

## РАДИОФОТОНИКА

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Гетерогенный многосердцевинный световод с прямоугольным поперечным сечением</b>   |           |
| <i>М.С. Астапович, О.Н. Егорова, С.Л. Семенов, М.Ю. Салганский, Е.М. Дианов.....</i>   | <i>3</i>  |
| <b>Потенциал применения фотоники и радиофотоники в радиосредствах СВЧ диапазона</b>  |           |
| <i>М.Е. Белкин, А.С. Сигов .....</i>   | <i>8</i>  |
| <b>Фоточувствительные активные волоконные световоды для радиофотоники, изготовленные методом плазмохимического осаждения</b>   |           |
| <i>О.В. Бутов, К.М. Голант, А.А. Рыбалтовский, Е.А. Савельев, Ю.К. Чаморовский ....</i>  | <i>10</i> |
| <b>Аномальные оптические блоховские осцилляции в массивах взаимодействующих волноводов</b>   |           |
| <i>М.И. Гозман, И.Я. Полищук, Ю.И. Полищук .....</i>   | <i>13</i> |
| <b>Моды высокой добротности в массиве оптических волноводов ниже частоты отсечки.</b>  |           |
| <i>М.И. Гозман, И.Я. Полищук, Ю.И. Полищук .....</i>   | <i>17</i> |
| <b>Фотонные АЦП: новейшие достижения</b>   |           |
| <i>Н.Н. Евтихиев, Р.С. Стариков .....</i>  | <i>22</i> |
| <b>Волоконный лазер с высоким качеством пучка на основе световода с оболочкой из кварцевого и сердцевиной из фосфатного стекла, легированного <math>Yb^{3+}</math></b> |           |
| <i>О.Н. Егорова, С.Л. Семенов, О.И. Медведков, М.С. Астапович, А.Г. Охримчук, Б.И.Галаган, Б.И. Денкер, С.Е. Сверчков, Е.М. Дианов .....</i>                           | <i>26</i> |
| <b>Процесс нестационарного отражения амплитудно-модулированного сигнала от согласованной высокоотражающей нагрузки в волноводе</b>                                     |           |
| <i>А.В. Козарь, А.В. Трофимов.....</i>   | <i>30</i> |
| <b>Теоретическое исследование влияния возмущения параметров линейного вероятностного вентиля CNOT на эффективность его работы.</b>                                     |           |
| <i>А.В. Козубов, С.А. Чивилихин .....</i>  | <i>34</i> |
| <b>Нанорезонатор, образованный слоями благородных металлов с внедренным магнитооптическим слоем феррита-граната</b>  |           |
| <i>А.Н. Кузьмичев, В.И. Белотелов, М. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, K. Alameh.....</i>  | <i>36</i> |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Влияние параметров омических контактов на характеристики суб-ТГц генерации в полупроводниковых сверхрешетках</b>                         |           |
| <i>В.А. Максименко, В.В. Макаров, А.Е. Храмов, А.А. Короновский, К.Н. Алексеев, А.Г. Баланов .....</i>                                      | <i>40</i> |
| <b>2D и 3D-моделирование электрооптического эффекта в микрорезонаторах с модами шепчущей галереи</b>  |           |
| <i>Н.Г. Павлов, Н.М. Кондратьев .....</i>   | <i>43</i> |
| <b>Стенд для измерения пространственного распределения напряженности электрического поля терагерцовых импульсов методом интерферометрии</b> |           |
| <i>А.А. Ушаков, П.А. Чижев, В.В. Букин, С.В. Гарнов .....</i>   | <i>47</i> |
| <b>Генерация электромагнитного излучения суб-терагерцового диапазона на основе пучков со сверхкритическим током</b>                         |           |
| <i>Н.С. Фролов, А.А. Бадарин, С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов .....</i>  | <i>49</i> |
| <b>Магнитоэлектрическое управление поверхностными плазмон-поляритонами</b>  |           |
| <i>Н.Е. Хохлов, А.Н. Кузьмичев, Е.П. Николаева, Т.Б. Косых, А.В. Николаев, А.П. Пятаков, В.И. Белотелов .....</i>                           | <i>51</i> |
| <b>Механизмы взаимодействия терагерцового излучения с нелинейно-оптическими кристаллами ZnGeP<sub>2</sub></b>                               |           |
| <i>С.В. Чучупал .....</i>   | <i>53</i> |

## Гетерогенный многосердцевинный световод с прямоугольным поперечным сечением

М.С. Астапович<sup>1</sup>, О.Н. Егорова<sup>1</sup>, С.Л. Семенов<sup>1</sup>, М.Ю. Салганский<sup>2</sup>, Е.М. Дианов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Научный центр волоконной оптики РАН

<sup>2</sup>Институт химии высокочистых веществ РАН

[egorova@fo.gpi.ru](mailto:egorova@fo.gpi.ru)

Пространственное уплотнение каналов с использованием многосердцевинных волоконных световодов позволяет увеличить скорость передачи информации, снизить габариты и вес оптических кабелей как в длинных линиях связи, так и в локальных сетях доступа, трактах передачи сигнала в центрах обработки и хранения данных, бортовых системах связи, суперкомпьютерах и т.п. В последнее время большое количество публикаций посвящено разработке и созданию многосердцевинных световодов с малой величиной перекрестных оптических помех с круглым поперечным сечением и различной геометрией расположения сердцевин [1,2]. При использовании многосердцевинного световода с 12 сердцевинами недавно был установлен рекорд скорости передачи информации по одному световоду – 1 Пбит/с [3]. Также многосердцевинные световоды являются перспективными для использования в локальные сетях доступа [4,5] и для передачи сигнала в центрах хранения и обработки данных и суперкомпьютерах [6,7].

Недавно в ряде работ теоретически было предложено использовать многосердцевинные световоды для задач радиофотоники, а именно для создания многоканальной линии задержки [8] и многорезонаторных оптоэлектронных генераторов [9]. Использование многосердцевинного световода вместо набора отдельных односердцевинных световодов в этом случае предпочтительно с точки зрения снижения влияния внешних факторов, например пространственного расположения световода (изгибов) и перепада температур, на параметры устройств, например групповую задержку.

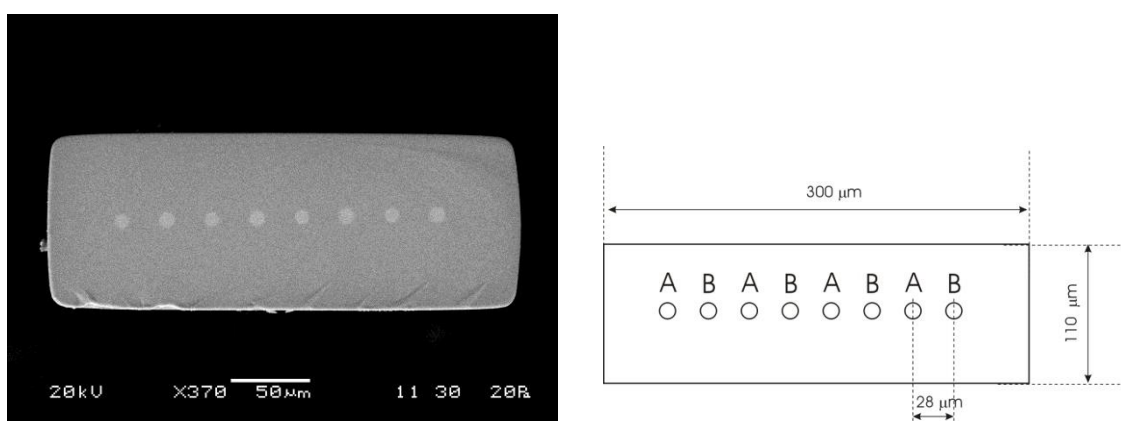


Рис. 1. Слева – фотография торца многосердцевинного световода прямоугольного поперечного сечения, полученная на электронном микроскопе, справа – схема расположения сердцевин типа А и В.

Одним из вариантов создания многосердцевинных световодов являются световоды с прямоугольным поперечным сечением и сердцевинами, расположенными в один ряд. Преимуществами такой структуры являются, во-первых, возможность

непосредственной стыковки такого световода с линейкой передающих или приемных устройств, поскольку геометрия расположения сердцевин повторяет геометрию расположения источников и приемников сигнала. Во-вторых, в отличие от световода круглого поперечного сечения, диаметр которого необходимо увеличивать при увеличении числа сердцевин, число сердцевин и размеры световода в прямоугольном световоде увеличивается только в одном направлении и, световод, за счет сохранения малого размера в другом направлении, при этом не теряет гибкость и прочность.

Кроме того, в случае гетерогенных многосердцевинных световодов конструкция световода с прямоугольным поперечным сечением позволяет снизить перекрестные оптические помехи по сравнению со световодом круглого сечения. Гетерогенными многосердцевинными световодами называются световоды с различными параметрами соседних сердцевин. Схема расположения сердцевин в гетерогенном световоде прямоугольного поперечного сечения приведена на рисунке 1 справа, световод содержит расположенные попеременно сердцевинки двух типов – А и В, параметры двух типов сердцевин различны. Как известно, уменьшить перекрестную связь между сердцевинами возможно путем фазового рассогласования между модами соседних сердцевин, то есть использованием сердцевин с различными постоянными распространения (индексами) мод [10]. Сделать это можно, например, если две соседние сердцевинки имеют различный диаметр. Однако, на величину фазового рассогласования между модами соседних сердцевин оказывают влияние изгибы, которые всегда присутствуют в световоде и имеют неконтролируемый характер. При этом, если в световоде с различными параметрами соседних сердцевин в прямом состоянии наблюдается малое значение перекрестных помех за счет значительной разницы постоянных распространения мод соседних сердцевин, то в изогнутом состоянии перекрестные помехи могут возрасти за счет сближения постоянных распространения мод вплоть до наступления условия фазового согласования и резкого роста перекрестных помех. Поскольку изменение величины перекрестных помех, связанной с изменением разницы постоянных распространения мод за счет изгиба, трудно контролировать, использования фазового рассогласования мод соседних сердцевин может оказаться неэффективным с точки зрения снижения перекрестных помех в световодах с круглым поперечным сечением. Однако ситуация изменяется в случае гетерогенного световода с прямоугольным поперечным сечением.

На рисунке 2 слева изображен многосердцевинный световод с прямоугольным поперечным сечением, прямой и изогнутый в различных направлениях. Справа изображены соответствующие профили показателей преломления прямого световода, эквивалентного по своим оптическим свойствам изогнутому. Пунктиром справа на рисунке показаны эффективные индексы мод сердцевин. При достаточно большом отношении длин сторон поперечного сечения  $a/b$  световод будет изгибаться только вокруг оси, параллельной длинной стороне поперечного сечения, как показано на рисунке 2 внизу слева. При таком изгибе, как показано на рисунке 2 внизу справа, не будет происходить сближения постоянных распространения (эффективных индексов) мод соседних сердцевин и условия фазового рассогласования мод не изменятся. Поэтому, в отличие от гетерогенного световода с круглым поперечным сечением, в гетерогенном световоде с прямоугольным поперечным сечением и сердцевинами, расположенными в один ряд, не будет происходить возрастания перекрестных помех при изгибе. Возможность снижения перекрестных оптических помех в таких световодах впервые отмечена в работе [11], в этой же работе впервые реализован гетерогенный многосердцевинный световод с прямоугольным поперечным сечением. Однако вследствие большого расстояния между сердцевинами и малой длины

полученного световода, в работе [11] нам не удалось исследовать влияния изгиба световода на величину перекрестных оптических помех. Поэтому настоящая работа посвящена изготовлению и исследованию световода прямоугольного поперечного сечения с малым расстоянием между центрами соседних сердцевин, что позволяет изучить изменение перекрестных помех под действием изгиба, а также провести сравнения полученных результатов с результатами для многосердцевинных световодов круглого поперечного сечения.

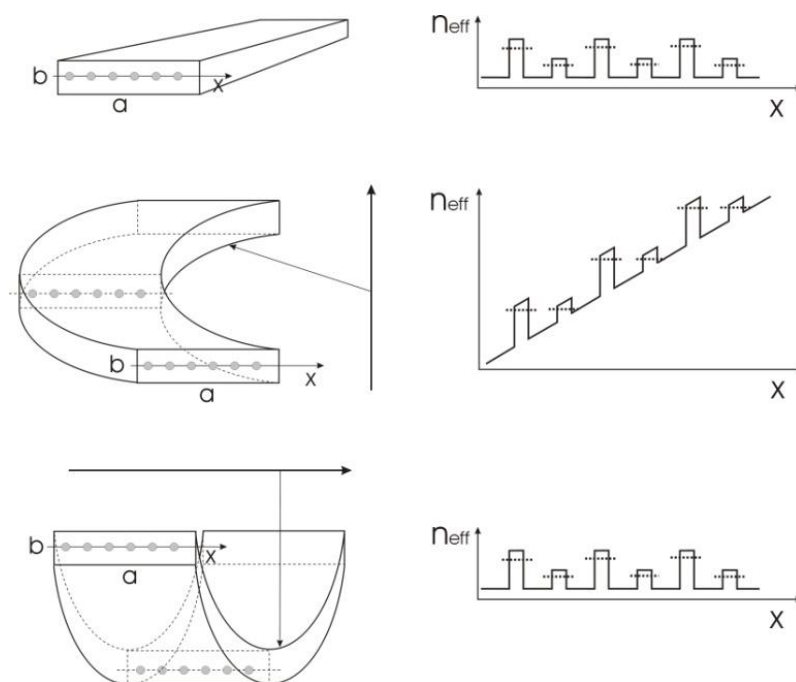


Рис. 2. Световод с прямоугольным поперечным сечением, изогнутый в различных направлениях, (слева) и соответствующий эквивалентный профиль показателя преломления (справа) (профиль показателя преломления прямого световода, который по своим оптическим свойствам эквивалентен изогнутому световоду).

Фотография торца изготовленного световода представлена на рисунке 1 слева. Изготовление световода проводилось методом сборки и перетяжки. Как видно (рис.1) в процессе вытяжки световода не произошло существенной деформации формы поперечного сечения световода, форма сердцевин также сохранила форму круга. Размеры поперечного сечения световода составляют  $300 \times 110$  мкм.

Для проведения сравнения перекрестных оптических помех в многосердцевинных световодах прямоугольного и круглого поперечного сечения параметры сердцевин исследуемого световода были выбраны такими же, как и в работе [12] (световод «В»), в которой проводилось исследование влияние изгибов на перекрестные помехи в световодах круглого поперечного сечения. Диаметры сердцевин типа А и В (рис. 1 справа) полученного световода с прямоугольным поперечным сечением составили 8.2 мкм и 9.45 мкм при разнице показателей преломления сердцевины и оболочки 0.055. Расстояние между центрами сердцевин составило 28.3 мкм. Расчетный критический диаметр изгиба, то есть диаметр изгиба, при котором должно происходить фазовое согласование мод соседних сердцевин (в случае, если световод изгибался бы так, как показано на рис. 2 в середине), составляет около 15 см.

В полученном световоде длиной 50 м проводилось измерение перекрестных оптических помех при различных диаметрах изгиба световода. Для этого лазерное

излучение на длине волны 1550 нм вводилось сначала в подводящий одномодовый односердцевинный световод. Затем излучение из подводящего световода вводилось в одну из сердцевин исследуемого световода с помощью стыковки торцов. На выходе исследуемого световода мощность излучения, выходящая из различных сердцевин, измерялась с помощью стыковки торца исследуемого многосердцевинного световода с торцом одномодового односердцевинного световода, соединенного с противоположной стороны с фотоприемником. Величина перекрестных оптических помех определялась как отношение мощности сигнала в одной из сердцевин к мощности в сердцевине, в которую вводилось излучение на входе.

В работе [12] в световоде круглого сечения с близкими параметрами сердцевин и расстоянием между центрами сердцевин расчетный критический диаметр изгиба составлял 13 см. При этом при намотке двух метров световода с различными диаметрами в этой работе наблюдалось возрастание перекрестных оптических помех на величину порядка 20 дБ при приближении радиуса изгиба световода к критическому значению.

Исследование, проведенное в настоящей работе, показало, что в отличие от световода круглого поперечного сечения с такими же параметрами, в световоде прямоугольного поперечного сечения и сердцевинами, расположенными в один ряд, не наблюдается роста перекрестных оптических помех при приближении радиуса изгиба световода к критическому. Используя длину световода 50 м проводилось исследование перекрестных помех при намотке световода с диаметрами 9, 13, 16, 19, 24, 30 см, при этом расчетный критический диаметр изгиба составлял 15 см. Величина перекрестных помех между соседними сердцевинами (А-В рис.1) не изменялась в зависимости от радиуса намотки световода и составляла величину порядка -55 дБ. При этом величина перекрестных помех между соседними сердцевинами, рассчитанная исходя из параметров сердцевин и расстояния между ними, составляет -60 дБ. Значение величин перекрестных помех между сердцевинами, расположенными через одну или более сердцевин, составляют величину порядка -60- - 65 дБ и также не зависят от радиуса изгиба световода. Таким образом, проведенные исследования показывают, что, в отличие от гетерогенных многосердцевинных световодов круглого поперечного сечения, световоды с прямоугольным поперечным сечением и сердцевинами, расположенными в один ряд, обладают устойчивостью к возрастанию перекрестных оптических помех при изгибе. Это происходит благодаря тому, что световод прямоугольного поперечного сечения изгибается преимущественно вокруг оси, параллельной длинной стороне поперечного сечения (рис. 2 внизу), что не приводит к изменению фазового рассогласования между модами соседних сердцевин.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-29-08183.

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. Hayashi et al. // Opt. Express 2011. V.19. No. 17. P. 16576.
2. J. Tu, et al. // Opt. Express 2012. V.20. P. No 14. P. 15157.
3. H. Takara, et al. // in ECOC' 2012, paper Th.3.C.1.
4. B. Rosinski, et al. // J. Lightwave Technol. 1999. V. 17. No. 5. P. 807.
5. B. Zhu, et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2010. V. 22. P. 1647 (2010).
6. J. Berthold // in ECOC'2012. Paper OW1J.1.
7. M. Taubenblatt // in ECOC'2011. Paper OThH3.
8. I.Gasulla, J.Capmany // IEEE Photonics Journal 2012. V.4. No. 3. P. 877.
9. S. Garcia, I.Gasulla // Opt. Express 2015. V.23. No. 3. P. 2403.

10. LeNoanne, USPatent 55 19810 (1996).
11. O.N. Egorova et al. // Opt. Lett. 2014. V. 39. No. 7. P. 2168.
12. T.Hayashi, et al. // in ECOC'2010. Paper We.8.F.6.

## Потенциал применения фотоники и радиофотоники в радиосредствах СВЧ диапазона

М.Е. Белкин, А.С. Сигов

Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники и электроники  
(МИРЭА)  
[belkin@mirea.ru](mailto:belkin@mirea.ru)

В современном понимании фотоника означает широкую область знаний, в которой изучаются разнообразные явления, связанные с оптическим излучением (светом) [1]. Термин «фотоника» получает все большее распространение в отечественной науке и технике. На стыке фотоники и традиционной электроники во второй половине прошлого столетия возникло новое научно-техническое направление: оптоэлектроника, которое в настоящее время достигло стадии промышленной зрелости, но продолжает оставаться одним из наиболее актуальных. Это подтверждается ее непрерывным развитием с выделением новых самостоятельных направлений, одним из которых является сверхвысокочастотная оптоэлектроника (СОЭ) [2], появившаяся в результате интеграции оптоэлектроники и сверхвысокочастотной (СВЧ) радиоэлектроники. В развитие СОЭ в последнее время используется новый термин «радиофотоника», охватывающий более широкую область знаний.

Радиофотоника представляет собой сравнительно новое фундаментальное научно-техническое направление, основными объектами исследования которого являются полупроводниковые лазеры, фотодиоды и фототранзисторы, СВЧ диоды и транзисторы с дополнительным оптическим вводом, а также узлы и модули на основе их сочетания между собой и со сверхскоростной цифровой и СВЧ аналоговой компонентной базой электроники. Кратко цели и задачи вышеуказанного направления можно сформулировать как исследование и разработка сверхбыстродействующих активных оптоэлектронных приборов и устройств с полосой пропускания в радиодиапазоне и их применения в различных оптических и радиотехнических системах передачи информации, а также активных приборов и устройств формирования и обработки сигналов радиочастотного диапазона с использованием оптических и оптоэлектронных средств.

Общие преимущества, позволяющие совершенствовать характеристики широко применяемых радиосредств СВЧ диапазона, базируются на свойствах среды распространения (оптическое волокно):

- малые потери при передаче ( $<0,2$  дБ/км)
- расширенная рабочая полоса частот (до 15 ТГц)
- гораздо лучшие массогабаритные характеристики (волокно: масса 1,7 кг/км, диаметр 250 мкм; коаксиальный кабель: масса 560 кг/км, диаметр 10 мм),
- нечувствительность к электромагнитным наводкам (диэлектрик),

а также на фундаментальных свойствах носителей информации:

- фотон - безмассовая элементарная частица, способная существовать, только двигаясь со скоростью света, электрический заряд фотона равен нулю;
- повышенное быстродействие (до десятков фемтосекунд);
- расширенная полоса пропускания (до терагерцевого диапазона).

Результатом использования первой группы преимуществ является улучшение тактико-технических показателей и характеристик передачи радиосредств, второй



группы – улучшение тактико-технических показателей традиционных узлов формирования и обработки СВЧ сигналов.

В связи с отсутствием устоявшейся отечественной терминологии далее будем называть:

- фотонное устройство – обособленный функциональный узел, структура которого содержит исключительно элементы оптического диапазона;
- радиофотонное устройство – обособленный функциональный узел, структура которого содержит элементы радио и оптического диапазонов.

Наиболее ярким примером, показывающим преимущество радиофотонного подхода при формировании сигналов СВЧ диапазона, является так называемый оптоэлектронный генератор (ОЭГ) СВЧ сигналов [3, 4], структурная схема которого приведена на рис. 1.

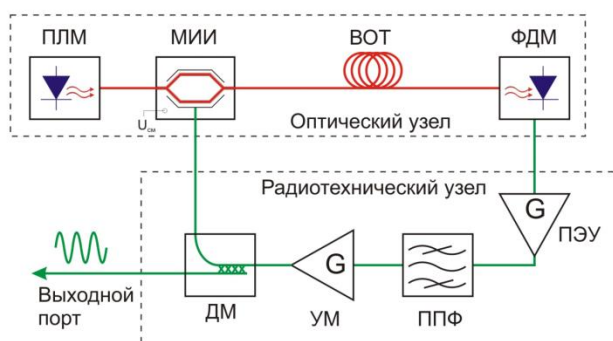


Рис. 1. Структурная схема оптоэлектронного генератора СВЧ сигналов.

Как видно из схемы, ОЭГ включает в себя оптический узел и радиотехнический узел. В состав оптического узла входят полупроводниковый лазерный модуль (ПЛМ), модулятор интенсивности излучения (МИИ), волоконно-оптический тракт (ВОТ) и фотодиодный модуль (ФДМ), а в состав радиотехнического узла - предварительный электрический усилитель (ПЭУ), полосно-пропускающий фильтр (ППФ), усилитель мощности (УМ) и пассивный делитель мощности (ДМ). Особенность работы данного устройства заключается в высоком уровне добротности протяженного волоконного резонатора, что обеспечивает сверхнизкие фазовые шумы. Кроме того, применение ОЭГ позволяет преодолеть известный компромисс традиционных транзисторных генераторов, связанный с невозможностью одновременного обеспечения широкой полосы перестройки и низкого уровня фазового шума. Основные результаты: полоса перестройки 2,5-15 ГГц (2,5 октавы) при уровне фазового шума на 20-30 дБ ниже по сравнению с неперестраиваемым транзисторным генератором в интегральном исполнении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Википедия: <http://ru.wikipedia.org/wiki/>
2. Белкин М.Е. Сигов А.С. // Радиотехника и электроника, 2009, т. 54, № 8, с. 901–914.
3. Белкин М. Е., Лопарев А. В. // Электроника: наука, технология, бизнес, 2010, № 6. с. 62-70.
4. М.Е. Belkin, A. S. Sigov, et al. // Micr. and Opt. Technol. Let., Vol. 53, No. 11, p.2474-2477, 2011.

## Фоточувствительные активные волоконные световоды для радиофотоники, изготовленные методом плазмохимического осаждения

О.В. Бутов, К.М. Голант, А.А. Рыбалтовский, Е.А. Савельев, Ю.К. Чаморовский  
 Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН  
[rybaltovsky@yandex.ru](mailto:rybaltovsky@yandex.ru)

Волоконные световоды, активированные ионами иттербия ( $\text{Yb}^{3+}$ ), широко применяются в настоящее время при изготовлении волоконных лазеров для диапазона длин волн 980–1100 нм. В качестве материала сердцевины активных световодов используется алюмо- или фосфоросиликатное стекло. При этом наиболее перспективным для легирования  $\text{Yb}^{3+}$  считается применение трёхкомпонентного состава - алюмофосфоросиликатного стекла [0].

Для волоконных лазеров с предельно узкой линией генерации [0] необходима высокая концентрации  $\text{Yb}^{3+}$  в сердцевине световода. Целью данной работы была разработка технологии получения высоколегированных активных световодов, исследование их оптических свойств, а также возможности создания на их основе полнофункционального резонатора для волоконного лазера.

Заготовка для световодов была синтезирована методом плазмохимического осаждения (SPCVD). Данные о химическом составе стекла сердцевины исследованного образца, а также разнице показателей преломления между сердцевиной и оболочкой представлены в Таблице 1.

| Химический состав   | $\Delta n_{\text{core-clad}}$ | $\text{Al}_2\text{O}_3$ (мол. %) | $\text{P}_2\text{O}_5$ (мол. %) | $\text{Yb}_2\text{O}_3$ (мол. %) |
|---|-------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|
| $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{P}_2\text{O}_5/\text{Yb}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ | 0.015                         | 10                               | 6.2                             | 1.3                              |

Таблица 1. Основные характеристики сердцевины исследованного образца

На рис. 1 показаны спектры начального поглощения в ИК (а) и УФ (б) диапазонах длин волн. Как видно из рис. 1 (б) поглощение вблизи длины волны 200 нм составило десятки дБ/мм, что является необходимым условием высокой фоточувствительности световодов к УФ-излучению.

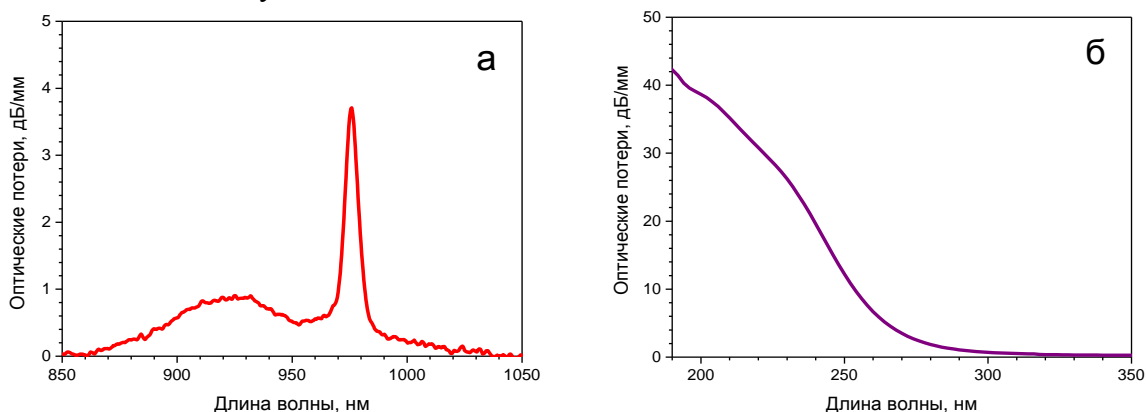


Рис. 1. Спектры начального ИК (а) и УФ (б) поглощения образцов.

Исследование фоточувствительности образцов световодов проводилось при помощи записи в них внутриволоконной брэгговской решётки излучением эксимерного ArF-лазера с длиной волны генерации 193 нм. Из литературы известно, что предварительное выдерживание германо- и фосфоросиликатных световодов в атмосфере водорода приводит к увеличению их фоточувствительности более чем на порядок [0,0]. Поэтому часть исследованных в настоящей работе образцов перед облучением находилась в водородной атмосфере при температуре 70 °С и давлении 8 МПа в течение 7 дней - до полного "насыщения" молекулами H<sub>2</sub> сердцевины.

Эксперименты показали, что эффективная запись брэгговской решётки и, соответственно, высокая фоточувствительность, возможна лишь в "насыщенных водородом" образцах световодах (рис. 2), в то время как без использования этой методики в световоде удалось записать решётку глубиной всего ~ 0.1 дБ, что соответствует значению наведённого показателя преломления примерно  $5 \times 10^{-5}$ . Как видно из рис. 2, достигнутое значение наведённого показателя преломления составило  $1.3 \times 10^{-3}$ , что сопоставимо по величине с германо- и фосфоросиликатными световодами, традиционно используемыми при записи брэгговских решёток для волоконных лазеров [0].

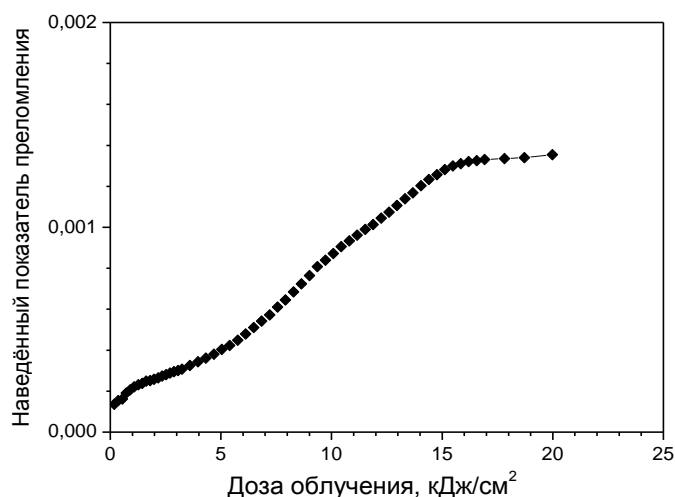


Рис. 2. Зависимость наведённого показателя преломления сердцевины от дозы УФ-облучения.

Таким образом, в данной работе была впервые продемонстрирована возможность создания брэгговских решёток с помощью лазерного УФ-излучения в активных волоконных световодах, не содержащих оксид германия в сердцевине. Достигнутое значение наведённого показателя преломления  $\sim 10^{-3}$  является достаточным для формирования на участке световода длиной несколько миллиметров глубоких решёток с коэффициентом отражения > 99 %, которые могут быть использованы в качестве эффективных зеркал-отражателей в волоконных лазерах для приборов и систем радиофотоники.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты «офи\_м 14-29-08170» и «офи\_м 14-29-08195»).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Kirchhoff et al. // J. of Non-Cryst. Solids 2006, V. 352, P. 2399.
2. S. Mo et al. // Optics Letters 2014, V. 39, № 20, P. 5818.

3. V. Grubsky et al. // Optics Letters 1999, V. 24, № 11, P. 729.
4. А.А. Рыбалтовский и др. // Квантовая электроника 2007 Т. 37, № 4, С. 388.
5. А.С. Курков и др. // Квантовая электроника 1999 Т. 27, № 3, С. 239.

## Аномальные оптические блоховские осцилляции в массивах взаимодействующих волноводов

М.И. Гозман, И.Я. Полищук, Ю.И. Полищук  
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
[iyppolishchuk@gmail.com](mailto:iyppolishchuk@gmail.com)

Массивы взаимодействующих оптических волноводов имеют большое значение для разработки элементной базы интегральных оптических схем. Особый интерес представляют периодические массивы, которые представляют собой частный случай фотонных кристаллов. В таких системах свет проявляет многие свойства, характерные для электронов в кристаллических веществах [1]. Благодаря этим свойствам такие массивы позволяют эффективно управлять оптическим сигналом.

Для математического моделирования поведения света в массивах взаимодействующих волноводов, как правило, используется модель связанных мод. Эта модель весьма удобна для численных расчётов, а в некоторых простейших случаях позволяет выполнять расчёты аналитически. Так, на основе этой модели было получено аналитическое выражение для траектории сигнала в плоском массиве волноводов, показатели преломления которых плавно меняются от одного волновода к другому [2]. Было показано, что сигнал в такой системе распространяется по синусоидальной траектории. Это явление, названное оптическими блоховскими осцилляциями, было подтверждено и экспериментально (например, [2-4]).

Этот результат был получен лишь в приближении ближайших соседей. Однако в работах [5,6] было показано численно и экспериментально, что учёт взаимодействия «вторых соседей» (то есть соседей, следующих за ближайшими, см. Рис. 1.) может привести к существенному изменению формы траектории. Это явление было названо аномальными блоховскими осцилляциями. В случае плоских массивов этот эффект незначителен, поскольку взаимодействие между волноводами быстро спадает с расстоянием между ними. Однако этот эффект может играть большую роль в зигзагообразных массивах.

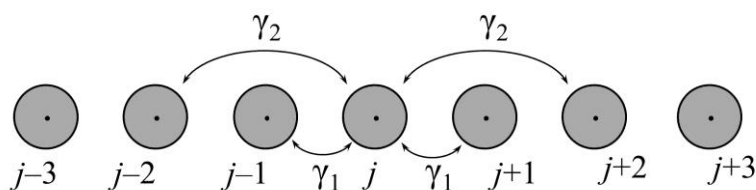


Рис. 1. Схема массива параллельных цилиндрических оптических волноводов.  $\gamma_1$  – константа взаимодействия между ближайшими волноводами;  $\gamma_2$  – константа взаимодействия между «вторыми соседями».

В настоящей работе мы приводим аналитическое решение системы уравнений модели связанных мод и даем качественное описание полученного решения, а также находим критерий формирования аномальных блоховских осцилляций.

Рассмотрим массив волноводов, параллельных оси  $Oz$ . Пусть  $a_j(z)$  – парциальная амплитуда оптического сигнала на  $j$ -ом волноводе в точке с координатой  $z$ . Система уравнений модели связанных мод имеет вид

$$\left(i \frac{d}{dz} + \beta_j\right) a_j(z) + \gamma_1 (a_{j-1}(z) + a_{j+1}(z)) + \gamma_2 (a_{j-2}(z) + a_{j+2}(z)) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\beta_j$  – константа распространения для  $j$ -ого волновода,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – константы взаимодействия для ближайших соседей и для «вторых соседей» соответственно. Считаем, что константа распространения зависит от номера волновода по закону  $\beta_j = \alpha \cdot j$ . Начальное условие  $a_j(z=0) = a_j^0$  для этого уравнения выберем таким образом, чтобы она имела максимум вблизи некоторого  $j_0$ .

Как показано в нашей работе [7], решение уравнения (1) с такими граничными условиями обладает следующим свойством:

$$|a_j(z)| = |a_{j-\Delta j(z)}^0|, \quad (2)$$

где

$$\Delta j(z) = \frac{2\gamma_1}{\alpha} (1 - \cos \alpha z) + \frac{\gamma_2}{\alpha} (1 - \cos 2\alpha z). \quad (3)$$

Функция  $\Delta j(z)$  описывает траекторию оптического сигнала в массиве волноводов. Эта траектория имеет периодический вид, причем ее период равен  $\Delta z = 2\pi/\alpha$ . Уравнение

$$\frac{d \Delta j(z)}{dz} = 0 \quad (4)$$

позволяет найти точки поворота траектории. Это условие приводит к двум уравнениям:

$$\sin \alpha z = 0 \quad (5)$$

и

$$\cos \alpha z = -\frac{\gamma_1}{4\gamma_2}. \quad (6)$$

Уравнение (5) имеет решения всегда, тогда как уравнение (6) имеет решение лишь при условии

$$\left| \frac{\gamma_1}{4\gamma_2} \right| \leq 1. \quad (7)$$

Если это условие выполняется, то траектория оптического сигнала имеет четыре точки поворота на каждом периоде. В этом случае наблюдаются аномальные блоховские осцилляции. В противном случае на каждом периоде траектории имеются лишь две точки поворота, при этом наблюдаются обычные блоховские осцилляции.

Сравним траекторию, описанную уравнением (19), с траекторией, которую можно получить путем численного моделирования, основанного на уравнении (1). Для расчетов мы выбираем параметры  $\alpha = 0.2$ ,  $\gamma_1 = 1$  и два разных значения  $\gamma_2 = 0$  и  $\gamma_2 = 0.7$ . Эти параметры выбраны такими же, как в работе [5]. Граничное условие  $a_j(z=0)$  выберем в виде гауссова волнового пакета

$$a_j^0 = \exp\left(-\frac{j^2}{\sigma^2}\right). \quad (8)$$

Для определенности берем  $\sigma = 4$ .

Результаты численного моделирования представлены на Рис. 2 (для  $\gamma_2 = 0$ ) и Рис. 3 (для  $\gamma_2 = 0.7$ ). Яркость чёрного цвета на этих рисунках отвечает интенсивности оптического сигнала, а белая пунктирная линия описывает траекторию, вычисленную по формуле (3). На рисунках видно, что при любом  $z$  эта линия точно совпадает с максимумом интенсивности сигнала. Таким образом, аналитическая формула (3) точно согласуется с численными расчетами.

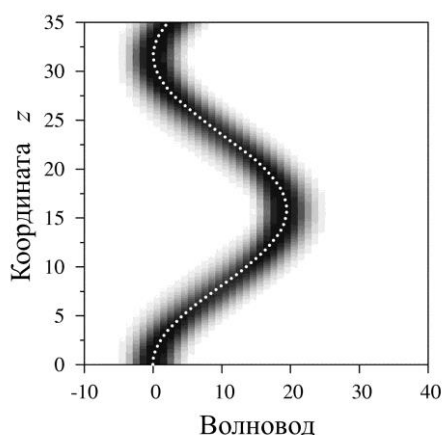


Рис. 2. Траектория волнового пакета в массиве волноводов.  $\gamma_2 = 0$ .

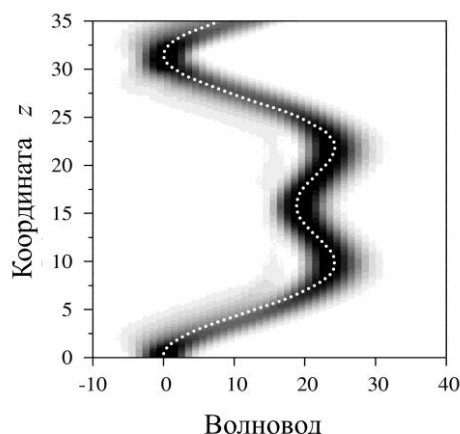


Рис. 3. Траектория волнового пакета в массиве волноводов.  $\gamma_2 = 0.7$ .

Исследование частично поддержано Российским Фондом Фундаментальных Исследований (гранты 13-02-00472а и 14-29-08165 офи\_м)

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Longhi. // Laser & Photon. Rev. 2009. V. 3. P. 243.
2. U. Peschel, T. Pertsch, F. Lederer. // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 1701.
3. Zheng M.J., Xiao J.J., Yu K.W. // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. P. 033829.
4. M.I. Gozman, Yu. I. Polishchuk, I. Ya. Polishchuk. // Optical Engineering 2014. V.53. P. 071806.
5. Gang Wang, Ji Ping Huang, Kin Wah Yu. // Optics Letters. 2010. V. 35. P. 1908.
6. F. Dreisow et al. // Optics Letters. 2011. V.36. P. 3963.

7. M.I. Gozman, Yu. I. Polishchuk, I. Ya. Polishchuk, E. A. Tsivkunova. // Solid State Communications 2015. (принято в печать)



## Моды высокой добротности в массиве оптических волноводов ниже частоты отсечки.

М.И. Гозман, И.Я. Полищук, Ю.И. Полищук  
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
[iyppolishchuk@googlemail.com](mailto:iyppolishchuk@googlemail.com)

Массивы взаимодействующих оптических волноводов имеют большое значение для разработки элементной базы интегральных оптических схем, поскольку они позволяют эффективно управлять оптическим сигналом. Особый интерес представляют периодические массивы. Такие системы представляют собой частный случай фотонных кристаллов, и их главным свойством является зонная структура спектра оптических возбуждений [1].

Хорошо известно, что изолированный оптический волновод характеризуется частотой отсечки  $\omega_0$ . Незатухающие направляемые моды существуют только выше этой частоты [2]. Однако окно прозрачности материала волновода может лежать в интервале частот ниже частоты отсечки  $\omega_0$ , и в этом случае изолированный волновод не имеет направляемых мод в окне прозрачности.

Эту проблему можно решить, если вместо изолированного волновода использовать массив взаимодействующих волноводов. В этой работе показано, что бесконечный массив волноводов может иметь зону незатухающих направляемых мод при частоте ниже  $\omega_0$ . Для больших, но конечных массивов направляемые моды ниже частоты остаются затухающими, однако их добротность растет с числом волноводов в массиве. В данной работе показано, что зависимость добротности  $Q$  от числа волноводов  $N$  имеет вид  $Q \sim N^3$ .

Наш подход использует формализм многократного рассеяния (ФМР) [3,4], основанный на точных решениях задачи рассеяния электромагнитных волн одним бесконечным цилиндром [5].

Мы рассматриваем эквидистантный массив  $N$  параллельных идентичных цилиндрических диэлектрических волноводов (Рис. 1).

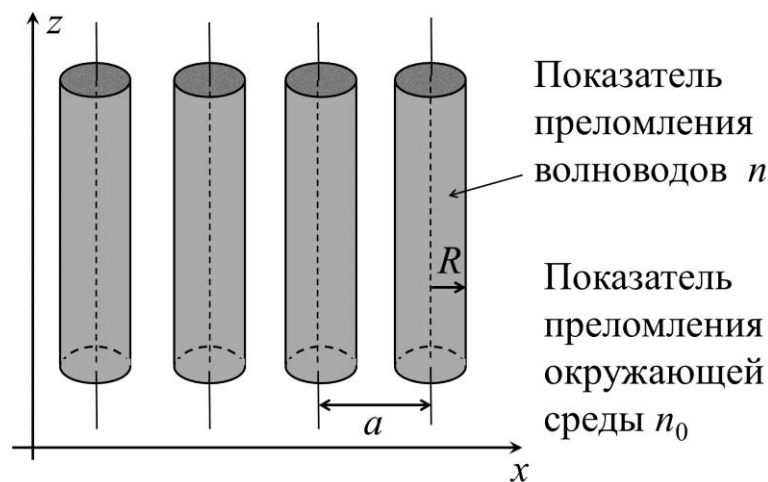


Рис. 1. Массив волноводов.

Для простоты, мы ограничиваемся только направляемыми модами с осевой симметрией. Направляемые моды могут быть описаны парциальными амплитудами

$a_j(z)$ , которые описывают эффективную амплитуду моды на  $j$ -ом волноводе в точке с координатой  $z$ . Пусть  $a$  – расстояние между соседними волноводами,  $R$  – радиусы волноводов,  $n$  – показатель преломления волноводов,  $n_0$  – показатель преломления окружающей среды. В силу инвариантности массива относительно сдвига в направлении  $z$ , амплитуды  $a_j(z)$  направляемой моды имеют вид

$$a_j(z) = a_j e^{i\beta z}, \quad (1)$$

где  $\beta$  – константа распространения. Амплитуды  $a_j$  удовлетворяют уравнениям [3,4]

$$\frac{a_j}{\bar{a}(\omega, \beta)} - \sum_{l \neq j} U_{l-j}(\omega, \beta) a_l = 0. \quad (2)$$

Здесь

$$\bar{a}(\omega, \beta) = \frac{n^2 \kappa_0 J'_0(\kappa R) J_0(\kappa_0 R) - n_0^2 \kappa J_0(\kappa R) J'_0(\kappa_0 R)}{n_0^2 \kappa J_0(\kappa R) H'_0(\kappa_0 R) - n^2 \kappa_0 J'_0(\kappa R) H_0(\kappa_0 R)}, \quad (3)$$

и

$$U_{j-l}(\omega, \beta) = H_0(\kappa_0 a |l-j|). \quad (4)$$

где  $\omega$  – частота направляемой моды,  $\kappa = \sqrt{n^2 \omega^2 - \beta^2}$ ,  $\kappa_0 = \sqrt{n_0^2 \omega^2 - \beta^2}$ ,  $J_0$  и  $H_0$  – функции Бесселя и Ганкеля первого рода, штрих означает производную. Скорость света  $c = 1$ .

Уравнение (2) обладает нетривиальными решениями, если

$$\det \left\| \frac{\delta_{jl}}{\bar{a}(\omega, \beta)} - U_{l-j}(\omega, \beta) \right\| = 0, \quad (5)$$

Это уравнение неявно определяет соотношение между частотой  $\omega$  и константой распространения  $\beta$  направляемой моды. Для действительных значений константы распространения частота может быть как действительной, так и комплексной. Если частота действительна, направляемая мода не излучает. В противном случае, направляемая мода подвержена потерям на излучение, причём мнимая часть частоты определяет время затухания моды.

Рассмотрим теперь бесконечный периодический плоский массив идентичных волноводов. В этом случае решение уравнения (2) имеет следующий вид:

$$a_j = a_0 e^{i k a j}, \quad -\pi/a < k \leq \pi/a. \quad (6)$$

Нетривиальное решение уравнения (2) существует, если

$$\frac{1}{\bar{a}(\omega, \beta)} - U(\omega, \beta, k) = 0. \quad (7)$$

Здесь

$$U(\omega, \beta, k) = \sum_{l \neq 0} U_l(\omega, \beta) e^{i k a l}. \quad (8)$$

Для заданной константы распространения  $\beta$  уравнение (7) определяет закон дисперсии  $\omega(k)$ .

Для изолированного волновода нетривиальное решение уравнения (5) существует, если  $1/\bar{a}(\omega, \beta) = 0$ . Чтобы мода была незатухающей, параметр  $\kappa_0$  должен быть мнимым,

т. е.  $n_0\omega < \beta$ . Этот результат может быть интерпретирован следующим образом. Рассмотрим переход моды в свободный фотон. Волновой вектор фотона  $\mathbf{q}$  удовлетворяет условиям:  $|\mathbf{q}| = n_0\omega$  и  $q_z = \beta$ . Поскольку  $q_z < |\mathbf{q}|$ , фотон может быть излучен, только если  $n_0\omega > \beta$ . В противном случае, направляемая мода является неизлучающей.

В отличие от изолированного волновода, направляемая мода бесконечного плоского массива определяется не только частотой  $\omega$  и константой распространения  $\beta$ , но и квазиволновым вектором  $k$ . При этом волновой вектор излученного фотона должен обладать еще одним свойством:  $q_x = k$ . Фотон может быть испущен, только если  $\sqrt{\beta^2 + k^2} < |\mathbf{q}| = n_0\omega$ . Следовательно, неизлучающие моды могут существовать, только если  $n_0\omega < \sqrt{\beta^2 + k^2}$ . Таким образом, периодический массив может иметь неизлучающие моды в области частот  $\beta < n_0\omega < \sqrt{\beta^2 + k^2}$ , тогда как изолированный волновод в этой области частот обладает только излучающими модами.

Для численного моделирования массива были выбраны такие же значения параметров, как в статьях [3,4]. Радиус волновода  $R = 1.975$  мкм, показатель преломления волноводов  $n = 1.554$ , показатель преломления окружающей среды  $n_0 = 0.99n = 1.538$ . При таких значениях параметров частота отсечки для изолированного волновода равна  $\omega_0 = 5.57$  мкм<sup>-1</sup>. Она отвечает пороговой константе распространения  $\beta_0 = 8.57$  мкм<sup>-1</sup>. Для примера, возьмём  $\beta = 7$  мкм<sup>-1</sup>  $< \beta_0$  и рассмотрим случай соприкасающихся волноводов:  $a = 2R$ . Дисперсионная кривая  $\omega(k)$  представлена на Рис. 2 в виде толстой линии.

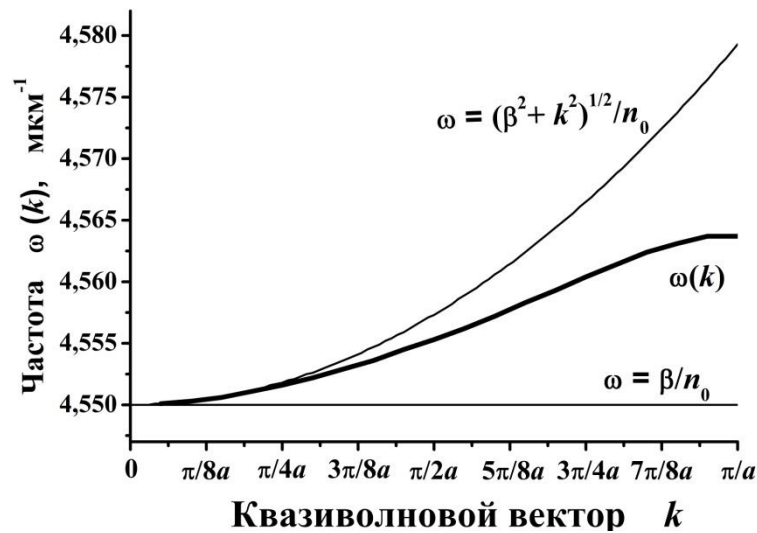


Рис. 2. Закон дисперсии для бесконечного массива.

Дисперсионная кривая полностью лежит в области  $\beta < n_0\omega(k) < \sqrt{\beta^2 + k^2}$ , что отвечает условию отсутствия излучения. Обратим внимание, что  $\omega(k) < \omega_0$  для любого  $k$ . Это показывает, что бесконечный периодический массив волноводов может иметь незатухающие моды с частотами ниже частоты отсечки изолированного волновода.

В случае конечного массива, моды, частоты которых лежат ниже частоты отсечки, остаются излучающими. Однако с ростом числа волноводов в массиве затухание этих мод становится всё слабее, то есть растёт их добротность

$$Q = \frac{\operatorname{Re} \omega}{|\operatorname{Im} \omega|}. \quad (9)$$

Зависимость добротности от числа волноводов в массиве показана на Рис. 3. Как видно из рисунка, эта зависимость имеет вид  $Q(N) \sim N^3$ .

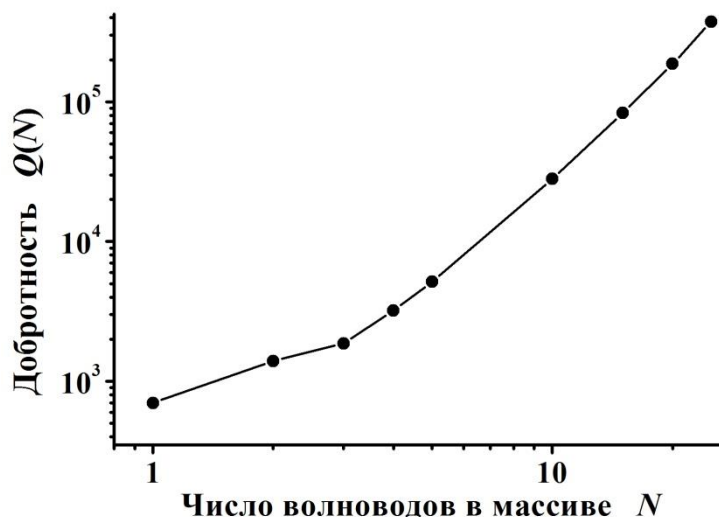


Рис. 3. Зависимость показателя добротности от числа волноводов.

В заключение, перечислим основные выводы нашей работы. Доказано, что бесконечный периодический массив оптических волноводов может иметь неизлучающие моды при частотах ниже частоты отсечки, т. е. в области частот, где изолированный волновод имеет только излучающие моды. В случае конечного массива все моды ниже частоты отсечки являются излучающими. Однако их показатель добротности растёт с ростом числа волноводов в массиве, и в пределе бесконечного массива обращается в бесконечность. Мы показали, что зависимость показателя добротности от числа волноводов имеет вид  $Q(N) \sim N^3$ .

Исследование частично поддержано Российским Фондом Фундаментальных Исследований (гранты 13-02-00472а и 14-29-08165 офи\_м).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J.-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.-M. Gerard, D. Maestre, A. Tcheltnokov. "Photonic Crystals: Towards Nanoscale Photonic Devices". Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.
2. D. Marcuse. "Light transmission optics." Van Nostrand Reinhold Company, 1972.
3. M.I. Gozman, Yu.I. Polishchuk, I.Ya. Polishchuk. // Optical Engineering. 2014, V. 53. P. 071806.
4. M.I. Gozman, I.Ya. Polishchuk. // ICTON 2014. We.D6.6.

5. H.C. Van de Hulst. "Light scattering by small particles, Dover Publications", Inc., New York, 1981.

## Фотонные АЦП: новейшие достижения

Н.Н. Евтихийев, Р.С. Стариков

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ  
[k1121@mail.ru](mailto:k1121@mail.ru)

Современные задачи обработки информации предъявляют всё более высокие требования к выполнению аналого-цифрового преобразования. Существующие электронные технологии создания аналого-цифровых преобразователей (АЦП) обладают рядом известных принципиальных физических и технических ограничений [1-3]. Недостаточность прогресса в технологиях электронных АЦП, всё более заметна в настоящее время, в связи с этим, поиск возможностей создания устройств, выполняющих аналого-цифровое преобразование на основе технологий, альтернативных современной микроэлектронике представляется актуальным. Одной из таких возможностей является создание устройств использующих свет в качестве носителя сигнала. Оптико-электронные устройства, осуществляющие преобразование входных временных электрических сигналов в цифровые электрические выходные сигналы получили устоявшееся название «фотонные АЦП» (ФАЦП, photonic ADC, PhADC).

Начиная с 2000х гг количество работ в области создания ФАЦП растёт чрезвычайно быстро. Широко известна посвящённая ФАЦП монография [4]; весьма полные исторические сведения и подробное обсуждение ряда ключевых аспектов построения ФАЦП представлены в широко цитируемой работе [3]; на русском языке также имеется недавний обзор [5]. Целью же данной публикации ставится краткое представление новейших современных достигнутых возможностей ФАЦП и обсуждение возможных перспектив совершенствования таких систем.

Важнейшими характеристиками любого АЦП являются: скорость преобразования, определяющаяся частотой выборки (тоже, что частота дискретизации) [выб/с], полоса частот преобразуемого сигнала [Гц] и точность преобразования, определяемая как эффективное число бит (ЭЧБ, [бит], задаётся отношением «сигнал/(шум+искажения)» - СШИ; не путать с разрешением и с эффективным разрешением):  $ЭЧБ = (СШИ[дБ] - 1,76)/6,02$ , [1-3]; терминология и методы определения характеристик АЦП регулируются в настоящее время международным стандартом IEEE1241-2010. Практика показывает, что наиболее существенно на функциональных характеристиках АЦП сказываются нелинейности и шумы системы, энергетический бюджет сигнала, а также временные характеристики элементной базы, определяющие неопределённость компараторов и апертурную ошибку (aperture uncertainty или timing jitter, [с]). Последняя, в свою очередь, фундаментально ограничивается соотношением неопределённости Гейзенберга [1-3].

При выполнении АЦ-преобразования выполняются две основные операции - дискретизация и квантование; свойства оптических сигналов в ряде случаев допускают использование дополнительных операций над входным сигналом перед преобразованием для повышения характеристик системы.

Следуя [3], по принципу действия выделяются четыре класса ФАЦП:

- 1) с оптической поддержкой,
- 2) с оптической дискретизацией и электронным квантованием,
- 3) с электронной дискретизацией и оптическим квантованием и

4) с оптической дискретизацией и оптическим квантованием.

ФАЦП принадлежащие к первому классу следует также разделить на:

- а) системы с тактовым управлением оптическими импульсами и
- б) системы с оптической предобработкой измеряемого сигнала.

На настоящее время имеется и опробован достаточно широкий набор оптических методов выполнения дискретизации и квантования, предложены варианты предварительной обработки и представления сигналов и величин, отвечающие специфике оптических систем. В начале 80х гг были продемонстрированы системы со скоростями на уровне Гвыб/с, на рубеже 90х и 2000х гг продемонстрированы возможности достижения сотен Гвыб/с, в 2000е гг достигнуты скорости преобразования на уровне Твыб/с, экспериментально показаны на настоящий момент и возможности повышения точности преобразования за счёт высокой стабильности временных характеристик лазерных источников света.

Системы с тактовым управлением оптическими импульсами и системы с оптической дискретизацией привлекательны благодаря возможности снижения апертурной ошибки и соответствующему повышению эффективного числа бит - за счёт использования высокой стабильности временных характеристик излучения лазеров, работающих в режиме синхронизации мод. Методы оптической дискретизации на настоящий момент в значительной степени проработаны, основные проблемы практической реализации систем на их основе заключаются в совершенствовании характеристик элементной базы - временных, точностных, энергетических и т.д., а так же в решении проблем интеграции и миниатюризации [3,6].

Применение оптического квантования потенциально позволяет добиться возможностей создания принципиально новых систем с новыми характеристиками и свойствами. К настоящему времени, однако, говорить о полной определённости в плане выбора методов оптического квантования не приходится; на настоящее время продемонстрированы лишь системы с относительно невысоким выходным разрешением. Несмотря на это, принципиальные перспективы построения ФАЦП с оптическим квантованием и сегодня являются стимулом для дальнейших исследований, направленных на их реализацию, в частности, можно выделить новейшие работы [7-10] по созданию ФАЦП на основе нелинейных волоконных элементов.

Использование оптической предобработки позволяет измерять «быстрые» сигналы с помощью имеющихся «медленных» АЦП. В качестве основной практической проблемы создания систем с оптической предобработкой следует обозначить ограничения точности: повышение скорости преобразования «оплачивается» пропорциональным снижением эффективного числа бит. Наилучшие на сей день результаты по скорости преобразования показаны именно системами с оптической предобработкой [11,12].

Возможности построения фотонных дельта-сигма АЦП на настоящий момент исследованы рядом групп, однако принципиальными проблемами в данном случае являются высокая требуемая скорость работы дельта-сигма модулятора и отсутствие адекватной элементной базы. Недавно опробованы возможности выполнения избыточной дискретизации за счёт использования пространственных свойств оптического сигнала [13].

Наконец, рядом новейших исследований продемонстрированы возможности создания ФАЦП с применением нестандартных методов выборки, что соответствует новейшим тенденциям в области регистрации сигналов [14,15].

Наиболее близко к практической реализации в миниатюрном интегрированном исполнении подошли исследования по созданию систем с оптической дискретизацией и электронным квантованием, использующие демультимплексирование по длине волны и базирующиеся на кремниевой технологии [6]. Известны также результаты по реализации компактных ФАЦП с использованием фосфид-индиевой и арсенид-галиевой технологий. Кроме того, необходимо отметить принципиально имеющиеся возможности интеграции систем с оптическим квантованием, такие как применение фотодетекторов специальной топологии, разработка новых компактных нелинейных элементов, разработка систем на базе фотонных кристаллов. Ряд вариантов ФАЦП реализован на настоящий момент в компактном «стоечном» исполнении, см. напр. [12].

В Таблице, приведённой ниже, представлены примеры экспериментально обоснованных скоростных и точностных характеристик ФАЦП. Для разных типов ФАЦП приведены данные по лучшим скоростям работы с одной стороны и по наибольшей точности с другой; таким образом, в каждом случае можно судить о практически доступном в нынешнее время коридоре «скорость-точность».

В заключении, следует отметить, что, по видимому, первоочередными целями исследований ближайшего времени будут поиск путей миниатюризации схем, расширение полосы частот преобразования, а также повышение эффективного числа бит до 10 и выше для систем со скоростями преобразования на уровне от нескольких десятков до сотен Гигавыборок в секунду.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 14-29-08174

| Тип системы   | ФАЦП с оптической дискретизацией и электронным квантованием                | ФАЦП с оптическим квантованием             | АЦП с оптической предобработкой       |
|---|--|--|---------------------------------------|
| <b>Максимальная скорость и/или полоса преобразования (при ЭЧБ или разрешении)</b> | 81Гвыб/с в полосе 10ГГц (2,1бита), 2005г, [16]                             | 100Гвыб/с, (разрешение 5 бит), 2013г, [10] | 10Твыб/с (4бита), 2007г, [11]         |
| <b>Максимальное ЭЧБ (при скорости преобразования и/или полосе преобразования)</b> | 8,0 и 7,4 для тонов 39,49ГГц и 49,49ГГц соотв., в полосе 1ГГц, 2014г, [17] | Разрешение 7 бит (10Гвыб/с,?), 2013г, [9]  | 8,27бит (в полосе 10ГГц), 2012г, [18] |

Таблица. Некоторые продемонстрированные характеристики ФАЦП

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Walden // IEEE Communic. Magazine. 1999. V. 37. P. 96.
2. R. Walden “Analog-to-digital conversion in the early twenty-first century” in “The Wiley Encyclopedia of Computer Science and Engineering” NY: John Wiley & Sons Inc., 2008.
3. G. Valley // Opt. Expr. 2007. V. 15. P. 1955.
4. B. Shoop “Photonic Analog-to-Digital Conversion” NY: Springer. 2000.
5. Р. Стариков // Успехи совр. радиоэлектрон. 2015. No2. С. 3.
6. A. Khilo et al. // Opt. Expr. 2012. V. 20, P. 4454.
7. Y. Miyoshi et al. // IEEE J. Sel. Topics In Quant. Electron. 2012. V. 18. P. 779.



8. T. Satoh et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2012. V. 24. P. 830.
9. T. Satoh et al. // CLEO-PR. 2013. TuO1-2.
10. T. Satoh et al. // IEICE Trans. Electron. 2013. V. E96-C. No.2. P. 223.
11. J. Chou et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 161105.
12. A. Fard et al. // Laser Photon. Rev. 2013. V. 7. P. 207.
13. O. Golani et al. // Opt. Expr. 2014. V. 22, P. 12273.
14. P. Callahan et al. // Johns Hopkins APL Tech. Dig. 2012. V. 30. P. 280.
15. G. Valley, et al. // Proc. SPIE. 2013. V. 8645, 86450P.
16. P. Jiang Y. et al. // CLEO 2005. P. 874-876
17. D. Esman et al. // J.of Lightw. Technol. 2015. V. 33. P. 2256.
18. W. Ng et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2012. V.24. P. 1185-1187.

## Волоконный лазер с высоким качеством пучка на основе световода с оболочкой из кварцевого и сердцевиной из фосфатного стекла, легированного $\text{Yb}^{3+}$

О.Н. Егорова<sup>1</sup>, С.Л. Семенов<sup>1</sup>, О.И. Медведков<sup>1</sup>, М.С. Астапович<sup>1</sup>, А.Г. Охримчук<sup>1</sup>,  
Б.И. Галаган<sup>2</sup>, Б.И. Денкер<sup>2</sup>, С.Е. Сверчков<sup>2</sup>, Е.М. Дианов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научный центр волоконной оптики РАН

<sup>2</sup> Институт общей физики РАН

[egorova@fo.gpi.ru](mailto:egorova@fo.gpi.ru)

Световоды, сердцевина и оболочка которых состоят из фосфатного стекла, являются перспективной активной средой для лазерных применений в которых необходима короткая длина резонатора. Сокращение длины резонатора до величины порядка нескольких сантиметров возможно за счет высокой концентрации редкоземельных ионов, поскольку фосфатное стекло допускает концентрацию активных ионов на порядок большую, чем в световодах на основе кварцевого стекла. Использование фосфатных световодов, легированных редкоземельными элементами, позволяет увеличить выходную мощность одночастотных волоконных лазеров [1, 2], а также создавать импульсные волоконные лазеры с большой частотой повторений [3]. Оба вида этих устройств востребованы для задач радиофотоники [4, 5].

Однако недостатком существующей технологии является то, что в результате различия физико-химических свойств фосфатные и кварцевые световоды плохо поддаются соединению друг с другом с помощью процесса сварки. Кроме того, фосфатное стекло является нестойким к действию атмосферной влаги, в результате чего происходит снижение прочности фосфатных световодов даже внутри полимерного покрытия.

В работе [6] была показана возможность создания композитного световода, сердцевина которого состоит из фосфатного, а оболочка из кварцевого стекол. Наличие оболочки из кварцевого стекла позволяет проводить сварку таких световодов со световодами, целиком состоящими из кварцевого стекла, а также защищает фосфатную сердцевину от деградации. В работе [7] нам также удалось повторить данную технологию изготовления световода с использованием фосфатного стекла, легированного ионами эрбия и иттербия. При этом также было показано, что, несмотря на взаимную диффузию кварцевого и фосфатного стекол, сердцевина световода сохраняла преимущества фосфатного стекла, в результате чего удалось получить достаточно высокую эффективность генерации при существенно меньшей, по сравнению со световодами на основе кварцевого стекла, оптимальной длине световода.

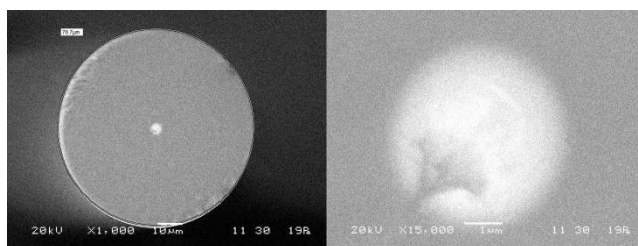


Рис. 1. Фотография торца световода (слева) и сердцевины (справа). Диаметр сердцевины 4.8 мкм, оболочки 80 мкм.

Однако из-за существенного различия показателей преломления фосфатного и кварцевого стекла такой композитный световод является многомодовым даже при небольшом диаметре сердцевинки. Несмотря на то, что разность показателей преломления сердцевинки и оболочки в результате диффузии уменьшается по сравнению с исходными стеклами, оценки показывают, что она остается на уровне 0.035. Многомодовость активного световода может приводить к ухудшению качества пучка волоконного лазера, поэтому является существенным ограничением для возможностей применения световодов данного типа.

В связи с этим в настоящей работе мы исследовали возможность получения высокого качества пучка волоконного лазера на основе световода с оболочкой из кварцевого стекла и сердцевинкой из фосфатного стекла, легированного ионами иттербия. Впервые получена генерация в композитном световоде, легированном ионами иттербия, при накачке по сердцевине. Дифференциальная эффективность относительно введенной мощности накачки составила 74 % при длине световода 48-90 мм. Измеренный фактор  $M^2$  излучения, выходящего непосредственно из торца активного световода, составил 1.06-1.22, что свидетельствует о высоком качестве пучка.

Для сердцевинки световода было выбрано лазерное фосфатное стекло, в состав которого входили 65 мол %  $P_2O_5$ , 7 мол %  $Al_2O_3$ , 12 мол %  $B_2O_3$ , 9 мол %  $Li_2O$ . Концентрация ионов иттербия составила  $5.0 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Заготовка световода была изготовлена методом стержень в трубке. Для этого цилиндры из фосфатного стекла, высверленные с помощью полого сверла, вставлялись в трубу из кварцевого стекла, и проводилась консолидация заготовки в печи. Затем из полученной заготовки вытягивались стержни диаметром около 1 мм. На полученный таким образом стержень проводилось нахлопывание жакетирующей трубы из кварцевого стекла для доведения соотношения диаметров сердцевинки и оболочки до нужной величины. Измеренная в полученной заготовке разница показателей преломления составила 0.053. Из полученной заготовки проводилась вытяжка световода. Жакетирование заготовки, вытяжка стержней и световода проводились при температуре порядка  $2000^\circ \text{C}$ .

Фотография торца световода, полученная с помощью электронного микроскопа, представлена на рис. 1. Внешний диаметр световода составляет 80 мкм, диаметр сердцевинки, определенный с помощью электронного микроскопа, составляет 4.8 мкм.

Наши исследования в работе [7] показали, что разница показателей преломления в световоде уменьшается до величины 0.035. Оценки числовой апертуры на длине волны 633 нм в световоде, исследуемом в данной работе, также показывают, что числовая апертура составляет величину 0.3, что соответствует разнице показателей преломления 0.0035. При диаметре сердцевинки около 4-5 мкм такой световод является многомодовым. Исследование излучения в ближнем поле, выходящего из световода при различных условиях возбуждения, также показывает, что на длине волны 1040 нм присутствуют высшие моды сердцевинки.

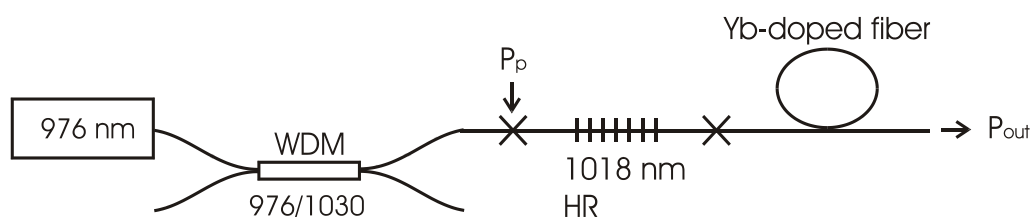


Рис. 2. Схема волоконного лазера.

Спектр поглощения ионов иттербия в сердцевине световода соответствовал типичному спектру в фосфатном стекле. Время жизни возбужденного состояния ионов иттербия составляло около 1 мс.

Исследование генерационных характеристик проводилось в схеме, представленной на рисунке 2.

Накачка световода проводилась в сердцевину от одномодового лазерного диода с волоконным выходом на длине волны 976 нм. Поглощение накачки в режиме слабого сигнала составило около 2.5 дБ/мм. Резонатором служила волоконная Брэгговская решетка с отражением на длине волны 1018 нм более 99 % и торец световода (рис. 2). Брэгговская решетка была записана на волокне Nufern 1060xp с диаметром поля моды на длине волны 1.06 мкм – 6.2 мкм и отсечкой первой высшей моды 920 мкм. Вводимая мощность накачки измерялась до сварки мультиплексора и резонатора лазера. Потери излучения на сварку световода Nufern 1060xp с композитным световодом в среднем составили около 0.1 дБ.

На рисунке 3 представлена зависимость дифференциальной эффективности (относительно введенной мощности накачки) и порога генерации от длины световода. Минимальная длина, на которой наблюдалась генерация, составила 32 мм. При длинах световода 48-90 мм дифференциальная эффективность относительно введенной мощности накачки составила 73-74 %, порог генерации составлял 20-30 мВт. При снижении длины световода происходило снижения уровня поглощённой накачки, за счет чего снижалась эффективность генерации. При длинах световода свыше 40 мм поглощалось более 97 % мощности накачки. Световоды длиннее 90 мм не тестировались из-за возможности возникновения генерации на длинах волн свыше 1030 нм и повреждения источника накачки.

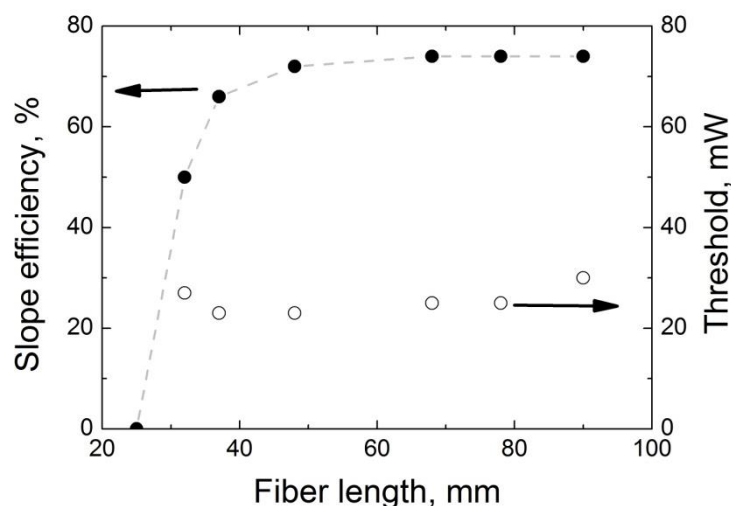


Рис. 3. Зависимость дифференциальной эффективности (относительно введенной мощности накачки) и порога генерации от длины световода.

В схеме, представленной на рисунке 2, проводилось исследование качества пучка при длине активного световода 65-80 мм. Зависимость диаметра пучка от расстояния представлена на рисунке 4. Измеренный  $M^2$  при мощности накачки 200 мВт составляет от 1.05 до 1.22 в различных измерениях. Различие связано, по-видимому, с качеством скола торца световода. Как видно из рисунка 1 справа, поверхность скола сердцевины световода при скалывании имеет неровности, которые очевидно и могут приводить к ухудшению качества пучка. Однако несмотря на неровность скола, а также

многомодовость световода на длине волны генерации, полученные значения фактора  $M^2$  свидетельствуют о высоком качестве пучка. Диаметр поля моды при этом составляет 3.8 мкм.

Таким образом, в работе изготовлен и исследован световод с оболочкой из кварцевого стекла и с сердцевиной из фосфатного стекла, легированного ионами иттербия. Дифференциальная эффективность генерации относительно введенной мощности накачки в схеме с резонатором, сформированным Брэгговской решеткой с высоким коэффициентом отражения и торцом световода, составила 74 % при длине световода 48-90 мм. Несмотря на то, что световод являлся многомодовым на длине волны генерации 1018 нм, измеренный фактор  $M^2$  составил 1.06-1.22 при мощности накачки 200 мВт. Благодаря высокому качеству пучка и высокой эффективности лазерной генерации исследованный тип световодов перспективен для ряда задач, в которых необходима короткая длина резонатора.

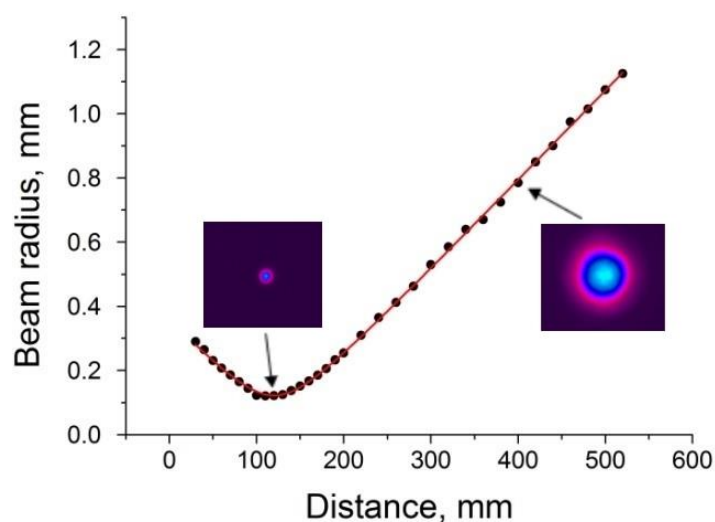


Рис. 4. Измерение фактора  $M^2$  при  $M^2=1.06$ . На вставках показано распределение интенсивности излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-29-08168.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. P. Hofmann et al. // J. of Lightwave Technology 2013. V. 31. No. 5. P. 756.
2. S.H. Xu et al. // Optics Express 2010. V. 18. No. 2. P. 1249.
3. Rajesh Thapa et al. // Optics Letters 2014. V. 39. No. 6. P. 1418.
4. J. Capmany, D. Novak // Nature photonics 2007. V. 1. P. 319.
5. J. Kim et al. // Nature Photonics 2008. V. 2. P. 733.
6. R.A. Martin, J.C. Knight // IEEE Phot. Tech. Letters 2006. V. 18. No. 4. P. 574.
7. O.N. Egorova et al. // Optics Express 2014. V. 22. No. 7. P. 7632.

## **Процесс нестационарного отражения амплитудно-модулированного сигнала от согласованной высокоотражающей нагрузки в волноводе**

А.В. Козарь, А.В. Трофимов

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн.*

[thtrofim@yandex.ru](mailto:thtrofim@yandex.ru)

Достаточно часто в современной СВЧ технике возникают задачи согласования высокоотражающих нагрузок с волноведущей системой. Для решения данной задачи активно применяются многослойные интерференционные поглотители, так как они могут обеспечивать полное поглощение волновой энергии в поглощающих слоях [1]. Для полного поглощения энергии в нагрузке достаточно синтезировать первое многослойное зеркало с модулем коэффициента отражения, равным модулю коэффициента отражения от нагрузки, и с соответствующими фазами, отличающимися на величину, кратную  $\pi$ .

Однако, в случае сильноотражающих нагрузок, такое решение обладает очевидными недостатками. Поскольку нагрузка обладает высоким коэффициентом отражения, первое зеркало должно иметь весьма высокий коэффициент отражения, т.е. должно содержать большое число слоев, что приводит к появлению заметного нежелательного поглощения падающей волны в зеркале. Кроме того, большое число слоев ведет к большим геометрическим размерам зеркала, что в ряде случаев делает такой способ решения проблемы согласования неприемлемым (например, работа в условиях низких и сверхнизких температур, где требуется минимально возможная теплоемкость системы в целом).

Этих недостатков лишен метод, основанный на использовании дисперсионных свойств волноведущей линии. Применение данного метода способно обеспечить полное поглощение энергии электромагнитной волны в высокоотражающих материалах (металлах) с помощью лишь одного четвертьволнового слоя [2], [3]. В этом случае для требуемой частоты согласования рассчитывается и изготавливается волновод, как правило, нестандартного сечения. В волновод устанавливается высокоотражающая нагрузка; вплотную к нагрузке со стороны источника высокочастотного сигнала располагают согласующий диэлектрический слой с малыми потерями. Толщина согласующего слоя приблизительно равна  $\frac{\lambda}{4}$ . Полученная структура,

плавным волноводным переходом, может быть согласована с волноводом стандартного сечения, используемым в разрабатываемом приборе.

Несмотря на простоту предложенной согласующей системы и возможность получить предельно низкий коэффициент отражения от высокоотражающей нагрузки на заданной частоте, рассматриваемые согласователи обладают особенностью, а именно — узкой полосой частот на которой обеспечивается условие согласования. Также отметим, что в таких системах согласование обеспечивается для частот, очень близких к частоте отсечки волноведущей линии, что, в свою очередь, может привести к искажению импульсных сигналов, взаимодействующих со структурой. Данная работа является продолжением начатых ранее исследований [3 - 5], и посвящена изучению вопроса взаимодействия импульсных сигналов с согласованной высокоотражающей нагрузкой.

В настоящей работе для анализа взаимодействия электромагнитной волны с согласующей слоистой структурой использовались метод импедансных характеристик

и метод конечных разностей во временной области [6 - 9]. Метод импедансных характеристик позволяет аналитически рассчитать значения толщины согласующего слоя необходимой для согласования высокоотражающей нагрузки, а также зависимость коэффициента отражения от частоты. Однако наши исследования показали, что полученные таким образом значения толщины согласующего слоя и прогнозируемая частота полного поглощения энергии в нагрузки несколько отличаются от значений полученных в эксперименте. В ходе исследования было установлено, что, для получения более точных значений, необходимо учитывать конечность волновода к которому подключена нагрузка, а также метод его возбуждения. Для расчета требуемой толщины слоя с учетом упомянутых особенностей конструкции в работе использовался метод конечных разностей во временной области [8], [9]. Еще одним преимуществом метода конечных разностей в нашем случае является возможность получить временную зависимость амплитуды отраженного сигнала от согласованной нагрузки без применения обратного преобразования Фурье, которое требуется для метода импедансных характеристик.

Для апробации полученных теоретических результатов было проведено экспериментальное исследование процесса нестационарного отражения электромагнитного импульса от согласованной с волноводом высокоотражающей нагрузки. В качестве материала для изготовления согласующей пластинки был выбран тефлон. Тефлон имеет малые потери в СВЧ диапазоне. Высокоотражающая нагрузка была изготовлена из графита, что обусловлено простотой обработки данного материала и его высокой проводимостью [10].

Измерительный стенд состоял из векторного анализатора цепей ZVB-20 к которому коаксиальным кабелем через коаксиально-волноводный переход (КВП) подключался волновод сечением 23x10 мм. К волноводу сечением 23x10 мм через плавный волноводный переход подключался волновод сечением 16x8 мм, в который и устанавливалась высокоотражающая нагрузка с согласующим слоем.

Эксперимент приводился в два этапа. На первом этапе измерялся коэффициент отражения от высокоотражающей нагрузки и рассчитывалась ее эффективная удельная проводимость; измерялась критическая частота волновода. На втором этапе, опираясь на результаты расчета, изготавливалась серия согласующих слоев. Далее проводились измерения коэффициента отражения от согласованной системы для слоев различной толщины. Таким образом, экспериментально подбирались оптимальная толщина согласующего слоя.

Для получения огибающей отраженного сигнала применялось обратное преобразование Фурье. Пусть на согласованную систему падает сигнал с огибающей вида  $A(t) = \exp[-(t/\tau)^2]$ . Данный сигнал можно записать в виде:  $S(t) = A(t) \cos(\omega t)$ . Спектр сигнала может быть найден прямым преобразованием Фурье.

Если известен комплексный коэффициент отражения  $r(\omega)$ , то функция  $H_g = r(\omega)S(\omega)$  будет спектром отраженного сигнала. Возьмем обратное преобразование Фурье от  $r(\omega)$  по области положительных частот, получим аналитический сигнал:

$$Z(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} H_g(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

Модуль аналитического сигнала,  $|Z(t)|$  является искомой огибающей отраженного сигнала. Таким образом, измеряя комплексный коэффициент отражения



$r(\omega)$  в области положительных частот, можно получить огибающую отраженного импульса, а варьируя параметры  $\omega$  и  $\tau$  можно изменять центральную частоту и длительность падающего сигнала.

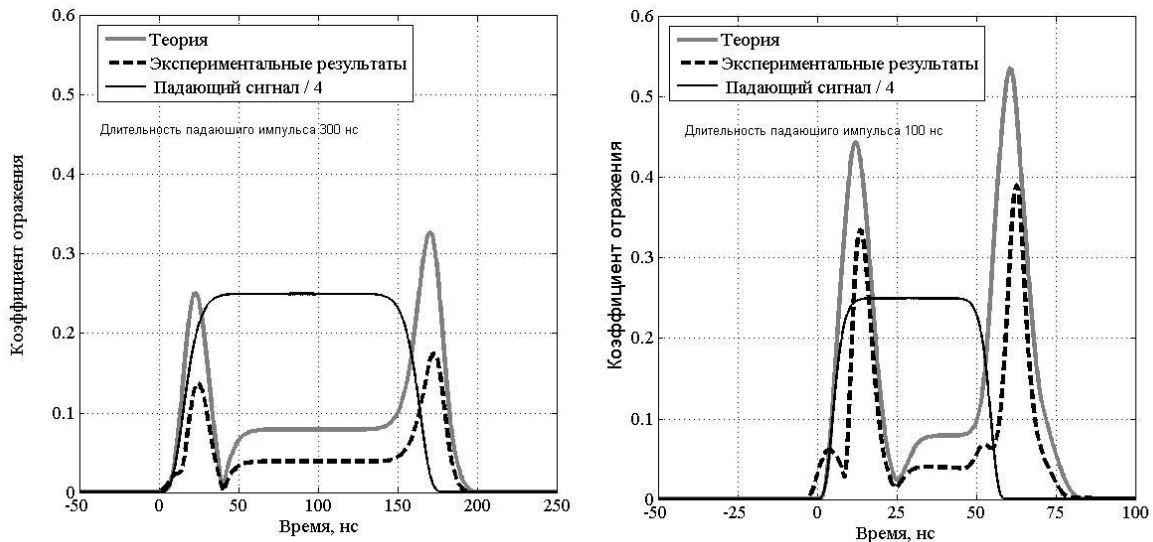


Рисунок 5

На рисунке 3 представлены результаты теоретического моделирования и экспериментально измеренные импульсы, так же показана огибающая падающего сигнала, уменьшенная в четыре раза для наглядности. Как видно из рисунка 3, результаты теоретического расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными. Видно, что при уменьшении длительности падающего импульса «расплывание» отраженного импульса увеличивается, что можно объяснить влиянием сильной волноводной дисперсии. Как и в случае нестационарного отражения от систем со слабой дисперсией [4], [5], при отражении сигнала от согласованной рассматриваемым методом высокоотражающей нагрузки образуются два коротких импульса в области переднего и заднего фронтов. Однако сравнивая результаты полученные для системы со слабой дисперсией [4], [5] с полученными результатами, можно видеть, что расположение этих импульсов зеркально.

Проведенные численные и экспериментальные исследования показали, что, как и в случае нестационарного отражения амплитудно-модулированных сигналов для многослойных структур без учета дисперсии [4], [5], при отражении амплитудно-модулированного сигнала в области постоянной амплитуды падающего сигнала наблюдается практически полное поглощение волновой энергии в высокоотражающей нагрузке. В областях изменяющейся амплитуды падающего сигнала (область фронтов) в отраженном сигнале формируются короткие импульсы, длительность которых соответствует длительности фронтов. Однако, в отличие от случая систем с малой дисперсией, импульсы отраженного сигнала, сформированные в момент отражения фронтов падающего сигнала, имеют различную амплитуду для переднего и заднего фронтов. Амплитуда первого импульса всегда меньше амплитуды импульса сформированного задним фронтом, и их огибающая имеет более сложную форму.

Таким образом, при синтезе многослойных структур в системах с сильной волноводной дисперсией, особенно работающих с импульсными сигналами, необходимо обращать особое внимание на дисперсионные явления. Результаты



полученные для систем с малой дисперсией [4] [5], как показали проведенные исследования, могут быть применены только частично.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Баскаков и др. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 19. С. 891.
2. А.В. Козарь. // Всесоюзный научный семинар “Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем”. М. 1984. С. 116.
3. В.В. Борщевский и др. // Всесоюзный научный семинар “Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем”. М. 1984. С. 178.
4. А.В. Козарь, П.Н. Горохов, Ю.А. Бобровников, // Изв. академии. наук. Физ. 2002. Т. 66. №12. С. 1823.
5. А.В. Козарь, А.В. Трофимов // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2013. Т. 3. №5. С. 38.
6. М. Борн, Э. Вольф. “Основы оптики”. М.: Наука, 1973.
7. Л.М. Бреховских “Волны в слоистых средах” М.: Наука, 1973.
8. T. Weiland // Electronics and Communication (AEÜ). 1977. V. 31, P. 116.
9. T. Weiland // Int. J. Num. Mod. 1996. V. 9. P. 295.
10. И.А. Кикоин “Таблица физических величин”. М.: Атомиздат, 1976.

## Теоретическое исследование влияния возмущения параметров линейного вероятностного вентиля CNOT на эффективность его работы.

А.В. Козубов, С.А. Чивилихин  
 Университет ИТМО  
[kozubov.anton@gmail.com](mailto:kozubov.anton@gmail.com)

**Введение.** В настоящее время идет активное развитие такого направления квантовой информатики как квантовая телепортация [1]. Благодаря этому появилось достаточно большое количество экспериментально реализованных схем, начиная от тех, в которых используются фотоны [2] и атомы [3], заканчивая различными гибридными системами и ансамблями частиц [4]. Во всех классических схемах квантовой телепортации одним из важнейших элементов является CNOT. При линейной реализации CNOT [5] основной проблемой является то, что вентиль срабатывает нужным образом лишь в одном случае из девяти. Однако, на его работу так же влияют и неточности при изготовлении, которые могут оказать существенное влияние на работоспособность элемента.

**Методы.** В данной работе было проведено исследование зависимости работы линейного вероятностного вентиля CNOT от изменения таких параметров как коэффициенты отражения и пропускания в светоделителях. В рассматриваемой схеме данного вентиля присутствуют пять светоделителей – два из них с коэффициентом пропускания одна вторая, а три с коэффициентом пропускания одна треть.

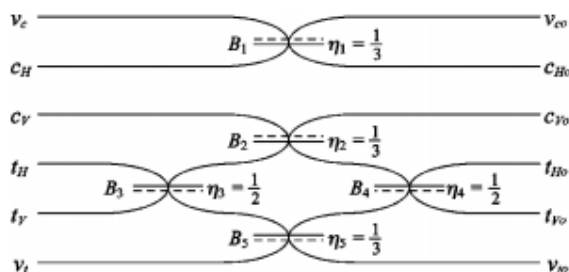


Рис. 1. Схема линейного оптического вентиля CNOT [5].

Несмотря на это, мы хотим выяснить как работает исследуемый CNOT с произвольными значениями коэффициентов отражения и пропускания в светоделителях. Используя соотношения Гейзенберга для светоделителей

$$a_{out} = \sqrt{\eta}a_{in} + \sqrt{1-\eta}b_{in}, \tag{1}$$

$$b_{out} = \sqrt{1-\eta}a_{in} - \sqrt{\eta}b_{in},$$

где  $\eta$  и  $(1-\eta)$  – коэффициенты отражения и пропускания в светоделителях, с помощью которых, возможно выразить управляющую и управляемую выходные моды через соответствующие им входные значения. Это необходимо для выполнения расчета функции выходных состояний данной системы. Для определения выходного состояния системы нам необходимо использовать соотношение (1) для выражения выходных состояний на каждом выходе, через входные. Тогда эти операторы будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned}
 c_{H_0} &= \sqrt{\eta_1} c_H + \sqrt{1 - \eta_1} v_c, \\
 c_{V_0} &= -\sqrt{\eta_2} c_V + \sqrt{\eta_3(1 - \eta_2)} t_H + \sqrt{(1 - \eta_3)(1 - \eta_2)} t_V, \\
 t_{H_0} &= \sqrt{\eta_4(1 - \eta_2)} c_V + \sqrt{\eta_3(1 - \eta_2)\eta_4 + (1 - \eta_3)(1 - \eta_5)(1 - \eta_4)} t_H + \sqrt{(1 - \eta_4)(1 - \eta_5)} v_T, \\
 t_{V_0} &= \sqrt{(1 - \eta_4)(1 - \eta_2)} c_V + \sqrt{\eta_3(1 - \eta_5)\eta_4 + (1 - \eta_3)(1 - \eta_2)(1 - \eta_4)} t_H - \sqrt{\eta_4(1 - \eta_5)} v_T.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Тем самым, мы получаем функцию выходных состояний системы для данной схемы, путем подстановки выражений (2) в следующее выражение [5]:

$$|\varphi_{out}\rangle = (\alpha c_{H_0}^\dagger t_{H_0}^\dagger + \beta c_{H_0}^\dagger t_{V_0}^\dagger + \gamma c_{V_0}^\dagger t_{H_0}^\dagger + \delta c_{V_0}^\dagger t_{V_0}^\dagger) |0000\rangle |00\rangle \tag{3}$$

После подстановки появляются дополнительные слагаемые, которые сокращаются при оптимальном значении коэффициентов отражения и пропускания в светоделителях. Эти слагаемые имеют важное влияние на работоспособность схемы, так как при их наличии схема с определенной вероятностью начинает работать как оператор идентичности, а не как квантовый вентиль CNOT.

Помимо этого в данной работе были рассчитаны и построены матрицы плотности выходных состояний системы для определенных значений коэффициентов отражения и пропускания в светоделителях с помощью следующей формулы:

$$\rho = |\varphi_{out}\rangle \langle \varphi_{out}| \tag{4}$$

На данный момент существует достаточно большое число различных реализаций данного вентиля но, несмотря на это, подобные техника и методы могут быть применены для получения функции выходных состояний для этих схем.

**Выводы.** В приведенной работе было получено аналитическое решение для нахождения функции выходных состояний системы реализованного линейного вероятностного вентиля CNOT. Кроме того, был произведен расчет функции выходных состояний системы с определенными отклонениями от оптимальных значений коэффициентов отражения и пропускания в светоделителях. Помимо этого, были получены и построены матрицы плотности выходных состояний системы при различных значениях коэффициентов отражения и пропускания в светоделителях. Таким образом, было выяснено, что при  $\eta_1 = \eta_2 = \eta_5 = 0.33 \pm 0.03$  и  $\eta_3 = \eta_4 = 0.5 \pm 0.05$  вероятность ошибки не превышает одного процента, тогда как начиная с  $\eta_1 = \eta_2 = \eta_5 = 0.33 \pm 0.04$  и  $\eta_3 = \eta_4 = 0.5 \pm 0.08$  вероятность обнаружения фотонов на определенных выходах может изменяться на порядки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bennett C Brassard G // *Phys. Rev. Lett.* 1993 V. **70** Iss.13 P. 1895
2. D Bouwmeester et al. // 1997 *Nat.* 1997 V. **390** P. 575
3. M D Barrett et al. // 2004 *Nat.* 2004 V. **429** P. 737
4. Alexey N Pyrkov and Tim Byrnes // 2014 *Phys. Rev. A* 2014 V. **90** Iss. 6 P. 062336
5. T C Ralph et al. // 2002 *Phys. Rev. A* 2002 V. **65** P. 062324

## Нанорезонатор, образованный слоями благородных металлов с внедренным магнитооптическим слоем феррита-граната

А.Н. Кузьмичев<sup>1,2</sup>, В.И. Белотелов<sup>1,2</sup>, М. Nur-E-Alam<sup>3</sup>, М. Vasiliev<sup>3</sup>, К. Alameh<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Сколково, Московская область, Россия

<sup>3</sup>Electron Science Research Institute, Edith Cowan University, Joondalup, Australia

[al.kuzmichev93@gmail.com](mailto:al.kuzmichev93@gmail.com)

Оптические нанорезонаторы важны для контроля взаимодействия света с веществом и применяются в широком диапазоне областей от квантовых оптических устройств до сверхчувствительных оптических сенсоров. Эти приложения опираются на удержание света в полости малого объема. Рассматриваемая в работе структура магнито-оптического резонатора представляет интерес, с одной стороны, в связи с возможностью резонансного усиления эффекта Фарадея (вращение плоскости поляризации в продольном магнитном поле). С другой стороны, она является магнитооптическим волноводом типа металл-диэлектрик-металл. Поскольку большинство предложенных конструкций гиротропных полостей представляют собой комбинации различных диэлектрических материалов, например, фотонные кристаллы [1], удержание света в нанополости, используя металлические поверхности, представляет на сегодняшний день большой интерес. В отличие от диэлектрических полостей, металлические плазмонные резонаторы дают возможность достичь размеров меньших, чем позволяет дифракционный предел, и позволяют получать субволновые объемные моды [2].

|                                |      |
|--------------------------------|------|
| Золото                         | 30   |
| Феррит-гранат                  | 250  |
| Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 96   |
| Серебро                        | 57   |
| Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 35   |
| Феррит-гранат                  | 95   |
| GGG                            | [нм] |

Рис. 1. Схема образцов с магнитооптическим нанорезонатором.

Более того, локальное усиление интенсивности полей в наблюдаемой плазмонной структуре обладает много обещающим потенциалом для использования в нелинейной оптике, обратной магнитооптике и т.д. В работе создан магнитооптический нанорезонатор, образованный слоями феррита-граната и благородных металлов (Рис. 1). В нем основную часть составляют слои серебра (Ag) и золота (Au), представляющие собой стенки нанорезонатора, между которыми находится слой редкоземельного феррит-граната (Bi<sub>2</sub>Dy<sub>1</sub>Fe<sub>4</sub>Ga<sub>1</sub>O<sub>12</sub>) и слой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Основной технологической проблемой при создании таких образцов является необходимость обжига слоя феррит-граната для его кристаллизации, которая необходима для проявления его магнитооптических свойств. Температура при которой происходит обжиг составляет около 650°C, тогда как при таких температурах разрушается целостность погруженного слоя серебра, серебро формируется в образования нано частиц, происходит ухудшение качества поверхности слоя. Для решения этой проблемы был добавлен слой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, который термически изолирует слой

серебра, не давая ему разрушаться. Также вся структура была выращена на заранее кристаллизованном слое феррит-граната, идентичный по составу с основным слоем внутри резонатора, для еще большей термоизоляции слоя серебра.

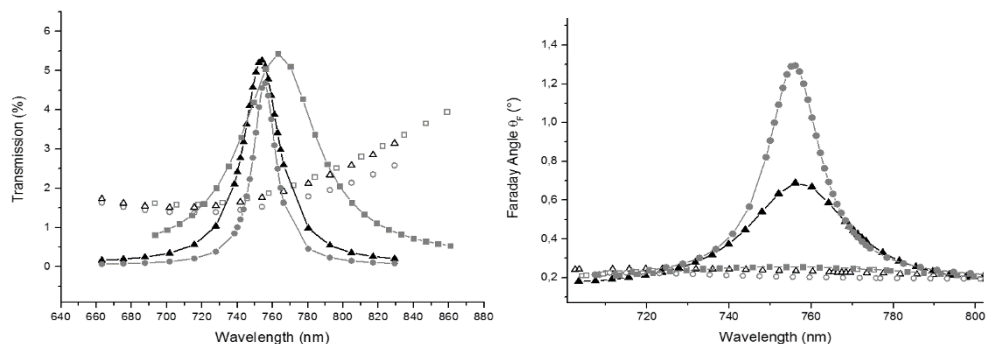


Рис. 2. Спектры пропускания и угла Фарадея для образцов -1,2 и 3, покрытых слоем золота, (квадрат, треугольник и круг соответственно) и для образцов-1,2 и 3 без золотого слоя (пустые квадрат, треугольник и круг соответственно).

Сначала было создано два образца первого типа (Рис. 1а). Они отличаются способом отжига. Для образца-1 был использован процесс многошагового отжига, а именно 30 минут при 600°C, затем 90 минут при 630°C и 90 минут при 650°C. Образец-2 был подвергнут отжигу в течении 4 часов при температуре 650°C. Чтобы сравнить резонансные и нерезонансные свойства полученных образцов, часть поверхности была оставлена без верхнего золотого слоя и проведены измерения спектров пропускания и Фарадеевского вращения (Рис. 2). На графике видно явное увеличение коэффициента пропускания в структурах с верхним слоем золота по сравнению с не резонаторным случаем. Положение пика спектра находится в хорошем согласии с расчетом длины волны для резонанса Фабри-Перо:

$$\lambda = \frac{2 \cdot (n_1 h_1 + n_2 h_2)}{m - \frac{\Delta\Phi}{2\pi}},$$

где  $n_{1,2}$  коэффициенты преломления,  $h_{1,2}$  толщины слоев феррит-граната и оксида алюминия соответственно,  $\Delta\Phi$  - фазовый сдвиг после отражения от двух металлических слоев, а  $m$  – номер моды (1,2,...,N). Образец-1 не показал увеличения МО эффекта, тогда как образец-2 в резонансе позволил увеличить угол Фарадея более, чем в 3 раза. Однако, расчеты показывают, что возможно получить еще большее усиление. Для этого изготовили еще образец-3. Он получен при использовании наилучших условий отжига, а также поверхности слоев феррит-граната в резонаторе были отполированы аргоновой плазмой с применением ионной бомбардировки. Это позволило увеличить угол Фарадея в резонансе до 1.25 градусов на длине волны 755нм, то есть в 6 раз больше, чем в нерезонансном случае при ширине пика 18нм на половине высоты (Рис.2).

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (проекты 13-02-91334 и 14-02-01012), а также гранта Президента Российской Федерации (MD-5763.2015.2).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Vasiliev, V.A. Kotov, K.E. Alameh *et al*, *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS* **44**(3), 323-328 (2008).
2. S.A. Maier *et al*, *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer, 2007).

## Влияние внешнего магнитного поля на доменный транспорт в полупроводниковой наноструктуре

В.В. Макаров<sup>1,2</sup>, В.А. Максименко<sup>1,2</sup>, А.О. Сельский<sup>1,2</sup>, А.Е. Храмов<sup>1,2</sup>,

А.А. Короновский<sup>2,1</sup>, А.Г. Баланов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>СГТУ имени Гагарина Ю.А. 410054, Саратов, Россия

<sup>2</sup>СГУ имени Н.Г. Чернышевского, 410012, Саратов, Россия

<sup>3</sup>Loughborough University, Loughborough, UK

[vladmak404@gmail.com](mailto:vladmak404@gmail.com)

Полупроводниковые сверхрешетки — наноструктуры, состоящие из нескольких (обычно несколько десятков или более) чередующихся полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны. Впервые они были предложены в работах Л. Эсаки и Р. Тсу [1, 2] и независимо в работе [3] как одномерные структуры для изучения различных квантовых эффектов, связанных с резонансным туннелированием и блоховскими колебаниями. После публикации этих оригинальных работ были предложены и экспериментально реализованы различные типы полупроводниковых сверхрешеток с различными электромагнитными свойствами. В настоящее время полупроводниковые сверхрешетки являются удобными объектами как для изучения и понимания процессов физики твердого тела [2, 4], так и для исследования различных нелинейных явлений [5-7]. Кроме того, блоховские колебания и доменный транспорт, реализующийся в сильносвязанном типе сверхрешеток, а также ассоциирующиеся с ними нелинейные процессы [8], делают сверхрешетку перспективным элементом для генерации, усиления и детектирования высокочастотных (с частотой до нескольких десятков терагерц) сигналов [5].

В контексте использования полупроводниковых сверхрешеток для генерации суб-ТГц и ТГц излучения представляет большой интерес исследование взаимодействия наноструктуры с внешним магнитным полем. Подобное исследование имеет важность как с точки зрения улучшения характеристик и увеличения частоты генерации сверхрешетки, так и для обеспечения стабильной работы устройства под воздействием внешних полей.

В данной работе нами исследовано влияние внешнего наклонного магнитного поля на динамику заряда в полупроводниковой сверхрешетке. Для моделирования полупроводниковой наноструктуры нами использована полуклассическая модель, описанная в [9]. Воздействия магнитного поля на зависимость дрейфовой скорости электронов в наноструктуре было смоделировано с помощью подхода, предложенного в [10].

На рис. 1 (а-в) приведена пространственно-временная динамика носителей заряда в слоях полупроводниковой сверхрешетки для различных конфигураций внешнего магнитного поля. В случае, когда внешнее магнитное поле приложено под углом  $0^\circ$ , поведение доменов заряда не меняет характера по сравнению с автономной сверхрешеткой. Частота генерации в данном случае равна 13.7 ГГц. При увеличении угла наклона магнитного поля (рис. 1 (б)) можно заметить существенное увеличение частоты следования доменов, и как следствие, увеличение частоты генерации. Кроме того, хорошо прослеживается эффект смещения начала образования домена в сторону коллектора. Очевидно, что данный эффект напрямую связан с увеличением частоты генерации наноструктуру: сокращение эффективной длины сверхрешетки отражается в уменьшении времени прохода домена. Дальнейшее увеличение угла наклона внешнего

магнитного поля отражается в большем смещении точки образования домена в сторону коллектора, а следственно, усилении описанных выше эффектов. Таким образом, наклонное магнитное поле может быть успешно использовано для существенного повышения частоты генерации в полупроводниковой сверхрешетке.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 14-12-00222). В.А. Максименко выражает благодарность Фонду «Династия» за персональную поддержку.

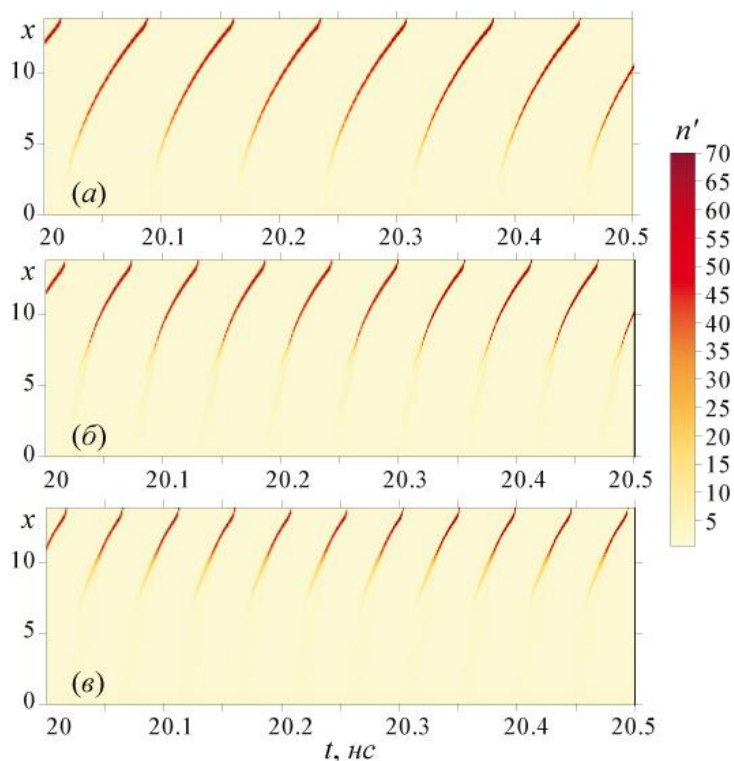


Рис. 1. Пространственно-временная динамика заряда в слоях полупроводниковой сверхрешетки для различных углов наклона внешнего магнитного поля:  $0^\circ$  (а),  $30^\circ$  (б),  $40^\circ$  (в). Индукция магнитного поля  $B=12$  Тл.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Esaki L. and Tsu R. // IBM JRaD, 1970. V. 14, N. 1, P. 61.
2. Tsu R., Superlattices to nanoelectronics, Elsevier, 2005.
3. М.И. Овсянников, и др. // Физика и Техника Полупроводников. 1970. Т. 4. N. 12. С. 2225.
4. M.T. Greenaway et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 205318.
5. A.A Koronovskii et al. // Physics of wave phenomena. 2013. V. 21. N. 1 P. 48.
6. A. Wacker // Phys. Rep. 2002. V. 357. N. 1 P. 121.
7. C. Waschke et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 3319.
8. A.E. Hramov et al. // Physics of Plasmas. 2012. V. 19. N. 8 P. 082302.
9. A.O. Selskii et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 235311.
10. A.E. Hramov et al. // Phys. Rev. Lett. 2014 V. 112. P. 116603.



## Влияние параметров омических контактов на характеристики суб-ТГц генерации в полупроводниковых сверхрешетках

В.А. Максименко<sup>1,2</sup>, В.В. Макаров<sup>1,2</sup>, А.Е. Храмов<sup>2</sup>, А.А. Короновский<sup>1,2</sup>,  
К.Н. Алексеев<sup>3</sup>, А.Г. Баланов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>СГТУ имени Гагарина Ю.А. 410054, Саратов, Россия

<sup>2</sup>СГУ имени Н.Г. Чернышевского, 410012, Саратов, Россия

<sup>3</sup>Loughborough University, Loughborough, UK

[maximenkov1@gmail.com](mailto:maximenkov1@gmail.com)

Полупроводниковые наноразмерные гетероструктуры являются на данный момент наиболее перспективными элементами для разработки компактных устройств, работающих в режиме генерации, усиления и детектирования сигналов суб-ТГц и ТГц диапазонов частот [1-3].

Достижения в области молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [4], в настоящее время позволяют выращивать различные типы полупроводниковых структур, от квантовых точек и нитей [5, 6] до сверхрешеток [7]. При этом, используемые технологии обеспечивают точный контроль их параметров, таких как профиль легирования и размеры наносимых слоев. Очевидно, что данная возможность может позволить существенно улучшить характеристики (выходную мощность и частоту колебаний) СВЧ-приборов, основанных на полупроводниковых гетероструктурах, однако, ставит вопрос о разработке аналитических и численных методов, позволяющих учесть влияния их свойств, в частности, профиля легирования, на характеристики генерации [8, 9].

В настоящей работе проводится анализ нелинейно-динамических закономерностей коллективного транспорта заряда в полупроводниковой сверхрешетке GaAs-AlGaAs с сильнолегированными ( $n_c \sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ) омическими контактами эмиттера и коллектора [10, 11]. Основное внимание при этом уделяется изучению влияния параметров контактов (степени легирования и времени рассеяния носителей заряда) на характеристики генерации.

Известно, что в полупроводниковых сверхрешетках при приложении постоянной разности потенциалов режим транспорта заряда, характеризующийся стационарным во времени состоянием, становится неустойчивым, что сопровождается возникновением областей повышенной концентрации носителей заряда (доменов), дрейфующих вдоль структуры и вызывающих колебания тока, текущего через нее [12]. Согласно результатам исследований, частота колебаний, обусловленных доменным транспортом, может достигать нескольких сотен гигагерц [13].

Следует отметить, что профиль легирования полупроводниковых структур оказывает существенное влияние на характеристики электронного транспорта и, следовательно, на характеристики возникающих высокочастотных колебаний тока, текущего через них. В частности, в диодах Ганна было ранее показано, что структуры, в которых уровень легирования линейно возрастает с увеличением координаты, демонстрируют увеличение мощности колебаний в суб-ТГц диапазоне частот по сравнению с однородно легированными полупроводниковыми образцами [14]. При этом, более сложные конфигурации профиля легирования, например, содержащие локальный минимум, обусловленный наличием тонкого слаболегированного слоя между сильнолегированной областью контакта и областью однородно легированного полупроводника, также позволяют существенно увеличить выходную мощность [15].



В полупроводниковых сверхрешетках исследование влияния степени легирования материала, как правило, ограничено однородным по пространству профилем [16]. При этом, влияние контактов на характеристики коллективного транспорта заряда практически не изучено. В большинстве теоретических работ контакты эмиттера полупроводниковой структуры рассматриваются в качестве сосредоточенных элементов, проводимость которых определяется их легированием [17]. Однако, можно предположить, что в нестационарном режиме процессы, протекающие на контактах, оказывают влияние на пространственно-временную динамику домена и, следовательно, на характеристики колебаний.

Для изучения процессов транспорта заряда на контактах полупроводниковой структуры в настоящей работе используется модель, описанная в работах [18, 19], основанная на принципах полуклассического подхода [10] и теории Друде [20]. Данная модель позволяет описать коллективный транспорт заряда при помощи самосогласованной системы уравнений непрерывности и Пуассона, где зависимость средней дрейфовой скорости носителей заряда от напряженности электрического поля определяется особенностями строения вещества и его свойствами. Подобный подход позволяет учесть влияние равновесной концентрации носителей заряда, определяемой уровнем легирования, и рассеяние носителей заряда.

При помощи данной модели в работе исследуется пространственно-временная динамика электронного транспорта в полупроводниковой сверхрешетке с омическими контактами и определяются параметры (степень легирования и время рассеяния носителей заряда) эмиттера и коллектора, при которых в структуре достигаются оптимальные характеристики генерации.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 14-12-00222). В.А. Максименко выражает благодарность Фонду «Династия» за персональную поддержку.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. C. Wang, F. Wang, J. C. Cao // *Chaos* 2014. V. 24. P. 033109
2. T. Kruczek et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. P. 081114
3. V.V. Makarov et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106. P. 043503
4. J. R. Arthur Jr. // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39. P. 4032.
5. А.И. Екимов, А.А. Онущенко // *Письма в ЖЭТФ.* 1981. Т. 34. С. 363
6. M.A. Reed et al. // *Phys Rev Lett.* 1988. V. 60. N. 6. P. 535
7. L. Esaki, R. Tsu // *IBM J. Res. Dev.* 1970. V. 14. P. 61
8. H. Eisele, G.I. Haddad // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1998. V. 46. P. 739.
9. H. Eisele, A. Rydberg, G.I. Haddad // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2000. V. 48. P. 626.
10. T.M. Fromhold et al. // *Nature.* 2004. V. 428. P. 726.
11. A.E. Hramov et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 116603.
12. B.K. Ridley // *Proc. Phys. Soc.* 1963. V. 82. P. 954.
13. E. Schomburg et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V. 74. P. 2179.
14. H. Eisele, R. Kamoua // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2004. V. 52. P. 2371.
15. R. Kamoua // *Solid-State Electron.* 1995. V. 38. P. 269.
16. J.C. Cao, X.L. Lei // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 59. P. 2199.
17. A. Wacker // *Phys. Rep.* 2002. V. 357. P. 1

18. В.А. Максименко и др. // Изв. РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78. № 12. С. 1573.
19. V.A. Maksimenko et al. // Europhysics Letters. 2015. V. 109. P. 47007
20. P. Drude // Ann. Phys. 1900. V. 306. P. 566.

## 2D и 3D-моделирование электрооптического эффекта в микрорезонаторах с модами шепчущей галереи

Н.Г. Павлов<sup>1</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский Физико-Технический Институт

<sup>2</sup>Российский квантовый центр  
[noxobar@mail.ru](mailto:noxobar@mail.ru)

Для микроволновых систем сотовой связи и других коммуникационных сетей требуются устройства, способные принимать, преобразовывать и обрабатывать сигналы в миллиметровом и сантиметровом диапазонах. Была разработана широкая гамма устройств с переносом радиочастотных и СВЧ сигналов в оптический диапазон с последующей их передачей и обработкой чисто оптическими методами [1]. При этом используется преимущество оптоволоконных каналов связи большой емкости, позволяющих передавать информацию с большой скоростью, малыми потерями и малым потреблением энергии. Электрооптические модуляторы, основанные на взаимодействии электромагнитных волн в высокочастотных нелинейных оптических резонаторах с модами шепчущей галереи, представляют перспективную платформу для такого рода устройств [2, 3, 4]. Резонаторы с модами шепчущей галереи широко используются в различных приложениях [5]. Малые размеры и высокая концентрация оптического поля в микрорезонаторах позволяет ожидать в них сильное электрооптическое взаимодействие.

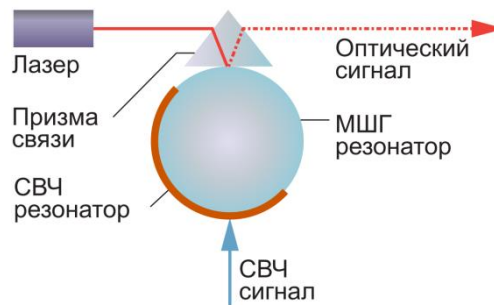


Рис. 1. Схема электрооптического модулятора

Модулятор представляет собой кольцевой микрополосок в котором в качестве диэлектрического слоя используется оптический микродиск, а роль электродов играет металлическое разомкнутое кольцо, нанесённое на край микродиска и цилиндрическая металлическая подставка [3]. Схематический вид модулятора показан на рис. 1. Резонатор выполнен из электрооптического материала, так что внешнее электрическое поле будет приводить к изменению показателя преломления и сдвига резонансной частоты. Используя теорию возмущений, аналогично [6], мы получаем общую формулу, описывающую изменение частоты оптических мод:

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2} \frac{\int D_i^{WGM_p*} r_{ijk} E_k^{RF} D_j^{WGM} dV}{\epsilon_0 W^{WGM}} \quad (1)$$

где  $\delta\omega$  сдвиг оптической сигнальной моды,  $\omega$  – её исходная частота,  $D_j^{WGM}$  – компонента вектора электрического смещения сигнальной оптической моды,  $D_i^{WGM_p*}$  –

комплексно сопряжённое поле накачки,  $W^{WGM} = \int \varepsilon_0^{-1} D_i^{WGM*} \varepsilon_{ij}^{-1} D_j^{WGM}$  – полная энергия оптической сигнальной моды,  $r_{ijk}$  – электрооптический тензор. Интегрирование производится по объёму микродиска и суммирование производится по всем индексам. Сдвиг частоты (1) можно упростить до 2D интеграла, используя свойства мод шепчущей галереи и цилиндрическую симметрию [7], зависящего от  $\alpha'$  -- относительной длины микрополоска (длина, делённая на длину окружности).

Амплитуда модулированного сигнала рассчитывается исходя из уравнений Максвелла. Каждая мода берется в виде медленно меняющейся амплитуды и колеблется на частоте накачки  $u_j = A_j(t)e^{-i\omega t}$ . Для замкнутого кольца модуляция может быть представлена в двух формах – стоячей и бегущей волны. В случае бегущей волны азимутальные и временные зависимости находятся под одним косинусом  $\cos(m_{\text{rf}}\varphi - \omega_{\text{rf}}t)$ . Разлагая косинус на две экспоненты, мы можем ввести стационарные сдвиги частот  $\delta_{\omega_{ij}}^+$  и  $\delta_{\omega_{ij}}^-$ , рассчитываемые по формуле (1) при  $m_{\text{rf}} = +m_{\text{rf}}$  и  $m_{\text{rf}} = -m_{\text{rf}}$  соответственно. В случае разомкнутого кольца у нас есть только стоячие волны. Тогда временной и пространственный косинусы разделены  $\cos(m_{\text{rf}}\varphi)\cos(\omega_{\text{rf}}t)$  и мы получим одинаковый сдвиг  $\delta_{\omega_{ij}} = \delta_{\omega_{ij}}^+ = \delta_{\omega_{ij}}^- = \frac{\delta_{\omega_{ij}}^+ + \delta_{\omega_{ij}}^-}{2}$ . В результате можно показать, что каждая мода колеблется с частотой накачки с постоянной амплитудой, пропорциональной прямому перекрытию полей моды и накачки. Модулированная часть состоит из колебаний на частотах, смещенных относительно накачки на  $\pm \omega_{\text{rf}}$ , с амплитудами, пропорциональными  $\delta_{\omega_{ij}}^{\pm}$ , т.е. статическому сдвигу частот. Случаи модуляции бегущей (напр. в замкнутом кольце) и стоячей волной отличаются в том, является ли  $\delta_{\omega_{ij}}^{\pm}$  разным для  $+\omega_{\text{rf}}$  и  $-\omega_{\text{rf}}$ .

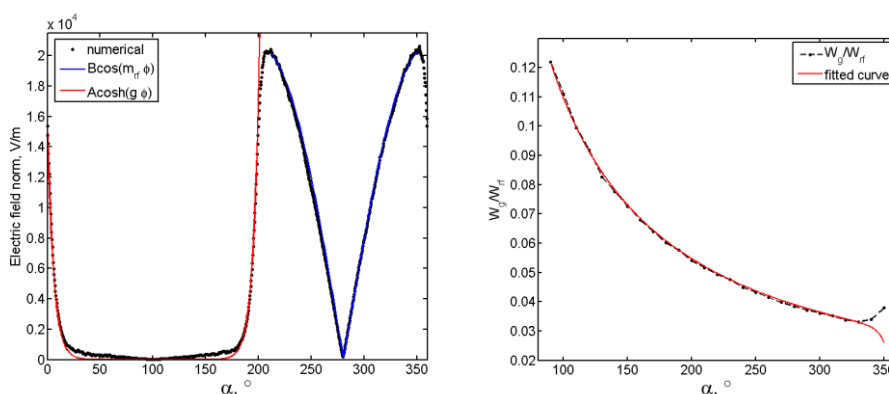


Рис. 2. Слева: распределение полного электрического поля по образующей МШГ для полуволновой моды 160-градусного полукольца. Справа: отношение энергий выпадающего поля и поля под полоском.

Распределения резонансных РЧ полей в микрополоске были найдены двумя способами:

- решение задачи на собственные значения в 3D геометрии (длина полоска изменялась в диапазоне  $90^\circ - 360^\circ$  и решалась задача на собственные значения для каждой конфигурации отдельно).

- решение статической задачи в 2D геометрии в цилиндрических координатах, а затем разворот полученного электрического поля в 3D:  $E_{3D}(r, \varphi, z) = E_{2D}(r, z) \cos\left(\frac{m_{\text{rf}}}{\alpha'} \varphi\right)$  под полоском и 0 вне полоска.

На рис.2 слева показаны азимутальные зависимости найденных таким образом полей. Можно видеть затухающее поле, которые экспоненциально убывает за пределами микрополоска. Аппроксимационная кривая  $E_g = A \cosh(g\varphi)$  изображена красным, зависимость  $E_{\text{rf}} = B \left| \cos\left(\frac{m_{\text{rf}}}{\alpha'} \varphi\right) \right|$  изображена синим.

Рис. 2, слева показывает отношение энергии затухающего поля к энергии в области микрополоска. При углах  $\alpha < 330^\circ$  затухающее поле становится всё более значимым. Это происходит потому, что его энергия не зависит от длины микрополоска, в то время как энергия под микрополоском уменьшается. При  $\alpha > 330^\circ$  неоднородные поля противоположных концов начинают взаимодействовать, и их энергия растет.

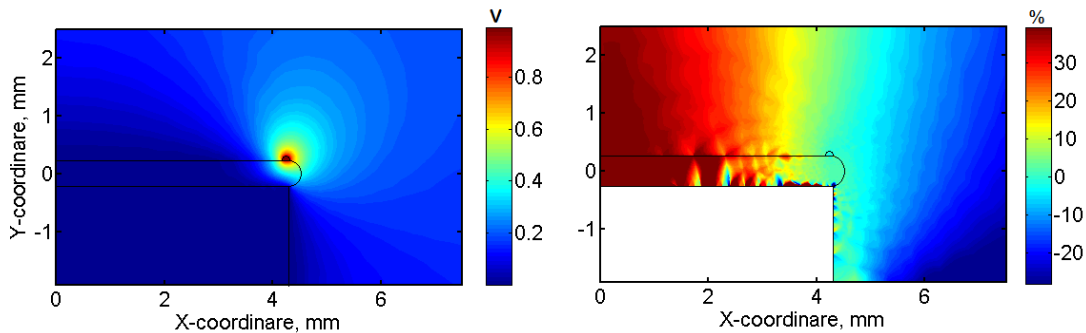


Рис. 3. Слева: распределение электрического потенциала в 3D модели. Справа: Разность между электрическими потенциалами в 2D и 3D моделях.

Сравнение сечений полученных полей проводится на рисунке 3. Видно, что распределение на самом деле не равны и имеют различия на границах модулятора. Это связано с трудностью задания граничных условий при численном моделировании. Тем не менее, разница по краям не важна для расчёта частотного сдвига, так как область электрооптического взаимодействия сосредоточена на краю микродиска, где разница составляет около 1%.

Чтобы получить поле МШГ численно, мы используем метод, предложенный в работе [8]. Интегралы перекрытия были вычислены двумя способами:

- найденные решения для 2D полей МШГ разворачиваются в 3D с помощью формул преобразования из цилиндрических координат в декартовы и затем в 3D геометрии берется интеграл.
- интеграл перекрытия вычисляется в 2D геометрии. Азимутальная часть интегрируется независимо, согласно [7]

Результаты для полуволнового полоска показаны на рисунке 4. Случай замкнутого кольца не рассматривался. Максимальный сдвиг частоты наблюдается при длинах полоска  $150^\circ - 280^\circ$ .

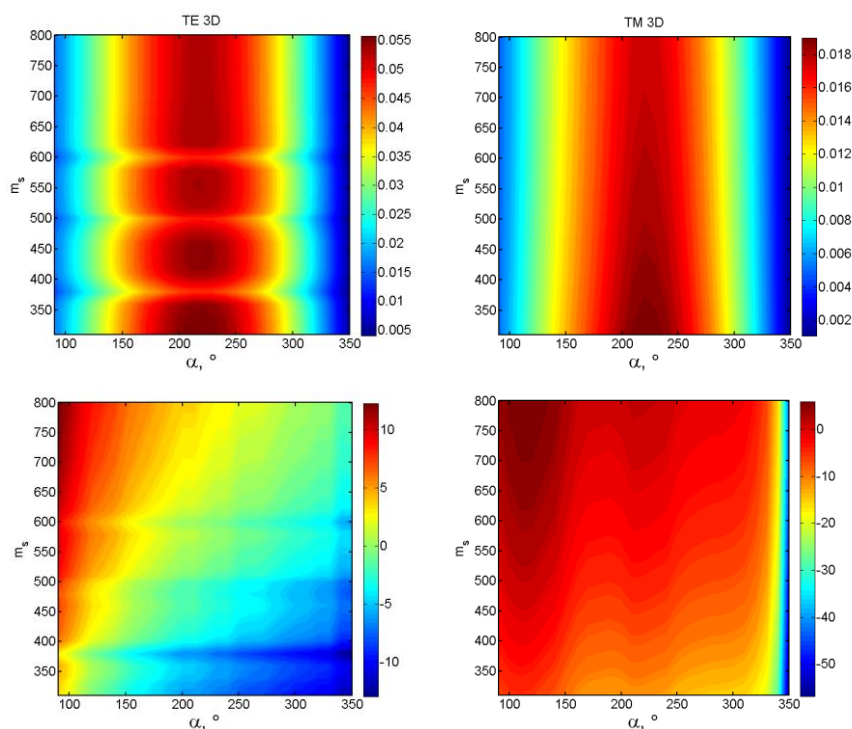


Рис. 4. Сдвиги частот для ТЕ и ТМ оптических мод в 3D модели (выше). И их различия с 2D моделью (ниже). Максимальное перекрытие наблюдается при длине колечка  $150^\circ - 280^\circ$

Хотя 2D модель хорошо работает для средних длин микрополосков и является гораздо более эффективным, чем 3D-модель с точки зрения времени вычислений, вторая, вероятно, ближе к реальности. Разница находится в пределах 15% для оптических ТЕ-мод, но более 50% для ТМ. Основным источником ошибки является спадающее поле, которое должно быть принято во внимание при коротких микрополосках в связи с уменьшением энергии в нем при длительных из-за взаимодействия между концами микрополоска. Было показано, что длина микрополоска в  $220^\circ$  является оптимальной. При этом эффективность на 13% выше, чем для часто используемых  $180^\circ$  микрополосков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E.L. Wooten et al., IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, Vol. 1, No. 6, 69–82, 2000.
2. M. Hossein-Zadeh. Proceedings of SPIE, Vol. 8236, San Francisco, CA., 82360T1–10, 2012.
3. D.A. Cohen, M. Hossein-Zadeh and A.F.J. Levi. Electronics Letters, Vol. 37, 300–301, 2001.
4. D.A. Cohen. “Lithium niobate microphotonic modulators,” PhD-thesis, Faculty of the Graduate School University of Southern California, 2001.
5. V.S. Ilchenko, A. B. Matsko. Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 12, No. 1, 15–32, 2006.
6. M.L. Gorodetsky. “High-Q optical microresonators” Fizmalit, Moscow, 2011.
7. N.M. Kondratiev and Gorodetskiy M. L., Journal of Radio Electronics, No. 11, 2012.
8. M. Oxborrow. Proc. SPIE 6452, Laser Resonators and Beam Control IX, 64520J, 2007.

## Стенд для измерения пространственного распределения напряженности электрического поля терагерцовых импульсов методом интерферометрии

А.А. Ушаков<sup>1,2</sup>, П.А. Чижов<sup>2</sup>, В.В. Букин<sup>2</sup>, С.В. Гарнов<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова  
<sup>2</sup>Институт Общей Физики имени А.М. Прохорова РАН  
[ushakov.aleksandr@physics.msu.ru](mailto:ushakov.aleksandr@physics.msu.ru)

Благодаря развитию новых источников терагерцового (ТГц) излучения появляется возможность создания приложений в спектроскопии, томографии, построении изображений и микроскопии [1]. Импульсные источники ТГц излучения могут применяться в системах построения изображения на основе нелинейно-оптических кристаллов [2]. В данной работе мы предлагаем новую схему по измерению пространственно-временного распределения ТГц излучения на основе интерферометрии для построения изображения.

Для генерации и регистрации ТГц излучения использовалось излучение Ti:Sa лазерной системы (центральная длина волны 800нм, частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульса 40фс, энергия импульса 2,5мДж, диаметр гауссового пучка 12мм по уровню  $1/e^2$ , горизонтальная поляризация). Лазерное излучение делилось на две части, основная часть использовалась для генерации ТГц излучения, вторая — использовалась в системе регистрации. Для генерации импульсного ТГц излучения применялся источник, основанный на оптическом пробое воздуха двухцветными фемтосекундными лазерными импульсами [3] и источник, основанный на оптическом выпрямлении фемтосекундного излучения с наклонным фронтом амплитуд в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  [4].

Зондирующий импульс, проходя через линию механической оптической задержки и полуволновую пластинку, поворачивавшую поляризацию излучения на  $45^\circ$ , совмещался с ТГц пучком на лавсановой пленке (Рис.1), прозрачной для ТГц и частично отражающей оптическое излучение. ТГц импульс и зондирующий оптический импульс попадали в электрооптический кристалл  $\text{ZnTe}$  ( $10 \times 10 \times 0.5$  мм<sup>3</sup>, вырез  $\langle 110 \rangle$ ). Затем оптическое излучение попадало в телескоп, отображающий поверхность

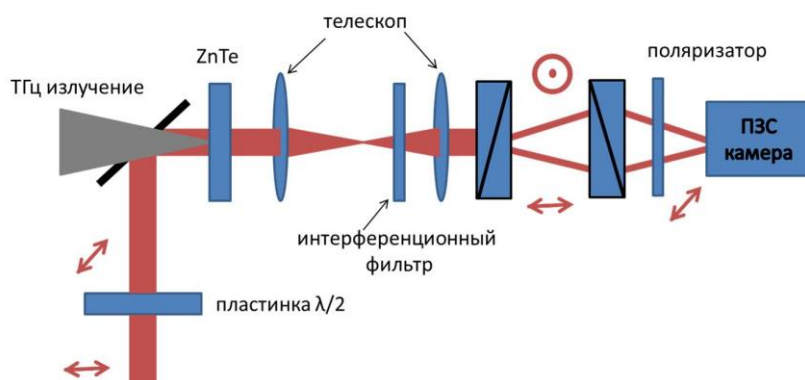


Рис. 1. Принципиальная схема установки.

кристалла на матрицу ПЗС камеры. После телескопа устанавливались навстречу друг другу две призмы Волластона с углами разведения лучей  $1,5^\circ$  и  $3^\circ$ . За ними располагался пленочный поляризатор, ориентированный под углом  $45^\circ$  с целью обеспечения возможности интерференции двух волн. Таким образом, эта система



формировала интерференционную картину на ПЗС матрице. Внутри телескопа располагался интерференционный фильтр с центральной длиной волны пропускания 795нм и полной шириной на уровне половины от максимума 3 нм, для улучшения контраста интерференционной картины.

В процессе эксперимента были получены интерферограммы в присутствии ТГц импульса (сигнальные) и без него (фоновые). Для повышения соотношения сигнал/шум для каждой задержки между оптическим и ТГц импульсами было сделано по 50 сигнальных и фоновых кадров. Для восстановления разности фаз применялась стандартная обработка интерферограмм (Фурье-фильтрация)[5]. В результате обработки получалось двумерное изображение среднего изменения сдвига фазы из-за присутствия поля ТГц импульса. По сдвигу фазы можно вычислить величину напряженности ТГц поля[1].

В случае схемы с использованием источника на основе кристалла ниобата лития полученное пространственно-временное распределение соответствует плоскому волновому фронту ТГц излучения. Небольшой наклон волнового фронта возникает из-за малого угла между ТГц и сканирующим оптическим импульсами.

В случае, когда в качестве источника ТГц излучения использовалась лазерно-индуцированная плазма, результаты представлены на Рис. 2. Измерения проводились на расстоянии 1см от перетяжки тefлоновой линзы фокусирующей ТГц излучение в апертуру детектирующего кристалла. В этом случае измеряемое пятно имеет типичную кольцевую структуру. Размер колец зависит от задержки между ТГц и сканирующим импульсами (Рис. 2). Это связано с тем, что источник ТГц сигнала точечный, и его волновой фронт является сферическим. После системы линз, которые коллимируют и фокусируют ТГц излучение в апертуру электрооптического кристалла, ТГц излучение, генерирующееся в плазме, также имеет сферический фронт, что и показано в работе.

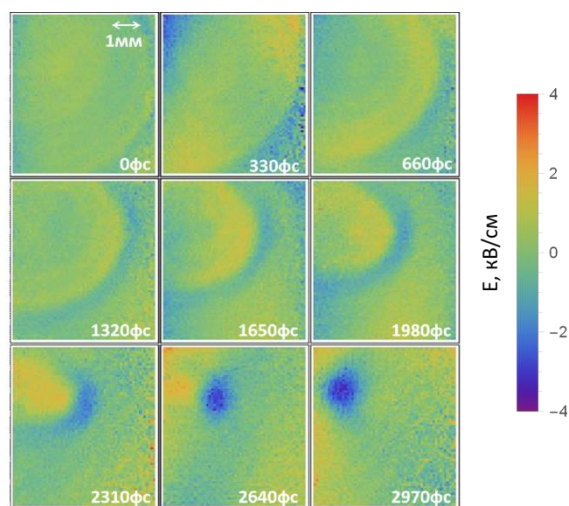


Рис. 1. Изображение пространственно-временного распределения терагерцового излучения из лазерно-индуцированной плазмы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. X.-C. Zhang, J. Xu "Introduction to THz Wave Photonics" NY.: Springer, 2010.
2. Z. Jiang, X. Zhang. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1999, V.47. No12. P. 2644.
3. D.J. Cook, R.M. Hochstrasser // Opt. Lett. 2000. V. 25. No 16. P. 1210.
4. J. Hebling et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2008. V. 25. No 7. P. B6.
5. M. Takeda et al. // J. Opt. Soc. Am. 1982. V. 72. No 1. P. 156.



## Генерация электромагнитного излучения суб-терагерцового диапазона на основе пучков со сверхкритическим током

Н.С. Фролов<sup>1,2</sup>, А.А. Бадарин<sup>2,1</sup>, С.А. Куркин<sup>2,1</sup>, А.А. Короновский<sup>2,1</sup>, А.Е. Храмов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

[phrolovns@gmail.com](mailto:phrolovns@gmail.com)

Актуальной задачей современной электроники микроволн является разработка новых источников и модификация уже существующих приборов для эффективного получения СВЧ излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн [1]. В частности, в настоящий момент в данном направлении активно ведется проектирование так называемых наноклистронов для работы в терагерцовом диапазоне [2,3]. Похожую идею, основанную на уменьшении характерных геометрических размеров прибора до микрометровых, можно использовать для продвижения в суб-ТГц и ТГц диапазон другого перспективного класса генераторов СВЧ диапазона -- виркаторов.

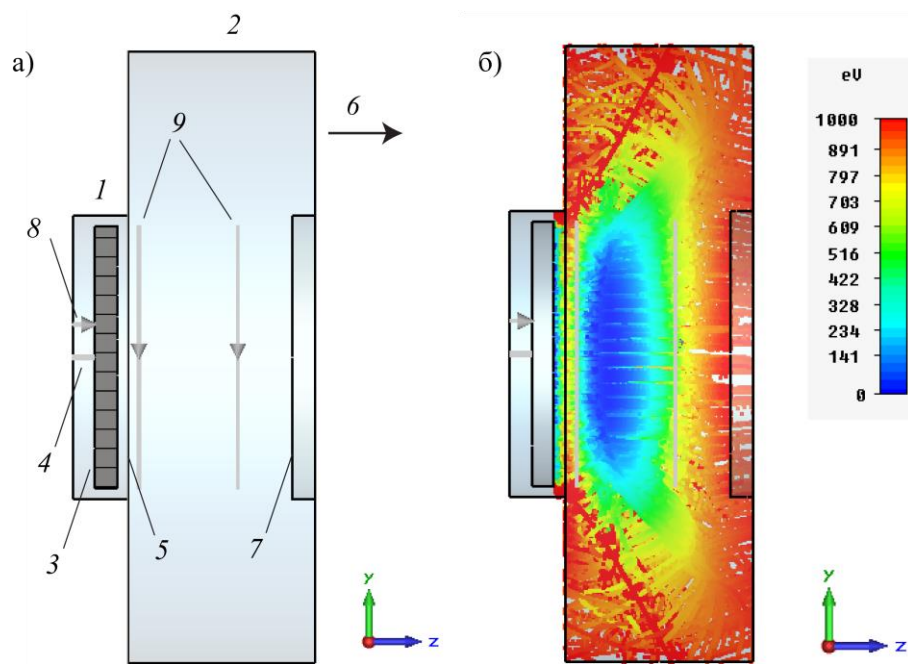


Рис. 1. Схема предложенного в настоящей работе «нановиркатора» (а) и его трехмерная модель в среде CST Particle Studio в присутствии пучка. 1 – электронная пушка; 2 – пространство дрейфа; 3 – катод; 4 – источник питания; 5 – анодная сетка; 6 – выходной коаксиальный волновод; 7 – коллектор; 8 – вольтметр; 9 – пояса Роговского.

Генератор на виртуальном катоде (виркатор) – перспективное устройство вакуумной СВЧ электроники для генерации мощного СВЧ излучения [4]. Ключевыми особенностями работы данного прибора, которые выделяют его среди остальных вакуумных СВЧ устройств, являются: простота конструкции, возможность работы без приложения внешнего магнитного поля, лёгкость в перестройке частоты и колебательного режима выходного сигнала, низкая требовательность к качеству электронного потока, а также высокий уровень выходной мощности. При этом большинство проведенных теоретических и экспериментальных работ показывают, что

частота генерации виркаторов является сравнительно небольшой и в ряде случаев не превышает 20 ГГц [4,5]. Поэтому вопрос о повышении частоты генерации и продвижение приборов с виртуальным катодом в миллиметровый и субмиллиметровый диапазон длин волн является важной и актуальной задачей современной плазменной и СВЧ электроники.

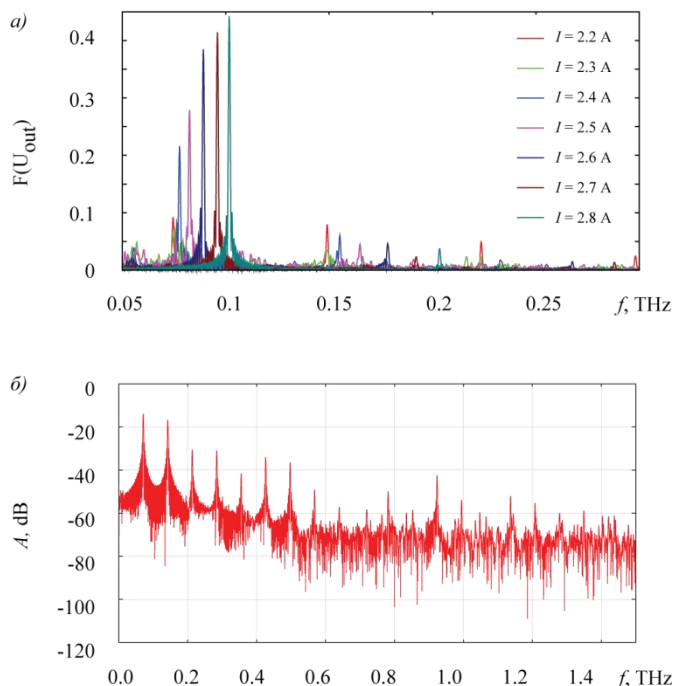


Рис. 2. (а) Спектры выходного СВЧ сигнала «нановиркатора» в зависимости от величины рабочего тока пучка. (б) Спектр выходных колебаний при  $I_0=2.1$  А, показывающий возможность возбуждения высших гармоник.

В данной работе предложена прототипная модель генератора на виртуальном катоде с микрометровыми характерными размерами ("нановиркатор"), которая позволяет генерировать СВЧ излучение на частоте до 100 ГГц (рис. 2а), при этом показана возможность работы на высших гармониках до 500 ГГц (рис. 2б). Проведены численные исследования данной модели, а также математическая численная оптимизация геометрических параметров прибора с целью достижения оптимальных характеристик выходного сигнала.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых - кандидатов наук (МК-5426.2015.2), гранта РФФИ (№ 14-02-31204) и Российского научного фонда (проект № 14-12-00222).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J.H. Booske // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. 055502.
2. P.H. Siegel, et al. // 12th International Symposium on Space and Terahertz Technology. 2001. P. 82-90.
3. M. Balucani, et al. // Millimeter Waves and THz Technology Workshop (UCMMT). 2013. P. 1-2.
4. J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu "High power microwaves". CRC Press: Taylor & Francis, 2007.
5. A.S. Shlapakovskii, et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2012. V. 40. P. 1607-1617.

## Магнитоэлектрическое управление поверхностными плазмон-поляритонами

Н.Е. Хохлов<sup>1,2</sup>, А.Н. Кузьмичев<sup>1,2</sup>, Е.П. Николаева<sup>1</sup>, Т.Б. Косых<sup>1</sup>, А.В. Николаев<sup>1</sup>,  
А.П. Пятаков<sup>1</sup>, В.И. Белотелов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup>Российский квантовый центр

[n.e.khokhlov@yandex.ru](mailto:n.e.khokhlov@yandex.ru)

Использование внешнего магнитного поля для модуляции характеристик оптического излучения за счет магнитооптических эффектов является одним из перспективных направлений фотоники, так как позволяет повысить характерные частоты такой модуляции по сравнению со случаями применения в качестве внешних воздействий, например, акустических волн или термического нагрева материалов. Использование плазмонных структур, в которых происходит значительная локализация электромагнитной энергии за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, увеличивает эффективность магнитооптической модуляции [1-3].

Основным препятствием к увеличению частоты магнитооптической модуляции характеристик света является использование громоздких индуктивных элементов, необходимых для создания и переключения внешнего магнитного поля. В работе рассмотрен новый подход к магнитооптической модуляции света, позволяющий обойти это ограничение и заключающийся в управлении положением доменных границ и локальной намагниченностью структуры. Общая идея управления заключается в воздействии электрическим полем заряженного зонда на состояние намагниченности в магнитной пленке за счет магнитоэлектрического эффекта [4]. Изменение состояния намагниченности, в свою очередь, приводит к изменению закона дисперсии плазмон-поляритонной волны и/или к модификации распределения оптического поля за счет магнитооптических эффектов. В результате смещается резонансная частота возбуждения плазмон-поляритона и меняется его фазовая скорость, которые можно наблюдать в оптической спектроскопии и методами интерферометрии.

В работе проведены экспериментальные исследования эффекта смещения доменных границ в пленках ферритов гранатов под действием электрического поля от заостренного электрода, касающегося поверхности вблизи доменной границы (рис. 1 а). Направление смещения не зависит от направления намагниченности в домене, но меняется при изменении знака электрического потенциала иглы относительно подложки пленки. Исходя из теории неоднородного магнитоэлектрического эффекта, это можно объяснить тем, что в области доменных границ неоднородность намагниченности приводит к локальному понижению симметрии кристалла и возникновению электрической поляризации в месте расположения доменной границы, что позволяет управлять ею.

При приложении магнитного поля в плоскости перпендикулярно доменным границам наблюдается значительное усиление эффекта, а также изменение направления смещения (рис. 1 б), что интерпретируется как переход из спонтанного монокирального в гетерокиральное состояние, в котором соседние доменные границы имеют различную киральность, и, следовательно, противоположную электрическую поляризацию.

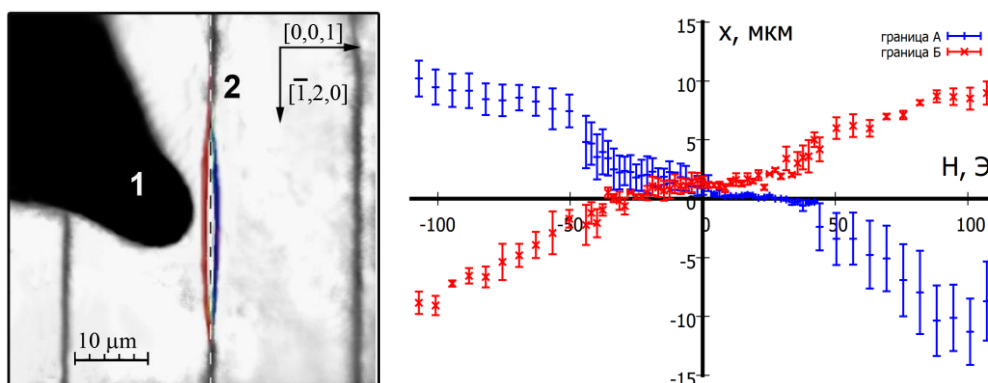


Рис. 1 Смещение доменных границ под действием электрического поля в пленках ферритов гранатов на подложки с кристаллографической ориентацией (210): (а) монокиральное (спонтанное) состояние: магнитооптическое изображение 1 – электрод, 2 – доменная граница; Показаны два положения доменной границы – при положительном и отрицательном напряжениях на игле (б) смещение доменных границ противоположной киральности (тип А и тип Б) в зависимости от величины поля вдоль оси  $[001]$ .

Таким образом, смещение доменных границ за счет магнитоэлектрического эффекта позволяет локально переключать намагниченность магнитной пленки. При этом масштабы области такого переключения составляют 10-30 мкм. Локальное переключение намагниченности под плазмонной золотой решеткой приводит к изменению дисперсии и резонансной частоты плазмон-поляритоновой волны, что выражается в модуляции характеристик прошедшего/отраженного от структуры света.

Стоит отметить, что основным препятствием к увеличению частоты магнитооптической модуляции характеристик света является использование громоздких индуктивных элементов, необходимых для создания и переключения внешнего магнитного поля. Представленный подход магнитооптической модуляции света позволяет обойти это ограничение и добиться экспериментально реализуемой частоты модуляции до 3 ГГц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Temnov // Nature Photonics 2012. V. 6. No 11. P. 728.
2. V.V. Temnov et al. // Nature Photonics 2010. V. 4. No 2. P. 107.
3. V.I. Belotelov // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. No 4. P. 045118.
4. A.P. Pyatakov // JMMM. 2015. V. 383. P. 255.

## Механизмы взаимодействия терагерцового излучения с нелинейно-оптическими кристаллами $ZnGeP_2$

С.В. Чучупал

ФГБУН Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

[MirrorMan@yandex.ru](mailto:MirrorMan@yandex.ru)

Методами субмиллиметровой (СБММ) ЛОВ- и инфракрасной (ИК) Фурье-спектроскопии проведено экспериментальное исследование механизмов взаимодействия электромагнитного излучения терагерцового (ТГц) диапазона с кристаллом  $ZnGeP_2$ , которые приводят к поглощению этого излучения.

$ZnGeP_2$  является перспективным материалом для генерации ТГц волн. Данный кристалл позволяет получать как монохроматическое излучение на разностной частоте при накачке двухчастотным лазерным излучением, так и широкополосный сигнал (0,1–3 ТГц) при накачке фемтосекундными лазерными импульсами.

Интенсивность генерируемых ТГц волн зависит не только от эффективности нелинейно-оптического преобразования, но и от потерь в области накачки и генерации. Один из способов минимизации несобственных потерь — облучение образца электронами. В области накачки (2,5–10 мкм) таким образом удалось добиться существенного снижения поглощения [1], [2]. Однако возникающие при облучении кристалла точечные дефекты вакансионного типа сами могут являться источником дополнительного поглощения для волн ТГц диапазона [3], [4].

Цель работы состоит в экспериментальном изучении механизмов поглощения излучения в широком частотном ( $5\text{--}700\text{ см}^{-1}$ ) и температурном (10–300 К) интервалах в нелинейно-оптическом монокристалле  $ZnGeP_2$  и определении влияния облучения электронами с энергией 4 МэВ и дозой  $1,8 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-2}$  на поглощение ТГц излучения.

Экспериментальные спектры пропускания и отражения получены с использованием инфракрасной Фурье- и монохроматической ЛОВ-спектроскопии. Дисперсионный анализ выполнен по трёхпараметрической аддитивной модели гармонических осцилляторов Друде — Лоренца. Калибровочные СБММ данные в области высокой прозрачности образца определены по формулам Френеля.

Сравнение экспериментальных спектров пропускания и модельных спектров однофонов отклика показало наличие дипольного поглощения, дополнительного к фоновому вкладу. Наличие свободных носителей в  $ZnGeP_2$ , ввиду полупроводниковой природы этого кристалла, может привести к дополнительному поглощению [5]. Выполненный расчёт по модели Друде показал, что вклад в поглощение от проводимости порядка  $10^{-6}\text{--}10^{-8}\text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$  существенно меньше полученного в эксперименте.

Аддитивность используемой модели позволила, выделив фоновый вклад, описать температурную эволюцию полос дополнительного поглощения. При повышении температуры от 100 до 300 К наблюдается линейный рост вкладов модельных осцилляторов, описывающих ТГц полосы. На основании этих данных дополнительные потери интенсивности ТГц излучения интерпретируются в рамках модели двухфонных разностных процессов [6], [7]. Для более низких температур зависимость слабая и лежит в пределах экспериментальной погрешности.

Сравнение данных для облучённого и необлучённого образцов показало, что облучение кристалла  $ZnGeP_2$  электронами с энергией 4 МэВ и дозой  $1,8 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-2}$  приводит к понижению диэлектрической проницаемости на 3% в ТГц диапазоне. При этом уровень зарегистрированных потерь в пределах погрешности эксперимента

оказывается таким же, как для необлучённого кристалла. Из основополагающей концепции Крамерса — Кронига следует, что все вклады в поглощение, которые сформировались при электронном облучении, лежат существенно выше по частоте и, таким образом, не влияют на потери интенсивности ТГц излучения.

На рис. 1 приведён спектр поглощения, по которому определяется изменение интенсивности излучения в  $\text{ZnGeP}_2$ , рассчитанный по полному набору параметров дисперсионного моделирования с учётом однофононного и многофононного поглощения.

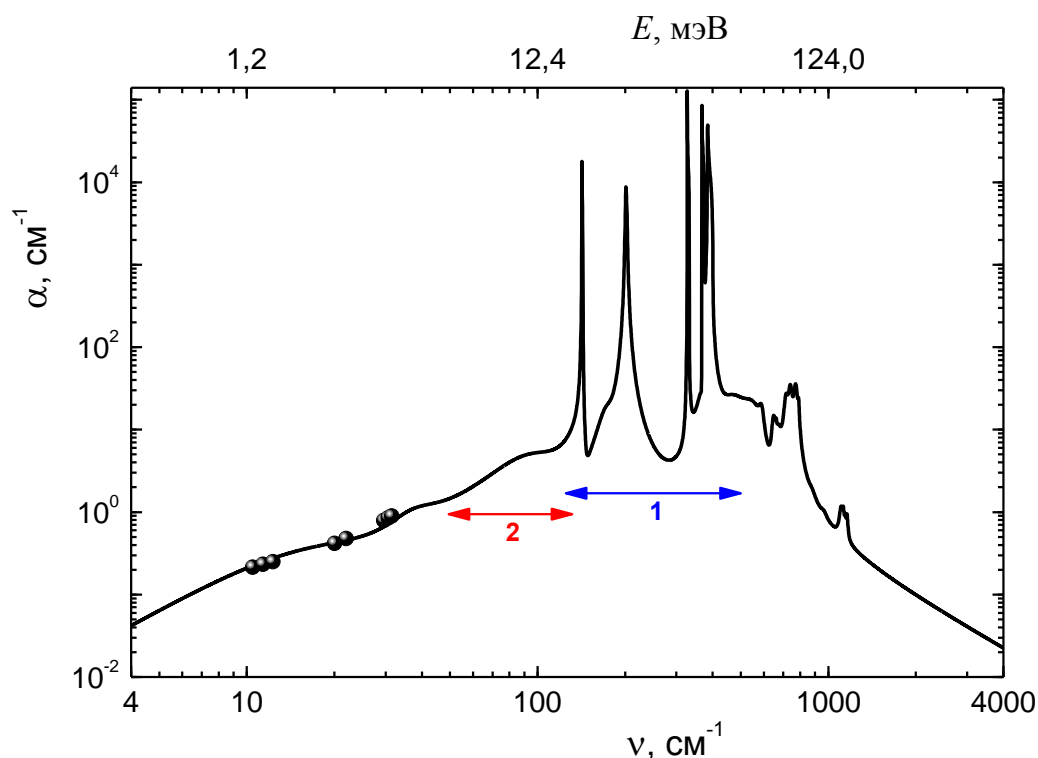


Рис. 1. Спектр поглощения  $\alpha(\nu)$  облученного монокристалла  $\text{ZnGeP}_2$  в поляризации  $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ . Крупные символы — калибровочные данные СБММ измерений, 1 — область доминирования однофононных процессов, 2 — область доминирования двухфононных разностных процессов.

Установлено, что в нелинейно-оптическом кристалле  $\text{ZnGeP}_2$  потери в ТГц области частот формируются наряду с однофононным вкладом также двухфононными разностными процессами. Изменение диэлектрической проницаемости в облучённом образце никак не отражается на уровне поглощения ТГц излучения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V.N. Brudnyi et al. // Phys. Status Solidi A, 1978, V. 50, No. 2, P. 379.
2. A.I. Gribenyukov et al. // Mater. Res. Soc. Symp. Proc., 2003, V. 744, P. M5.40.1.
3. А.И. Ритус и др. // ЖЭТФ, 2008, Т. 133, № 2, С. 380.
4. А.И. Ритус, В.Б. Анзин, А.А. Волков // ЖЭТФ, 2008, Т. 134, № 3(9), С. 567.
5. В.В. Войцеховский и др. // ФТТ, 1995, Т. 37, № 7, С. 2199.
6. R. Stolen, K. Dransfeld // Phys. Rev. A, 1965, V. 139, No. 4, P. 1295.
7. M. Sparks, D.F. King, D.L. Mills // Phys. Rev. B, 1982, V. 26, No. 12, P. 6987.