слоя, (2) ширина запрещённой зоны активного слоя значительно меньше, чем ширина запрещённой зоны оболочечных слоёв, что создаёт энергетические барьеры на двух плоскостях гетеропереходов для эффективного удерживания инжектированных дырок и электронов

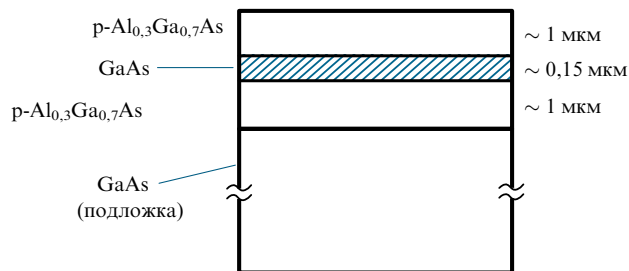


Рис. 2. Принципиальная схема двойной гетероструктуры, в которой активная среда (заштрихованная область) состоит из GaAs.

внутри активного слоя, (3) поскольку ширина запрещённой зоны оболочечных слоёв заметно больше ширины запрещённой зоны активного слоя, то лазерный луч, гораздо слабее поглощается в своих оболочках.

2.4. Лазеры на квантовых ямах

В полупроводниковых материалах функция плотности состояний (density of states, DOS) описывает число доступных энергетических состояний на единицу объёма и на единицу энергии для электронов внутри материала. Это ключевое понятие для описания концентрации носителей заряда и их распределения по энергетическим зонам, особенно в зоне проводимости и валентной зоне. В объёмном полупроводнике (физические размеры которого намного больше длины волны де Бройля электронов) функция плотности состояний определяется выражением:

$$\rho_{c,v} = \frac{1}{V} \frac{dp}{dk} = \frac{k^2}{\pi^2} \quad (4)$$

и не зависит от размера образца. Если размеры материала активного вещества полупроводникового лазера становятся сравнимы с длиной волны де Бройля, возникают пространственные ограничения на движение электронов и дырок демонстрируют выраженные квантово-размерные эффекты.

Полупроводниковые материалы, пространственно ограниченные в одном, двух или трёх измерениях получили название: *квантовая яма*, *квантовая проволока* и *квантовая точка*. Полупроводниковые квантовые ямы являются широко используемыми материалами для полупроводниковых лазеров. Фундаментальное различие между лазерами на квантово-ограниченных структурах и объёмном материале возникает из-за разных форм функции плотности состояний. Рисунок 3 иллюстрирует качественное поведение функции плотности состояний для квантовой ямы, квантовой проволоки и квантовой точки по сравнению с объёмными материалами [37].

Различие в функциях плотности состояний приводит к тому, что оптические свойства лазеров на квантоворазмерных активных средах заметно отличаются от свойств лазеров на объёмном материале. В частности, дифференциальный коэффициент усиления материала значительно увеличивается. Плотность прозрачности электронов остаётся сравнимой с таковой для соответствующего объёмного материала для ненапряжённой квантовой ямы, в то время как для напряжённой квантовой ямы она значительно уменьшается. Всё это приводит к сни-

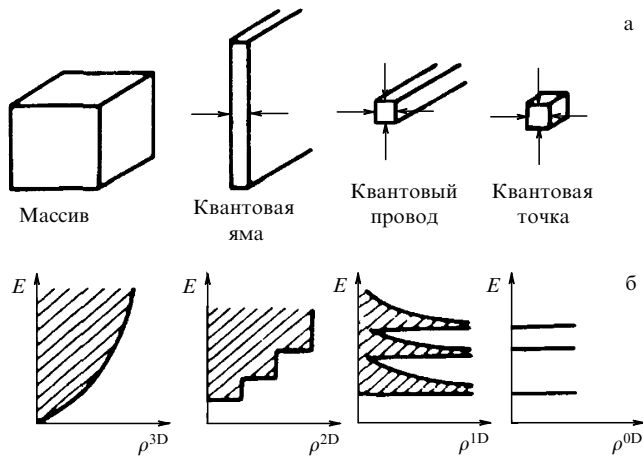


Рис. 3. Качественное поведение функции плотности состояний для квантовой ямы, квантовой проволоки и квантовой точки по сравнению с соответствующей функцией для объёмного материала [37].

жению порога лазерной генерации и увеличению модового усиления. На рисунке 4а показано схематическое изображение полупроводниковой квантовой ямы и график энергии дна зоны проводимости с.б. и вершины валентной зоны в.б. в зависимости от z -координаты.

На рисунке 4б в качестве примера показаны зависимости материального усиления от энергии фотона для полупроводника $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ в: (1) объёмном материале, (2) для 10-нм квантовой ямы, (3) для 10×10 нм квантовой проволоке и (4) для $10 \times 10 \times 10$ нм квантовой точке при одинаковой плотности инжектируемых электронов ($N = 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [37]. Как видно из рисунка, пиковый коэффициент усиления увеличивается при переходе от объёмной структуры к квантовой яме, от квантовой ямы к квантовой проволоке и от квантовой проволоки к квантовой точке.

Однако, следует отметить, что лазеры на основе одиночной квантовой ямы серьёзно страдают от сильного уменьшения фактора оптического ограничения (confinement factor), возникающего из-за уменьшения толщины активного слоя. Чтобы ограничить размер пучка в направлении квантовой ямы, необходимо использо-

вать отдельную ограничивающую структуру. Примером структуры, позволяющей решить эту проблему, является структура, в центре которой находится тонкая (~ 10 нм) квантовая яма (GaAs), а по обе стороны от ямы расположены два более толстых ($\sim 0,1$ мкм) слоя из материала с более широкой запрещённой зоной и, следовательно, с более низким показателем преломления ($\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$). Снаружи внутренних барьерных слоёв находятся два более толстых (~ 1 мкм) слоя оболочки из материала с ещё более широкой запрещённой зоной ($\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$), образующие р и н-стороны диода. Следует отметить, что в этом случае носители заряда ограничены структурой квантовой ямы, в то время как световой пучок ограничен волноводом, образованным ступенчатым профилем показателя преломления.

2.5. Квантово-каскадный лазер

Квантово-каскадный лазер — это особый тип полупроводникового лазера, который работает по иным физическим принципам, чем лазерные диоды. В отличие от обычных лазерных диодов, которые основаны на рекомбинации электронов и дырок (межзонные переходы), квантово-каскадный лазер является униполярным устройством. Квантово-каскадный лазер работает на межподзонном переходе внутри зоны проводимости. Для достижения этой цели изготавливается периодическая многослойная квантовая структура, которая является активной средой лазера. Каждый период структуры состоит из двух частей: (1) активная область (одна или несколько квантовых ям), где формируются верхний и нижний лазерные уровни и (2) инжекционная область (последовательность ям и барьеров), спроектированных таким образом, чтобы электроны эффективно переносились с нижнего уровня одного периода на верхний уровень следующего периода.

Квантово-ямочная структура разработана таким образом, чтобы использовать явление квантово-механического туннелирования электрона из одной ямы в соседнюю. Туннелирование также обеспечивает квантовую эффективность, превышающую единицу, которая достижима в квантово-каскадных лазерах, но не в лазерных диодах. Это связано с тем, что в лазерных диодах, как только электрон возвращается в валентную полосу, он

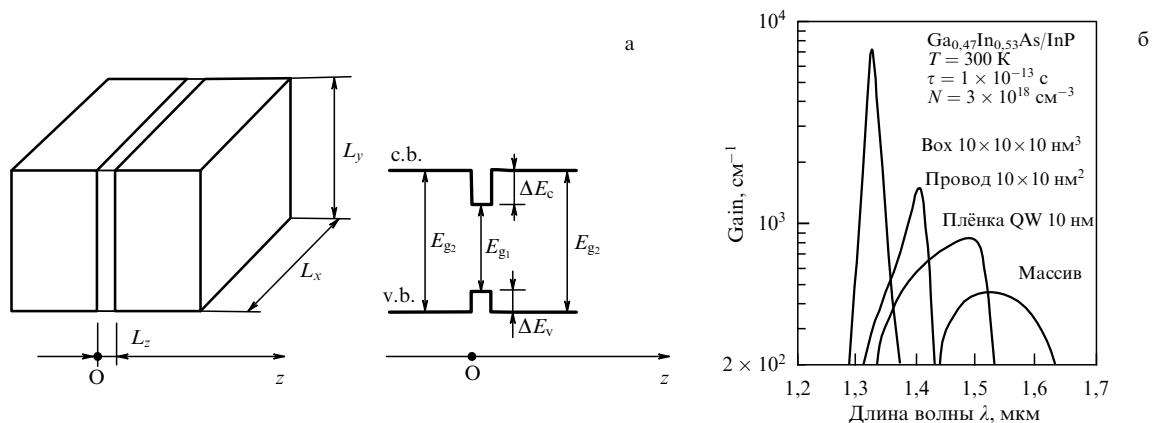


Рис. 4. (а) Показано схематическое изображение полупроводниковой квантовой ямы и соответствующий график энергии дна зоны проводимости (с.б.) и вершины валентной зоны (в.б.) в зависимости от z -координаты (L_z — ширина квантовой ямы, L_x , L_y — размеры полупроводникового материала вдоль координаты x и y). (б) Зависимости материального усиления от энергии фотона в: (1) объёмном материале, (2) для 10-нм квантовой ямы, (3) для 10×10 нм квантовой проволоке и (4) для $10 \times 10 \times 10$ нм квантовой точке при одинаковой плотности инжектируемых электронов ($N = 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [37].

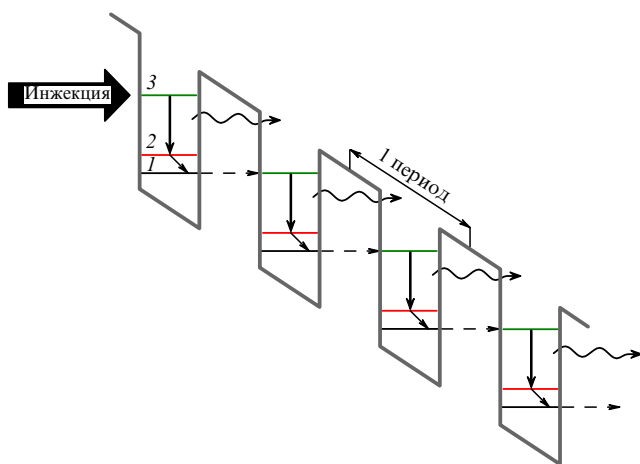


Рис. 5. Показана упрощенная структура квантовых ям, которые позволяют электронам "каскадно" перемещаться вниз по энергии с испусканием фотонов в квантовом каскадном лазере.

испускает единственный фотон. В квантово-каскадных лазерах, как только электрон переходит (испуская фотон) из верхнего состояния, он может затем безызлучательно распасться на другое более низкое состояние *соседней* ямы, а затем совершить переход из этого нового верхнего уровня, испуская снова фотон лазерного состояния. Следовательно, один электрон может испустить до N фотонов, где N — число периодов в структуре квантово-каскадного лазера (рис. 5).

2.6. Активные материалы для лазеров малых размеров

По сравнению с макроскопическими лазерами, лазерам малых размеров требуются активные материалы с большим коэффициентом усиления, поскольку потери резонатора часто выше и должны быть скомпенсированы на меньшей длине активной среды. Это ограничивает выбор материалов твердотельными усиливающими средами.

Неорганические твердотельные материалы — особенно полупроводники — являются наиболее широко используемыми усиливающими материалами в малых лазерах. Они обеспечивают высокий коэффициент усиления от нескольких сотен на сантиметр для объемных полупроводников [38] до более чем $5 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ в структурах с квантовыми точками [39]. Ещё большее оптическое усиление — до многих тысяч на сантиметр для объемных полупроводников — были получены в экспериментах на лазерах с металлическими резонаторами и нанопроволочных лазерах [40–42].

Особенно высокий коэффициент усиления достигается при низких температурах. Для структур с квантовыми точками и квантовыми ямами доступный модовый коэффициент усиления часто значительно ниже материального усиления из-за ограниченного перекрытия моды с объемом активной среды. Тем не менее, тщательно спроектированные структуры, такие как квантовые точки высокой плотности [43] или структуры на основе квантовых ям [44], могут обеспечить преимущества по сравнению с объемными полупроводниками.

В качестве активной среды для полупроводниковых лазеров требуются прямозонные полупроводники: в непрямозонных полупроводниках состояние с наименьшей

энергией в зоне проводимости и состояние с наибольшей энергией в валентной зоне находятся при одном и том же импульсе электрона. Это обеспечивает эффективное поглощение и излучение света, что делает такие материалы подходящими для оптоэлектронных устройств, таких как светодиоды и лазеры. По этой причине обычные собственные полупроводники, например, Si или Ge (непрямозонные полупроводники), в качестве активной среды использовать нельзя.

Большинство активных материалов для полупроводниковых лазеров основаны на комбинации элементов третьей группы периодической таблицы (например, Al, Ga, In) и пятой группы (например, N, P, As, Sb), поэтому их называют полупроводниковыми соединениями III–V группы. Примерами являются хорошо известные соединения GaAs, а также некоторые тройные соединения (например, AlGaAs, InGaAs) и четверные (например, InGaAsP). Длина волны лазерного излучения на этих соединениях обычно находится в диапазоне 630–1600 нм. Полупроводниковые лазеры на InGaN генерируют излучение в синем диапазоне (~410 нм).

Однако полупроводниковые лазерные материалы не ограничиваются соединениями III–V группы. Для синезеленой области спектра используются широкозонные полупроводники комбинации элементов второй группы (Cd и Zn) и шестой группы (S, Se) (соединения II–VI группы). В среднем инфракрасном диапазоне (4–29 мкм) используются полупроводники на основе соединений таких элементов как Pb, S, Se и Te (соединений IV–VI группы). Из-за малой ширины запрещенной зоны эти лазеры требуют криогенных температур. В этом же диапазоне длин волн квантово-каскадные лазеры являются эффективными источниками без необходимости криогенных температур.

Многие полупроводниковые лазерные системы представляют собой интеграцию активной среды лазера с другими структурами (например, с фотонными кристаллами, металлическими наноструктурами). Такая интеграция обычно требует сложных нанотехнологических процессов литографии и осаждения. В этих случаях альтернативным классом материалов, которые предлагают более простой подход к изготовлению лазерных устройств, являются органические полупроводники и коллоидные квантовые точки.

2.7. Типы малых лазеров и их характеристики

По критерию малости лазеры можно условно подразделить на три типа в зависимости от их размеров по отношению к длине волны в свободном пространстве на которой излучает лазер: (1) макроскопические лазеры с их размером *больше длины волны*, (2) микроскопические лазеры с размерами *порядка длины волны* и (3) нанолазеры, размеры которых *много меньше длины волны*.

Краткий обзор макроскопических лазеров был дан в разделе 1. До недавнего времени считалось, что все нанолазеры, размеры которых порядка и/или много меньше длины волны, это плазмонные нанолазеры [45, 46]. Считалось, что создание лазеров на основе диэлектрических резонаторов с размерами порядка и/или много меньше длины волны невозможно.

Такие утверждения основываются на том факте, что миниатюризация лазерных устройств на основе диэлектрических резонаторов ограничена дифракционным пределом. Одно из самых маленьких устройств такого рода

было впервые продемонстрировано в 2007 г. и имеет поперечный размер ~ 260 нм [32]. Структура состоит из инкапсулированного в металл полупроводникового материала с высоким коэффициентом усиления [48]. Было продемонстрировано несколько других конфигураций, таких как нанопатч-устройства [49], размер которых составляет 500 нм в наибольшем измерении, или вертикальные структуры бегущей волны [50]. Как правило лазеры с металлическим резонатором в неплазмонном режиме генерации имеют Q -фактор всего 100–200. Стратегия этих лазеров сильно отличается от стратегии небольших диэлектрических лазеров: металлические зеркала используются для получения малого объёма. Это позволяет уменьшить поперечный размер устройства, но вызывает большие потери из-за поглощения в металле. Однако использование металла имеет свое преимущество: металл обеспечивает быстрый теплоотвод, а также дает возможность создать электрический контакт, что, в свою очередь, позволяет реализовать электрическую накачку лазера.

До недавнего времени для пространственной локализации излучения в диэлектрических структурах использовались два физических явления: интерференция света и полное внутреннее отражение излучения. Нижняя граница эффективного объёма резонатора, построенного на этих эффектах, составляет значение порядка длины волны. Примерами могут служить эталон Фабри–Перо и сферические микрорезонаторы.

В течение последних нескольких лет появилось понимание новых механизмов локализации светового поля на размерах существенно меньших длины волны. Такая локализация строится на использовании двух физических эффектов: (1) *разрыва величин электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектрических сред*, который возникает из-за резкого изменения материальных параметров сред ϵ и μ и (2) *эффекта громоотвода (lightning-rod effect)*, который возникает из-за локализованных поверхностных полей на острых участках диэлектрика. Первый эффект позволяет достигнуть *объёмной* суб-дифракционной локализации поля. При использовании второго эффекта возникает возможность локализации поля *вблизи поверхности*. Использование этих эффектов и последних разработок в нанотехнологии позволило реализовать новое поколение диэлектрических лазеров с размерами порядка оптической длины волны и меньше. Этому в основном посвящён данный обзор.

3. Переход от макроскопического лазера к наноскопическому

Прогресс в реализации нанорезонаторов с объёмами оптических мод меньше дифракционно-ограниченного объёма $V = (\lambda/(2n))^3$ [51–53] привёл к необходимости пересмотра общепринятых закономерностей функционирования лазеров [54]. В настоящее время существует два подхода к миниатюризации лазера: первый из них — на основе диэлектрических резонаторов, второй основан на использовании металлических наноструктур.

Лазеры на основе диэлектрических и металлических резонаторов используют разные стратегии для уменьшения их размера. Малоразмерные диэлектрические лазеры используют резонаторы с большим временем жизни фотонов для снижения требований к усилению активной

среды лазера. Диэлектрические малоразмерные лазеры обычно имеют резонаторы с добротностью больше 1000, а их размеры были до недавнего времени больше длины волны или порядка неё. Резонаторы лазеров на основе металла (плазмонные нанолазеры) могут быть по размерам много меньше длины волны, однако имеют гораздо более короткое время жизни фотонов в резонаторе из-за поглощения в металле, а их добротность не превышает 100. Для металлического нанолазера, размер которого много меньше длины волны, продемонстрировано сужение спектра излучения, которое было интерпретировано как лазерование. Однако генерация от единичного плазмонного нанолазера пока не была продемонстрирована.

Одной из основных проблем обоих типов нанолазеров является малый размер активной среды и, как следствие, большое отношение поверхности к объёму. Процессы изготовления нанолазеров часто включают процессы травления, которые приводят к поверхностным дефектам, вызывающим поверхностную рекомбинацию носителей активной среды, что, в свою очередь, приводит к снижению их добротности и повышению порога генерации.

3.1. Физические ограничения на размер нанолазера

Рассмотрим упрощённую модель лазера для иллюстрации предельных ограничений на его размер на примере обобщённого лазерного резонатора типа Фабри–Перо. Резонатор Фабри–Перо характеризуется следующими основными параметрами: длиной резонатора L , коэффициентами отражения зеркал R_1 и R_2 , резонансной длиной волны λ_0 , эффективным показателем преломления n и потерями α_i . Лазерная генерация в таком резонаторе возникает при условии, что амплитуда электрического поля E_0 в произвольной точке резонатора после кругового обхода излучения возвращается к своему исходному значению, что приводит к следующему уравнению:

$$E_0 \sqrt{R_1 R_2} \exp((G_m - \alpha_i)L) \exp\left(\frac{i4\pi nL}{\lambda_0}\right) = E_0, \quad (5)$$

где G_m — модовый коэффициент усиления. (В лазерной физике различают материальный коэффициент усиления активной области G_a , который характеризует коэффициент усиления активной среды больших размеров и модовый коэффициент усиления G_m , который характеризует коэффициент усиления в лазере и который определяется отношением размера активной среды к размеру моды резонатора.)

В уравнении (5) мнимая экспонента должна быть кратна 2π , что приводит к следующему требованию на длину резонатора:

$$L_1 = \frac{\lambda_0}{2n} m, \quad (6)$$

где m — целое число. Таким образом, резонансные длины волны в Фабри–Перо резонаторе — это те длины волн, для которых длина "укладывается" целое число раз между зеркалами (учитывая показатель преломления среды). Из соотношения (6) также следует, что наименьшая длина резонатора равна половине длины волны ($m = 1$).

Поскольку в стационарном режиме генерации амплитуда электрического поля E_0 в произвольной точке резонатора после его кругового обхода возвращается к своему исходному значению, то это приводит к дополни-

тельному требованию: модовое усиление G_m должно преодолеть внутренние потери α_i резонатора и потери на зеркалах за один круговой обход, что, как следует из уравнения (5), приводит к ещё одному условию на длину резонатора:

$$L_2 = \frac{-\ln(R_1 R_2)}{2(G_m - \alpha_i)}. \quad (7)$$

Модовое усиление G_m связано с усилением G_a материала активной области с помощью так называемого фактора оптического ограничения Γ (confinement factor), который определяется отношением объёма лазерной моды V_0 к объёму, занимаемому активной средой V_a , и определяет, насколько хорошо энергия световой волны концентрируется в области, где происходит усиление, т.е. в активной области:

$$G_m = \Gamma G_a. \quad (8)$$

Фактор оптического ограничения Γ рассчитывается как:

$$\Gamma = \frac{\int_{-w/2}^{w/2} E_0^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_0^2(x) dx}, \quad (9)$$

где w — ширина активной области.

Резонатор также характеризуется его добротностью Q и временем жизни фотона в резонаторе τ_p , которые связаны соотношением:

$$\frac{1}{\tau_p} = c \frac{\alpha_i - (1/(2L)) \ln(R_1 R_2)}{n} = \frac{2\pi c}{Q\lambda_0}, \quad (10)$$

где c — скорость света в вакууме.

Какие минимальные размеры лазера, построенного на основе резонатора Фабри–Перо, можно ожидать? Из первого условия на длину резонатора, при использовании в качестве активной среды полупроводниковых материалов с высоким показателем преломления, минимальная длина $L_{1\min}$ равна нескольким сотням нанометров. На практике наибольшее ограничение на размер резонатора возникает из-за конечной величины усиления активной среды, поскольку длина резонатора должна быть достаточной, чтобы компенсировать потери. Уменьшение потерь на зеркалах резонатора (увеличение Q) и улучшение модового усиления за счёт увеличения Γ и G_a позволяют снизить требования на длину лазера из-за второго ограничения.

Проведённый анализ показывает, что размер лазера ограничен двумя определёнными выше условиями. Первое определяет так называемый дифракционный предел: размер ограничен половиной длины волны. Второй размер является следствием требования, чтобы длина распространения в усиливающей среде была достаточной для преодоления потерь в резонаторе.

Каковы пределы этих двух шкал длины и как их уменьшить? Преодоление первого ограничения на размер лазера при фиксированной длине волны возможно за счёт увеличения эффективного показателя преломления активной среды. Для полупроводникового лазера в инфракрасном диапазоне длин волн показатель преломления порядка 3,0–3,5. Это означает, что первое ограничение определяет размер лазера ~ 300 нм на длине волны 1 мкм. Второй размер может быть минимизирован за счёт использования высоких коэффициентов отражения

зеркал резонатора и высокого модового усиления. В поверхностно-излучающем лазере с вертикальным резонатором (vertical cavity surface emitting laser, VCSEL) за счёт использования распределённых брэгговских отражателей (DBR), эффективная длина резонатора уменьшена до 2 мкм на длине волны 1 мкм. Однако общая длина VCSEL, включая размеры DBR, все ещё остаётся достаточно большой порядка 5–10 мкм.

Из сказанного выше следует, что $L_{2\min}$ обычно намного больше, чем $L_{1\min}$ как для обычных лазеров, так и для VCSEL лазеров. Таким образом, первым приоритетом уменьшения размера лазера является уменьшение второй шкалы длины, $L_{2\min}$.

Существуют также фундаментальные ограничения на поперечные размеры лазера, который также определяется дифракционным пределом. Для лазеров на основе диэлектрических волноводов уменьшение поперечного размера волновода до значения намного меньшего длины волны не приводит к уменьшению поперечного размера лазера, поскольку снова из-за дифракции происходит увеличение поперечного размера светового поля [55, 56].

3.2. Основные физические параметры, определяющие функционирование нанолазеров

Общим в характеристике нанолазеров является анализ следующих основных их параметров: (1) β -фактор (β -factor) [57], (2) фактор Парселла [58], (3) добротность (Q -factor) резонатора лазера (quality factor), (4) порог генерации. Напомним их определение.

β -фактор (фактор связи спонтанного излучения) представляет собой долю спонтанного излучения $F^{(1)}$ в лазерной моде резонатора по сравнению со всем спонтанным излучением во все другие моды $F^{(i)}$. Фактор β определяется как

$$\beta = \frac{F^{(1)}}{\sum_i F^{(i)}}. \quad (11)$$

Чем выше β -фактор резонатора, тем выше скорость спонтанного излучения в моду генерации. Когда фактор $\beta = 1$ всё спонтанное излучение связано только с модой генерации, значительно увеличивая вынужденное излучение в моде. Лазер с β -фактором равным единице, называется беспороговым лазером (достижение генерации с малыми затратами энергии часто является одной из целей проектирования лазеров).

Фактор Парселла определяется как отношение скорости спонтанного затухания излучателя в моду резонатора к скорости спонтанного затухания того же излучателя в свободном пространстве. По сути, он представляет собой усиление или подавление скорости спонтанного излучения излучателя в резонаторе по сравнению с излучением в свободном пространстве. Если мода является лазерной модой резонатора, тогда высокий фактор Парселла желателен, так как представляет собой увеличение связи между спонтанно испускаемыми фотонами и лазерной модой резонатора. Следовательно, увеличивается скорость вынужденного излучения в лазерной моде, снижается порог генерации и увеличивается общая эффективность лазера. Фактор Парселла F для резонатора определяется как [58]:

$$F = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda_0}{n} \right)^3 \frac{Q}{V_m}, \quad (12)$$

где λ_0/n — эффективная длина волны, λ_0 — длина волны в вакууме, n — показатель преломления активной среды, Q — добротность резонатора, V_m — объём моды резонатора. Для увеличения фактора Парселла необходимо, чтобы Q -фактор был максимизирован, а объём моды — минимизирован.

Добротность резонатора Q определяется отношением между запасённой энергией в резонаторе к потере этой энергии за один цикл колебаний. (Под одним циклом колебаний понимается период колебаний поля, а не период обхода резонатора). Как в фотонных, так и в плазмонных резонаторах добротность резонатора может зависеть от материала активной среды, качества зеркал, точности изготовления резонатора.

Порог лазера для макроскопических лазеров представляет собой то значение мощности накачки, при котором усиление начинает преобладать над потерями в резонаторе. Как будет показано далее для наноскопических лазеров ситуация с определением порога становится неоднозначной и существует несколько определений порога. Как β -фактор, так и фактора Парселла играют существенную роль в достижении порога генерации нанолазера.

Роль β -фактора. При переходе от макроскопического резонатора с длиной в несколько сотен микрометров или даже несколько миллиметров к микроскопическому резонатору, например, к фотонно-кристаллическим резонаторам с размерами порядка длины волны, β -фактор изменяется от значения $\sim 10^{-5}$ до значений близких к единице. Это имеет глубокие последствия для пороговых характеристик лазера. Как показали Райс и Кармайл ещё в 1994 г. [59] в лазере, при достижении режима генерации, возникает фазовый переход только в термодинамическом пределе при $1/\beta \rightarrow \infty$. В то время как существующие коммерческие полупроводниковые лазеры, такие как DFB лазеры и VCSEL лазеры, с хорошим приближением работают в этом термодинамическом пределе, это, конечно, не относится к нанолазерам [60–63]. Отсутствие фазового перехода в нанолазерах вызывает вопросы по фундаментальному определению порога нанолазера [65–69].

Роль фактора Парселла. Другой вопрос, вызывающий споры в лазерном сообществе, это вопрос о правильности учёта усиления Парселла при рассмотрении динамики генерации нанолазера [64, 66, 70]. Парселл в 1946 г. показал [71], что для квантового эмиттера в резонаторе вероятность спонтанного излучения увеличивается по сравнению с его излучением в свободном пространстве, а время рекомбинации уменьшается на величину, которая называется фактором Парселла. Выражение для фактора Парселла (12) справедливо при условии, что оптическая мода резонанса совпадает с частотой перехода излучателя, излучатель расположен в максимуме поля, ось квантового диполя направлена вдоль направления поляризации моды резонатора, а ширина линии излучателя узка по сравнению с шириной линии моды резонатора. Эти условия делают экспериментальное наблюдение этого эффекта относительно сложными, особенно в оптическом диапазоне длин волн, где требуются оптические резонаторы с размерами, сопоставимыми с длиной волны и, одновременно, с высокой добротностью.

В диэлектрических резонаторах усиление Парселла для квантовой точки было впервые измерено Жераром и др [72]. С тех пор благодаря развитию нанотехнологи-

ческих методов было многократно продемонстрировано усиление Парселла в различных диэлектрических резонаторах. Уже в начале 1990-х гг. было предсказано [73–76], что в микрорезонаторных лазерах возможно повышение скорости излучения за счёт эффекта Парселла и это может проявляться в новых уникальных свойствах поведения нанолазера, таких как низкий порог генерации, возникновение беспорогового режима и отсутствие релаксационных колебаний.

После создания первых микро- и нанорезонаторных лазеров были продемонстрированы некоторые из этих уникальных свойств [77, 78]. При этом, кроме основополагающей работы Йокогама и др. [79], большинство работ были сосредоточены на эффекте Парселла в усилении *спонтанного* излучения [80, 81], без рассмотрения эффекта Парселла на *стимулированное* излучение. В случае же лазера с наноразмерным резонатором усиление Парселла стимулированного излучения должно влиять на динамику генерации лазера (на порог лазера). Позднее это было подтверждено в экспериментальной работе на субволновом гибридном плазмонном лазере [82–84].

Другим часто повторяющимся предположением в моделях нанолазеров является утверждение, что фактор Парселла и β -фактор можно рассматривать как *регулируемые* феноменологические параметры. Однако в экспериментальном устройстве можно контролировать только размеры резонатора, а не ширину линии излучателя, поэтому β и F_p не являются регулируемыми параметрами устройства. Более того, фактор Парселла и β фактор в целом являются независимыми величинами. Действительно, фактор Парселла можно в более общем виде определить как:

$$F = \frac{R_{sp,cav}}{R_{bulk}}, \quad (13)$$

где $R_{sp,cav}$ — скорость спонтанного излучения в резонаторную моду, а R_{bulk} — полная скорость спонтанного излучения в объёмной среде при отсутствии резонатора. Это определение фактора Парселла становится эквивалентным определению из уравнения (12) только в случае идеально согласованного излучателя и резонатора: основная мода резонансна с частотой перехода, квантовый эмиттер — в максимуме поля, ось квантового диполя вдоль поляризации моды резонатора, а ширина линии излучателя узка по сравнению с шириной линии резонатора.

Аналогично, β -фактор можно в более общем виде определить как долю спонтанно испускаемых фотонов в резонаторную моду:

$$\beta = \frac{R_{sp,cav}}{R_{sp,cav} + R_l}, \quad (14)$$

где $R_{sp,cav}$, R_l — скорости излучения в резонаторную моду и во все моды, соответственно. Как можно видеть из уравнений (14), значение β -фактора можно существенно увеличить посредством подавления R_l , даже, когда $R_{sp,cav} = R_{bulk}$, т.е. при отсутствии усиления за счёт эффекта Парселла.

При выводе выражения для фактора Парселла первоначально предполагалось [71], что ширина линии квантового излучателя узка по сравнению с шириной линии резонатора. В полупроводниковых лазерах имеет место

другая ситуация: ширина линии излучателя больше ширины линии резонатора. Следовательно, Q -фактор резонатора оказывает незначительное влияние на скорость спонтанного излучения. Поэтому в лазерах с нанорезонаторами это может привести к гораздо более низким общим скоростям спонтанного излучения, чем предсказывается традиционным выражением фактора Парселла для узкого излучателя.

Пороговое поведение нанолазера. Как хорошо известно из теории макроскопических лазеров, пороговое поведение лазера тесно связано с изменением статистики излучения лазера при изменении мощности накачки. Для макроскопических лазеров их статистика излучения отлична от статистики теплового излучения (ниже порога генерации), и ближе к пуассоновской статистике когерентного состояния (выше порога). Общепринято, что однозначной мерой статистического характера излучения является функция когерентности второго порядка:

$$g^2(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}, \quad (15)$$

которая является функцией корреляции интенсивности излучения и характеризует зависящую от времени амплитуду излучения. Флуктуации интенсивности света обычно классифицируются как хаотические (группировка) при $g^2(0) > 1$, когерентные (пуассоновские) при $g^2(0) = 1$ или, наконец, антигруппировочные/субпуассоновские при $g^2(0) < 1$ [85]. Как правило, группировочный свет характеризуется фотонами, испускаемыми в пределах временной шкалы порядка времени когерентности, когерентный свет — фотонами, испускаемыми через статистически случайные интервалы времени и антигруппировочный — испусканием одного фотона за раз.

Функция когерентности второго порядка используется для характеристики статистических свойств излучения лазеров. На рисунке 6 показана характерная S-образная форма функции распределения выходной мощности лазера в зависимости от мощности накачки для одномодового лазера при $\beta \ll 1$. В режиме I, до порога генерации, излучаемый свет практически полностью обусловлен спонтанным излучением и излучение будет суперпуассоновским с амплитудой, флуктуирующей во времени обратно пропорционально ширине линии излучения, а фотоны сгруппированы. При увеличении уровня накачки лазера (режим II) большая доля излучаемого света генерируется через вынужденное излучение и свет представляет собой смесь вынужденного и спонтанного излучения. Вблизи классически определяемого порога генерации лазера его излучение переходит в когерентное состояние, а статистика фотонов подчиняется закону Пуассона (режим III) [86]. На рисунке 6 спонтанное излучение обозначено красной пунктирной линией, вынужденное излучение — синей пунктирной линией, суммарное излучение изображено красным кружком, когерентное излучение — синим кружком.

По мере того, как размеры лазера уменьшаются до микро- и наномасштабов, доля спонтанного излучения от активной среды, направляемая в моду лазерной генерации увеличивается и β -фактор приближается к единице и, как, следствие, фазовый переход в динамике нанолазера как таковой исчезает [59]. В этом случае ни увеличение мощности излучения, ни уменьшение его ширины линии не являются достаточными индикаторами

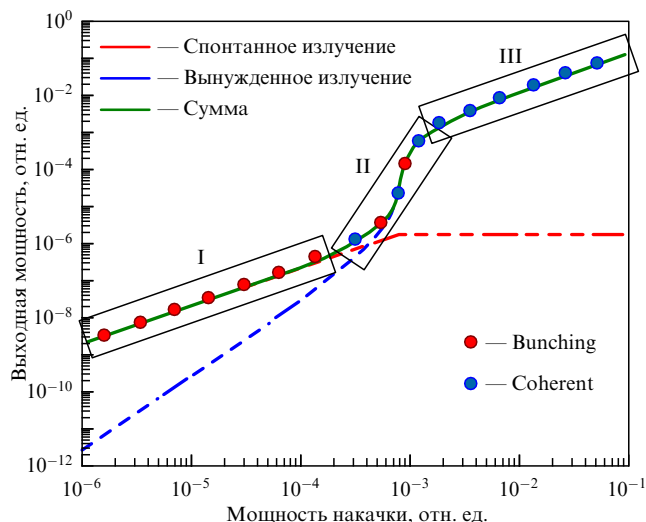


Рис. 6. Характерная S-образная форма зависимости выходной мощности лазера от мощности накачки для одномодового лазера при $\beta \ll 1$. В режиме I генерируемый свет обусловлен спонтанным излучением, а фотоны сгруппированы. В режиме II начинается лазерная генерация, и свет представляет собой смесь вынужденного и спонтанного излучения. В режиме III в излучаемом свете преобладает вынужденная часть, а статистика фотонов подчиняется закону Пуассона. Спонтанное излучение обозначено красной пунктирной линией, вынужденное излучение — синей пунктирной линией, суммарное излучение показано сплошной зелёной линией. Сгруппированное излучение изображено красным кружком, когерентное излучение — синим кружком [87].

возникновения лазерной генерации [73, 88]. Это также подразумевает, что при $\beta = 1$, график на рис. 6 будет выглядеть, по существу, без областей I и II, и, следовательно, статистическое распределение фотонов является пуассоновским, т.е. лазерный свет — классический когерентный свет.

Отсутствие фазового перехода в динамике поведения лазера породило дискуссию о необходимости иного определения порога лазерной генерации для нанолазеров — дискуссии, которую недавние достижения в технологии нанолазеров только усиливают [89–91]. Этот вопрос имеет не только фундаментальный интерес, но и важную практическую значимость, например, для разработки и оптимизации лазеров с низким порогом генерации.

В настоящее время помимо классического определения порога генерации предложены другие определения порога [92–96]. Количественные и качественные различия возникают среди различных определений порога по мере того, как β -фактор приближается к единице. Перечислим эти определения:

1) **квантовый порог:** скорость вынужденного излучения превышает скорость спонтанного излучения в лазерную моду, т.е. $n_p = n_s$, n_p — число фотонов в лазерной моде. Следовательно, число фотонов на квантовом пороге равно единице.

2) **порог с рециркуляцией фотонов:** в данном определении порога в рассмотрение динамики лазера включается эффект рециркуляции фотонов, т.е., деовозбуждённые из-за спонтанного перехода излучателя активной среды могут быть повторно возбуждены путём поглощения спонтанно испущенных фотонов.

3) **статистический порог:** функция корреляции интенсивности второго порядка, при нулевой задержке, $g^{(2)}(0)$, должна быть равна 1.

Следует подчеркнуть, что если в лазере существует порог генерации, тогда при увеличении накачки существенно выше порога статистика фотонов должна асимптотически приближаться к пуассоновской. Это фундаментальный тест надёжности любого определения порога.

В полупроводниковых лазерах с электрической накачкой пороговым параметром является *пороговый ток*. (Следует отметить, что наибольшее применения нашли полупроводниковые лазеры именно с электрической накачкой). В таких лазерах важным параметром для многих применений является *величина* порогового тока, при которой излучаемый свет меняет статистику, ширину линии излучения и спектральную яркость. За последние четыре десятилетия пороговый ток уменьшился более чем на четыре порядка. Такой прогресс стал возможным благодаря двум научным и технологическим прорывам, а именно: (1) созданию низкоразмерных активных сред, таким как квантовые ямы и квантовые точки и (2) развитию высококачественных оптических резонаторов [97–99].

Как будет показано далее, наибольший прогресс на пути минимизации размеров лазеров был достигнут с использованием оптических систем на основе планарных фотонных кристаллов. Использование эффекта фотонной запрещённой зоны в полупроводниковых планарных структурах в сочетании с точечными и линейными дефектами в фотонном кристалле оказалось особенно успешным в реализации сверхмалых оптических резонаторов с высокой добротностью [100, 101]. Новые конструкции резонаторов с глубокой субволновой локализацией света [90, 91] открыли большие возможности на пути миниатюризации лазеров. Подробное рассмотрение нанорезонаторов и нанолазеров на основе фотонных кристаллов будет дано в разделе 4.

4. Нанолазеры на фотонном кристалле с дифракционно ограниченной локализацией электромагнитного поля

4.1. Фотонные кристаллы

Фотонные кристаллы (ФК) — это оптические наноструктуры с периодически изменяющимся показателем преломления, с периодом модуляции сравнимым с длиной волны света.

ФК аналогичны кристаллу в твёрдом теле, в котором электроны испытывают периодические возмущения со стороны решётки и, как следствие, ведут себя совершенно иначе, чем свободные электроны.

Фотонные кристаллы существуют в виде одномерных (1D), двумерных (2D) и трёхмерных (3D) структур в зависимости от числа пространственных направлений, в которых реализуется периодическое изменение показателя преломления [103, 104]. Большинство фотонных кристаллических структур имеют относительно большую разность показателя преломления внутри периода, обычно два или более. Это отличает фотонные кристаллы от других периодических структур. Для видимого диапазона длин волн 1D, 2D и 3D структуры имеют период в диапазоне от 250 до 350 нм, а характерный размер их периодических элементов находится в диапазоне 100 нм и меньше. Кроме того, требуемая точность и повторяемость (по положению и размеру) периодических элементов обычно измеряется десятками нанометров,

что объясняет, почему фотонные кристаллы обычно считаются "нанооптическими" структурами.

Наиболее известными ФК является ФК на кремнии. Кремний имеет высокий показатель преломления ($n \approx 3,4$), что обеспечивает сильное взаимодействие света с материалом и широкие запрещённые зоны. ФК на кремнии — это микроструктуры с периодически меняющимся показателем преломления, созданные на основе кремниевых платформ, использующие преимущества кремниевой фотоники (низкие потери) для управления светом, что позволяет создавать волноводы, резонаторы и фильтры для оптических интегральных схем, с применением технологий электрохимического травления. Одной из главных мотивировок использования кремния для ФК является совместимость с существующей электроникой: кремний — основа современной электроники, что позволяет интегрировать фотонные устройства на кремнии (коммутаторы, разделители луча, фильтры) с электронными схемами.

Аналогия фотонного кристалла с кристаллом в твёрдом теле предполагает, что дисперсия световых волн в фотонном кристалле должна быть описана в терминах (фотонной) зонной структуры, аналогичной электронной зонной структуре в физике конденсированного состояния. Действительно, при определённых условиях в фотонных кристаллах могут возникать фотонные запрещённые зоны, т.е. диапазон длин волн, в котором распространение света через ФК затруднено. То есть ФК для определённого диапазона длин волн является "изолятором", которого в естественной природе не существует. Идеальные фотонные изоляторы отражают свет без поглощения, что в свою очередь означает, что возможно локализовать световой импульс, окружив его фотонным изолятором. Таким образом, мы можем локализовать фотоны в ограниченной области в трёх измерениях, используя три фотонных "изолятора". Это возможно сделать, если в трёхмерном (3D) фотонном кристалле создать область без периодической модуляции диэлектрического материала, так называемый "дефект" в ФК. Простейший "дефект" — это отсутствие одного или нескольких элементов решётки (point defect, line defect). Для трёхмерного ограничения света необходимо использовать 3D ФК с тем или иным дефектом. В этом случае дефект является резонатором, ограниченным остальной частью ФК, которая выполняет роль зеркал, ограничивающих свет в трёхмерном пространстве.

Была проделана большая работа по созданию 3D ФК. Несколькими группами были реализованы 3D ФК на оптических частотах [105, 106]. Однако изготовить высококачественные 3D фотонные кристаллы всё ещё сложно, поскольку структура решётки требует очень сложных производственных процессов. Несмотря на то, что были разработаны новые методы изготовления 3D ФК, высокая добротность в них пока не достигнута. Максимальная добротность составляет всего $\sim 10^3$ [107]. Хотя значительные усилия были вложены в изготовление 3D фотонных кристаллов, однако такие кристаллы всё ещё являются завидной целью для многих исследователей.

2D планарные структуры оказались не только более простыми в изготовлении, но и обладающими очень полезными оптическими свойствами. 2D планарный ФК, схематически показанный на рис. 7, представляет собой диэлектрический планарный волновод с двумерной периодической структурой в плоскости волновода. Свет

ограничивается в плоскости волновода из-за полного внутреннего отражения в волноводе, а наличие фотонной запрещённой зоны накладывает ограничения на распространение света в плоскости волновода.

Двумерные фотонные кристаллы (относительно) легко изготавливать, поскольку можно использовать стандартную высокоразрешающую фотолитографию и технологию осаждения материалов с их последующим травлением. При характерных размерах элементов ФК порядка длины волны обычно используется электронно-лучевая литография [108]. Альтернативный подход основан на использовании электронного пучка для создания 2D-рисунка в полимере ПММА, а затем переноса его на кремний [109].

До 1990-х гг. было сложно создавать двумерные периодические узоры с периодичностью 200–400 нм (это необходимо для реализации 2D ФК на оптических частотах), однако технологии производства продолжали совершенствоваться год от года, и теперь возможно создавать 2D ФК с высокой точностью с помощью различных методов нанолитографии.

Дефект в 2D ФК также создаёт резонатор, но моды этого резонатора (в отличие от 3D ФК) уже принципиально с потерями. Это связано с тем, что локализация возникает исключительно в двумерной плоскости за счёт механизма фотонной запрещённой зоны (photonic band gap, PBG confinement), который не ограничивает распространение света в вертикальном направлении. Для ограничения света в третьем измерении двумерный фотонный кристалл создается на полупроводниковой мембране с большим коэффициентом преломления n , как показано на рис. 7. Обычно толщина мембраны порядка $\lambda/2n$. Если мембрана окружена материалом с низким показателем преломления (например, воздухом, $n = 1$), сильный контраст показателей преломления создаёт ограничение света за счёт полного внутреннего отражения (total internal reflection, TIR) в вертикальном направлении.

Обычно создаются два типа дефектов (рис. 7): (1) линейный дефект — отсутствие одного ряда отверстий и (2) точечный дефект — отсутствие одного или нескольких нанотверстий. Если дефект линейный, тогда могут возникать бегущие по волноводу моды, которые теоретически не имеют внеплоскостных потерь на излучение. На практике эти волноводы имеют потери на рассеяние из-за несовершенств изготовленных образцов [110, 111].

Иная ситуация с резонаторами на точечных дефектах в ФК. Поскольку всегда существует конечное распределение волнового вектора $\mathbf{k}$ выше световой линии для 3D-ограниченных мод, часть излучения не является локализованной в плоскости ФК. Долгое время считалось, что только на основе 3D ФК возможна реализация трёхмерных сверхвысокодобротных резонаторов.

Когда электромагнитное излучение с длиной волны λ падает на ФК, в ФК возникают распространяющиеся

вперед и назад волны, которые интерферируют друг с другом и приводят к сложному поведению электромагнитного излучения в ФК.

В результате интерференции этих волн возникает диапазон запрещённых длин волн в ФК, который является функцией отношения λ/a . Для оптического диапазона требуются периодические структуры с субмикрометровым периодом. Следует отметить, что только ограниченный диапазон комбинаций материалов подходит для реализации ФК с запрещённой зоной: требуемое значение изменения показателя преломления Δn обычно находится в диапазоне от 2 до 3,5.

В первых реализованных резонаторах на точечных дефектах в ФК их добротность была не очень высокой $Q \sim 250$. Это было обусловлено главным образом конечными потерями излучения вне плоскости ФК. Даже если используется мембрана с большим показателем преломления, комбинация эффектов 2D PBG и 1D TIR теоретически не может в пространстве ограничить все $\mathbf{k}$ -компоненты (например, $\mathbf{k}$ в вертикальном направлении), что необходимо для достижения трёхмерной локализации.

Теоретический анализ распространения света в ФК является достаточно сложным, особенно для 3D-структур [112]. Нахождение распределения электромагнитного поля требует векторного решения уравнений Максвелла в системе с периодически повторяющимися граничными условиями [113]. Однако возникновение запрещённой зоны можно проиллюстрировать на примере 1D-системы, используя анализ связанных мод [114]. Распространение электромагнитного излучения через 1D-решётку с периодическим изменением показателя преломления Δn вдоль оси z приводит к появлению распространяющихся вперёд и назад волн. Эффект периодической модуляции показателя преломления с периодом Λ , приводит к условию Брэгга на постоянную распространения электромагнитного поля β_0 :

$$\beta_0 = \frac{m\pi}{\Lambda}, \quad (16)$$

где m — порядок моды. Если определить разницу между невозмущённой постоянной распространения $\beta = 2\pi/\lambda$ и постоянной распространения определяемой условием Брэгга β_0 как

$$\Delta\beta = \beta - \beta_0 = \beta - \frac{m\pi}{\Lambda}, \quad (17)$$

тогда структура будет поддерживать распространяющиеся вперёд и назад в направлении оси z поля E_F и E_B :

$$E_F = E_{F_0} \exp(+i\Delta\beta z), \quad (18a)$$

$$E_B = E_{B_0} \exp(-i\Delta\beta z). \quad (18b)$$

Тогда полное электрическое поле E_z находится как сумма:

$$E_z = E_F \exp(+i\beta_0 z) + E_B \exp(-i\beta_0 z), \quad (19)$$

где распространяющиеся вперёд и назад поля связаны соотношениями

$$\begin{aligned} \frac{dE_F}{dz} &= \kappa_m E_B \exp(i2\Delta\beta z), \\ \frac{dE_B}{dz} &= \kappa_m E_F \exp(-i2\Delta\beta z). \end{aligned} \quad (20)$$

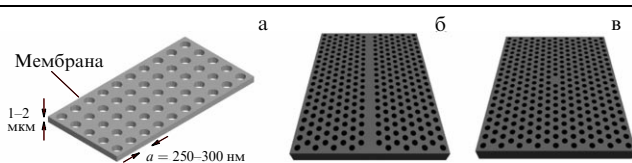


Рис. 7. (а) 2D фотонный кристалл (a — период ФК), (б) фотонный кристалл с линейным дефектом, (в) фотонный кристалл с точечным дефектом.

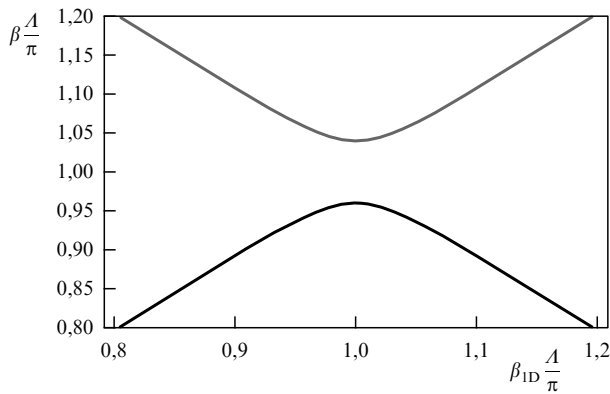


Рис. 8. Фотонная запрещенная зона в одномерном фотонном кристалле.

В этих выражениях κ_m представляет собой коэффициент связи, который является функцией порядка моды m , а также амплитуды и формы профиля показателя преломления Δn .

Решение уравнений (20) даёт распространяющиеся вперёд и назад волны, где постоянная распространения для возмущённых (модуляцией коэффициента преломления материала ФК) связанных волн, β_{1D} , определяется из выражения [114]:

$$\beta_{1D} = \beta - \Delta\beta \pm i\sqrt{\kappa_m^2 - \Delta\beta^2}. \quad (21)$$

Объединяя уравнения (20) и (21), получаем связь между β и β_{1D} :

$$\beta = \frac{m\pi}{A} \pm \sqrt{\kappa_m^2 + \left(\beta_{1D} - \frac{m\pi}{A}\right)^2}. \quad (22)$$

Поскольку β_{1D} представляет собой константу распространения возмущённых волн, распространяющихся в 1D фотонном кристалле, уравнение (22) связывает распространение связанных возмущённых волн с падающей волной. Построение зависимости функции β от β_{1D} (рис. 8) позволит увидеть, как распространение через структуру меняется в зависимости от энергии падающего фотона.

Из графика видно, что вдали от резонанса β_{1D} и β связаны линейно. Однако вблизи резонанса (условие Брэгга, для которого $\beta \approx \beta_0$, так что $\Delta\beta$ близко к нулю) появляется щель в разрешённых значениях β (разрешённых значений энергий фотона для фотонного кристалла с периодом a и длиной волны падающего фотона λ). Для этого диапазона значений β нет решений для β_{1D} , и, таким образом, распространение излучения через структуру не допускается. Этот диапазон длин волн соответствует фотонной запрещённой зоне.

4.2. Резонаторы на основе фотонных кристаллов и их основные параметры

Одним из наиболее интересных применений фотонных кристаллов является локализация света в очень малых объёмах — порядка и меньше объёма порядка длины волны в кубе. Резонаторы на основе фотонных кристаллов создаются путём введения дефектов в периодическую структуру ФК. Вводя линейный дефект в решётку ФК, можно сформировать волновод. Волновод

конечной длины формирует трёхмерный резонатор. Закрытые части волновода играют роль зеркал резонатора.

Известны два механизма локализации света в резонаторе на основе ФК: (1) распределённое брэгговское отражение и (2) полное внутреннее отражение. В резонаторе на основе трёхмерных ФК достаточно только распределённого брэгговского отражения для трёхмерной локализации света. Однако, поскольку трёхмерные ФК ещё технологически несовершенны, основное направление исследований резонаторов на ФК — это двумерные ФК. В 2D ФК трёхмерная локализация света происходит за счёт брэгговского отражения в двумерном пространстве (в плоскости кристалла) и за счёт полного внутреннего отражения в одномерном пространстве (в перпендикулярном к плоскости ФК направлении).

Отсутствие полного трёхмерного брэгговского отражения и использование гибридного ограничения поля (сочетающее фотонные запрещённые зоны в одном или двух измерениях с полным внутренним отражением в третьем измерении), делает проблему создания резонатора с малым объёмом и высокой добротностью гораздо более сложной задачей. В этом отличие резонаторов на ФК от микрорезонаторов на микросферах или микродисках, где локализация поля достигается исключительно одним механизмом: полным внутренним отражением. Основная проблема в достижении высокой добротности в двумерных ФК — это потери излучения из-за несовершенного полного внутреннего отражения, которые становятся особенно значимыми в резонаторах с малым объёмом.

За последнее десятилетие быстрое развитие нанотехнологий позволило успешно продемонстрировать различные типы оптических резонаторов. Все оптические резонаторы имеют дискретные частоты колебаний с определённой конфигурацией поля. В идеальном случае (без потерь) спектр резонатора представляет собой дискретный набор бесконечно узких пиков. В реальной ситуации существует заметное уширение резонансной частоты. Источником этого уширения является диссипация энергии. Важным физическим параметром, который определяет ширину дискретного набора узких пиков, является добротность Q резонатора. В диэлектрических микрорезонаторах, частным случаем которых является резонатор ФК, поглощением, как правило, можно пренебречь и потери энергии резонатора происходят только за счёт мощности, которая вытекает из резонатора: резонатор ведёт себя как открытая система.

Резонаторы на основе ФК характеризуются двумя основными параметрами: объёмом моды V и добротностью Q . Первый характеризует пространственную протяжённость электромагнитного поля в резонаторе, а второй — время жизни фотона в резонаторе. Добротность резонатора Q определяется как умноженное на 2π , отношение усреднённой по времени энергии U , запасённой в резонаторе, к потерям энергии за цикл P :

$$Q = \omega_0 \frac{\text{Stored energy}}{\text{Power loss}} = \omega_0 \frac{U}{P}. \quad (23)$$

В этом уравнении подразумевается, что энергия, запасённая в резонаторе, экспоненциально затухает со временем затухания $\tau = Q/\omega_0$. Таким образом, добротность является мерой времени жизни фотона в моде резонатора.

Важными характеристиками ФК при его использовании в качестве резонатора нанолазера являются его спектральные свойства. Спектральные свойства ФК определяются его геометрией, используемым материалом и его добротностью. На рисунке 7 справа показана схема ФК с точечным дефектом. Спектр пропускания такого резонатора (который измерялся с использованием входного и выходного волноводов), характеризуется узким резонансом, что является доказательством образования высокодобротного резонатора [115]. Ширина резонатора составляет всего 4,8 нм, что соответствует добротности Q , равной 318 000. Это одна из самых высоких добротностей для ФК с одним точечным дефектом.

4.3. Рецепты построения высокодобротных резонаторов на фотонных кристаллах

Текущее понимание локализации поля в резонаторах ФК далеко не полное, вероятно, потому что гибридный характер удержания света в ФК концептуально труднее исследовать. Эта трудность отражается и в стратегии проектирования резонатора ФК, которая часто опирается на глобальный анализ резонатора с помощью трёхмерных электромагнитных расчётов с последующей оптимизацией, выполняемой путём многократной корректировки параметров резонатора [116–118]. Для приложений и разработок представляется важным глубокое понимание механизмов удержания поля в этих резонаторах. Хорошее понимание также важно для построения новых конфигураций резонаторов.

Расчёт добротности резонатора ФК возможен с помощью численных методов FDTD. Расчёт в основном состоит из оценки таких величин, как запасённая энергия и энергия, вытекающая из резонатора за единицу времени. Такой подход даёт мало физического понимания природы ограничения добротности резонатора и мало рецептов при дальнейших разработках [119].

Традиционный подход в расчёте добротности резонатора ФК заключается в том, чтобы начать с определённой геометрии резонатора ФК, о которой известно, что она ограничивает свет до некоторой степени — например, дефекта, созданного отсутствием одного или нескольких отверстий в фотонном кристалле, — а затем многократно изменять параметры, такие как размер и расположение окружающих отверстий, до тех пор, пока расчётная добротность не достигнет максимального значения.

Развит подход на основе фурье анализа [116, 120]. Он заключается в вычислении преобразования фурье электромагнитных полей моды резонатора, а затем в нахождении компонентов Фурье, лежащих внутри светового конуса материалов оболочки ФК. Компоненты Фурье внутри светового конуса соответствуют распространяющимся плоским волнам, которые выходят из резонатора. Их сумма определяет потери резонатора на излучение [116] и, соответственно, добротность резонатора. В начале 2000-х гг. этот подход привёл к прорыву в поиске конструкций резонаторов с высокой добротностью [101]. Было понято, что электрическое поле моды резонатора должно медленно затухать в его зеркалах, чтобы подавить утечку фотонов за пределы пластины ФК. Несмотря на свою успешность, этот подход основан на анализе свойств моды резонатора, и поскольку интуитивно неясно, как связать заданный профиль моды с заданной геометрией резонатора без вы-

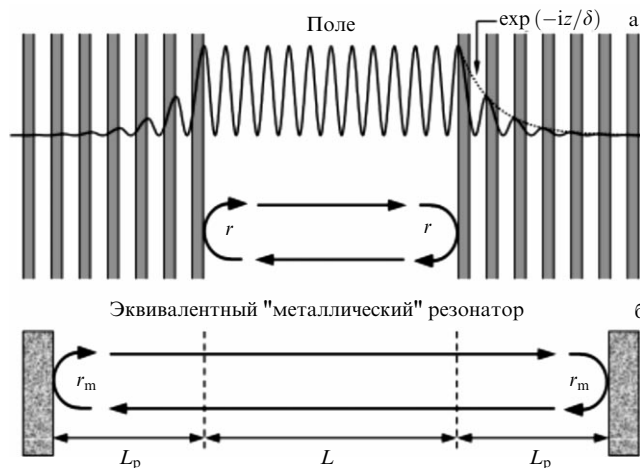


Рис. 9. К модели резонатора на ФК. (а) Резонатор Фабри–Перо с распределёнными зеркалами. (б) Эквивалентный "металлический" резонатор. Резонаторы (а) и (б) имеют одинаковую резонансную частоту и одинаковую добротность.

числения самой моды резонатора, анализ Фурье не даёт разработчику резонатора указание на требуемые параметры резонатора.

Подход на основе Фабри–Перо модели частично решает эту проблему. Рассмотрение в этой модели заключается в аппроксимации моды резонатора в виде стационарной картины, образованной двумя встречными модами дефекта ФК, отражающимися двумя распределёнными зеркалами (рис. 9). Эти моды подчиняются дисперсионному соотношению $\omega(k_z)$ и, таким образом, характеризуются эффективным коэффициентом преломления $n_{\text{eff}} = k_z/k_0$ и групповым коэффициентом преломления $n_g = c(d\omega/dk_z)^{-1}$. Важной величиной такого резонатора является модовый коэффициент отражения излучения $r = |r| \exp(i\phi)$ от распределённого зеркала. Когда излучение моды дефекта падает на зеркало, оно отражается обратно, превращаясь во встречное излучение, которое снова отражается на второе зеркало. В предположении, что отраженная мода является волноводной модой, потеря при распространении света от одного зеркала к другому не происходит. Как следствие, время жизни моды резонатора ограничено только отражательной способностью зеркал $R = |r|^2$.

Свет на зеркале, помимо отражения, может либо перейти из резонатора в выходной волновод, либо быть излучённым в оболочку. Причиной потерь на излучение является несовершенная связь между падающей модой резонатора и модой выходного волновода на границе волновода/зеркало [121].

В модели Фабри–Перо резонанс возникает на длине волны $\lambda_0(k_0 = 2\pi/\lambda_0)$ в результате фазового синхронизма для дефектной моды. Общая фазовая задержка $\Phi_T(\lambda_0)$, испытываемая излучением моды резонатора в течение полупериода, должна быть кратна π [122]

$$\Phi_T(\lambda_0) = k_0 n_{\text{eff}} L + \phi(\lambda_0) = p\pi, \quad (24)$$

где L — физическая длина резонатора, p — целое число, $\phi(\lambda)$ — фазовый сдвиг, возникающий при отражении на границе волновод/зеркало. Для узких резонансов ($\Delta\lambda \ll \lambda_0$) добротность Q можно выразить как производную от $\Phi_T(\lambda)$ и, пренебрегая зависимостью коэффи-

коэффициента отражения $|r|$ от длины волны, получаем:

$$Q = \frac{\pi}{1-R} \left[\frac{2Ln_g}{\lambda_0} - \frac{\lambda_0}{\pi} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0} \right]. \quad (25)$$

Можно также ввести длину проникновения излучения в распределённые зеркала (рис. 9),

$$L_p = -\frac{\lambda_0^2}{4\pi n_g} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0}. \quad (26)$$

Тогда уравнение (25) для добротности принимает вид:

$$Q = \frac{k_0}{1-R} n_g (L + 2L_p). \quad (27)$$

Величина $L_{\text{eff}} = L + 2L_p$ является эффективной длиной резонатора. Она представляет собой физическую длину эквивалентного резонатора, образованного двумя зеркалами. Таким образом, резонатор с распределёнными зеркалами в ФК аналогичен резонатору, образованному двумя металлическими зеркалами, разнесёнными на расстояние L_{eff} . В частности, оба резонатора имеют одинаковую резонансную длину волны и одинаковую добротность при условии, что металлические зеркала имеют коэффициент отражения r_m , не зависящий от длины волны и равный

$$r_m = |r| \exp [i(\phi - 2k_0 n_{\text{eff}} L_p)]. \quad (28)$$

Согласно уравнению (27), в рамках Фабри–Перо модели, только три физические величины определяют добротность резонатора: групповой коэффициент преломления n_g , эффективная длина L_{eff} и коэффициент отражения R . Все эти величины существенно влияют на характеристики резонаторов ФК.

Модель Фабри–Перо справедлива даже для сверхмалых резонаторов, например, таких как созданных дефектом в виде отсутствия одного отверстия в ФК. Эта модель даёт концептуально полезную картину, поскольку анализ зеркала намного проще, чем анализ всего резонатора. Кроме того, она даёт новые подсказки для улучшения параметров резонатора, такие как интерфейс зеркало/волновод для снижения потерь на излучение. Однако практика показывает, что не все ФК резонаторы ведут себя как резонаторы Фабри–Перо. Важно знать об этом и анализировать причины.

Как уже отмечалось ранее в модели Фабри–Перо следует, что на конструкцию высокодобротного резонатора влияют следующие три физических параметра: модовый коэффициент отражения R , групповой коэффициент преломления n_g дефектной моды и эффективная длина резонатора $L + 2L_p$. Наиболее важной величиной является модовый коэффициент отражения R . Крайне важно разработать интерфейс между волноводом и зеркалом таким образом, чтобы уменьшить рассогласование мод резонатора и волновода. Рисунок 10 иллюстрирует стратегии, принятые в настоящее время в этом направлении. При резких границах раздела между волноводом и зеркалом (первая строка на рис. 10) модовое рассогласование приводит к потерям при отражении в несколько процентов, а добротность резонатора не превышает нескольких сотен. Уменьшение рассогласования может быть достигнуто путём проектирования соответствующего интерфейса между волноводом и зерка-

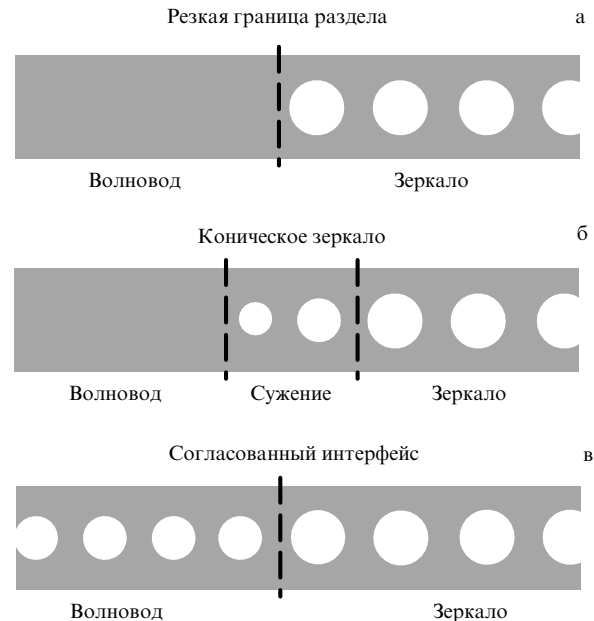


Рис. 10. Стратегии проектирования высокодобротных резонаторов на основе ФК. (а) Добротность резонатора с резкими границами раздела резонатора ограничена несколькими сотнями. (б) Резонатор с коническими зеркалами ($Q \sim 50\,000$). (в) Согласованный интерфейс, основанный на небольшом рассогласовании между волноводной модой и зеркальной блоховской модой ($Q \sim 600\,000$) [123].

лом [101]. В основе этого подхода лежит осознание того, что свет следует ограничивать пространственно "мягко", чтобы ограничить "сильно". Это означает, что пространственное изменение ФК на краях резонатора должно быть не резким, а плавным, чтобы спектр Фурье поля не содержал компонент внутри светового конуса.

Стратегия получения более "мягкого" изменения поля заключается в изменении условия брэгговского отражения на краю резонатора. Технически это достигается при соответствующем перемещении нескольких отверстий ФК вблизи края резонатора. При этом профиль электрического поля на краю резонатора становится более плавным. Простейший подход основан на смещении одного отверстия [101]. Дальнейшее развитие идеи "мягкого ограничения поля" привело к идее конического зеркала, которое представляет собой последовательность нанотверстий с постепенно изменяющимся диаметром (вторая строка на рис. 10) [123–125]. Эти конические зеркала обеспечивают экспериментальные значения добротности в диапазоне $10\,000$ – $200\,000$ [126–128].

Понимание того, что распределение электрического поля в резонаторе должно медленно меняться для подавления утечки фотонов за пределы пластины ФК, привело к концепции резонатора на "двойной фотонной гетероструктуре" [129]. Такие структуры привели к реализации нанорезонаторов с чрезвычайно высокой добротностью до $600\,000$ [129]. Теоретически было показано, что при оптимизации структуры возможно получить добротности более $20\,000\,000$ [129].

Фотонно-кристаллическая структура, использованная при создании резонатора на двойной фотонной гетероструктуре, показана на рис. 11. Это двумерный ФК с треугольной периодической решёткой, в котором создан волновод, образованный линейным дефектом в виде отсутствующего ряда нанотверстий (рис. 11а). Зонная

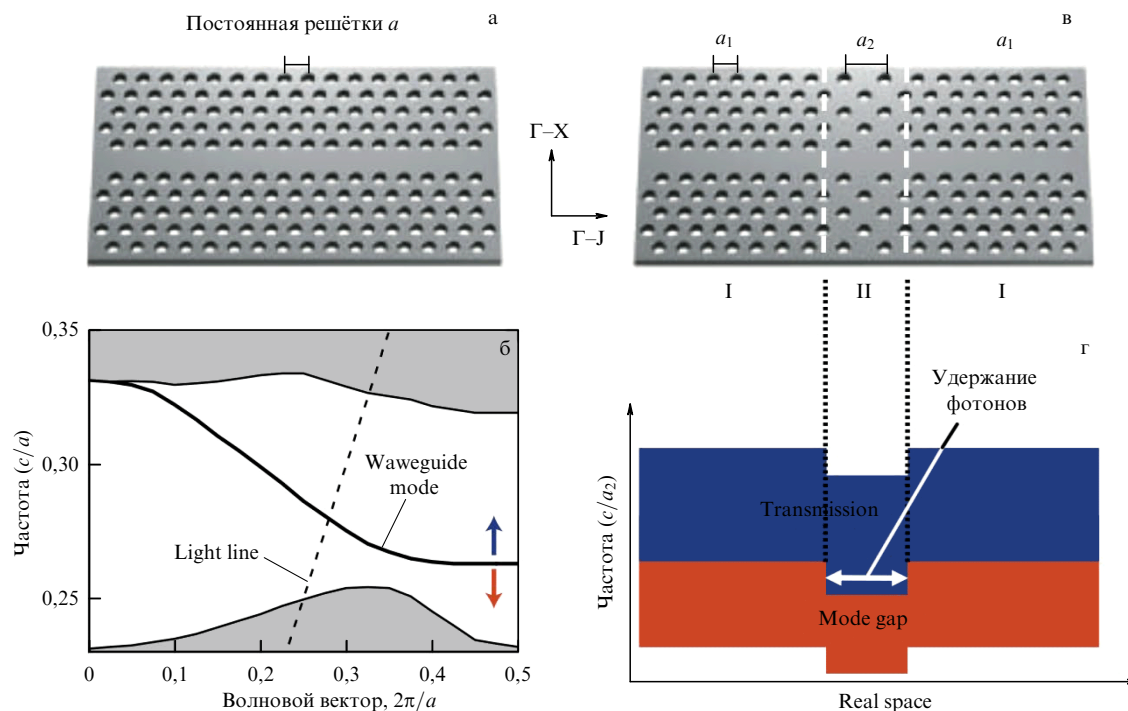


Рис. 11. Фотонно-кристаллическая структура, используемая для создания двойной фотонной гетероструктуры. (а) Фотонно-кристаллическая пластина треугольной решётки с волноводом, созданным линейным дефектом в виде ряда отсутствующих отверстий. (б) Рассчитанная зонная структура для ФК. Синяя стрелка обозначает область, где распространение фотонов разрешено через волновод, а красная стрелка — область запрещённой зоны, в которой распространение запрещено. (в) Фотонные двойные гетероструктуры, построенные путём соединения базовых фотонных кристаллов I и II. Фотонный кристалл I имеет решётку с постоянной решётки a_1 . Фотонный кристалл II имеет деформированную треугольную решётку с гранецентрированной прямоугольной решёткой с постоянной a_2 ($> a_1$) в направлении волновода; он сохраняет ту же константу, что и фотонный кристалл I в ортогональном направлении, чтобы удовлетворить условиям согласования решёток. (г) Схема зонной диаграммы вдоль волноводного направления. Фотоны определённой энергии могут существовать только в волноводе фотонного кристалла II [129].

диаграмма структуры (рис. 11б) показывает, что волноводная мода формируется в области запрещённой зоны. Синяя стрелка указывает область, в которой фотоны могут распространяться по волноводу, а красная — область, где распространение запрещено [130, 131].

Далее два ФК (I и II) объединены для формирования двойной гетероструктуры (рис. 11в). ФК I имеет треугольную решётчатую структуру с постоянной решётки a_1 . Фотонный кристалл II имеет деформированную треугольную решётчатую структуру в направлении волновода, эквивалентную гранецентрированной прямоугольной решётчатой структуре с постоянной решётки a_2 , при этом $a_2 > a_1$. ФК II имеет ту же постоянную решётки, что и фотонный кристалл I в ортогональном направлении, чтобы удовлетворить условиям согласования решёток. Поскольку постоянные решётки в направлении волновода фотонных кристаллов I и II изменяются, области пропускания и ширины запрещённой зоны также различаются (рис. 11г.). Это гарантирует, что фотоны с определённой энергией могут существовать только в волноводе фотонного кристалла II. Когда волновод в ФК II достаточно короткий, излучение в этой области квантуется (аналогично ситуации с электронами в полупроводниковой квантовой структуре), и образуется нанорезонатор для фотонов.

Важнейшей особенностью фотонной двойной гетероструктуры является то, что ограничение света в направлении волновода происходит не напрямую из-за эффекта фотонной запрещённой зоны, возникающего из-за пе-

риодического массива воздушных отверстий. Подчёркнём физический механизм реализации высокой добротности резонатора на основе двойной гетероструктуры. Важным правилом проектирования нанорезонатора на ФК является реализация структуры с распределением электрического поля в резонаторе, которое медленно изменяется. В идеале распределение должно описываться гауссовой функцией, чтобы подавить утечку фотонов за пределы пластины. Структура резонатора с двойной гетероструктурой минимизирует утечку фотонов, что и позволяет реализовать нанорезонаторы с чрезвычайно высокими добротностями.

Добротность резонатора составила значение 600 000, при теоретически рассчитанном значении 10^6 . Была теоретически исследована возможность дальнейшего увеличения добротности резонатора на основе двойной гетероструктуры. При использовании многоступенчатой гетероструктуры (дополнительный ФК (II') между фотонными кристаллами I и II) максимальная теоретическая добротность превысила значение 24 000 000.

4.4. Лазеры на фотонном кристалле

Тонкие планарные массивы субволновых наноструктур получили название "метаповерхности". Метаповерхности изменили способ, которым можно управлять потоком света. Исследования последних лет расширили их возможности за пределы пассивной манипуляции света, позволяя динамически управлять излучением, поглощением и его модуляцией. Благодаря объединению мета-

поверхностей с оптоэлектронными устройствами, такими как светодиоды, лазеры, модуляторы и фотодетекторы, появляются метаустройства с новыми функциональными возможностями.

Метаповерхности возродили интерес к созданию на их основе оптических резонаторов для лазеров. Лазеры на основе метаповерхности (metasurface-based lasers) имеют ряд преимуществ по сравнению с традиционными объёмными лазерами за счёт возможности точного управления свойствами излучения, такими как профиль лазерного пучка, его направленность и поляризация. Кроме того, лазеры на метаповерхности могут обеспечить сверхбыструю настройку параметров лазера, что имеет решающее значение в таких приложениях как оптические коммутационные и сенсорные технологии.

Концепция плоскостных наноструктурированных лазеров была впервые исследована с использованием фотонных кристаллов, на основе которых созданы высокодобротные лазерные резонаторы. Лазеры на основе ФК можно условно разделить на три класса: (1) лазеры с размером большим длины волны, (2) лазеры с размером порядка длины волны и (3) нанолазеры с размером много меньше длины волны.

4.4.1. Нанолазеры на фотонном кристалле с размером большим длины волны. Нанолазеры на ФК с размером большим длины волны не являются предметом обсуждения этого обзора. Ограничимся только кратким замечанием об основных тенденциях в этом направлении.

Существующие лазеры имеют ряд ограничений, которые затрудняют их практическое применение. Например, обычные полупроводниковые лазеры имеют невысокую яркость, несмотря на их компактность и высокую эффективность. Кроме того, для обычных полупроводниковых лазеров требуется внешняя оптика и механические элементы для преобразования и сканирования лазерных лучей, что приводит к созданию больших и сложных систем в задачах их практического применения. Газовые и твердотельные лазеры, обладая высокой яркостью, однако также имеют большие габариты и сложную конструкцию. Неожиданным решением перечисленных лазерных проблем явилось использование ФК для построения лазеров. Новый класс лазеров получил название: фотонно-кристаллические поверхностно-излучающие лазеры (Photonic-Crystal Surface-Emitting Lasers, PCSEL). PCSEL обладают высокой яркостью и необходимой функциональностью,

сохраняя при этом достоинства полупроводниковых лазеров [132].

Рисунок 12а показывает устройство PCSEL лазера. Основными элементами лазера являются: ФК, активная среда для усиления света, два слоя оболочки и электроды для инжекции тока. Для усиления в активном слое обычно используются межзонные переходы в квантовых ямах. Межзонные переходы квантовых точек также могут быть использованы. При инжекции тока в активный слой свет генерируется внутри активного слоя и удерживается слоями оболочки за счёт полного внутреннего отражения. При этом излучение также проникает в слой фотонного кристалла. Внутри фотонного кристалла световые волны, распространяющиеся в нескольких направлениях в плоскости кристалла, связываются друг с другом, что приводит к лазерной генерации с поверхностным излучением.

Рисунок 12б поясняет механизм генерации в PCSEL лазере. Генерация PCSEL основана на интеграции ФК с активным слоем лазера, создавая резонатор в плоскости, в который усиливается излучение, формируя двумерную стоячую волну внутри ФК.

Слева на рис. 12б показана схема дифракции световых волн. В слое ФК каждое воздушное отверстие служит одновременно "зеркалом", вызывающим дифракцию в плоскости ФК, и "наноантенной", вызывающей дифракцию вне плоскости ФК. Другими словами, световые волны, распространяющиеся в направлениях x и y (основные фундаментальные световые волны, жёлтые стрелки), дифрагируют на каждом отверстии и меняют направление излучения на 180° и на 90° через другие волны, распространяющиеся в разных направлениях (волны более высокого порядка). Благодаря этой взаимной дифракции внутри фотонного кристалла на большой площади формируется двумерный стоячий световой резонанс и возникает лазерная генерация, сопровождающаяся поверхностным излучением (красные стрелки, справа).

В последнее время наблюдается значительный прогресс в разработке высокоярких и высокофункциональных PCSEL лазеров. Яркость PCSEL достигла $1 \text{ ГВт см}^{-2} \text{ ср}^{-1}$ даже в условиях непрерывного излучения, что позволило продемонстрировать возможности такого лазера даже для резки нержавеющей стали [132].

4.4.2. Нанолазеры на фотонном кристалле с размером порядка длины волны. Нанолазеры на основе ФК с размером порядка длины волны основаны на ФК с

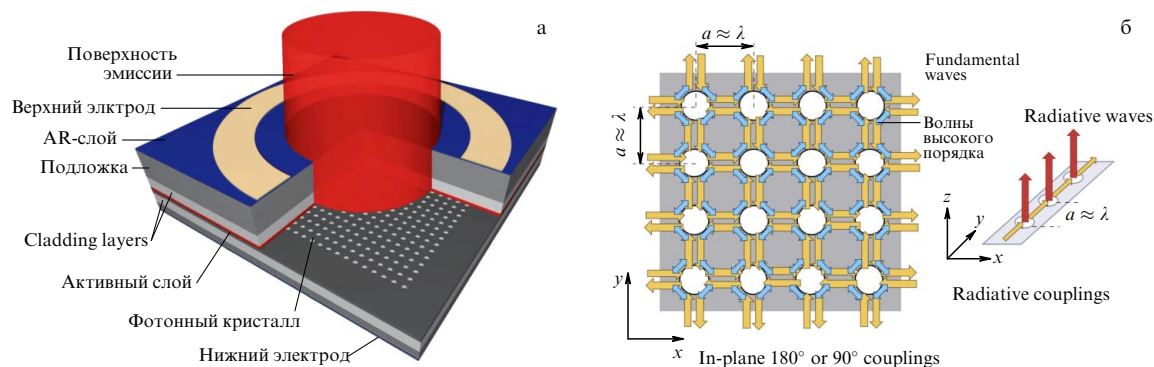


Рис. 12. (а) Устройство фотонно-кристаллического поверхностно-излучающего лазера (PCSEL); основными элементами лазера: ФК, активная среда для усиления света, два слоя оболочки и электроды для инжекции тока. (б) К механизму генерации в PCSEL лазере [133].

дефектом, создающим нанорезонатор. Добавление в такой резонатор полупроводниковых материалов (квантовых ям или квантовых точек) в качестве активного материала делает их перспективными кандидатами для создания нанолазеров с трёхмерной локализацией лазерного поля в объёме λ^3 . Привлекательной особенностью нанорезонаторов является большой диапазон свободной дисперсии, позволяющий работу лазера в одномодовом режиме. Достижение режима генерации в нанолазере из-за малого размера активной среды (малое усиление на проход резонатора) возможно только при малых потерях в резонаторе. С другой стороны, малый размер резонатора делает квантовоэлектродинамические эффекты, такие как изменение свойств спонтанного излучения, значительными, что, в свою очередь, способствует снижению порога для такого лазера.

Прогресс в технологии изготовления наноструктур позволяет в настоящее время получать лазерную генерацию с использованием микродисков, микростолбиков и ФК, использующих ансамбли квантовых точек (КТ). Однако реализовать полный аналог одноатомного лазера [133] в твёрдом теле оказалось значительно сложнее. В работе [134] впервые был продемонстрирован лазер, использующий единичную КТ в нанорезонаторе ФК. Образец выращен на нелегированной подложке GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Вначале выращивается слой $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ толщиной 700 нм, а затем слой GaAs толщиной 165 нм, содержащий один слой квантовых точек InAs в качестве усиливающей среды. Плотность КТ на поверхности составляет $(1-4) \times 10^8 \text{ см}^{-2}$. При такой плотности КТ нанорезонатор содержит в среднем всего одну квантовую точку. ФК изготовлен с использованием электронно-лучевой литографии, реактивного ионного травления в индуктивно-связанной плазме и процесса жидкостного травления. Нанорезонатор образован дефектом из трёх отсутствующих воздушных отверстий в центре ФК. Объём моды составляет $\sim 0,02 \text{ мкм}^3$, добротность резонатора Q составляла около 20 000. В этом случае реализуется режим сильной связи. В таком резонаторе при изменении частотной отстройки между модой и экситоном наблюдаются типичные эффекты режима сильной связи, такие как антикроссинг и смешивание энергий между двумя модами. Спектры, измеренные вблизи нулевой расстройки экситонной и резонаторной мод, показали дублет расщепления экситон-поляритон с приблизительно одинаковой интенсивностью.

В работе был также продемонстрирован переход от режима сильной связи, где один экситон и один фотон образуют экситон-поляритон, к режиму лазерной генерации. Оптическая связь поля моды резонатора с КТ резко усиливает интенсивность моды резонатора. Из измеренной зависимости выходной мощности от мощности накачки при нулевой частотной отстройке получено пороговое значение накачки 42 нВт. При наличии отстройки уже требуется значение мощности 145 нВт. Таким образом, оптическая связь экситона с модой резонатора значительно увеличивает материальный коэффициент усиления системы и приводит к значительному снижению пороговой мощности накачки по сравнению с нерезонансным случаем.

На рисунке 13 показаны экспериментальные результаты по реализации лазерной генерации на единичной КТ в режиме сильной связи. Приведены спектры фото-

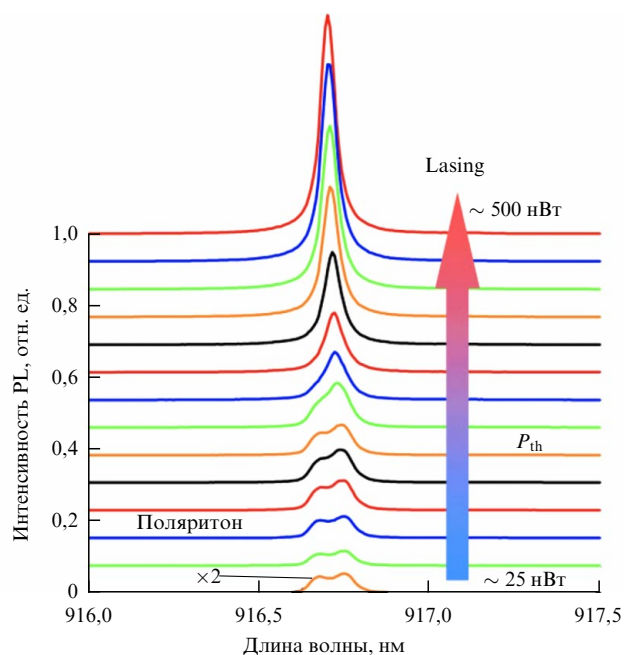


Рис. 13. Зависимость спектра генерации лазера на единичной КТ от мощности накачки в режиме сильной связи. Наблюдается спектральный переход из экситон-поляритонного состояния в лазерную генерацию. На пороге генерации наблюдается вакуумное расщепление Раби [134].

люминесценции (ФЛ) при различной мощности накачки от 25 нВт до 500 нВт. Порог генерации лазера составлял ~ 90 нВт. Примечательно, что дублет поляритонов всё ещё наблюдается на пороге генерации. По мере увеличения мощности накачки дублет поляритонов сливается в одну моду генерации, расположенную на резонансной частоте резонатора и переходит в режим генерации, где наблюдается резкое сужение ширины линии. (Асимметрия в спектрах ФЛ при слабой накачке объяснялась непреднамеренной частотной расстройкой в 0,02 нм между экситонной и резонаторной модами.)

Лазер, использующий одну КТ в качестве активной среды, имеет такие преимущества, как низкий порог генерации (низкие пороговые токи при электрической накачке), высокую эффективность и узкую ширину линии. Такие лазеры перспективны для различных применений, включая оптическую связь, квантовые вычисления.

4.4.3. Нанолазеры на фотонном кристалле с размером порядка длины волны со сверхизлучением. В нанолазерах на основе ФК с размером порядка длины волны их малый размер резонатора делает квантовоэлектродинамические эффекты в функционировании лазера значительными. В таком нанолазере возможна ситуация, когда длина волны излучения намного больше расстояния между излучателями и излучатели взаимодействуют со светом коллективно и когерентно, т.е. возможно возникновение явления сверхизлучения.

Сверхизлучение происходит, когда группа из N квантовых излучателей, таких как атомы, молекулы или квантовые точки, взаимодействует со световым полем. Если длина волны света намного больше расстояния между излучателями, то излучатели взаимодействуют со светом коллективно и когерентно. Это приводит к тому, что группа излучает свет в виде импульса высокой интенсивности

пропорциональной N^2 . Такой характер излучения резко отличается от ожидаемого экспоненциального затухания, пропорционального N , группы независимых излучателей.

В работе [137] исследовалось сверхизлучение квантовых точек в нанолазере на основе ФК с размером резонатора порядка длины волны. При рассмотрении его квантовых свойств, описываемых фотонными корреляциями, можно получить также информацию о состоянии активного вещества, генерирующего излучение. Хорошо изученное явление сверхизлучения возникает при наличии квантово-механических корреляций между излучателями. В работе была показана прямая связь между излучением сверхизлучающего импульса и характерными изменениями фотонной корреляционной функции, что наглядно демонстрирует важность квантово-механических корреляций между носителями заряда и фотонами в наноразмерных системах.

5. Нанолазер с субдифракционной локализацией электромагнитного поля

5.1. Объём моды резонатора

Локализация поля играет центральную роль в оптике, фотонике и взаимодействии света с веществом. Степень локализации поля (среди других параметров) характеризуется модовым объёмом. Понятие "эффективный объём моды" повсеместно встречается в физике и связано с широким спектром оптических явлений. Примером может служить использование понятия объёма моды в эффекте Парселла: излучатель в резонаторе испытывает усиление излучения, степень которого определяется фактором Парселла, который, в свою очередь, определяется эффективным объёмом моды. Объём моды в резонаторе определяет динамику многих других физических процессов, происходящих в резонаторе при помещении в них вещества, таких как сила взаимодействия вещества с полем резонатора, характеристики лазера, построенного на таком резонаторе и т.д.

Если объём моды в макроскопическом резонаторе достаточно однозначно определяется, то в случае наноразмерных резонаторов ситуация значительно сложнее и требует учёта конкретных физических механизмов локализации поля. Интуитивно эффективный объём моды резонатора ассоциируется с его геометрическим размером. Для макроскопических резонаторов такое представление достаточно оправдано, поскольку электромагнитное поле в основном сосредоточено в геометрических пределах резонатора. Ситуация с микро- и нанорезонаторами сложнее, поскольку энергия поля вне резонатора может сравниться с полной энергией поля. В качестве примера можно привести диэлектрический волновод, диаметр которого много меньше длины волны моды волновода [135, 136]. В этом случае поле в основном сосредоточено вне волновода.

Иногда ошибочно полагают, что существует однозначное определение объёма моды резонатора, но на самом деле такого определения нет. Наиболее часто в физике для характеристики физической величины используют такое понятие как "полная ширина на полувысоте" (Full Width at Half Maximum, FWHM) для указания разброса распределения физической величины (например, ширины спектральной линии), но эта величина является лишь одной из мер эффективного размера.

То же самое верно и для объёма моды резонатора, который может иметь различные определения. Поскольку, как правило, поле внутри резонатора используется в основном для взаимодействия с материальной средой внутри него (и чаще всего для усиления силы взаимодействия в резонаторе), то естественно ввести определение объёма моды резонатора в соответствии с конкретным рассматриваемым типом взаимодействия. Наиболее часто используется следующее определение эффективного объёма моды резонатора [137]

$$V_{\text{eff}} = \frac{\int \varepsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d^3r}{\varepsilon(\mathbf{r}_{\text{max}}) |\mathbf{E}(\mathbf{r}_{\text{max}})|^2}, \quad (29)$$

где $\mathbf{r}_{\text{max}}$ — координата внутри резонатора, в которой напряжённость электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ максимальна. Как следует из этого определения, эта величина представляет собой нормированную напряжённость поля на единицу электромагнитной энергии в точке резонатора $\mathbf{r}_{\text{max}}$. Первоначально это определение объёма V_{eff} было введено для описания силы взаимодействия атома с фотоном в резонаторе в квантовоэлектродинамических задачах. При таком определении объёма V_{eff} электрическое поле на один фотон точно такое же, как "электрическое поле на фотон", приведённое в учебниках по квантовой оптике [137], и которое широко используется при описании различных физических эффектов, связанных с взаимодействием атома (молекулы, КТ) с фотоном, таких как вакуумная частота Раби, фактор Парселла и т.д. Следовательно, определение V_{eff} по своему физическому смыслу подходит для характеристики малого резонатора в терминах взаимодействия между отдельными квантовыми излучателями и фотонами в резонаторе.

Приведённое определение не включает информацию о взаимодействиях, когда атомы находятся в разных положениях (не в максимуме интенсивности), т.е. если в резонаторе распределено много атомов или используется непрерывная материальная среда, тогда определение (29) не подходит для описания взаимодействия в резонаторе. В таких случаях требуется другое определение, примеры которого можно найти в обзоре [102]. Несмотря на то, что существуют различные возможные определения для объёма моды резонатора, приведённое определение (29) наиболее широко используется в научном сообществе.

1) Объём моды в макроскопическом резонаторе

В макроскопическом резонаторе стенки полости которого считаются имеющими бесконечную проводимость, а полость заполнена диэлектриком без потерь, решение волнового уравнения даёт собственные моды и спектр резонансных частот такого резонатора. Поле однозначно определено в геометрических пределах резонатора и объём моды определяется геометрическим объёмом резонатора. Наличие конечных потерь поля в стенках резонатора приводит к проникновению поля в глубь стенок с экспоненциальным законом затухания поля, что учитывается при определении объёма моды. В качестве примера можно указать на диэлектрический резонатор типа Фабри – Перо, образованный зеркалами с многослойными диэлектрическими слоями. Для такого резонатора малой длины доля объёма моды в геометрических пределах резонатора (расстояние между зеркалами), может быть существенно меньше всего объёма моды (с учётом проникновения поля в диэлектрические зеркала). Такая ситуация, например, возникает в экспери-

менте по взаимодействию единичных атомов с полем высокодобротного резонатора в группе Кимбла [138].

2) Объем моды в резонаторе на основе ФК

Известно, что на основе ФК возможно построение высокодобротных диэлектрических резонаторов. Для этого в ФК вводится дефект. Тогда окружение дефекта выполняет роль зеркал резонатора. В диэлектрическом резонаторе ФК объем электромагнитной моды определяется как эффективный объем, в котором сосредоточена энергия моды резонатора [139] и которое совпадает с приведенным выше (29):

$$V_{\text{eff}} = \frac{\int \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}^2(\mathbf{r}) d^3r}{(\varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}^2(\mathbf{r}))_{\text{max}}} \quad (30)$$

В работе [139] было проанализировано множество возможных конфигураций диэлектрических резонаторов на основе ФК, созданного путём введения дефекта в двумерный ФК. При численной оптимизации по достижению минимального объема мод было показано, что минимальный размер моды такого резонатора не меньше длины волны излучения и рекордно малое значение эффективного объема моды составляет величину: $V_{\text{eff}} \approx 2(\lambda/2n)^3$. Добротность таких резонаторов может достигать огромных значений до 10^6 [102].

3) Объем моды в резонаторе с субдифракционной локализацией электромагнитного поля

В диэлектрических резонаторах дифракционный предел долгое время считался непреодолимым препятствием на пути достижения предельной локализации света. Вопросы о субдифракционной локализации электромагнитного поля посвящены следующие главы обзора.

5.2. Подходы к локализации излучения в диэлектрических наноструктурах

В общем случае локализация светового поля в фотонных структурах происходит как двухэтапный процесс: (1) на первом этапе происходит временное аккумуляирование поля в фотонной структуре и (2) на втором этапе — пространственное перераспределение захваченного электромагнитного поля в соответствии с граничными условиями. Эти два этапа независимы друг от друга. Различные фотонные структуры используют разные механизмы для достижения первого временного этапа локализации. Среди фотонных структур для достижения первого временного этапа локализации поля наибольшее развитие и практическое применение получили фотонные кристаллы (ФК). ФК имеют низкие потери, могут поддерживать высокую добротность в резонаторах на их основе и, соответственно, достаточное время для аккумуляции поля. В этом заключается принципиальное отличие фотонных структур от плазмонных: плазмонные структуры позволяют субдифракционную локализацию относительно простыми методами [139–141], однако имеют большие потери из-за большого коэффициента поглощения в металле, их образующем.

До недавнего времени для пространственной локализации излучения в диэлектрических структурах использовались два физических явления: (1) интерференция света и (2) полное внутреннее отражение. Нижняя граница эффективного объема резонатора, построенного на этих явлениях, зависит от длины волны и составляет значение порядка длины волны в кубе. Примерами могут служить эталон Фабри – Перо и сферические микрорезо-

наторы. В первом случае используется интерференция, во втором — полное внутреннее отражение.

Поясним из общих физических соображений почему так сложно локализовать свет. Сложность локализации света (фотона) можно объяснить с разных точек зрения. Во-первых, фотон не имеет заряда или массы покоя, поэтому его нельзя удержать потенциалом внешнего поля. В этом его принципиальное отличие от электрона, удержание которого в настоящее время является относительно простой задачей. В знаменитых экспериментах лауреата Нобелевской премии Hans Dehmelt единичный электрон удерживался в переменном электромагнитном потенциале по времени больше одного года [142].

Для локализации фотона необходимо использовать какой-либо тип отражения. Люди веками использовали зеркала с металлическим покрытием, и эти зеркала основаны на взаимодействии световой волны со свободными электронами в металле. Другим известным типом отражения является полное внутреннее отражение (ПВО), которое происходит на границе, разделяющей материалы с разными показателями преломления. Эти два физических эффекта широко используются в различных оптических устройствах, но на их основе сложно обеспечить локализацию света в малом объеме, сравнимом с длиной волны света в кубе.

Причину этого можно понять на следующем простом примере с резонатором Фабри – Перо. По мере уменьшения размера резонатора (L) и увеличения его добротности (Q) требуемое количество отражений увеличивается пропорционально отношению Q/L . Предположим, что наш резонатор имеет длину сравнимую с длиной волны света $L = 1$ мкм и крайне высокую добротность $Q = 10^6$. Тогда в таком резонаторе требуется ~ 300000 отражений. То есть отражательная способность зеркала резонатора должна быть выше $(1 - 10^{-6}) = 0,999999$. Такая высокая отражательная способность может быть достигнута только на микроволновых частотах, используя сверхпроводниковые зеркала (эксперименты лауреата Нобелевской премии Serge Haroche с резонатором на основе сверхпроводниковых зеркал для манипуляции единичными фотонами. Но этот механизм не может быть использован на оптических частотах, поскольку сверхпроводники становятся менее эффективными на более высоких частотах. Отражение же металлов на оптических частотах ($R < 0,95$) не может быть использовано для той же цели.

Теоретически ПВО может обеспечить идеальное отражение, но это справедливо только для плоской волны с определённым волновым вектором. Условие ПВО выполняется только в пределах ограниченных углов распространения света, что означает ограниченную область в k -пространстве для электромагнитных компонент фотона. Это делает невозможным достижение идеального удержания для малых резонаторов, поскольку распределение поля в таком резонаторе в k -пространстве расширяется при пространственном сжатии поля (соотношение неопределённости). Таким образом, условие полного внутреннего отражения трудно выполнимо в резонаторах размером в длину волны света.

Несмотря на фундаментальные трудности, связанные с удержанием фотонов на оптических частотах, многочисленные исследования продолжались в этом направлении и целью данного обзора, как раз является, ознакомление с основными трендами в этом направлении.

Отметим три основные причины необходимости и важности локализации света.

Во-первых, малые резонаторы с высокой добротностью могут усиливать различные типы взаимодействия света с веществом. Это применено для улучшения характеристик различных оптических устройств, таких как лазеры, оптические переключатели, модуляторы, запоминающие устройства и излучатели одиночных фотонов.

Во-вторых, большое время жизни фотона в резонаторе даёт возможность производить адиабатическую настройку резонатора (можно изменять определённые параметры резонатора в течение времени жизни фотона, что невозможно реализовать в больших резонаторах с коротким временем пребывания фотона). Это добавляет беспрецедентные функции в фотонику [102].

В-третьих, сильное как пространственное, так и временное ограничение света, позволяют добиться значительного уменьшения размера фотонных устройств, что позволяет достигнуть плотной фотонной интеграции таких устройств с очень малым энергопотреблением. Другими словами, всё это открывает возможности создания функциональных крупномасштабных фотонных интегральных схем.

Рассмотрим существующие к настоящему времени подходы к субдифракционной локализации света. К настоящему времени понято, что локализация света в диэлектрических резонаторах, с модовым объёмом ниже дифракционного предела возможна за счёт использования следующих двух физических эффектов:

(1) *Разрыва величин электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектрических сред*, которое возникает из-за резкого изменения материальных параметров сред ϵ и μ . На возможность использования этого явления для локализации света впервые было указано в работе группы Lipson [143] с последующим теоретическим обоснованием такой возможности в их следующей работе [144].

(2) *Эффекта громоотвода (lightning-rod effect)* на острых участках диэлектрика из-за локализованных поверхностных полей. Первый эффект приводит к достижению объёмной субдифракционной локализации поля. При использовании второго эффекта возникает локализация поля *вблизи поверхности*. При этом радиус кривизны поверхности играет решающую роль, пренебрежение которым может привести к сколь угодно малым, но нефизическим объёмам моды.

5.2.1. Локализации света в диэлектрических структурах за счёт явления разрыва величин векторов электромагнитного поля на границе раздела двух сред. Из классической электродинамики известно, что разрыв величин векторов электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектрических сред возникает из-за резкого изменения материальных параметров сред ϵ и μ [145]. Если на границе возникает разрыв величины поля, то внутри областей поле в общем случае конечно. Из уравнений Максвелла следует, что для обеспечения непрерывности нормальной составляющей электрического смещения D , соответствующее электрическое поле E поле должно претерпеть разрыв с большей амплитудой поля на стороне диэлектрика с меньшим коэффициентом преломления.

В работе группы Lipson [143] было показано, что, используя диэлектрические неоднородности, можно достигнуть уменьшения модового объёма на несколько порядков по сравнению с известными к тому времени

диэлектрическими микрорезонаторами, основанными на использовании явления интерференции и/или полного внутреннего отражения. Причём уменьшение модового объёма является независимым от длины волны излучения. Было показано, что разрыв векторов электромагнитного поля может быть использован для значительного усиления и локализации излучения в *нанометровой* области. При этом поле может быть усилено и ограничено в материале с меньшим коэффициентом преломления.

Основную идею субволновой локализации поля на основе эффекта разрыва векторов электромагнитного поля можно проиллюстрировать на примере щелевого волновода, показанного на рис. 14а. Собственная мода такого щелевого волновода может быть представлена как образованная взаимодействием фундаментальных собственных мод отдельных волноводов (правого и левого волноводов на рисунке). Аналитическое решение для поперечного профиля электрического поля E_x фундаментальной собственной моды ТМ щелевого волновода имеет вид [143]:

$$E_x(x) = A \begin{cases} \frac{1}{n_s^2} \cosh(\gamma_s x), & |x| < a \\ \frac{1}{n_H^2} \cosh(\gamma_s a) \cos[k_H(|x| - a)] + \frac{\gamma_s}{n_s^2 k_H} \sinh[k(|x| - a)], & a < |x| < b \\ \frac{1}{n_C^2} \left\{ \cosh(\gamma_s a) \cos[k_H(b - a)] + \frac{n_H \gamma_s}{n_s^2 k_H} \sinh(\gamma_s a) \sin[\gamma_H(b - a)] \right\} \times \\ \times \exp[-\gamma_C(|x| - b)], & |x| > b \end{cases}, \quad (31)$$

где k_H — поперечный волновой вектор в материале с высоким показателем преломления, γ_s — коэффициент затухания поля в щели, γ_C — коэффициент затухания поля в оболочке щели, а A — коэффициент, который определяется выражением:

$$A = A_0 \frac{\sqrt{k_0^2 n_H^2 - k_H^2}}{k_0},$$

где A_0 — произвольная константа, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

Из уравнения (31) следует, что электрическое поле внутри щели в 2 раза больше по величине, чем внутри пластин. Когда ширина щели намного меньше характерной длины затухания поля внутри щели, поле остаётся большим по величине во всей щели. На рисунке 14б показано распределение поперечной компоненты электрического поля E_x основной собственной ТМ моды (сплошная кривая) для щелевого волновода. Параметры щелевого волновода следующие: коэффициенты преломления $n_H = 3,48$, $n_s = n_C = 1,44$, ширина щели $a = 25$ нм, ширина волноводов $b = 205$ нм, длина волны $\lambda_0 = 1,55$ мкм. Также показаны соответствующие распределения для собственных ТМ мод пластин (пунктирная и штрих-пунктирная кривые). Как видно из рисунка распределение поля E_x , во-первых, испытывает сильный разрыв и, во-вторых, наблюдается сильная локализация электрического поля в щели.

Используя такие разрывы, можно достигнуть уменьшения объёма моды резонатора на несколько порядков по сравнению с известными диэлектрическими микрорезонаторами. Как было показано в работе [144] уменьшение эффективного объёма моды в волноводе с малой щелью определяется отношением диэлектрических про-

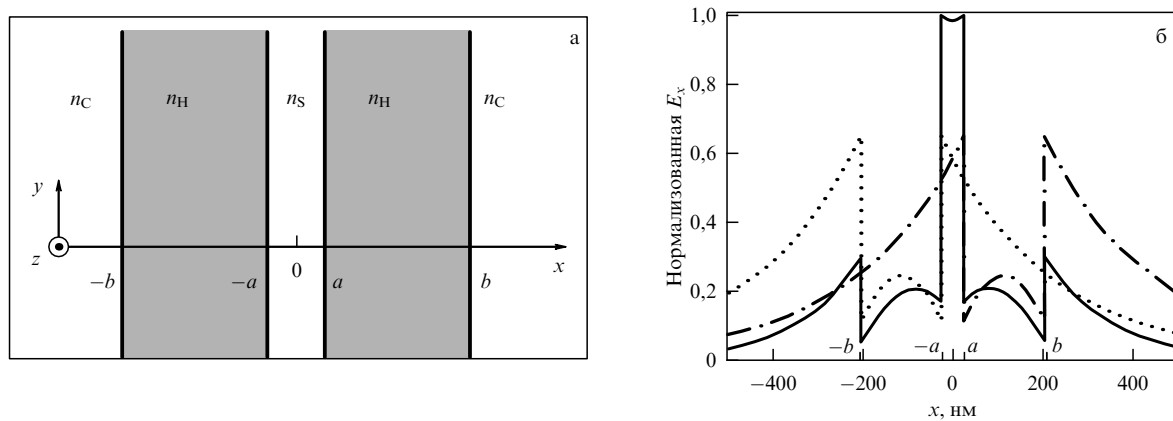


Рис. 14. Структура щелевого волновода для наноразмерной локализации излучения. Параметры щелевого волновода: коэффициенты преломления $n_H = 3,48$, $n_S = n_C = 1,44$, ширина щели $a = 25$ нм, ширина волноводов $b = 205$ нм, длина волны $\lambda_0 = 1,55$ мкм [143].

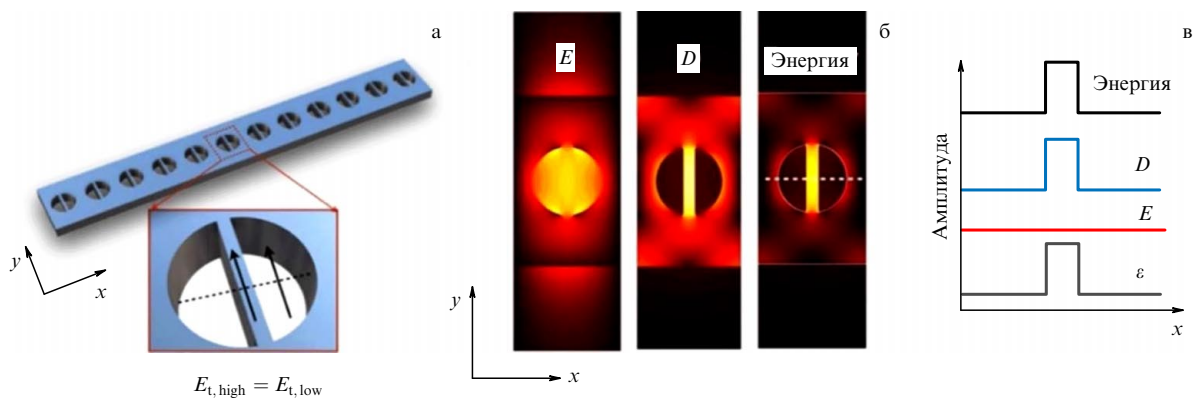


Рис. 15. К пояснению возникновения антищелевого эффекта в ФК. (а) Схема фотонно-кристаллического волновода, сформированного элементарной ячейкой с диэлектрическим наномостом, (б) распределение электрического поля E , электрического смещения D и плотности электромагнитной энергии в элементарной ячейке ФК, (в) профили диэлектрической постоянной (ϵ), амплитуды электрического поля (E), амплитуды поля электрического смещения (D) и плотности энергии электрического поля вдоль оси x , как показано пунктирной линией на рис. а [148].

нищаемостей двух сред ϵ_L и ϵ_H :

$$\frac{\tilde{V}_{\text{eff}}^*}{\tilde{V}_{\text{eff}}} \approx \left(\frac{\epsilon_L}{\epsilon_H} \right)^{5/2}. \quad (32)$$

При использовании таких диэлектрических материалов как воздух ($\epsilon = 1$) и аморфного кремния ($\epsilon = 13,9$) возможно уменьшение объёма более, чем в 700 раз в инфракрасном диапазоне длин волн. Существенным в данном методе уменьшения эффективного объёма моды является его независимость от длины волны. Эффект локализации поля на основе разрыва величин векторов электромагнитного поля в щели волновода, где в щели диэлектрическая константа меньше, чем в материале волновода, получил название *эффект щели* (slot effect) [143].

Идея использования явления разрыва величин векторов электромагнитного поля в щели *плоского* волновода, была далее развита для другого типа волновода — волновода на ФК [146]. Известно, что в ФК фотонная зонная структура состоит из трёх зон: запрещённой зоны (photonic band gap), высокочастотной воздушной зоны (air band) и низкочастотной диэлектрической зоны (dielectric band) [147]. В ФК "*воздушная зона*" относится к диапазону частот, в котором свет распространяется преимущественно в воздухе или областях с низким коэффициентом преломления. Это контрастирует с фотон-

ной запрещённой зоной, в частотном диапазоне которой распространение света затруднено. Воздушная зона важна для таких приложений, как биосенсорика и создание высокодобротных оптических резонаторов, поскольку они обеспечивают улучшенное взаимодействие света с исследуемой средой.

Как уже отмечалось выше *эффект щели* обеспечивает локализацию поля в области щели волновода, где диэлектрическая константа меньше, а не в материале волновода. В работе [148] было показано, что возможно локализовать поле и в материале, где диэлектрическая константа по величине *больше*. Этот эффект был назван "*анти-щелевым*" эффектом (antislot effect).

"Анти-щелевой" эффект достигается в волноводе на основе ФК и суть его состоит в следующем. Элементарная ячейка ФК обычно состоит из высокосимметричных геометрических фигур (например, воздушные отверстия в диэлектрической пластине). В элементарную ячейку (в воздушное отверстие) встраивается диэлектрический *наномост*, т.е. создаётся новая элементарная ячейка ФК и выбирается режим возбуждения излучения в *диэлектрической зоне* ФК, при котором свет в основном присутствует в *материале* ФК с более *высоким* показателем преломления, а значит в наномосте.

Рисунок 15 иллюстрирует вышесказанное. В ФК, функционирующем в диэлектрической моде, свет сосре-

доточен в материале с более высокой диэлектрической проницаемостью [148]. Граничные условия на тангенциальную составляющую электрического поля и тангенциальную составляющую электрического поля смещения D_t следующие:

$$E_{t,high} = E_{t,low}, \quad (33a)$$

$$D_{t,high} = D_{anti-slot} = \frac{\epsilon_{high}}{\epsilon_{low}} D_{t,low}. \quad (33b)$$

В этих уравнениях $E_{t,high}$ и $E_{t,low}$ напряжённости тангенциальных составляющих электрического поля в средах с более высокой и более низкой диэлектрической проницаемостью по разные стороны границы раздела непрерывны, а тангенциальная составляющая электрического поля смещения $D_t = \epsilon E_t$ разрывна.

В рассматриваемом одномерном ФК (рис. 15) с элементарной ячейкой, содержащей наномост (который перпендикулярен направлению ФК и с поляризацией света в плоскости ФК, ТЕ-поляризация), электрическое смещение D в наномосте с высоким значением диэлектрической проницаемости усиливается в $\epsilon_{high}/\epsilon_{low}$ раз по сравнению с окружающей областью воздушного круга ФК с более низкой диэлектрической проницаемостью (уравнение (33a)). В то же время напряжённость электрического поля в наномосте такая же, как и в окружающих областях внутри воздушного отверстия. Соответственно, плотность энергии электрического поля ($u_E = DE/2$) внутри диэлектрического наномоста также увеличивается в отношении $\epsilon_{high}/\epsilon_{low}$ из-за усиления электрического поля смещения, как показано на рис. 15б, в.

В отличие от щелевого эффекта, который реализуется в традиционном волноводе, антищелевой эффект, возникает только в волноводе ФК с изменённой геометрией элементарной ячейки. Для антищелевого эффекта, чтобы удовлетворить граничным условиям для электромагнитного поля, свет должен быть сосредоточен в тонком диэлектрическом наномосте, ось которого перпендикулярна направлению распространения света.

5.2.2. Трёхмерная субдифракционная локализация света в фотонном кристалле за счёт явления разрыва величин векторов электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектрических сред. Используя эффекты щели и антищели в ФК (рис. 15) свет можно сжимать как в направлении распространения света (в направлении x), так и в перпендикулярном направлении (в направлении y), вводя ряд взаимосвязанных антищелей и щелей в элементарную ячейку ФК.

Рисунок 16 иллюстрирует такое сжатие. На нём показана элементарная ячейка ФК, содержащая увеличивающееся количество взаимосвязанных щелей и антищелей. Номенклатура на рис. 16 для таких взаимосвязанных "антищелевых и щелевых конструкций" соответствует количеству антищелей и щелей, введённых в элементарную ячейку. Структура 0-го порядка соответствует отсутствию как антищели (A), так и щели (S). Структура 1-го порядка содержит одну антищель, а структуры последующих порядков задаются добавлением щелей и антищелей: AS (2-й порядок), ASA (3-й порядок), ASAS (4-й порядок) и т.д. Свет локализуется внутри последней введённой антищели или щели и по-

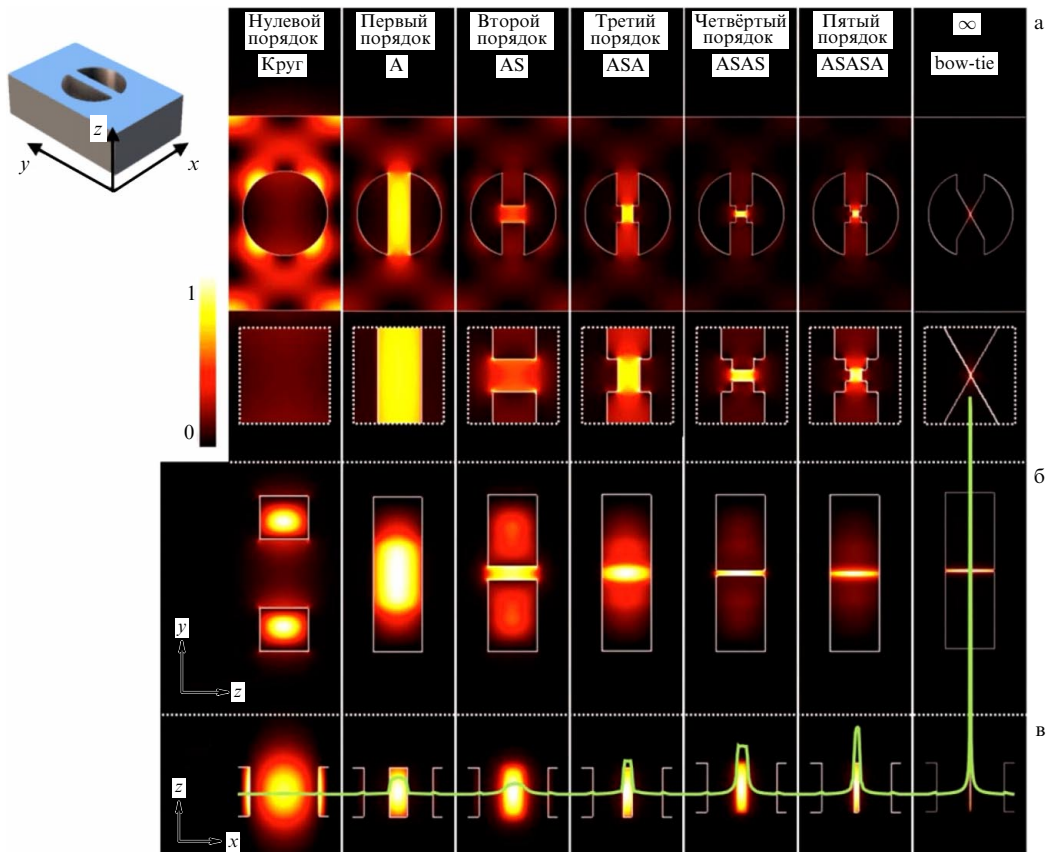


Рис. 16. К иллюстрации локализации излучения в ФК, используя взаимосвязанные щели и антищели [148].

этому оптическая энергия постепенно сжимается во всё меньший объём. На рисунке 16б и в показаны поперечные сечения плотности энергии и из них видно как профиль моды вдоль направления Y сжимается только при введении щели, тогда как профиль моды вдоль направления X сжимается только при добавлении антищели.

При увеличении числа пар антищелей и щелей, добавленных в элементарную ячейку, геометрия наноструктуры приближается к форме так называемой (в наноплазмонике) "бабочки" (bowtie shape). Плотность энергии поля в центре структуры "бабочки" в 1500 раз выше, чем плотность энергии в центре элементарной ячейки 0-го порядка. Важно отметить, что в отличие от плазмонных "бабочек", построенных на использовании металла, диэлектрические "бабочки" позволяют локализовать свет в воздушном зазоре или диэлектрическом материале между двумя острыми сторонами "бабочки", сохраняя при этом высокую добротность образованного такой структурой нанорезонатора. Если между кончиками "бабочки" есть воздушный зазор, то энергия локализована в этом воздушном зазоре. Если между кончиками нет зазора, что соответствует сцеплённой геометрии структуры, то энергия локализована в малой области диэлектрического материала.

Таким образом элементарная ячейка ФК с встроенной в неё структурой типа "бабочки" формирует резонатор с глубокой субволновой локализацией поля на уровне плазмонных структур [149, 150] и сверхвысокой добротностью. Ранее считалось, что такое сочетание сверхнизкого объёма V_m и сверхвысокой добротности Q невозможно для полностью диэлектрической структуры.

Следует отметить, что впервые субдифракционная локализация света, на основе использования диэлектрической структуры типа "бабочки", была исследована в работе группы Lipton [151]. Авторы пришли к такой форме структуры с помощью использования расчётного метода "эволюционного алгоритма" (ЭА). Результатом расчёта таким методом оказалась структура, которая также имеет форму "бабочки" с субдифракционным модальным объёмом порядка $0,01(\lambda/2n)^3$ и добротностью 10^3 .

Метод ЭА представляет собой стохастический поиск, используемый для исследования больших многомерных пространств с целью нахождения глобальных максимумов. Алгоритм конструирует проектную искомую форму путём многократного выбора, варьирования и копирования успешных решений из множества возможных решений. В рассматриваемом случае первоначальная структура представляет собой полностью случайный объект, (рис. 17а). После каждого цикла алгоритма возможные решения оцениваются и им присваивается значение достоинства. Оценённые решения упорядочиваются по значению достоинства и наиболее неудачные решения отбрасываются. Новый набор решений формируется путём смешивания различных характеристик оценённых решений, а затем дополнительно модифицируется случайным образом. Затем алгоритм запускает новую итерацию. На рисунке 17 показана эволюция структуры от полностью случайной структуры до структуры типа "бабочки".

В последующей работе Lipton с соавторами расширили эту концепцию и применили её уже к ФК с целью дальнейшего увеличения отношения Q/V [152]. Более поздние работы, посвящённые диэлектрическим структу-

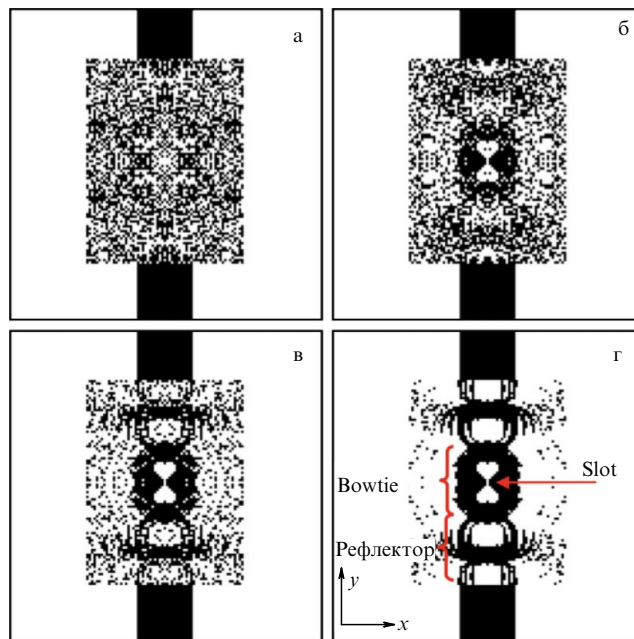


Рис. 17. Схема плоского диэлектрического нанорезонатора, спроектированного с помощью эволюционного алгоритма. Показана эволюция структуры от полностью случайной структуры (а) до структуры типа "бабочки" (г) [151].

рами, содержащим наноразмерные элементы типа "бабочка" [148, 153–156], расширили и развили эту концепцию.

5.2.3. Высокодобротный резонатор на фотонном кристалле с субволновой локализацией поля. Известно, что на основе ФК возможно построение высокодобротных диэлектрических резонаторов. Для этого в ФК вводится дефект (простейшие дефекты — отсутствие единичного отверстия в периодической матрице или линии отверстий). Тогда окружение дефекта выполняет роль зеркал резонатора. Добротность таких резонаторов может достигать огромных значений до 10^6 (см. раздел 4). Однако минимальный объём моды такого резонатора ограничен длиной волны излучения.

Рассмотренные в предыдущем разделе ФК с включённым в его элементарную ячейку наномостом и нанощелью открывают возможности для формирования резонатора с глубокой субволновой локализацией поля на уровне плазмонных структур и, одновременно, сверхвысокой добротностью на уровне традиционных фотонных кристаллов. Ранее считалось, что такое сочетание сверхмалого объёма и сверхвысокой добротности для полностью диэлектрической структуры невозможно [157].

В работе [148] была впервые указана возможность построения такого резонатора. Для демонстрации был выбран ФК с элементарной ячейкой типа "бабочка" (рис. 18). Резонатор состоит из центрального сегмента и двух сегментов, выполняющих функции зеркал. Центральный сегмент сформирован из элементарных ячеек типа "бабочка", причём соседние ячейки отличаются поворотом "бабочки" из ориентации $R0$ (ось "бабочки" вдоль ФК) в центре резонатора до ориентации $R90$ (ось "бабочки" перпендикулярна ФК). Каждый поворот элементарной ячейки равен 5 градусам.

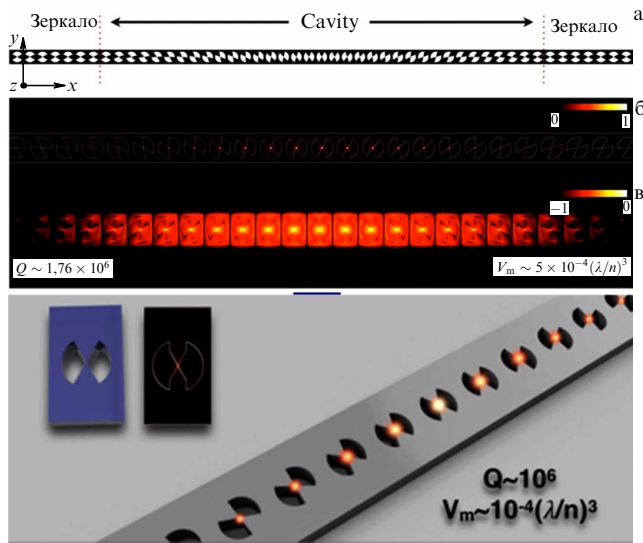


Рис. 18. Нанорезонатор на основе одномерного ФК с элементарной ячейкой типа "бабочка". (а) Резонатор сформирован путём постепенного поворота элементарной ячейки типа "бабочка" из ориентации R0 в сегментах зеркала в ориентацию R90 в центре резонатора. Расчётные значения Q и V_m составляют порядка 10^6 и $10^{-4}(\lambda/n)^3$, соответственно. Графики профиля моды с наложенной диэлектрической структурой; (б) линейная и (в) логарифмическая шкалы [148].

Как и в случае резонаторов на основе дефекта в ФК, добротность резонатора на ФК с элементарной ячейкой типа "бабочка" определяется выбранной длиной резонатора и количеством элементарных ячеек в зеркалах резонатора [158, 159].

Было показано, что такой резонатор обладает сверхвысокой добротностью равной $Q = 1,76 \times 10^6$ на длине волны 1,5 мкм с ультрамалым объёмом моды $V_m = 5,6 \times 10^{-4}(\lambda/n)^3$. Поскольку резонатор спроектирован с использованием элементарных ячеек типа "бабочка" с щелевыми окончаниями, то оптическая энергия локализована в воздушном зазоре между кончиками "бабочки". При этом электрическое поле в центре резонатора увеличено 10^3 раз, соответственно, плотность энергии электрического поля увеличена в 10^6 раз.

Фотонные кристаллы, в которых в элементарную ячейку вводятся субволновые диэлектрические элементы, получили название *фотонных метакристаллов* [160]. Фотонные метакристаллы имеют дополнительные степени свободы, отсутствующие в традиционных ФК, что открывает возможности одновременного управления зонной структурой в импульсном пространстве и профилем мод в реальном пространстве.

Экспериментальная демонстрация резонатора на ФК с элементарной ячейкой типа "бабочка" была впервые выполнена в работе [155], в которой была реализована субволновая локализация излучения. Резонатор образован центральным сегментом с двадцатью элементарными ячейками с радиусом 150 нм и двумя сегментами-зеркалами с десятью элементарными ячейками радиуса 187 нм по обеим сторонам резонатора. Радиус плавно увеличивается от центра к зеркалам. Период фотонно-кристаллической решётки составляет $a = 450$ нм, а ширина волновода — 700 нм. Структура состоит из кремниевого слоя толщиной 220 нм и оксидного слоя толщиной 2 нм. Резонансная длина волны $\lambda = 1,5$ мкм, рассчитанные добротность $Q = 6,55 \times 10^6$, объём моды $V_m = 6,09 \times 10^{-4}$ мкм³.

Как уже обсуждалось выше, объём моды количественно определяет эффективную пространственную область, в которой находится данная оптическая мода. Он определяется путём интегрирования плотности электрической энергии по всему пространству и нормировки на её максимальное значение. Из-за малых размеров кончика "бабочки" мода распространяется как в воздух, так и частично в кремний.

Экспериментальная демонстрация локализации света ниже дифракционного предела в работе [155], позднее была подвергнута критике [161]. Было показано [161], что заявленный объём мод в эксперименте занижен как минимум на один порядок из-за численных ошибок. В эксперименте использовалась наноструктура "бабочка" с острыми углами. Как будет обсуждаться далее, вершина острого угла увеличивает оптическую интенсивность за счёт поверхностного эффекта громоотвода. При этом поле, которое экспоненциально спадает внутри диэлектрика, не обеспечивает субдифракционного ограничения вне поверхности. Авторы [161] сделали вывод, что локализации света ниже дифракционного предела в эксперименте [155] не была продемонстрирована.

5.2.4. Нанорезонатор на основе фотонной метаповерхности и наноструктуры "бабочка", созданный методом топологической оптимизации. Существует большое количество исследований, посвящённых развитию быстрых и эффективных вычислительных методов нахождения электромагнитного поля решением уравнений Максвелла. Среди наиболее часто и успешно используемых методов можно выделить метод конечных разностей во временной области (finite-difference time-domain, FDTD), метод граничных элементов (boundary element method, BEM). Все они предназначены для решения *прямой* задачи: поиск результирующих полей и/или собственных частот при заданной геометрии материальной структуры. Однако очень часто представляет больший интерес *обратная* задача: какая геометрия материальной структуры необходима для получения желаемого электромагнитного распределения поля? Обратная задача — существенно сложнее прямой. Для прямой задачи, с заданной геометрией и набором источников, физическая реальность требует, чтобы существовало одно и только одно решение. Однако нельзя указать желаемое распределение электромагнитного поля и ожидать, что вообще существует геометрия материальной структуры и если она существует, то будет единственной. Чтобы преодолеть эти проблемы, обычно пытаются решить слегка модифицированную версию обратной задачи: какая геометрия наиболее точно соответствует желаемому электромагнитному отклику? С этой точки зрения, задачи обратного проектирования становятся задачами по оптимизации, где желаемая функциональность подчиняется ограничению, что все поля и частоты должны быть решениями уравнений Максвелла.

Именно такой подход, основанный на решении обратной задачи, был использован в работе датской группы [162] для нахождения комбинации "микроскопической диэлектрической структуры" и "наноскопической структуры" типа "бабочка" для достижения на её основе максимальной нанофокусировки поля. Авторы назвали свой метод "методом топологической оптимизации резонатора" (topology-optimized dielectric cavity).

Локальное усиление поля, так же, как и в предыдущих рассмотренных выше работах, достигалось на основе

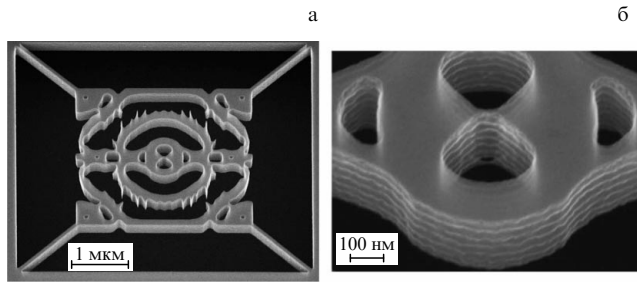


Рис. 19. (а) Электронная микроскопия нанорезонатора, созданного с помощью оптимизации его топологии, (б) изображения центральной части резонатора — "бабочки" с зазором, минимальная величина которого составляла значение 2 нм [162].

явления разрыва величин векторов электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектрических сред. На основе расчёта авторами [162] был изготовлен такой диэлектрический нанорезонатор. В отличие от предшествующих работ, где структуры были одномерными, в этой работе впервые была реализована двумерная структура. На рисунке 19 показан такой диэлектрический нанорезонатор. На рисунке 19а приведена визуализация конструкции нанорезонатора. В центральной части структуры имеется наноструктура типа "бабочки" с чрезвычайно малым зазором в 2 нм.

Характеризация поля в данном нанорезонаторе осуществлялась с помощью оптических измерений в ближнем поле. Измерения показали, что нанорезонатор позволяет локализовать поле внутри 8-нм кремниевого мостика с объёмом моды в 12 раз меньше дифракционного предела. Модовый объём составлял значение $V \sim 3 \times 10^{-4} \lambda^3$, добротность резонатора $Q \sim 1100$. Авторы впервые продемонстрировали локализацию света с объёмом меньше дифракционного предела *внутри* диэлектрика (в отличие от локализации в воздухе, вакууме или на границе материалов). Это может играть ключевую роль во многих приложениях, основанных на взаимодействии света с веществом. Например, при создании нанолазера.

5.2.5. Локализация поля в фотонном кристалле, основанная на синхронизации мод в импульсном пространстве. В ФК блоховские моды представляют собой делокализованные волны, охватывающие всю область фотонного кристалла. Пространственная локализация света в ФК возможна при введении дефекта в ФК. В работе китайской группы под руководством доктора Ма [163] была предложена схема локализации света в ФК без введения в структуру ФК дефекта. Схема основана на использовании двух идентичных пространственно переналожённых друг на друга ФК, повернутых на определенных угол друг к другу, как это показано на рис. 20. Такой ФК получил название "скрученная фотонная нанорешётка" (twisted lattice nanocavity) [163].

При добавлении к первому ФК второго фотонного кристалла блоховские моды двух кристаллов могут взаимодействовать, когда их импульсы различаются на величину $\pm(G_F - G_S)$, где G_F и G_S вектора обратной решётки первого и второго фотонных кристаллов. Эта связь вызывает синхронизацию таких мод в импульсном пространстве и, как следствие, приводит к локализации первоначально делокализованных блоховских мод в координатном пространстве. Причём локализация проис-

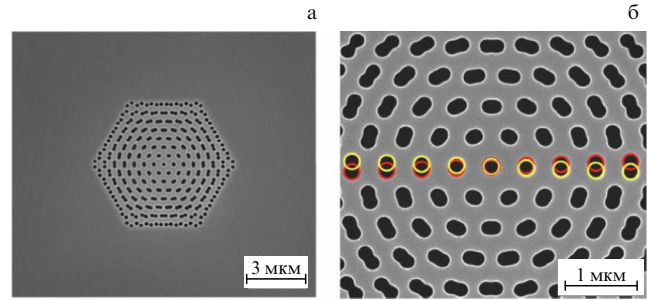


Рис. 20. "Скрученная" фотонная решётка. (а) Изображение, полученное в сканирующем электронном микроскопе, скрученной решётки с углом скручивания $4,41^\circ$. (б) Увеличенное изображение скрученной решётки. Красные и желтые круги указывают на скрученность решёток в работе [163]

ходит в пространстве на нанометровой шкале, т.е. возникает резонатор с наноразмерной локализацией поля. Добротность такого нанорезонатора увеличивается с уменьшением угла закручивания. Максимальное значение добротности, полученное с помощью моделирования, предсказывает значение добротности, превышающей 200 миллиардов(!) ($2,9 \times 10^{11}$) при объёме моды $\sim 0,048 \lambda^3$.

Экспериментально была продемонстрирована кремниевая скрученная решётка с добротностью более 1 млн. На рисунке 20 слева показано изображение, полученное в сканирующем электронном микроскопе, такой скрученной решётки при угле скручивания $4,41^\circ$. На рисунке 20б увеличенное изображение скрученной решётки, красные и жёлтые круги указывают на скрученность решёток.

На рисунке 21 показано рассчитанное распределение электромагнитного поля нанорезонатора в скрученной решётке при угле скручивания $4,41^\circ$. Поле сильно локализовано во всех трёх измерениях. На рисунке 21 показано распределение интенсивности локализованной моды: (а) экспериментальное, (б) смоделированное и (в) измеренный спектр рассеяния нанорезонатора. Резонансная длина волны и ширина линии моды составляют значения 1572,38 нм и 1,35 пм, соответственно. Из этих данных следует значение добротности более 1 млн.

5.2.6. Построение функции моды резонатора для субдифракционной локализации излучения. Объём моды резонатора определяет пространственную область, в которой сосредоточена энергия электромагнитного поля резонатора. Он находится путём интегрирования плотности электрической энергии по всему пространству и нормировке на максимальное значение поля. Минимизация этого объёма требует быстрого затухания электрического поля от его пикового значения, тем самым концентрируя поле в меньшей области и увеличивая пиковую плотность энергии.

Большинство известных оптических резонаторов имеют гауссов профиль зависимости интенсивности электрического поля моды от координаты следующего вида:

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad (34)$$

где I_0 — максимальная интенсивность поля, σ — ширина его распределения. При такой зависимости относительная скорость изменения интенсивности определяется

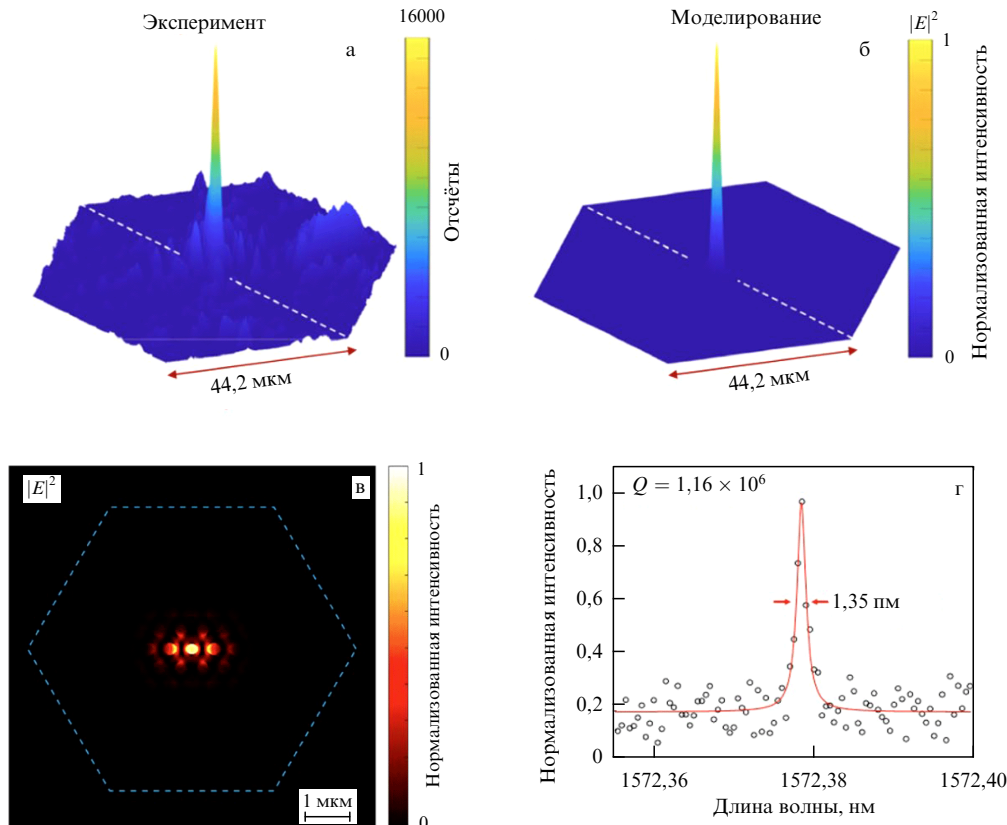


Рис. 21. (а) Экспериментальное и (б) расчётное распределение интенсивности локализованной моды нанорезонатора при угле скручивания $4,41^\circ$. (в) Рассчитанное распределение интенсивности электрического поля $|E|^2$ локализованной моды скрученной решётки. Синий пунктирный шестиугольник показывает границу решётки. (г) Спектр рассеяния нанорезонатора [163].

выражением:

$$\left| \frac{d(\ln I)}{dx} \right| = \frac{|x|}{\sigma^2}. \quad (35)$$

Это выражение показывает, что относительная скорость изменения интенсивности увеличивается с увеличением расстояния ($|x|$) от точки её максимальной интенсивности. Однако вблизи точки максимальной интенсивности ($x = 0$) относительная скорость изменения мала и обращается в нуль при пиковом значении. То есть, при гауссовом законе изменения интенсивности поля имеется его быстрое затухание на больших расстояниях от центра и слабое вблизи её максимума.

Возможность достижения быстрого затухания интенсивности на малых расстояниях от её максимума обеспечивает другой вид функции — степенной [164]: $|E|^2 \propto r^{-2l}$. Однако степенную функцию нельзя использовать как отдельную собственную волновую функцию моды резонатора, поскольку тогда при интегрировании по всей пространственной области возникает расходимость. В работе [164] был предложен для минимизации объёма моды резонатора новый *гибридный* вид функции зависимости интенсивности электрического поля моды резонатора, которая имеет высокую скорость изменения интенсивности поля как вблизи, так и вдали от максимума интенсивности.

Новая гибридная волновая функция имеет степенную зависимость изменения поля вблизи его максимума и экспоненциальную зависимость на больших расстояниях

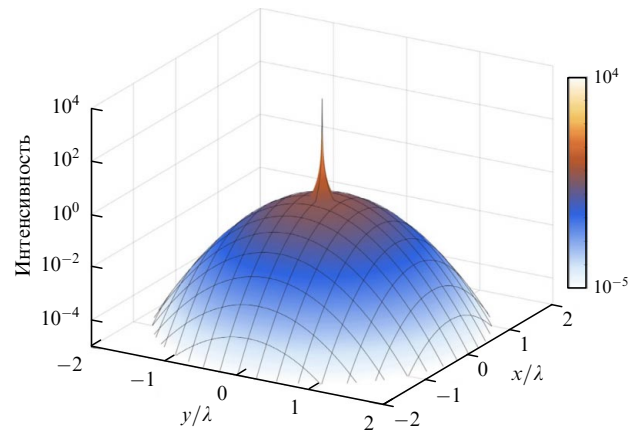


Рис. 22. Двумерное распределение интенсивности электромагнитного поля в биконической антенне в форме бабочки (рис. 23). Поле концентрируется в малом объёме внутри узкого зазора антенны, который составляет менее 0,0001 длины волны. Мода имеет быстрое затухание поля в центре и имеет форму бивня нарвала [164].

(рис. 22) тем самым обеспечивая быстрое затухание поля как в центре, так и на больших расстояниях. Как было показано в этой работе, такой гибридный профиль значительно уменьшает объём моды. Из-за сходства вида новой волновой функции с головой морского животного нарвала функция названа "функцией нарвала".

Экспериментальная демонстрация конфигурации светового поля с распределением интенсивности описываемым функцией "нарвала" была выполнена на резонаторе, состоящем из диэлектрической биконической ан-

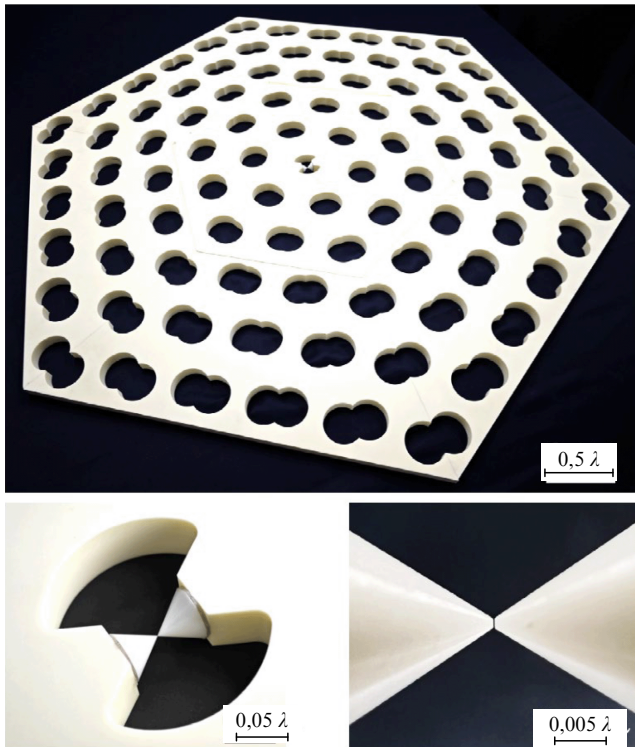


Рис. 23. Фотография диэлектрического резонатора, поддерживающего распределение электрического поля с трёхмерной волновой функцией в форме "нарвала". Резонатор образован биконической антенной в центре ФК [164].

тенны, встроенной в ФК в архитектуре скрученной решётки (рис. 23).

На рисунке 23 показана фотография такого диэлектрического нанорезонатора, состоящего из трёхмерной биконической антенны в центре скрученного ФК. Обе составляющие резонатора изготовлены из диэлектрических материалов: ФК изготовлен из оксида алюминия, а биконическая антенна — из оксида циркония. Оксид циркония выбран из-за его высокой диэлектрической проницаемости. Диэлектрический резонатор создан для функционирования в микроволновом диапазоне частот ($\nu \sim 1,3$ ГГц). В ФК угол скручивания составляет $3,89^\circ$, а постоянная решётки для обоих идентичных ФК равна 100 мм, что равно примерно половине длины волны $\lambda/2$. Биконическая антенна состоит из двух конусов, разделённых воздушным зазором 0,02 мм ($\sim 9 \times 10^{-5}\lambda$).

На рисунке 24 показаны теоретические и экспериментально измеренные волновые функции такого резонатора. Представлены расчётные профили интенсивности в поперечном сечении вдоль трёх координатных осей, проходящие через точку сингулярности поля. Все три поперечных сечения демонстрируют профиль моды в форме функции "нарвала". Экспериментально измеренное распределение интенсивности хорошо согласуется с расчётным. Объём моды составил значение $5 \times 10^{-7}\lambda^3$ (λ — длина волны в микроволновом диапазоне частот $\nu \sim 1,3$ ГГц), т.е. продемонстрирована субволновая локализация электромагнитного поля.

5.2.7. Локализация поля на основе эффекта громоотвода (lightning-rod effects). Эффект громоотвода в металлическом проводнике. Когда металлический проводник помещается во внешнее электрическое поле, наличие кривизны поверхности в проводнике приводит к возникновению большого градиента потенциала в очень малых областях и, как следствие, поскольку электрическое поле есть градиент электрического потенциала, к большой величине электрического поля. Академическое рассмотрение в электростатике поведения потенциала Φ , плотности поверхностного заряда σ и электрического поля E вблизи острых "углов" клина приводит к следующей зависимости этих величин от расстояния ρ до острия и угла ϕ внутри клина [165]:

$$\Phi(\rho, \phi) \simeq V + a_1 \rho^{\pi/\beta} \sin\left(\frac{\pi\phi}{\beta}\right), \quad (36a)$$

$$E_\rho(\rho, \phi) = -\frac{\partial\Phi}{\partial\rho} \simeq -\frac{\pi a_1}{\beta} \rho^{(\pi/\beta)-1} \sin\left(\frac{\pi\phi}{\beta}\right), \quad (36b)$$

$$E_\phi(\rho, \phi) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial\Phi}{\partial\phi} \simeq -\frac{\pi a_1}{\beta} \rho^{(\pi/\beta)-1} \cos\left(\frac{\pi\phi}{\beta}\right), \quad (36b)$$

$$\sigma(\rho) = \epsilon_0 E_\phi(\rho, 0) \simeq -\frac{\epsilon_0 \pi a_1}{\beta} \rho^{(\pi/\beta)-1}, \quad (36g)$$

где V — потенциал внешнего поля, β — угол клина. Из уравнений следует, что компоненты поля и поверхностной плотности заряда вблизи нулевого значения ρ изменяются с расстоянием по закону $\rho^{(\pi/\beta)-1}$. Когда угол клина становится по величине больше π , то значения поля и поверхностной плотности заряда становятся сингулярными при $\rho \rightarrow 0$. Например, при угле $\beta = 3\pi/2$ сингулярность имеет зависимость от

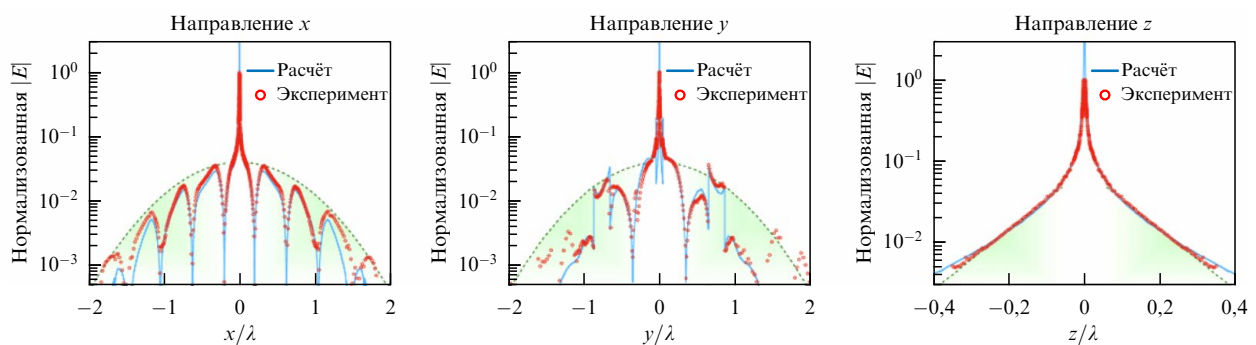


Рис. 24. Теоретические и экспериментально измеренные волновые функции "нарвала" резонатора. Представлены профили интенсивности в поперечном сечении вдоль трёх координатных осей, проходящие через точки сингулярности поля. Координаты x , y — в плоскости наноструктуры, z — перпендикулярно плоскости наноструктуры [164].



Рис. 25. К пояснению физики возникновения эффекта громоотвода в диэлектрике.

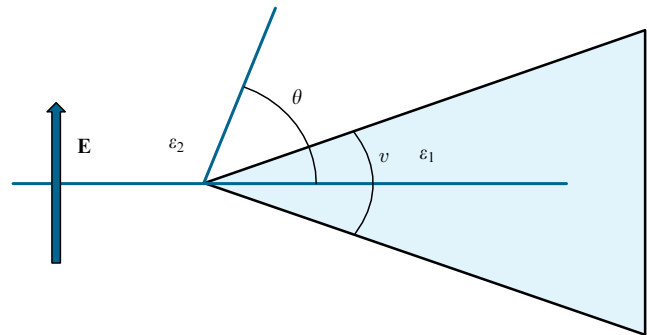


Рис. 26. Геометрическая конфигурация и система координат в задаче рассмотрения диэлектрического клина во внешнем электрическом поле.

расстояния вида $\rho^{-1/3}$. В обсуждаемой здесь идеализированной ситуации напряжённость поля бесконечно возрастает при $\rho \rightarrow 0$.

Электростатические соображения применимы ко многим ситуациям и с полями, изменяющимися во времени, поскольку в зависимости напряжённости поля от времени входит ещё одна длина, а именно длина волны. Если рассматривать расстояния от края, малые по сравнению с длиной волны, поведение полей сводится к электростатическому. Сингулярный характер поведения полей вблизи острых краёв проводников является причиной *эффекта громоотвода*.

Эффект громоотвода в диэлектрике. Иная, чем в металле, физика эффекта громоотвода в диэлектрике. Рисунок 25 поясняет физику возникновения эффекта громоотвода в диэлектрике. На рисунке показан диэлектрик в виде прямоугольника с острыми углами, помещённый во внешнее электрическое поле E . Граничные условия для электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектрических сред требуют, чтобы тангенциальная составляющая электрического поля E и нормальная составляющая поля смещения $D = \epsilon E$ были непрерывны. В то время как нормальная составляющая электрического поля E и тангенциальная составляющая поля смещения — разрывны. Из этого следует, что на острых вершинах (указаны фиолетовыми стрелками) диэлектрика электрическое поле должно проявлять сингулярный характер.

Теоретическое рассмотрение поведения электрических полей вблизи диэлектрического клина, как для статического, так и динамического случая, дано в работе [166]. На рисунке 26 показан диэлектрический клин во внешнем электрическом поле. Вектор внешнего электрического поля перпендикулярен оси клина. Потенциал u должен удовлетворять уравнению Лапласа и соответствующим граничным условиям.

Решение уравнения Лапласа в каждом секторе клина [166] имеет вид:

$$u = A\rho^t \sin t\theta, \quad 0 \leq \theta \leq \frac{v}{2}, \quad (37a)$$

$$u = B\rho^t \sin t(\pi - \theta), \quad \frac{v}{2} \leq \theta \leq \pi. \quad (37b)$$

Из вида зависимости потенциала от координаты ρ следует вид зависимости напряжённости компонент полей E_ρ и E_θ , которая имеет вид ρ^{t-1} , где t — параметр, значение которого находится между нулем и единицей

[166]. Таким образом компоненты электрического поля стремятся к бесконечности или к нулю, в зависимости от того, меньше или больше единицы значение параметра t . Поведение поля для динамического случая согласуется со статическим для расстояний меньших длины волны. Стоит подчеркнуть, что сингулярными могут быть только поля, поперечные к краю клина. Компонента электрического поля параллельная краю E остаётся ограниченной по величине при стремлении ρ к нулю. Следует также отметить, что поля, конечно, остаются конечными по величине из-за конечного радиуса кривизны края угла в реальной ситуации. Поэтому радиус кривизны играет определяющую роль в величине усиления поля в наноструктурах, пренебрежение конечностью которого, возникающей из-за физических или технологических ограничений, может привести к сколь угодно малым, но нефизическим объёмам моды.

Существует принципиальное различие в структуре электрического поля, созданного на основе двух рассмотренных выше эффектов: (1) разрыва величин электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектрических сред и (2) эффекта громоотвода. Эффект разрыва величин электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектрических сред приводит к локализации света *внутри* диэлектрического материала и можно говорить о вполне определённом физическом объёме моды: возникает *объёмная* локализация поля. Эффект громоотвода приводит к локализованным *поверхностным* полям на острых элементах материальных сред. При этом радиус кривизны играет решающую роль, который, если им пренебречь, может привести к сколь угодно малым, но *нефизическим* объёмам мод.

5.3. Элементы физики полупроводниковых лазеров с размерами меньше длины волны

Разработки в области полупроводниковой нанотехнологии позволили экспериментально реализовать новое поколение полупроводниковых лазеров с размерами на масштабе оптической длины волны и меньше. Такие полупроводниковые нанолазеры открывают новые возможности в области информационных технологий с чрезвычайно низким потреблением энергии, например, для оптической связи на чипе (on-chip optical communications). Поскольку характерные размеры лазера уменьшаются до наномасштаба, основные предположения о механизме функционирования лазера, которые хорошо подходят для макроскопических полупроводниковых лазеров, должны быть пересмотрены. Рассмотрим качественные изменения в характеристиках нанорезонатор-

ных лазеров, когда размеры резонатора и активной области уменьшаются от макроскопического размера обычных коммерческих лазеров до размера длины волны и меньше.

По мере того, как резонатор лазера становится размером порядка или меньше длины волны генерации, в резонаторе существует всего несколько мод, и значительная доля спонтанного излучения от активной среды попадает в моду генерации лазера. Это имеет радикальные последствия для зависимости выходной мощности лазера от мощности накачки, называемой в лазерной физике *пороговой зависимостью*. Если в макроскопическом лазере в пороговой зависимости наблюдается чёткий излом, то это интерпретируется как начало генерации лазера. В нанолазере эта зависимость становится почти линейной, когда коэффициент спонтанного излучения β , приближается к единице. В этом случае требуется пересмотр общепринятого определения понятия порога генерации лазера.

Существует несколько определений порога генерации нанолазера в литературе. Одно, наиболее общепринятое, основывается на использовании функции корреляции интенсивности второго порядка: равенство функции корреляции интенсивности второго порядка, оценённой при нулевой временной задержке, и в стационарном режиме генерации $g^{(2)}(0) = 1$ [167]. Однако следует отметить, что лазер только асимптотически достигает значения $g^{(2)}(0) = 1$, а измеренное значение $g^{(2)}(0)$ зависит от полосы пропускания детектора. Многие теории лазеров оценивают $g^{(2)}(0)$ внутри лазерного резонатора, что имеет то преимущество, что это чётко определённая величина. Однако интенсивность квантового шума внутри и снаружи резонатора лазера качественно различается [168, 169], а лазерный шум внутри резонатора экспериментально трудно измерим.

В лазерах с резонатором меньше длины волны становятся существенными многие квантовоэлектродинамические эффекты, такие как осцилляции Раби [170–174], которые в значительной мере определяют динамику нанолазеров. В последние десятилетия были разработаны микроскопические теории лазера, которые успешно объясняют основные особенности нанолазеров с учётом квантовоэлектродинамических эффектов в резонаторе.

С другой стороны, было показано, что в типичном режиме работы лазера при комнатной температуре, где когерентными эффектами можно пренебречь, можно разработать модель скоростных уравнений, которые хорошо согласуются с микроскопическими теориями [175]. Было также показано, что даже для экстремального случая одного излучателя как активной среды эта модель количественно согласуется с моделью, учитывающей квантовый шум и основанной на квантово-механических уравнениях [176].

Скоростные уравнения лазера выводятся из уравнений микроскопических моделей [177, 178] путём адиабатического исключения наведённой поляризации и пренебрежения корреляциями между излучателями, составляющими активную среду. Эти приближения хорошо обоснованы в случае полупроводниковых лазеров, работающих при комнатной температуре даже на наномасштабе, благодаря большой скорости дефазировки [179].

Следуя работе [180], можно записать скоростные уравнения для числа возбуждённых излучателей n_e и

числа фотонов n_p в моде генерации как:

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{I}{e} \left(1 - \frac{n_e}{n_0} \right) - \gamma_r (2n_e - n_0) n_p - \gamma_t n_e, \quad (38a)$$

$$\frac{dn_p}{dt} = \gamma_r (2n_e - n_0) n_p + \gamma_r n_e - 2\gamma_c n_p, \quad (38b)$$

где I — ток инжекции, n_0 — общее число излучателей, γ_r — постоянная связи излучателя и поля резонатора на единичный излучатель и фотон, $\gamma_t = \gamma_r + \gamma_{bg}$ — суммарная скорость распада излучателя (total decay rate per emitter), $\gamma_{bg} = \gamma_{sp} + \gamma_{nr}$ — определяется суммой спонтанной скорости излучения во все другие моды γ_{sp} и нерадикационной скорости γ_{nr} , e — заряд электрона. Скорость ухода фотона из моды γ_c определяется собственными потерями резонатора, потерями на зеркалах и связана с добротностью резонатора соотношением $Q = \omega_c / (2\gamma_c)$. По сравнению с обычными скоростными уравнениями [181], включён член блокировки накачки $(1 - n_e/n_0)$, который представляет собой блокировку Паули и отражает конечное число излучателей в активной среде. Скоростные уравнения определяют среднее число фотонов и носителей, но не учитывают квантовый шум, вызывающий флуктуации вокруг этих средних значений, поэтому не могут адекватно охарактеризовать спектральные и статистические характеристики нанолазера (ширина линии генерации нанолазера, когерентные эффекты) [181].

Важной характеристикой нанолазера, которая влияет на его динамику (зависимость выходной мощности от накачки лазера), является фактор спонтанной эмиссии β [59]. Здесь фактор спонтанной эмиссии β определяется как отношение скорости спонтанной эмиссии в моду лазерной генерации к общей скорости рекомбинации носителей и равен [182]:

$$\beta = \frac{\gamma_r n_e}{\gamma_t n_e} = \frac{\gamma_r}{\gamma_t} = \frac{\gamma_r}{\gamma_r + \gamma_{bg}}. \quad (39)$$

Определённый таким образом β -фактор включает в себя также эффект безызлучательной рекомбинации и определяет общую эффективность рекомбинации носителей в лазерную моду. β -фактор в выражении (39) представляет собой оптический β -фактор, умноженный на внутреннюю квантовую эффективность. Часто β -фактор определяется как чисто оптическая величина, т.е. он не включает безызлучательную рекомбинацию. В этом случае тот факт, что β -фактор равен единице не обязательно означает, что зависимость выходной мощности от мощности накачки в динамике лазера будет линейной. Это будет иметь место только в том случае, если внутренняя квантовая эффективность также близка к единице.

Как и в обычных скоростных уравнениях [181], в данном рассмотрении когерентные эффекты, такие как осцилляции Раби и сверхизлучение, не включены в рассмотрение. Кроме того, модель применима только в режиме слабой связи [183], где скорость дефазировки излучателя, γ_2 , намного больше константы связи света с веществом $g = \sqrt{\gamma_2 \gamma_r} / 2$.

5.4. Порог генерации нанолазера

Важным параметром во всех применениях полупроводниковых лазеров является мощность накачки активной среды (пороговый ток в лазерах с электрической накач-

кой), при котором излучаемый свет меняет статистику спонтанного излучения на стимулированное излучение с узкой шириной линии излучения и очень высокой спектральной мощностью. За последние четыре десятилетия пороговый ток уменьшился более чем на четыре порядка. Такой прогресс стал возможным благодаря созданию низкоразмерных активных сред (квантовые ямы и квантовые точки) и высококачественных оптических резонаторов [97, 99, 106].

Лазерная генерация возникает, если скорость стимулированного излучения, $\gamma_r(2n_c - n_0)n_r$, превышает скорость оптических потерь, $\gamma_c n_r$. Если эти скорости точно сбалансированы, среднее число возбуждённых носителей должно быть:

$$n_{c,th} = \frac{n_0}{2} + \frac{\gamma_c}{2\gamma_r}. \quad (40)$$

Легко видеть, что генерация возможна только в том случае, если число излучателей удовлетворяет $n_0 > \gamma_c/\gamma_r$. Это сразу же показывает одну из проблем в реализации нанолазера: поскольку объём его активной области уменьшается, то и максимальный коэффициент усиления соответственно также уменьшается, и, следовательно, требуется более высокая добротность резонатора. Кроме того, если объём оптической моды не уменьшается вместе с объёмом активной области, то скорость связи излучателей активной среды с модой резонатора уменьшается. Следует отметить также существенную технологическую проблему: по мере уменьшения размера резонатора реализация резонаторов с высокой добротностью становится всё более сложной задачей.

Подставляя пороговое число носителей (40) в уравнение (38а) и предполагая, что число фотонов в моде равно нулю до порога генерации, приходим к следующему выражению для порогового тока [181, 182]:

$$I_{th,cl} = en_0\gamma_t \frac{n_0\gamma_r + \gamma_c}{n_0\gamma_r - \gamma_c}. \quad (41)$$

Это классический пороговый ток, поскольку не было учтено влияние спонтанного излучения в лазерную моду. Это вполне обосновано, если $\beta \ll 1$. Для макроскопических полупроводниковых лазеров, таких как лазеры с торцевым излучением и VCSEL $\beta < 10^{-4}$, и это предположение хорошо выполняется. Однако для нанолазеров, где β может приближаться к единице, классическое определение порога лазера, как правило, непригодно.

Если до порога генерации число фотонов в резонаторной моде не мало, процесс *повторного* поглощения фотона, т.е. его рециркуляция, становится важным. В этом случае немалая доля излучателей, которые перешли в основное состояние, повторно возбуждаются из-за поглощения фотонов. Этот эффект повторного поглощения фотона существенен для лазеров с высоким β -фактором [184]. Принимая во внимание стимулированное поглощение ниже порога (т.е. рециркуляцию фотонов), но всё ещё пренебрегая стимулированным излучением, пороговое значение тока принимает вид [180]

$$I_{th,pr} = en_0\gamma_t \frac{n_0(1 - \beta)\gamma_r + \gamma_c}{n_0\gamma_r - \gamma_c}. \quad (42)$$

Это порог с рециркуляцией фотонов. Видно, что для значений β , приближающихся к единице, вклад в пороговый

ток от первого члена в числителе сильно уменьшается. Если $\beta = 1$, а $\gamma_c \ll n_0\gamma_r$, пороговый ток уменьшается до $e^*\gamma_c$ и определяется исключительно добротностью резонатора.

В отличие от макроскопических лазеров с $\beta \ll 1$ не существует единого и общепринятого способа определения порога для нанолазера, не говоря уже о трудностях его экспериментального измерения. Было предложено [180], рассматривать начало рециркуляции как начало перехода к генерации. Это также подтверждается поведением функции корреляции второго порядка, которая, для таким образом определённого порога, начинает приближаться к значению $g^{(2)}(0) = 1$, что указывает на возникновение излучения с пуассоновской статистикой когерентного состояния.

Другое определение порога — это так называемый *квантовый порог* [172], определяемый как скорость накачки активной среды, при которой мода резонатора содержит ровно один фотон. Однако это определение не позволяет надёжно различить светодиод и устройство, где лазерная генерация возникает при достаточно высокой мощности накачки [180].

Так называемый *стохастический* порог генерации [184], определяемый как достижение равенства вероятности наличия нулевых фотонов и одного фотона внутри полости, имеет много общих черт с порогом рециркуляции [180]. Детальное обсуждение возникновения начала генерации в полупроводниковых нанолазерах дано в обзорной статье [180].

5.5. Экспериментальная реализация нанолазера с размерами меньше длины волны

Недавние теоретические работы по диэлектрическим резонаторам и полученные экспериментальные результаты (рассмотренные выше) показали, что модовый объём в таких резонаторах может быть уменьшен до значений, значительно ниже дифракционного предела, что открыло возможности построения на их основе нового класса субдифракционных нанолазеров.

5.5.1. Нанолазер на основе резонатора созданного методом топологической оптимизации. В работе датской группы возглавляемой Jesper Mørk [185] был впервые продемонстрирован нанолазер с субдифракционной локализацией света. Нанолазер построен на основе резонатора, основанного на комбинации ФК плюс "наноскопической" структуры типа "бабочки" (рис. 27). Резонатор подробно рассмотрен в разделе 5.2. Геометрия резонатора рассчитана решением обратной задачи методом "топологической оптимизации устройства". Локальное усиление поля достигается на основе явления разрыва величин векторов электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектрических сред. На основе расчёта авторами был изготовлен диэлектрический нанорезонатор, электронное изображение которого показано на рис. 27а.

На рисунке 27б приведено рассчитанное распределение электромагнитного поля собственной моды резонатора, показывающее сильную локализацию поля в центре резонатора. Первоначальный вариант резонатора имел площадь 5×5 мкм² и ширину центрального мостика 80 нм. Нанорезонатор изготовлен из InP мембраны толщиной 250 нм, в которую встроены три слоя квантовых ям InGaAsP. Формирование нанорезонатора осуществлялось с помощью электронно-лучевой литографии. Сначала пластина InP приваривается методом флип

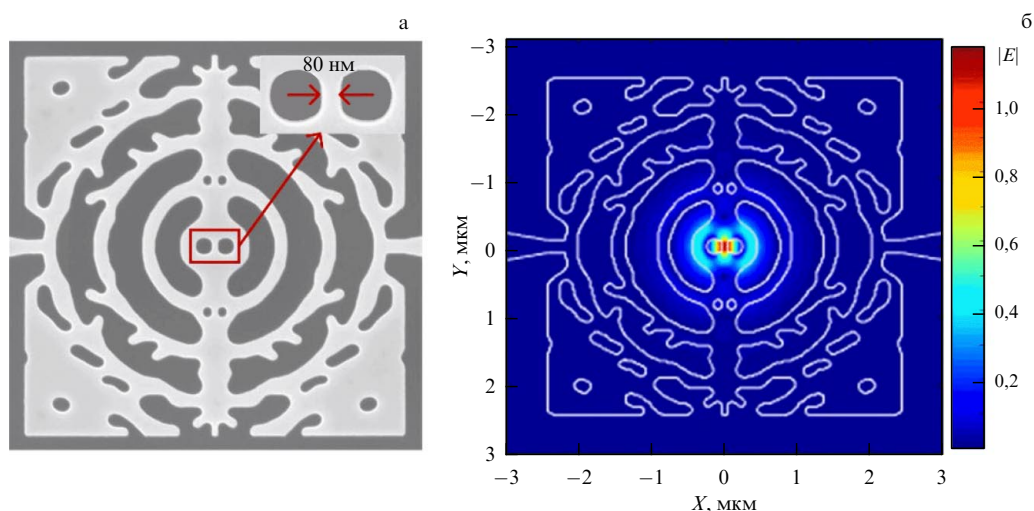


Рис. 27. (а) Электронное изображение нанорезонатора созданного методом топологической оптимизации, (б) профиль электромагнитной моды нанорезонатора. Величина электрического поля показана на цветовой шкале [185].

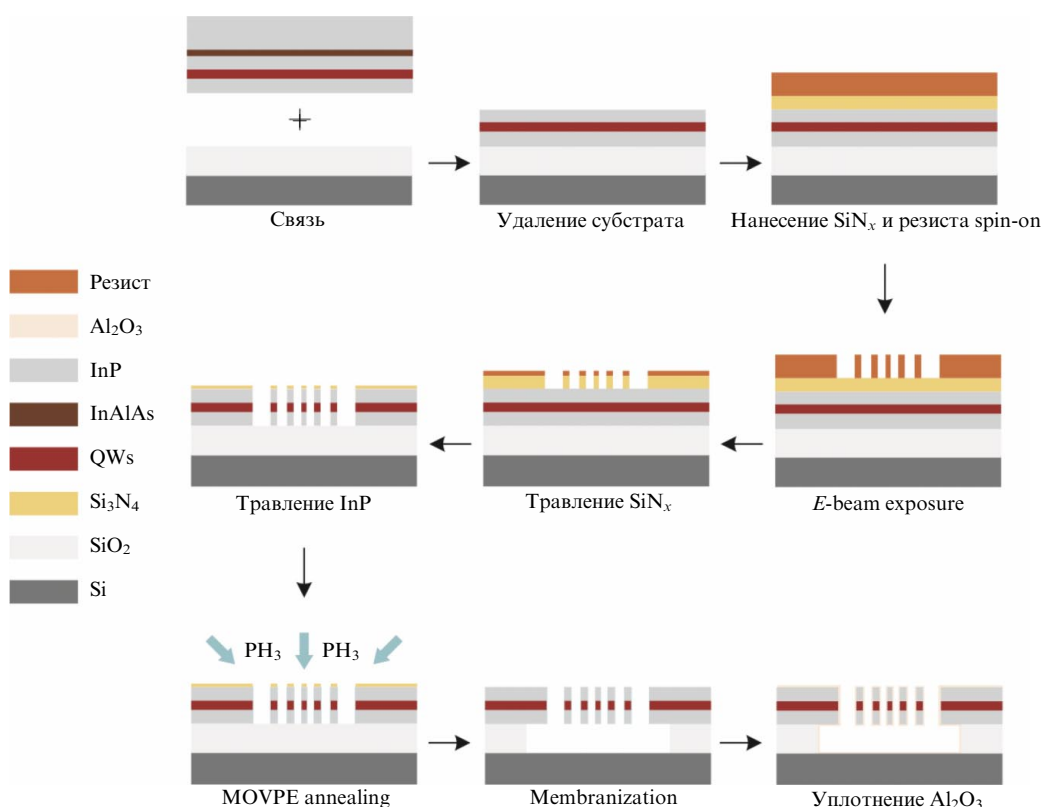


Рис. 28. Основные этапы создания нанорезонатора [186].

бондинга к подложке Si/SiO₂. Мембрана формируется после удаления подложки InP и стоп-слоя InGaAs. Затем на пластину осаждается слой SiN_x, после чего центрифугированием наносится фоторезист. Затем структура формируется с помощью электронно-лучевой литографии. Рисунок переносится на твёрдую маску SiN_x, а затем на слой InP посредством двухэтапного травления полупроводника. После травления образец проходит процесс пассивации, в ходе которого он сначала обрабатывается в растворе гидроксида аммония для удаления оксидного слоя, а затем отжигается в реакторе металлоорганической газовой фазной эпитаксии для восстановления и герме-

тизации квантовых ям. После отжига структуры покрывается слоем Al₂O₃ методом атомно-слоевого осаждения для пассивации поверхности. Такая пассивация поверхности важна, поскольку она эффективно подавляет поверхностную рекомбинацию, широко распространенную проблему для наноструктур и особенно важную для нанолазеров, где носители заряда плотно сконцентрированы в пространстве. Основные этапы создания нанолазера показаны на рис. 28. Нанорезонатор имеет объём моды порядка $0,96(\lambda/2n)^3$ на длине волны 1553 нм с Q -фактором равным 6700. Детали изготовления нанолазера описаны в работе авторов [186].

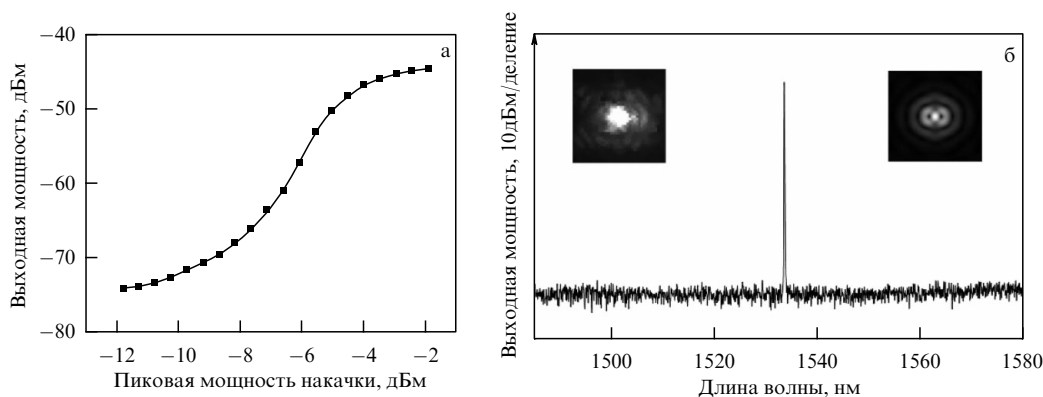


Рис. 29. Зависимость выходной мощности нанолазера от мощности накачки (а). Спектр излучения нанолазера (б), на вставках — пространственный профиль лазерного луча до порога генерации и после [185].

В работе было обнаружено, что механизм, используемый для пространственной локализации оптического поля, также концентрирует возбуждённые электронные носители. Одновременная локализация фотонов и носителей в сочетании с высоким коэффициентом усиления и высокой добротностью резонатора значительно усиливает взаимодействие излучения с веществом в резонаторе. Это позволило реализовать нанолазер с модовым объёмом ниже дифракционного предела и сверхнизким порогом, работающий при комнатной температуре в непрерывном режиме.

В процессе оптимизации топологии резонатора был достигнут минимальный размер центрального мостика 80 нм. Размер определялся из-за ограничений, связанных с используемым нанолитографическим методом создания наноструктур. Этот размер, в свою очередь, накладывает ограничение на минимальный достижимый объём моды. Новое поколение нанорезонаторов, созданное данной группой [186], имело диэлектрический мост толщиной всего 10 нм. Для такого резонатора экспериментально продемонстрирована пространственная локализация света с объёмом моды $0,16(\lambda/2n)^3$ и добротностью 475. Объём моды определялся методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии.

Режим генерации в нанолазере был достигнут с использованием лазерного импульсного режима накачки. Длина волны лазера накачки 980 нм, длительность импульса 0,2 мкс, коэффициент заполнения — 10 %. Импульсная накачка требуется для уменьшения тепловых эффектов, которые могут повредить нанолазер. Излучение накачки фокусировалось на резонаторе через 50-кратный объектив, а излучаемый нанолазером свет собирался тем же объективом и спектральный состав измерялся оптическим анализатором. Лазер работает на длине волны 1550 нм с пороговой мощностью накачки 6 дБм. На рисунке 29а показана зависимость измеренной выходной мощности от входной. Зависимость имеет вид типичной S-образной кривой, форма которой подтверждает возникновение лазерной генерации. Наличие лазерной генерации подтверждается также узкой спектральной шириной линии излучения порядка 0,02 нм (рис. 29б).

Авторами рассматривалась возможность дальнейшего уменьшения размера нанолазера (возможность дальнейшего уменьшения V_{mod}) за счёт уменьшения размера центральной диэлектрической наноструктуры. Однако в эксперименте уменьшение ширины мостика

приводило как к уменьшению V_{mod} , так и к резкому падению коэффициента оптического ограничения из-за проникновения поля моды в воздух. Также было найдено, что уменьшение V_{mod} снижает добротность резонатора. Например, мост толщиной 10 нм уменьшает добротность до значения ~ 900 . Более тонкий мост также снижает его теплопроводность и повышает чувствительность к технологическим несовершенствам при его нанотехнологической.

5.5.2. Нанолазер на резонаторе образованном "скрученным фотонным кристаллом плюс наноструктура бабочка". Резонатор для нанолазера в китайской группе [187] представлял собой скрученный ФК, в который встроена диэлектрическая наноантенна типа "бабочка" (рис. 30). (Подробное обсуждение резонатора на скрученном ФК в разделе 5.2.) Наноантенна состоит из пары треугольных диэлектрических наночастиц, расположенных рядом друг с другом, с их вершинами, направленными навстречу друг другу. Скрученный ФК эффективно локализует световое поле, сжимая его в дифракционно ограниченное пятно в центральной области ФК, где расположена наноантенна. Наноантенна дополнительно концентрирует интенсивность светового поля между вершинами и на вершинах, где сингулярность электрического поля играет существенную роль (см. раздел 5.2, усиление поля на диэлектрическом угле). Минимальный реализованный зазор в наноантенне составлял 1,7 нм. Сингулярность электрического поля обеспечивает экстремальное сжатие светового поля с полной шириной на полувысоте около 1 нм и объёмом моды, существенно меньше оптического дифракционного предела $(\lambda/2n)^3$.

Резонатор изготавливался, используя полупроводниковую мембрану, состоящую из нескольких квантовых ям InGaAsP толщиной 200 нм. Процесс изготовления резонатора начинается с электронно-лучевой литографии, переносящей заданный рисунок резонатора на резист. Затем травлением в индуктивно-связанной плазме формируется желаемая структура в полупроводниковой мембране.

ФК образован двумя наборами нанотверстий с заданным углом скручивания между ними. Центральное отверстие заменяется наноантенной типа "бабочка". Постоянная решётки ФК составляет 465 нм, диаметр нанотверстий 170 нм. Длина стороны резонатора равна 3,955 мкм. Угол скручивания между решётками ФК составлял $3,89^\circ$, длина стороны резонатора — 4 мкм.

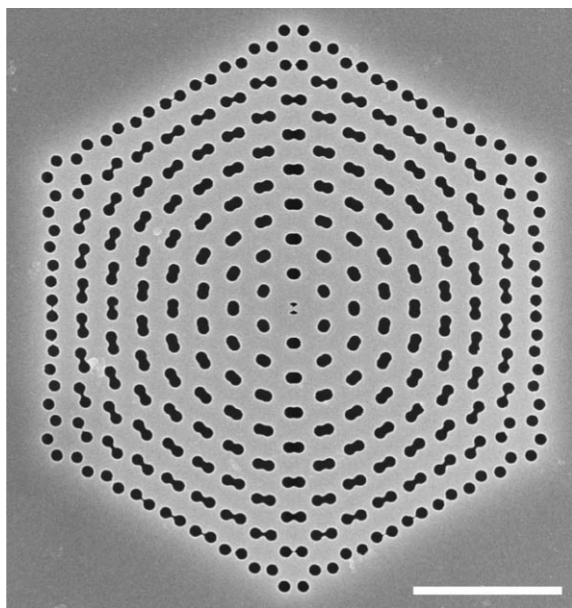


Рис. 30. Электронное изображение резонатора нанолазера, образованного скрученным ФК со встроенной в его центре диэлектрической наноантенной типа "бабочка". Шкала 2 мкм [187].

Размер зазора антенны на этом этапе формирования нанорезонатора составлял 20 нм.

Следующим шагом являлось осаждение тонкой плёнки диоксида титана (TiO_2) для обеспечения желаемого размера зазора. Метод атомного осаждения позволяет достичь размера зазора в антенне в один нанометр. Оценённая добротность резонатора составила значение 5700. Авторы полагают, что можно добиться более высокой добротности резонатора за счёт уменьшения угла скручивания и более точной настройки размеров встроенной антенны-бабочки.

Для достижения режима генерации использовался импульсный лазер накачки (длина волны 1064 нм, длительность импульса 5 нс, частота повторения 12 кГц). Подтверждение лазерного режима генерации оценивалось по: (1) характеру нелинейной зависимости выходной мощности от мощности накачки, (2) эффекту сужения ширины линии генерации и (3) статистике излучения

(поведение функции корреляции интенсивности второго порядка при различных режимах накачки).

На рисунке 31 слева показана зависимость выходной мощности нанолазера от мощности накачки. S-образная логарифмическая зависимость указывает на фазовый переход от спонтанного к вынужденному излучению. Из этой зависимости определялось значение порога генерации 26 кВт см^{-2} . Наилучшее согласие экспериментальной зависимости с теоретическим расчётом достигается при коэффициенте связи спонтанного излучения β , равным $3,4 \times 10^{-4}$.

На рисунке 31 также показана динамика ширины спектра излучения нанолазера в зависимости от интенсивности накачки, демонстрирующая возникновение одномодового режима генерации при превышении мощности накачки порогового значения. Из рисунка также видно, что выше порога ширина линии нанолазера быстро уменьшается.

На рисунке 31б показаны три спектра излучения нанолазера, соответствующие мощности накачки ниже, вблизи и выше порога генерации, соответственно. Эти спектры наглядно демонстрируют эффект сужения линии излучения и преобладание когерентного лазерного излучения над спонтанным при накачке выше порога генерации.

Лазерный характер излучения дополнительно подтверждается измеренной функцией корреляции интенсивности второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ (рис. 32). Вблизи порога генерации испущенные фотоны демонстрируют суперпуассоновский характер поведения ($g^{(2)}(\tau = 0) > 1$). Выше порога статистика фотонов переходит от суперпуассоновской к пуассоновской, что указывает на когерентный характер излучения ($g^{(2)}(\tau = 0) = 1$). Уменьшение значения $g^{(2)}(\tau = 0)$ при мощности накачки ниже порога объясняется малой величиной когерентности спонтанного излучения в этом режиме.

Нанолазер демонстрирует сильную локализацию поля в центре наноантенны со сверхмалым модовым объёмом всего $0,0005 \lambda^3$, являясь нанолазером с локализацией поля на атомном масштабе. Такая величина модового объёма составляет менее одной шестой оптического дифракционного предела. Малый объём моды приводит к ускорению скорости спонтанного излучения из-за увеличения коэффициента Парселла до 58, что свидетельствует об усилении взаимодействия света с веществом внутри резонатора.

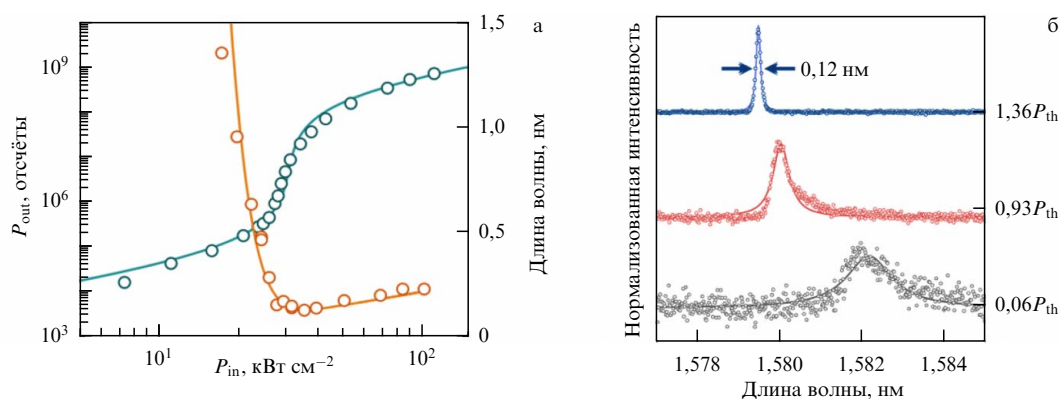


Рис. 31. (а) Зависимость выходной мощности нанолазера от мощности накачки демонстрирующая возникновение режима генерации нанолазера (синяя кривая). Также показана эволюция ширины спектра излучения нанолазера в зависимости от мощности накачки (жёлтая кривая). (б) Спектры излучения нанолазера вблизи порога генерации, демонстрирующие сужение ширины линии лазерной моды [187].

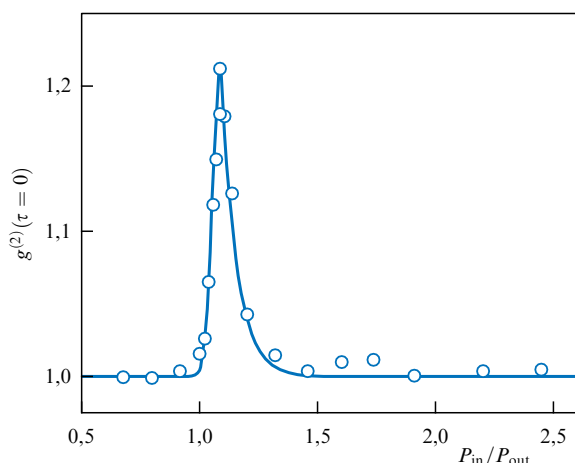


Рис. 32. Зависимость функции корреляции второго порядка $g^{(2)}(\tau = 0)$ от мощности накачки [187].

В заключении этой главы сделаем замечания относительно диаграммы направленности излучения нанолазеров. Диаграммы направленности излучения нанолазеров сложны, значительно отличаясь от диаграммы в традиционных лазерах из-за наноразмерных параметров. В простейшем случае нанолазеры демонстрируют пространственную картину излучения, идентичную картине излучения одиночного электрического диполя, где энергия излучается перпендикулярно оси диполя. С другой стороны, нанолазеры могут создавать очень узкие направленные пучки излучения, часто с сильным главным лепестком и более слабыми боковыми лепестками, используя плазмонные эффекты или фотонные кристаллы. Следует различать генерируемое ближнее и дальнее поле нанолазера. В отличие от традиционных макроскопических лазеров в применении нанолазера ближнее поле представляет основной интерес.

Диаграммы направленности не фиксированы; их можно формировать с помощью геометрии резонатора нанолазера (использование фотонных кристаллов, наночастиц), различных схем возбуждения (поляризация, угол падения и эванесцентные волны).

6. Фундаментальные ограничения пространственной локализации фотона

Современное определение фотона: элементарное возбуждение квантованного электромагнитного поля [188]. Если априори известно, что существует только одно такое возбуждение, его можно рассматривать как (квази-)частицу, аналогичную электрону. Он обладает уникальными свойствами, вытекающими из его нулевой массы покоя и его спина, равного единице. В частности, для фотона не существует оператора положения (position operator), что приводит некоторых авторов к выводу, что не может быть правильно определённой волновой функции в смысле Шрёдингера, которая позволяет локализовать частицу в точке. С другой стороны, известно, что даже электроны, будучи релятивистскими, не имеют правильно определённых волновых функций в смысле Шрёдингера [188], и это открывает возможности для более широких определений волновых функций. В релятивистской

квантовой теории различают амплитуды плотности заряда, амплитуды плотности массы и амплитуды плотности числа частиц. Они могут иметь разные свойства локализации. Фотоны, конечно, по своей сути релятивистские существа, поэтому неудивительно, что следует проявлять осторожность при определении их волновых функций.

Исторически существование волновой функции для фотонов подвергалось сомнению. Бом (Bohm) поднимает этот вопрос в своей книге по квантовой теории [189], где утверждается, что для света нет величины, эквивалентной плотности вероятности электрона $P(x) = |\psi(x)|^2$, когда интересующая область становится сравнимой по размеру с длиной волны света, и приходится к выводу, что точное утверждение о сохранении вероятности не может быть сделано для фотона. Крамерс рассматривает этот вопрос более подробно в своей книге по квантовой механике [190], где он задаёт вопрос "можно ли рассматривать уравнения Максвелла как своего рода уравнение Шрёдингера для лёгких частиц". Он отвечает отрицательно на этот вопрос, основываясь на несоответствии математической формы двух типов уравнений (в частности, количество производных по времени в каждом). Уравнения Максвелла допускают действительные решения для электрических и магнитных волн, тогда как решения уравнения Шрёдингера — комплексные волновые функции. Были выдвинуты математические аргументы против возможности построения оператора положения для фотона [191].

Волновая функция фотона в координатном представлении была введена ещё в 1930 г. Ландау и Пайерлсом [192]. Эта концепция сталкивалась с присущими ей трудностями, которые не удалось преодолеть в течение столетия [193]. Общее объяснение возникающих трудностей сводилось к следующему [188]: (1) для фотона не существует оператора положения (или оператора координаты), (2) хотя волновая функция положения может быть локализована вблизи точки пространства — времени, это не происходит с такими измеряемыми в эксперименте величинами, как вектора электромагнитного поля, энергия и вероятность фотодетектирования. Оба эти утверждения были опровергнуты в работах [194], где было показано, что фотоны могут быть локализованы в пространстве с экспоненциальным спаданием плотности энергии фотонов. Позже было показано, что пространственно локализованными могут быть либо электрические, либо магнитные, но не обе характеризующие фотон величины [193, 194].

Проблема пространственной локализации фотона имеет почти вековую историю [195]. Проблема имеет не только чисто теоретический интерес, но и большой практический. Стандартный подход к проблеме локализации фотона имеется в монографии [196]. Его краткое изложение, следуя работам [197, 198], следующее. Состояние поля, содержащее один фотон с волновым вектором $\mathbf{k}$ и поляризацией s , задаётся действием оператора рождения фотона $a^+(\mathbf{k}, s)$ на вакуумное состояние $|vac\rangle$. Любое однофотонное состояние, которое хотя бы частично локализовано, представляется линейной суперпозицией вида:

$$|1ph\rangle = \sum_s \int d^3k \phi(\mathbf{k}, s) a^+(\mathbf{k}, s) |vac\rangle, \quad (43)$$

где $\phi(\mathbf{k}, s)$ — нормированная весовая функция. Векторная функция:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \sum_s \int d^3k \phi(\mathbf{k}, s) \mathbf{\epsilon}_{\mathbf{k}, s} \exp(i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)), \quad (44)$$

тогда представляет собой соответствующую волновую функцию в координатном пространстве (известную как волновая функция Ландау–Пайерлса) фотона в состоянии $|1ph\rangle$, где $\mathbf{\epsilon}_{\mathbf{k}, s}$ единичные векторы поляризации, $\omega = c|k|$. Квадрат её модуля, проинтегрированный по объёму V , даёт вероятность нахождения частицы в объёме V . Однако, не существует процедуры измерения волновой функции $\Phi(\mathbf{r}, t)$ в координатном пространстве. Измеримыми могут быть такие величины, как энергия или вероятность фотоэлектрического обнаружения фотона. Можно показать, что ни одна из них не локализована в объёме, в котором определена $\Phi(\mathbf{r}, t)$.

Средняя энергия фотона равна:

$$\langle 1ph | \hat{H} | 1ph \rangle = \sum_s \int d^3k \hbar \omega |\phi(\mathbf{k}, s)|^2. \quad (45)$$

Вводя функцию:

$$\Phi_E(\mathbf{r}, t) = \sum_s \int d^3k \sqrt{\hbar \omega} \phi(\mathbf{k}, s) \mathbf{\epsilon}_{\mathbf{k}, s} \exp(i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)), \quad (46)$$

которую можно назвать волновой функцией энергии, чтобы отличить его от $\Phi(\mathbf{r}, t)$, можно найти среднюю энергию фотона (6.3):

$$\langle 1ph | \hat{H} | 1ph \rangle = \int d^3r |\Phi_E(\mathbf{r}, t)|^2. \quad (47)$$

Следовательно, $|\Phi_E(\mathbf{r}, t)|^2$ играет роль плотности энергии. Но эта плотность энергии локально не связана с плотностью фотонов $|\Phi(\mathbf{r}, t)|^2$. Действительно, из разложений Фурье $\Phi(\mathbf{r}, t)$ и $\Phi_E(\mathbf{r}, t)$ с помощью теоремы о свёртке можно найти, что они связаны посредством пространственной свертки:

$$\Phi_E(\mathbf{r}, t) = \int d^3r' G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \Phi(\mathbf{r}', t), \quad (48)$$

где пространственная функция $G(\dots)$ — это трёхмерное преобразование Фурье $\sqrt{\hbar \omega}$, или

$$G(\mathbf{r}) = \frac{(\hbar c)^{1/2}}{(2\pi)^3} \int d^3k \sqrt{k} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}). \quad (49)$$

Из-за пространственной неограниченности функции $G(\mathbf{r})$, функция $\Phi_E(\mathbf{r}, t)$ может быть ненулевой в пространстве там, где $\Phi(\mathbf{r}, t)$ равно нулю.

Следуя [196] и вводя экспоненциальный множитель с исчезающим параметром ε для устранения расходимости интеграла, получаем

$$G(\mathbf{r}, \varepsilon) = \frac{(\hbar c)^{1/2}}{(2\pi)^3} \int d^3k \sqrt{k} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \exp(-\varepsilon k).$$

Этот интеграл может быть вычислен и при $\varepsilon \rightarrow 0$ он сводится к:

$$G(\mathbf{r}) = \pm \frac{3(\hbar c)^{1/2}}{8\sqrt{2}\pi^{3/2}} r^{-7/2}. \quad (50)$$

Из уравнений (48) и (50) следует, что даже когда координатная волновая функция $\Phi(r, t)$ сильно локализована вблизи начала координат, волновая функция энергии распределена в пространстве по закону $r^{-7/2}$. Таким образом, даже когда распределение вероятности фотона сильно локализовано вблизи начала координат, этого нельзя сказать о распределении энергии, которое на больших расстояниях спадает как r^{-7} . Такой же вывод следует об измеряемых величинах, включая вероятность фотодетектирования.

Вывод, который следует из работы [196] следующий: для фотона, который сильно локализован вблизи начала координат, существует не исчезающая вероятность, убывающая как r^{-7} , что он будет обнаружен фотоэлектрическим детектором на расстоянии r .

Современный подход к проблеме локализации фотона формулируется следующим образом: какое максимально быстрое спадание с расстоянием r волновой функцией энергии (модуля векторной функции $\Phi_E(\mathbf{r}, t)$) возможно? Результаты работы (194) показывают, что как координатная волновая функция, так и волновая функция энергии могут быть сильно сконцентрированы вблизи начала координат. Работа показывает, что фотоны могут быть локализованы в пространстве с экспоненциальным спаданием плотности энергии фотонов и с таким же законом спада вероятности фотодетектирования.

Проблема пространственной локализации фотонов не может быть полностью решена без учёта взаимодействий поля и материи. Косвенно эта проблема была впервые изучена Ферми ещё в 1932 г. [199]. Ферми разработал ряд общих положений и показал их применимость на нескольких примерах. Много позднее в работе [200] Пауэром и Тирунамачандром было показано, что алгебраический закон локализации для фотонов может быть нарушен и экспоненциальная локализация в трёх измерениях может быть достигнута [194] и что исходная область фотона сужается до атомного размера в спинных переходах [201]. В работе [202] утверждается, что физически значимая волновая функция фотона $\gamma(\mathbf{r}, t)$ может быть построена, которая измеримо локализована в пространстве, везде осмысленно определена как по фазе, так и по амплитуде и представляет собой ценный инструмент для понимания экспериментов по интерференции и корреляции фотонов.

Атом излучает световую энергию, поэтому его можно рассматривать как один из фундаментальных источников пространственно локализованных фотонов. Элементарный акт рождения фотона — это процесс испускания единичным атомом единичного фотона, который является фундаментальным в квантовой электродинамике, и трудно представить, чтобы в этом процессе фотон не должен был локализован, принимая во внимание тот факт, что скорость света конечна. В работе [202] была определена волновая функция фотона, испущенного в процессе спонтанного распада возбуждённого атома. Рассматривался двухуровневый атом, расположенный в пространстве с координатой $\mathbf{r}_j$, приготовлен-

ный изначально на возбуждённом уровне a , а затем распадающийся со скоростью Γ на уровень b . Испущенный атомом фотон в состоянии $|\gamma\rangle$ является суперпозицией фоковских состояний $|1_k\rangle$, суммированных по всем модам k [203]:

$$|\gamma_i\rangle = \sum_k \frac{g_{ab,k} \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_j)}{(v_k - \omega) + i\Gamma/2} |1_k\rangle, \quad (51)$$

где ω — атомная частота, g — матричный элемент взаимодействия атома с электромагнитным полем. В предположении лоренцевской функции спектра излучения, что соответствует экспоненциальному распаду во времени возбужденного атома, была определена волновая функция фотона:

$$\gamma_j(\mathbf{r}, t) = K \frac{\sin \theta_j}{r_j} \theta\left(t - \frac{r_j}{c}\right) \exp\left[-i\left(\frac{\omega - i\Gamma}{2}\right)\left(t - \frac{r_j}{c}\right)\right], \quad (52)$$

где K — нормировочная постоянная, r_j — расстояние от атома, θ_j — азимутальный угол относительно атомного дипольного момента. Ступенчатая функция $\theta(t - r_j/c)$ указывает, что ничего не будет обнаружено, пока свет от атома не достигнет детектора, распространяясь со скоростью света. Как только детектор начинает видеть световой импульс, вероятность обнаружения $|\gamma|^2$ фотона экспоненциально убывает во времени со скоростью Γ . Было также указано, что для фотонов может быть достигнута экспоненциальная локализация в трёх измерениях [194] и показано, что исходная область фотона сужается до электронного (атомного) размера в спинных переходах [201].

7. Применение полупроводниковых нанолазеров

Вскоре после того, как Теодор Мейман построил свой первый лазер, его помощница Ирри Д'Хазенс пошутила, что лазер — это "решение, ищущее проблему" [204]. Уже на пресс-конференции 1960 г., где был анонсирован лазер, Мейман перечислил потенциальные сферы применения лазеров: (1) истинное усиление света, (2) зондирование материи для фундаментальных исследований, (3) мощные лучи для космической связи, (4) концентрация света для промышленности, химии и медицины, (5) увеличение числа каналов связи. В настоящее время большинство из перечисленных потенциальных сфер применения лазеров реализованы и полупроводниковые лазеры играют в них определяющую роль.

Полупроводниковый лазер является важнейшим устройством современного информационного сообщества. С момента демонстрации первого полупроводникового лазера в 1962 г. [205, 206] прогресс в развитии полупроводниковых лазеров был огромный [181], который привёл к многочисленным их применениям. Важные приложения включают оптическую связь, сенсорику, оптическую визуализацию, лидары, измерительную технологию и т.д.

Возникает естественный вопрос о потенциальных сферах применения *нанолазеров*. Наиболее часто упоминаемые применения таких нанолазеров находятся в области интегральной фотоники и/или гибридно-интегрированных электронных и фотонных систем. Это может

быть передача данных и/или обработка данных (вычисления) для будущих компьютерных чипов. On-chip детектирование и зондирование — ещё одна область, где нанолазеры могут быть использованы в качестве сильно локализованных лазерных источников для возбуждения флуоресценции молекул.

Новое применение нанолазеров — это оптические соединения на кристалле (on-chip optical interconnects), которые требуют лазеров ультрамалых размеров и с малым энергопотреблением [65, 207]. Другая развивающаяся область применения — это полностью оптическая или гибридная вычислительная архитектура [60, 208, 209], где существует потребность в энергоэффективных и нелинейных устройствах ввода–вывода, среди которых нанолазеры являются основными претендентами.

Резонатор нанолазера с высокой добротностью может служить идеальной платформой для решения фундаментальных задач квантовой электродинамики. Нанолазер открывает перспективы для достижения однофотонной нелинейности взаимодействия излучения с веществом. Реализация однофотонной нелинейности преобразует систему невзаимодействующих фотонов в систему взаимодействующих, что является важнейшим шагом в развитии оптических компьютеров.

Возможность управления оптическими сигналами с помощью света, а именно, полностью оптическая коммутация [210–212], является неотъемлемой функцией фотонных интегральных схем. В частности, оптические переключатели на основе полупроводниковых наноразмерных резонаторов [213–215] обеспечивают высокую скорость, энергоэффективность и компактность, а также рекордно низкие энергии переключения. В этих устройствах управляющий сигнал возбуждает электронно-дырочные пары (носители) посредством двухфотонного поглощения, а дисперсия, индуцированная свободными носителями, изменяет показатель преломления резонатора. Резонанс резонатора смещается, тем самым блокируя или пропуская зондирующий сигнал, кодирующий передаваемую информацию. Однако предельная скорость модуляции ограничена временем диффузии и рекомбинации возбуждённых носителей, и поэтому скорости передачи данных, превышающие несколько десятков Гбит с⁻¹, ещё не продемонстрированы.

В работах по фотонно-кристаллическим резонаторам [216, 217] было показано, что локализация поля сокращает время, необходимое для диффузии носителей заряда из интересующей области эффективной моды. Новые конфигурации нанорезонаторов, рассмотренные в данном обзоре, и обладающие глубокой субволновой локализацией света, дополнительно ускоряют диффузию носителей заряда. Высокая добротность резонатора (Q -фактор) и улучшенная диффузия носителей заряда могут привести к созданию энергоэффективных оптических переключателей с высокими скоростями модуляции.

8. Заключение

Благодаря чрезвычайно малому объёму моды и нанометровой локализации оптического поля, нанолазеры могут стать платформой для разработки высокопроизводительных когерентных источников света с атомным разрешением как для физических, так и для биологических наук. Миниатюризация лазеров позволяет снизить пороговую мощность и повысить скорость

модуляции. Высокая скорость модуляции реализуется за счёт малого времени жизни фотона в резонаторе из-за его малого размера и уменьшения времени жизни спонтанного излучения из-за фактора Парселла.

Взаимодействие света с веществом, включающее обмен энергией между фотонами и электронами (является фундаментальным для достижения режима генерации лазера), обычно слабое из-за несоответствия длин волн фотонов и электронов. В резонаторе нанолазера световое поле ограничивается на атомном масштабе, существенно увеличивая локальную напряжённость электрического поля и, таким образом, усиливая взаимодействие света с веществом.

В заключение отметим, что все перечисленные в разделе 7 применения носят на настоящее время скорее спекулятивный характер, пока высоконадёжные электроинжекционные нанолазеры не будут производиться серийно, хорошо охарактеризованы, а их физические свойства не будут полностью поняты. Для этого необходимы обширные фундаментальные исследования по физике устройств, включая фундаментальное понимание взаимодействия света и вещества на наномасштабе, а также технологические усилия в области проектирования и изготовления нанолазеров.

Благодарности. Автор признателен Задкову В.Н. за плодотворные обсуждения вопросов, рассмотренных в статье, Мелентьеву П.Н. за полезные замечания по тексту статьи, Сафоновой А. за помощь при подготовке статьи. Работа выполнена в рамках выполнения Государственного задания № FFUU-2024-0003 и гранта Российского научного фонда № 26-12-00102.

Список литературы

- Einstein A "Strahlungs-Emission und Absorption nach der Quantentheorie" *Verhandlungen Deutsche Phys. Gesellschaft* **18** 318 (1916); Einstein A "On the quantum theory of radiation," in *Laser Theory* (Ed. F A Barnes) (New York: IEEE Press, 1972) pp. 5–21
- Kopfermann H, Ladenburg R *Nature* **122** 438 (1928)
- Фабрикант В А *Труды Всесоюз. электротехнического ин-та* **41** 236 (1940); Пер. на англ. яз. в сб.: Фабрикант В А *Избранные публикации. Selected Works* (Сост. Л М Биберман, пер. на англ. яз. Е Г Стрельченко) (М.: Изд. дом МЭИ, 2007) с. 133
- Lamb W E (Jr.), Retherford R C *Phys. Rev.* **79** 549 (1950)
- Purcell E M, Pound R V *Phys. Rev.* **81** 279 (1951)
- Gordon J P, Zeiger H J, Townes C H *Phys. Rev.* **95** 282 (1954)
- Schawlow A L, Townes C H *Phys. Rev.* **112** 1940 (1958)
- Javan A *Phys. Rev. Lett.* **3** 87 (1959)
- Maiman T H *Nature* **187** 493 (1960)
- Javan A, Bennett W R (Jr.), Herriott D R *Phys. Rev. Lett.* **6** 106 (1961)
- Geusic J E, Marcos H M, Van Uitert L G *Appl. Phys. Lett.* **4** 182 (1964)
- Braunstein R *Phys. Rev.* **99** 1892 (1955)
- Hall R N et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 366 (1962)
- Kroemer H *Proc. IEEE* **51** 1782 (1963)
- Алферов Ж И и др. *ФТП* **1** 1579 (1967); Alferov Zh I et al. *Sov. Phys. Semicond.* **1** 1313 (1968)
- Welch D F *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1470 (2000)
- Ikeda M et al. *Appl. Phys. Lett.* **47** 1027 (1985)
- Gomyo A et al. *Electron. Lett.* **23** 85 (1987)
- Burnham R D, Scifres D R, Streifer W *IEEE J. Quantum Electron.* **11** 439 (1975)
- Suematsu Y *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1436 (2000)
- Coldren L A *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 988 (2000)
- Казаринов Р Ф, Сурис Р А *ФТП* **5** 797 (1971); Kazarinov R F, Suris R A *Sov. Phys. Semicond.* **5** 707 (1971)
- Faist J et al. *Science* **264** 553 (1994)
- Smit M, van der Tol J, Hill M *Laser Photon. Rev.* **6** 1 (2012)
- Leuthold J et al. *Opt. Photon. News* **24** 28 (2013)
- Gather M C, Yun S H *Nature Photon.* **5** 406 (2011)
- Kim T et al. *Science* **340** 211 (2013)
- Iga K *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1201 (2000)
- Levi A F J et al. *Electron. Lett.* **28** 1010 (1992)
- Painter O et al. *Science* **284** 1819 (1999)
- Huang M H et al. *Science* **292** 1897 (2001)
- Bergman D J, Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **90** 027402 (2003)
- Noginov M A et al. *Nature* **460** 1110 (2009)
- Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I *Nature Photon.* **4** 83 (2010)
- Oulton R F et al. *Nature* **461** 629 (2009)
- Richter M et al. *Phys. Rev. B* **91** 035306 (2015)
- Asada M et al. *JEEE J. Quantum Electron.* **22** 1915 (1986)
- Chang S-W, Lin T-R, Chuang S L *Opt. Express* **18** 15039 (2010)
- Kirstaedter N et al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 1226 (1996)
- Hill M T et al. *Opt. Express* **17** 11107 (2009)
- Chen R et al. *Nature Photon.* **5** 170 (2011)
- Saxena D et al. *Nature Photon.* **7** 963 (2013)
- Ni C-Y A, Chuang S L *Opt. Express* **20** 16450 (2012)
- Hill M T J. *Lightwave Technol.* **31** 2540 (2013)
- Балыкин В И *УФН* **188** 935 (2018); Balykin V I *Phys. Usp.* **61** 846 (2018)
- Azzam S I et al. *Light Sci. Appl.* **9** 90 (2020)
- Hill M T et al. *Nature Photon.* **1** 589 (2007)
- Nezhad M P et al. *Nature Photon.* **4** 395 (2010)
- Yu K, Lakhani A, Wu M C *Opt. Express* **18** 8790 (2010)
- Lu C Y et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **23** 1031 (2011)
- Albrechtsen M et al. *Nature Commun.* **13** 6281 (2022)
- Hill M T, Gather M C *Nature Photon.* **8** 908 (2014)
- Hu S et al. *Sci. Adv.* **4** eaat2355 (2018)
- Khurgin J B, Noginov M A *Laser Photon. Rev.* **15** 2000250 (2021)
- Kien F L et al. *Opt. Commun.* **242** 445 (2004)
- Balykin V I et al. *Phys. Rev. A* **70** 011401 (2004)
- Gu Q, Fainman Y *Semiconductor Nanolasers* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2017)
- Purcell E M, in *Confined Electrons and Photons: New Physics and Applications* (NATO ASI Ser. B, Vol. 340, Eds E Burstein, C Weisbuch) (New York: Plenum Press, 1995) p. 839, DOI:10.1007/978-1-4615-1963-8_40
- Rice P R, Carmichael H J *Phys. Rev. A* **50** 4318 (1994)
- Deng H et al. *Adv. Opt. Mater.* **9** 2100415 (2021)
- Dimopoulos E et al. *Optica* **10** 973 (2023)
- Ota Y et al. *Opt. Express* **25** 19981 (2017)
- Jagsch S T et al. *Nature Commun.* **9** 564 (2018)
- Ораевский А Н *УФН* **164** 415 (1994); Oraevskii A N *Phys. Usp.* **37** 393 (1994)
- Ning C-Z *Adv. Photon.* **1** 014002 (2019)
- Wenzel H et al. *Appl. Sci.* **11** 6004 (2021)
- Lippi G et al. *Chaos Solitons Fractals* **157** 111850 (2022)
- Chao P et al. *Nature Rev. Phys.* **4** 543 (2022)
- Nezhad M P et al. *Nature Photon.* **4** 395 (2010)
- Romeira B, Fiore A *IEEE J. Quantum Electron.* **54** 2000412 (2018)
- Purcell E E *Phys. Rev.* **69** 674 (1946)
- Gérard J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1110 (1998)
- Ning C Z *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **19** 503604 (2013)
- Spillane S M, Kippenberg T J, Vahala K J *Nature* **415** 621 (2002)
- Vyshnevyy A A *Phys. Rev. B* **105** L220101 (2022)
- Carroll M A et al. *Phys. Rev. A* **107** 063710 (2023)
- Khajavikhan M et al. *Nature* **482** 204 (2012)
- Rieto P et al. *Optica* **2** 66 (2015)
- Yokoyama H, Brorson S D J. *Appl. Phys.* **66** 4801 (1989)
- Lau E K et al. *Opt. Express* **17** 7790 (2009)
- Suhr T et al. *Opt. Express* **18** 11230 (2010)

82. Liu N et al. *Nano Lett.* **16** 7822 (2016)
83. Campillo A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 437 (1991)
84. Wei W et al. *AIP Adv.* **5** 87148 (2015)
85. Brown R H, Twiss R Q *Nature* **177** 27 (1956)
86. Chow W W et al. *Light Sci. Appl.* **3** e201 (2014)
87. Hayenga W *Fundamental Properties of Metallic Nanolasers* (Orlando, FL: Univ. of Central Florida, 2019)
88. Kreinberg S et al. *Light Sci. Appl.* **6** e17030 (2017)
89. Eaton S W et al. *Nature Rev. Mater.* **1** 16028 (2016)
90. Климов В В *УФН* **193** 279 (2023); Klimov V V *Phys. Usp.* **66** 263 (2023)
91. Khurgin J B *Light* **5** 31 (2025)
92. Björk G, Karlsson A, Yamamoto Y *Phys. Rev. A* **50** 1675 (1994)
93. Takemura N et al. *Phys. Rev. A* **99** 053820 (2019)
94. Svelto O *Principles of Lasers* (New York: Plenum Press, 1982)
95. Ellis T, Eslami S, Palomba S *Nanophotonics* **13** 2707 (2024)
96. Mørk J et al. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **31** 3483900 (2025)
97. Vahala K J *Nature* **424** 839 (2003)
98. Noda S *Science* **314** 260 (2006)
99. Lalanne P, Sauvan C, Hugonin J P *Laser Photon. Rev.* **2** 514 (2008)
100. Zhou T et al. *Nature Commun.* **11** 977 (2020)
101. Nomura M et al. *Opt. Express* **17** 15975 (2009)
102. Notomi M *Rep. Prog. Phys.* **73** 096501 (2010)
103. Yablonovitch E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987)
104. John S *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486 (1987)
105. Lin S Y et al. *Nature* **394** 251 (1998)
106. Noda S et al. *Science* **289** 604 (2000)
107. Zappe H *Fundamentals of Micro-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010)
108. Charlton M, Parker G J. *Micromech. Microeng.* **8** 172 (1998)
109. Pisignano D et al. *Nanotechnology* **15** 766 (2004)
110. Johnson S G et al. *Phys. Rev. B* **62** 8212 (2000)
111. Notomi H et al. *Electron. Lett.* **37** 293 (2001)
112. Fan S et al. *IEEE J. Lightwave Technol.* **24** 4493 (2006)
113. Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J N *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1995)
114. Solgaard O *Photonic Microsystems. Micro and Nanotechnology Applied to Optical Devices and Systems* (New York: Springer-Verlag, 2009) DOI:10.1007/978-0-387-68351-5
115. Kim G H et al. *Opt. Express* **12** 6624 (2004)
116. Vuckovic J et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 850 (2002)
117. Lalanne P et al. *Opt. Express* **12** 458 (2004)
118. Englund D et al. *Opt. Express* **13** 5961 (2005)
119. Benisty H *Nature Phys.* **1** 9 (2005)
120. Srinivasan K, Painter O *Opt. Express* **10** 670 (2002)
121. Palamaru M, Lalanne P et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 1466 (2001)
122. Haus H A *Waves and Fields in Optoelectronics* (London: Prentice-Hall Intern., 1984)
123. Peyrade D et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 829 (2002)
124. Cluzel B et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 051112 (2006)
125. Sauvan C et al. *Opt. Express* **13** 245 (2005)
126. Velha P et al. *New J. Phys.* **8** 204 (2006)
127. Velha P *Opt. Express* **15** 16090 (2007)
128. Md Zain A R et al. *Opt. Express* **16** 12084 (2008)
129. Song B S et al. *Nature Mater.* **4** 207 (2005)
130. Song B S et al. *Science* **300** 1537 (2003)
131. Song B S et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 4591 (2004)
132. Noda S et al. *Nature Rev. Electr. Eng.* **1** 802 (2024)
133. Mu Y, Savage C M *Phys. Rev. A* **46** 5944 (1992)
134. Akahane Y et al. *Nature* **425** 944 (2003); Noda S, Chutinan A, Imada M *Nature* **407** 608 (2000)
135. Le Kien F, Balykin V I, Hakuta K *Phys. Rev. A* **70** 063403 (2004)
136. БАЛЫКИН В И *УФН* **184** 656 (2014); Balykin V I *Phys. Usp.* **57** 607 (2014)
137. Jahnke F et al. *Nature Commun.* **7** 11540 (2016)
138. Hood C J, Kimble H J, Ye J *Phys. Rev. A* **64** 033804 (2001)
139. БАЛЫКИН В И *УФН* **179** 297 (2009); Balykin V I *Phys. Usp.* **52** 275 (2009)
140. БАЛЫКИН В И, Мелентьев П Н *УФН* **188** 143 (2018); Balykin V I, Melentiev P N *Phys. Usp.* **61** 133 (2018)
141. Ремнев М А, Климов В В *УФН* **188** 169 (2018); Remnev M A, Klimov V V *Phys. Usp.* **61** 157 (2018)
142. Dehmelt H *Rev. Mod. Phys.* **62** 525 (1990)
143. Almeida V R et al. *Opt. Lett.* **29** 1209 (2004)
144. Robinson J T et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 143901 (2005)
145. Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1973); Пер. с англ. яз.: Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1968)
146. Huand S, Weiss S M *ACS Photon.* **3** 1647 (2016)
147. Sakoda K *Optical Properties of Photonic Crystals* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 80) (Berlin: Springer-Verlag, 2005)
148. Hu S, Weiss S M *ACS Photon.* **3** 1647 (2016)
149. Климов В В *УФН* **178** 875 (2008); Klimov V V *Phys. Usp.* **51** 839 (2008)
150. Khurgin J B *Nanophotonics* **7** 305 (2018)
151. Gondarenko A et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 143904 (2006)
152. Gondarenko A, Lipson M *Opt. Express* **16** 17689 (2008)
153. Choi H, Heuck M, Englund D *Phys. Rev. Lett.* **118** 223605 (2017)
154. Wang F et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 241101 (2018)
155. Isiklar G et al. *Opt. Express* **30** 47304 (2022)
156. Zhao Q, Zhang L, Miller O D, arXiv:2008.13241v1
157. Schuller J A et al. *Nature Mater.* **9** 193 (2010)
158. Kuramochi E et al. *Opt. Express* **18** 15859 (2010)
159. Quan Q, Loncar M *Opt. Express* **19** 18529 (2011)
160. Hu S et al. *Opt. Express* **30** 7612 (2022)
161. Albrechtsen M et al. *Opt. Express* **30** 15458 (2022)
162. Xiong M et al. *Opt. Mater. Express* **14** 397 (2024)
163. Ma R-M et al. *Fundam. Res.* **3** 537 (2023)
164. Mao W-Z, Luan H-Y, Ma R-M, arXiv:2504.07518
165. Джексон Д *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965); Пер. с англ. яз.: Jackson J D *Classical Electrodynamics* (New York: J. Wiley, 1962)
166. Andersen J, Solodukhov V *IEEE Trans. Antennas Propag.* **26** 598 (1978)
167. Numai T *Fundamentals of Semiconductor Lasers* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 93) (New York: Springer, 2004) DOI:10.1007/b97531
168. Yamamoto Y, Imoto N *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 2032 (1986)
169. Mørk J, Yvind K *Optica* **7** 1641 (2020)
170. Nomura M et al. *Nature Phys.* **6** 279 (2010)
171. Gies G et al. *Phys. Rev. A* **96** 023806 (2017)
172. Lou B et al. *Phys. Rev. Lett.* **126** 136101 (2021)
173. Protsenko I E et al. *New J. Phys.* **23** 063010 (2021)
174. Vyshnevyy A A *Phys. Rev. B* **105** 085116 (2022)
175. Ohtsubo J *Semiconductor Lasers. Stability, Instability and Chaos* 2nd ed. (Berlin: Springer-Verlag, 2008) DOI:10.1007/978-3-540-72650-0
176. Bundgaard-Nielsen M et al. *Phys. Rev. Lett.* **130** 253801 (2023)
177. Lorke M et al. *Phys. Rev. B* **87** 205310 (2013)
178. Moelbjerg A et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **49** 945 (2013)
179. Auèves A et al. *New J. Phys.* **13** 093020 (2011)
180. Saldutti M et al. *Laser Photon. Rev.* **18** 2300840 (2024)
181. Coldren L A, Corzine S W, Mašanović M *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Hoboken, NJ: John Wiley and Sons, 2012) DOI:10.1002/9781118148167
182. Mørk J, Lippi G L *Appl. Phys. Lett.* **112** 141103 (2018)
183. Gérard J-M, in *Single Quantum Dots. Fundamentals, Applications and New Concepts* (Topics in Applied Physics, Vol. 90, Ed. P Michler) (Berlin: Springer, 2003) p. 269, DOI:10.1007/978-3-540-39180-7_7
184. Yacomotti A M et al. *Laser Photon. Rev.* **17** 2200377 (2022)
185. Xiong M et al., arXiv:2412.02844

186. Yu Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 061117 (2014)
187. Ouyang Y-H et al. *Nature* **632** 287 (2024)
188. Ахиезер А И, Берестецкий В Б *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1969); Пер. на англ. яз.: Akhiezer A I, Berestetskii V B *Quantum Electrodynamics* (New York: Interscience Publ., 1965)
189. Bohm D *Quantum Theory* (London: Constable, 1954)
190. Kramers H A *Quantum Mechanics* (Amsterdam: North-Holland, 1958)
191. Newton T D, Wigner E P *Rev. Mod. Phys.* **21** 400 (1949)
192. Landau L, Peierls R Z. *Phys.* **62** 188 (1930)
193. Bialynicki-Birula I *Prog. Opt.* **36** 245 (1996)
194. Bialynicki-Birula I *Phys. Rev. Lett.* **80** 5247 (1998)
195. Roychoudhuri Ch, Kracklauer AF, Creath K *The Nature of Light: What is a Photon?* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2017)
196. Mandel L, Wolf E *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)
197. Keller O *Phys. Rep.* **411** 1 (2005)
198. Saari P, in *Quantum Optics and Laser Experiments* (Ed. S Lyagu-shyn) (Rijeka, Croatia: InTech, 2012) p. 49
199. Fermi E *Rev. Mod. Phys.* **4** 87 (1932)
200. Power E A, Thirunamachandran T *Phys. Rev. A* **56** 3395 (1997)
201. Keller O *Single Mol.* **3** (1) 5 (2002)
202. Muthukrishnan A, Scully M O, Zubairy M S *Opt. Photon. News Trends* **3** 18 (2003)
203. Weisskopf V, Wigner E Z. *Phys.* **63** 54 (1930)
204. Hecht J *Appl. Opt.* **49** F99 (2010)
205. Dupuis R D *Opt. Photon. News* **15** (4) 30 (2004)
206. Nathan M I et al. *Appl. Phys. Lett.* **1** 62 (1962)
207. Matsuo S, Kakitsuka T *Adv. Opt. Photon.* **10** 567 (2018)
208. Miscuglio M et al. *APL Mater.* **7** 081112 (2019)
209. Robertson J et al. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **26** 1 (2020)
210. Taghinejad M, Cai W *ACS Photon.* **6** 1082 (2019)
211. Ono M et al. *Nature Photon.* **14** 37 (2020)
212. Guo Q et al. *Nature Photon.* **16** 625 (2022)
213. Bazin A et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 011102 (2014)
214. Moille G et al. *Laser Photon. Rev.* **10** 409 (2016)
215. Colman P et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 233901 (2016)
216. Saudan Q et al. *Opt. Express* **30** 7457 (2022)
217. Moille G et al. *Phys. Rev. A* **94** 023814 (2016)
218. Saldutti M et al. *Nanomaterials* **11** 3030 (2021)
219. Мейман Т Г "Лазерная одиссея" (предисловие Кэтлин Мейман, написанное специально для русского издания; пер. с англ. М.Н. Сапожникова) (М.: Печатные Традиции, 2010); Maiman T H *The Laser Odyssey* (Blaine, WA: Laser Press, 2000)
220. "50 лет лазерной эры" *УФН* **181** 2 (2011); "50 years of the laser era" *Phys. Usp.* **54** 1 (2011)
221. Крохин О Н "Лазер — источник когерентного света" *УФН* **181** 3 (2011); Krokhin O N "Laser: a source of coherent light" *Phys. Usp.* **54** 3 (2011)
222. Щербаков И А "К истории создания лазера" *УФН* **181** 71 (2011); Shcherbakov I A "Development history of the laser" *Phys. Usp.* **54** 65 (2011)
223. Белоусова И М "Лазер в СССР: первые шаги" *УФН* **181** 79 (2011); Belousova I M "The laser in the USSR: the first steps" *Phys. Usp.* **54** 73 (2011)
224. Леонтович А М, Чижилова З А "О создании первого лазера на рубине в Москве" *УФН* **181** 82 (2011); Leontovich A M, Chizhikova Z A "On the creation of the first ruby laser in Moscow" *Phys. Usp.* **54** 77 (2011)
225. Масалов А В "Отделение оптики ФИАН: первые работы по созданию лазеров" *УФН* **181** 93 (2011); Masalov A V "Optical Department of the Lebedev Physical Institute: early work on lasers" *Phys. Usp.* **54** 87 (2011)
226. Попов Ю М "История создания инжекционного лазера" *УФН* **181** 102 (2011); Popov Yu M "The early history of the injection laser" *Phys. Usp.* **54** 96 (2011)
227. Зворыкин В Д "Роль Н.Г. Басова в создании эксимерных лазеров: полувековая история от запуска первого Хе2-лазера в ФИАНе до современных лазерных систем" *УФН* **193** 1103 (2023); Zvorykin V D "N G Basov's role in the development of excimer lasers: a half-century history from the launch of the first Xe2 laser at the Lebedev Physical Institute to modern laser systems" *Phys. Usp.* **66** 1037–1058 (2023)
228. Щербаков И А "К 60-летию Нобелевской премии за открытие лазерно-мазерного принципа" *УФН* **194** 899 (2024); Shcherbakov I A "On the 60th anniversary of Nobel Prize for discovery of laser-maser principle" *Phys. Usp.* **67** 845 (2024)

Dielectric nanolaser with atomic-scale electromagnetic field localization

V.I. Balykin

Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, ul. Fizicheskaya 5, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation

E-mail: balykin@isan.troitsk.ru

Semiconductor nanolasers represent a modern frontier of research at the intersection of nanotechnology, nanophotonics, and laser physics. In this review, we examine some of the most exciting recent results in this field. We focus on nanoscale lasers fabricated using two-dimensional photonic crystals and discuss the characteristics of these nanolasers. Due to the small size and strong field localization of these nanolasers, some common concepts in semiconductor laser physics must be reconsidered to validate their applicability at the nanoscale. We attempt to answer the question of how small a laser can be and whether there is a limit to its size.

Keywords: nanolaser, nanophotonics, nanotechnology, laser physics, photonic crystals, nanoantenna, nanocavity, atomic scale field localization

PACS numbers: 42.55.Px, 42.55.Tv, 42.60.Da

Bibliography — 228 references

Received 10 October 2025, revised 26 December 2025

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (8) 787–828 (2026)

Physics – Uspekhi **69** (8) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2026.02.040093>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2026.02.040093>