

МАМОНОВ ЕВГЕНИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ  
ГАРМОНИКИ В ПЛАНАРНЫХ ХИРАЛЬНЫХ  
НАНОСТРУКТУРАХ

Специальность  
01.04.21 — лазерная физика

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2016

Работа выполнена на кафедре квантовой электроники физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова».

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
доцент  
**Мурзина Татьяна Владимировна**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор федерального государственного  
бюджетного образовательного учреждения  
высшего образования «Московский техноло-  
гический университет»  
**Мишина Елена Дмитриевна**

кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник федерального го-  
сударственного бюджетного учреждения нау-  
ки Института общей физики им. А.М. Прохо-  
рова Российской академии наук  
**Красовский Виталий Иванович**

Ведущая организация: федеральное государственное автономное об-  
разовательное учреждение высшего образова-  
ния «Санкт-Петербургский национальный ис-  
следовательский университет информацион-  
ных технологий, механики и оптики»

Защита состоится “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2016 г. в \_\_\_ ч. \_\_\_ мин. на заседании диссертационного совета Д 501.001.31 в Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С.А. Ахманова.

С текстом диссертации можно ознакомиться в Отделе диссертаций Научной библиотеки МГУ имени М.В.Ломоносова (Ломоносовский пр-т, д.27) и на сайте физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова <http://www.phys.msu.ru/rus/research/disser/sovet-D501-001-31/>.

Автореферат разослан “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2016 г.

Ученый секретарь Диссертационного совета Д 501.001.31  
Кандидат физико-математических наук

Коновко А.А.

## Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена исследованию особенностей генерации второй оптической гармоники в планарных хиральных металлических наноструктурах в форме буквы *G*.

**Актуальность** данной работы во многом обусловлена существенным интересом к планарным хиральным наноструктурам и нелинейным эффектам в них, в частности, значительно возросшим за последнее десятилетие. Хиральность - это свойство объекта, выражающееся в отсутствии у него плоскостей зеркальной симметрии [1], то есть невозможности совместить его со своим зеркальным изображением [2]. Хиральность для двумерных физических объектов определяется как отсутствие осей симметрии в плоскости структуры [3]. Каждому хиральному объекту можно сопоставить другой объект, представляющий собой зеркальное отражение первого. В этом случае они будут являться энантиомерами [4] (термин, изначально относившийся к хиральным молекулам, позже распространился на более широкую область искусственных наноструктурированных сред, также используется термин «энантиоморф» [5]). Хиральность объекта может достаточно сильно влиять на его отклик при взаимодействии с электромагнитным полем, при этом отклик будет различным для каждого образца из пары энантиомеров. Обычно наиболее сильно различия в отклике проявляются при взаимодействии структур с лево- и право- циркулярно-поляризованным светом. Каждой плоской хиральной структуре можно поставить в соответствие по правилу правого винта некий перпендикулярный к плоскости образца вектор, характеризующий направление ее «закрученности». Первоначальное направление вектора может быть выбрано произвольно, для описания связанных с хиральностью эффектов важно то, что для энантиомеров эти векторы будут разнонаправленными [6].

В двумерных хиральных металлических наноструктурах наблюдаются эффекты, ранее зарегистрированные только для трехмерных сред, например, вращение плоскости поляризации излучения, изменение эллиптичности излучения [3], а так же ряд принципиально новых явлений, например, асимметричное пропускание электромагнитных волн такими структурами [6], [7] и некоторые другие [8], [9]. Причем ранее основные исследования таких структур происходили в основном в диапазоне радиочастот (порядка гигагерц [10]), одной из причин чего было более простое изготовление структур субволновых размеров, однако с развитием технологии изготовления структур все меньших размеров появляется много статей по исследованию планарных хиральных наноструктур в оптическом диапазоне.

Исследований в области нелинейной оптики плоских хиральных наноструктур на данный момент значительно меньше, чем в области линейной оптики. Большинство работ посвящено изучению квадратичного нелинейно-оптического отклика различных типов планарных наноструктур (в том числе многослойных [11]). Известно, что метод исследования

структур с помощью генерации второй гармоники (ВГ) очень чувствителен как к распределению локального поля [12], так и к симметрии наноструктур [13], [14]. Поэтому он является очень эффективным для исследования плазмонных наноструктур [15], [16], так как возбуждение плазмонных резонансов приводит к усилению локальных полей в структуре, причем их вид в зависимости от порядка резонанса будет различным [17], [18], что позволяет исследовать различные аспекты генерации ВГ [19], [20]. Этим методом были обнаружены некоторые принципиально новые эффекты, связанные исключительно с хиральностью планарных наноструктур. Примером является асимметричная генерация второй гармоники, позволяющая различать 2 энантиомера при накачке линейно поляризованным светом [21]. Данный эффект был обнаружен на образцах, состоящих из массива золотых наноструктур (напоминающих букву  $G$ ), расположенных в элементарной ячейке, имеющей симметрию 4 порядка. Также были обнаружены и классические для нелинейной оптики трехмерных хиральных структур эффекты, например, эффект кругового дихроизма второй гармоники, который был исследован в различных структурах [11], [22].

В то же время остается ряд вопросов, недостаточно изученных к данному моменту времени. Существенный интерес представляет ранее не проводившийся детальный анализ состояния поляризации излучения ВГ в планарных хиральных наноструктурах, аналогичный выполненному для линейно-оптического отклика планарных хиральных структур [3]. Также очень важным является вопрос о наиболее оптимальном описании нелинейно-оптического отклика планарных хиральных наноструктур, так как использовавшийся ранее анализ симметричных свойств тензора квадратичной восприимчивости  $\hat{\chi}^{(2)}$  не всегда описывает нелинейно-оптический отклик структур с размерами порядка длины волны [23]. Альтернативным способом является анализ параметров отклика отдельных частей структуры, например, методом микроскопии ВГ, с дальнейшим развитием теоретических моделей того, как именно отклик составных частей влияет на отклик всей структуры в целом.

**Цель работы** состояла в исследовании основных свойств квадратичного нелинейно-оптического отклика планарных хиральных наноструктур, расположенных в упорядоченном массиве на твердотельной подложке.

### **Задачи работы:**

- исследование генерации второй оптической гармоники в одиночных наноструктурах в форме буквы  $G$  методом микроскопии ВГ с разрешением по поляризации ВГ.
- исследование генерации второй оптической гармоники в массивах хиральных наноструктур, образованных квадратной решеткой наноструктур в форме буквы  $G$ .
- исследование генерации второй оптической гармоники в массивах хи-

ральных наноструктур в форме буквы  $G$  с элементарной ячейкой, состоящей из четырех наноструктур.

**Обоснованность и достоверность результатов** подтверждается хорошей повторяемостью экспериментальных данных. Сами эксперименты были выполнены на современном экспериментальном оборудовании. Также на исследованных экспериментальных образцах были повторены уже ранее полученные в них другими научными группами результаты. Также экспериментальные данные были подтверждены результатами численного моделирования параметров взаимодействия экспериментальных образцов с электромагнитным полем различными численными методами. Результаты исследований обсуждались на семинарах и докладывались на профильных международных и российских конференциях. Большая часть результатов была опубликована в российских и международных рецензируемых журналах.

**Научная новизна** диссертационной работы заключается в следующем:

- Впервые методом микроскопии второй гармоники с разрешением по поляризации исследовано пространственное распределение состояния поляризации излучения ВГ от единичной хиральной структуры в форме буквы  $G$ .
- Впервые экспериментально и методами численного моделирования исследована анизотропия излучения на частоте ВГ в массиве планарных хиральных наноструктур в форме буквы  $G$  с элементарной ячейкой, состоящей из одной наноструктуры.
- Обнаружена и исследована зависимость эффекта циркулярного дихроизма второй гармоники от угла падения излучения накачки в массиве планарных хиральных наноструктур в форме буквы  $G$  с элементарной ячейкой, состоящей из четырех наноструктур.
- Обнаружена и исследована зависимость эффективности генерации право- и лево-циркулярно поляризованного излучения ВГ при линейно поляризованном излучении накачки в зависимости от энантиомера (эффект, обратный круговому дихроизму второй гармоники) в массиве планарных хиральных наноструктур в форме буквы  $G$ .
- Обнаружено вращение плоскости поляризации излучения ВГ при изменении азимутального угла структуры, направление которого определяется энантиомером, в массиве планарных хиральных наноструктур в форме буквы  $G$  с элементарной ячейкой, состоящей из четырех наноструктур и обладающей осевой симметрией четвертого порядка.

**Практическая и научная значимость** полученных результатов состоит в развитии экспериментальных подходов, основанных на генерации второй оптической гармоники, для комплексной диагностики планарных хиральных наноструктур. Впервые обнаруженные связанные с хиральностью наноструктур нелинейно-оптические эффекты могут найти применение в широком круге задач от разработки оптических сенсоров до создания оптических логических элементов.

### **Защищаемые положения:**

- Источники излучения на частоте ВГ в планарных хиральных наноструктурах в форме буквы G локализованы в пределах одной структуры, излучение ВГ в областях пространственной локализации (хотспотах) является частично поляризованным, причем ориентация главной оси эллипса поляризации различна для структур с разным направлением «закрученности».
- Анизотропия излучения на частоте ВГ в массиве планарных хиральных наноструктур в форме буквы G с элементарной ячейкой, состоящей из одной наноструктуры, определяется распределением локального поля на частоте накачки.
- Эффект циркулярного дихроизма ВГ в массиве планарных хиральных наноструктур в форме буквы G с элементарной ячейкой, состоящей из четырех наноструктур, существенно зависит от угла падения излучения накачки на образец: при увеличении угла падения значение эффекта уменьшается до нуля, для *p*-поляризованной волны ВГ эффект меняет знак и растет по абсолютному значению. При наклонном падении проявляется существенная анизотропия эффекта циркулярного дихроизма ВГ, но при этом его параметры таковы, что всегда позволяют различить энантиомеры.
- В планарных хиральных наноструктурах в форме буквы G существует эффект, обратный эффекту циркулярного дихроизма ВГ и состоящий в различной эффективности генерации право- и левоциркулярно поляризованного излучения ВГ при линейно поляризованном излучении накачки для разных энантиомеров, который может быть объяснен как с помощью анализа симметрии тензора квадратичной восприимчивости, так и с помощью анализа пространственного распределения источников ВГ в структуре.
- Направление поворота плоскости поляризации ВГ при всех азимутальных положениях массива планарных хиральных наноструктур в форме буквы G с элементарной ячейкой, состоящей из четырех наноструктур определяется направлением «закрученности» отдельных элементов.

**Личный вклад автора.** Все полученные в данной работе данные, кроме особо оговоренных случаев сравнений с более ранними работами, являются оригинальными и получены лично автором или при его непосредственном участии в лаборатории нелинейной оптики наноструктур и фотонных кристаллов кафедры квантовой электроники и лаборатории фемтосекундной нанофотоники кафедры общей физики и волновых процессов Московского Государственного Университета им. М.В.Ломоносова, а также лаборатории молекулярной электроники и фотоники Левенского Католического Университета, Бельгия. Все приведенные численные расчеты также проведены автором.

**Публикации.** Основные результаты диссертации опубликованы в печатных работах, список которых приводится в конце автореферата, в том числе в 5 публикациях в ведущих российских и зарубежных реферируемых журналах: Optics Letters, Optics Express, Journal of Physics: Conference Series, Известия РАН: Серия Физическая, Physical Review B.

**Апробация работы.** Результаты данной диссертационной работы были представлены на 11 докладах (полный список приведен в конце автореферата) на российских и международных конференциях, наиболее значимыми из которых являются:

- Frontiers in Optics (FiO) 2011 (Сан Хосе, США)
- The Asia-Pacific Interdisciplinary Research Conference 2011 (Тоёхаси, Япония)
- XVI международный симпозиум «Наноп физика и наноэлектроника» 2012 (Нижний Новгород, Россия)
- EOS Annual Meeting 2012 (Абердин, Шотландия)
- Days on diffraction 2013 (Санкт-Петербург, Россия)
- The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO)/The Lasers, Applications, and Technologies (LAT) (ICONO/LAT) 2013 (Москва, Россия)
- The 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (Metamaterials) 2013 (Бордо, Франция)
- Frontiers in Optics (FiO) 2013 (Орландо, США)
- 24th annual International Laser Physics Workshop (Шанхай, Китай)

**Структура диссертационной работы.** Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитированной литературы. Работа содержит 137 страниц, 74 иллюстрации, 1 таблицу и 156 библиографических ссылок.

## Содержание работы

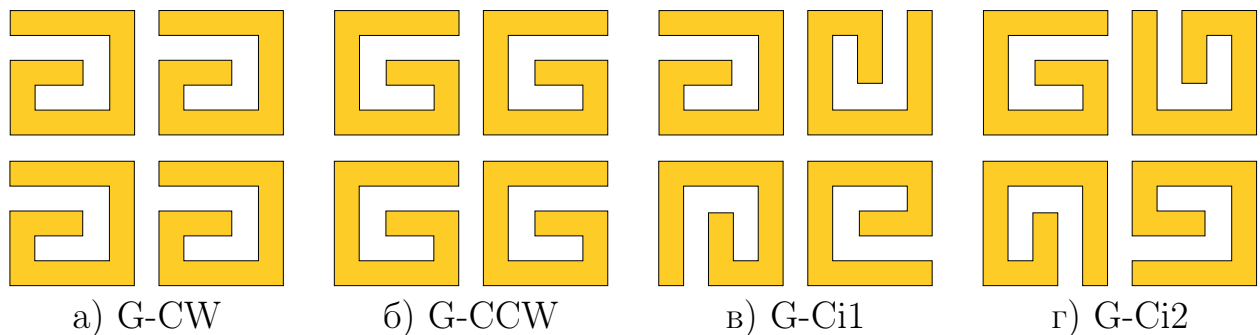
Во **Введении** описывается актуальность диссертационной работы, формулируются цели и задачи работы, отмечается научная новизна и практическая значимость, приводятся выносимые на защиту положения, приводятся сведения о публикациях результатов работы, апробации и структуре диссертации.

**Глава 1** «Обзор литературы и экспериментальных методик». В этой главе рассматриваются основные работы, посвященный нелинейной оптике в целом, различным аспектам взаимодействия электромагнитного излучения с металлическими наноструктурами, методу микроскопии ВГ, а также особенностям линейно- и нелинейно-оптического отклика планарных металлических наноструктур.

**Глава 2** «Микроскопия второй оптической гармоники в образцах с элементарной ячейкой, состоящей из одной наноструктуры». В начале данной главы описываются исследуемые в данной работе образцы.

Образцы представляют собой массивы золотых наноструктур в форме буквы G на подложки из кремния с термически выращенным на нем слоем оксида кремния толщиной 200 нм. Толщина слоя золота 30 нм, поперечные размеры структуры  $1 \times 1$  мкм<sup>2</sup>, ширина полосы золота 200 нм.

Условно образцы можно поделить на две группы (рис. 1) с элементарной ячейкой, состоящей из одной наноструктуры (образцы G-CW и G-CCW, так называемые однопериодные структуры) и с элементарной ячейкой, состоящей из четырех наноструктур (данная элементарная ячейка обладает осевой симметрией четвертого порядка, образцы G-Ci1 и G-Ci2, так называемые двухпериодные структуры). Каждая группа содержит пару энантиомерных структур.



**Рис. 1.** Схематичное изображение структуры исследуемых образцов. Эти же обозначения будут использоваться для различения образцов в дальнейшем представлении экспериментальных данных.

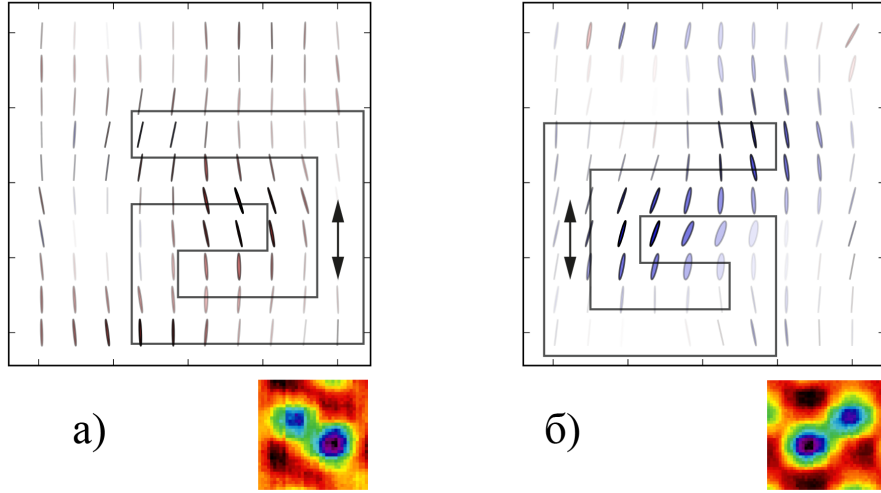
Остальная часть данной главы описывает исследование однопериодных структур методом микроскопии ВГ с разрешением по поляризации детектируемого излучения. Для этого была собрана установка на основе фемтосекундного титан-сапфирового лазера с длительностью импульсов 20 фс с частотой следования 80 МГц. Ширина спектра излучения (на полу-

высоте) составляла около 60 нм с центром на 800 нм. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью объектива с числовой апертурой 0.7. Был измерен поперечный профиль сфокусированного излучения накачки, оказавшийся близким к гауссову, ширина на полувысоте составила  $860 \pm 30$  нм. Для определения пространственного разрешения всей системы были измерены пространственные распределения интенсивности ВГ в двухпериодных образцах, показавшие при сравнении с описанными ранее данными [24], что пространственное разрешение установки составляет не более 500 нм. При этом точность позиционирования образца составляет 14 нм.

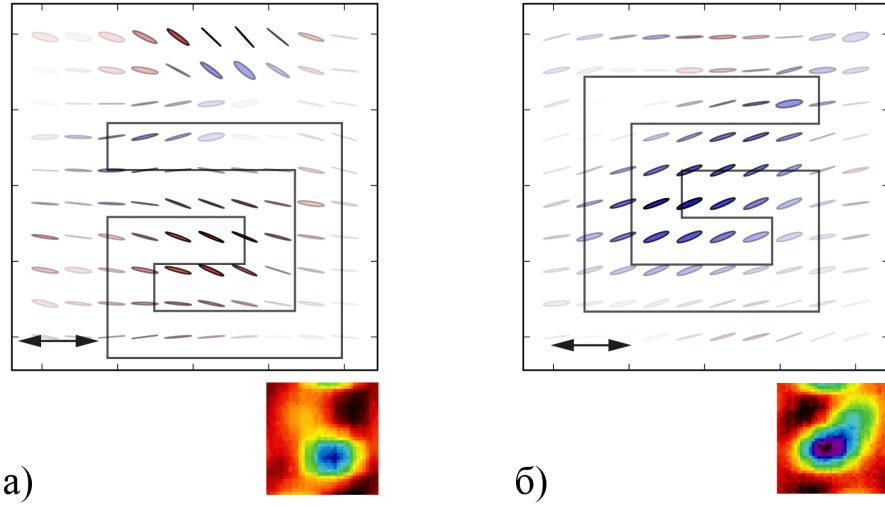
В ходе данного исследования были измерены пространственные распределения интенсивности ВГ при линейно поляризованном излучении накачки для всех поляризаций излучения ВГ, необходимых для расчета параметров Стокса. Основное внимание было уделено двум линейным поляризациям излучения накачки, параллельным сторонам образца. Известно, что при одной из них на образце есть две области сильной локализации излучения ВГ (хотспоты) примерно равной интенсивности, при второй также существует два хотспота, но их интенсивности существенно различны. При этом интенсивность ВГ в областях хотспотов превышает интенсивность ВГ вне их в 10 и более раз.

Рассмотрим сначала случай двух хотспотов равной интенсивности для обоих образцов. В пространственных распределениях параметров  $S_1$  и  $S_2$  также видны хотспоты (соответствующие максимумам абсолютных значений параметров Стокса), распределение параметра  $S_3$  является практически однородным для обоих образцов, но имеет в среднем разные знаки, то есть то, какую циркулярную поляризацию имеет излучение ВГ, сгенерированное в структуре, определяется направлением «закрученности» образца. Также следует отметить положительность параметров Стокса  $S_1$  для обоих образцов, что говорит о том, что поляризация ВГ близка к исходной поляризации накачки. Параметр Стокса  $S_2$  является знакопеременным: для образца G-CCW в одном хотспоте является отрицательным, в другом положительным, для образца G-CW наблюдается обратная ситуация: положительный в первом хотспоте, отрицательный во втором хотспоте.

На рисунке 2 изображено пространственное распределение состояния поляризации излучения ВГ для образцов G-CW и G-CCW. Плоскость поляризации ВГ в хотспотах на одной структуре повернута в разные стороны, для хотспотов, расположенных на соответствующих частях структур, являющихся энантиомерами, плоскость поляризации ВГ также повернута в разные стороны, что является проявлением хиральности данных наноструктур. Среднее значение углов поворота плоскости поляризации ВГ составило  $27^\circ \pm 2^\circ$  и  $-32^\circ \pm 2^\circ$  для первого и второго хотспота соответственно для образца G-CCW. Соответствующие значения для образца G-CW составили  $-23^\circ \pm 2^\circ$  и  $27^\circ \pm 2^\circ$  (знак «+» или «-» обозначает поворот по или против часовой стрелки соответственно). Средняя степень поляризации излучения составила  $(21 \pm 3)\%$  для обеих структур. Эллиптичность излучения



**Рис. 2.** Пространственное распределение параметров поляризации ВГ для образцов G-CW и G-CCW при вертикально поляризованном излучении накачки. Цвет эллипса обозначает правую (красный) и левую (синий) циркулярные поляризации, прозрачность эллипса - интенсивность ВГ в данной точке (больше прозрачность - меньше интенсивность), поворот главных осей эллипса и его эллиптичность - соответствующие параметры поляризации излучения ВГ. На вставке снизу изображено соответствующее распределение интенсивности ВГ.



**Рис. 3.** Пространственное распределение параметров поляризации ВГ для образцов G-CW (а) и G-CCW (б) при вертикально поляризованном излучении накачки. Обозначения аналогичны рисунку 2. На вставке снизу изображено соответствующее распределение интенсивности ВГ.

составила  $-6^\circ \pm 1^\circ$  для образца G-CCW и  $4^\circ \pm 1^\circ$  для образца G-CW (знак «+» или «-» обозначает правую и левую циркулярную поляризации соответственно). Также можно получить разность фаз  $\delta$  между компонентами

вектора Джонса: в первом хотспоте образца G-CCW  $-175^\circ \pm 2^\circ$ , во втором  $-14^\circ \pm 2^\circ$ , для образца G-CW соответствующие значения составили  $15^\circ \pm 2^\circ$  и  $177^\circ \pm 2^\circ$ .

Для горизонтально поляризованного излучения накачки также были рассчитаны параметры поляризации ВГ. Результаты представлены на рис. 3. Соотношение сигнал/шум оказалось приемлемым только для одного хотспота, который и рассматривается далее. В среднем плоскость поляризации излучения ВГ была наклонена относительно плоскости поляризации накачки на  $20^\circ \pm 2^\circ$  для образца G-CW и на  $-23^\circ \pm 2^\circ$  для образца G-CCW. Эллиптичность излучения в этом случае примерно такая же, как и при вертикально поляризованном излучении накачки:  $5^\circ \pm 1^\circ$  для образца G-CW и  $-6.4^\circ \pm 1.5^\circ$  для образца G-CCW, при этом знак эллиптичности для каждого из образцов не меняется при изменении поляризации излучения накачки. Среднее значение степени поляризации излучения составляет  $(19 \pm 2)\%$ . Разности фаз  $\delta$  между компонентами вектора Джонса в хотспоте составляют  $175^\circ \pm 2^\circ$  для образца G-CW и  $-17^\circ \pm 2^\circ$  для образца G-CCW.

Для анализа представленных выше данных в программе CST Microwave Studio методом конечных элементов были рассчитаны распределения локального поля в структуре и плотности тока на частотах излучения накачки и ВГ. Из распределения плотности токов методом аналогичным расчету углу поворота плоскости поляризации можно получить направление осцилляций плотности тока. При этом следует учесть, что непосредственно источники излучения на частоте ВГ довольно сильно локализованы, поэтому имеет смысл говорить о среднем значении направления осцилляций в хотспотах, то есть рассчитывать значения угла поворота плоскости осцилляций плотности тока с весами равными значению квадрата плотности тока (так как рассматривается квадратичный нелинейный процесс) в данной точке. Было обнаружено, что в среднем направления осцилляций плотности тока демонстрируют такие же особенности, что и плоскость поляризации ВГ: различные направления в хотспотах на одной структуре и различные направления для одного хотспота разных структур при вертикально поляризованном излучении накачки, а также различные направления поворота в хотспоте при горизонтально поляризованном излучении накачки. На частоте ВГ таких особенностей не наблюдается. Аналогичные особенности наблюдаются также в распределении локальных электрических полей на частоте излучения накачки. Таким образом, можно сделать вывод о том, что именно особенности взаимодействия исследованных наноструктур с излучением на частоте накачки определяют свойства излучения ВГ.

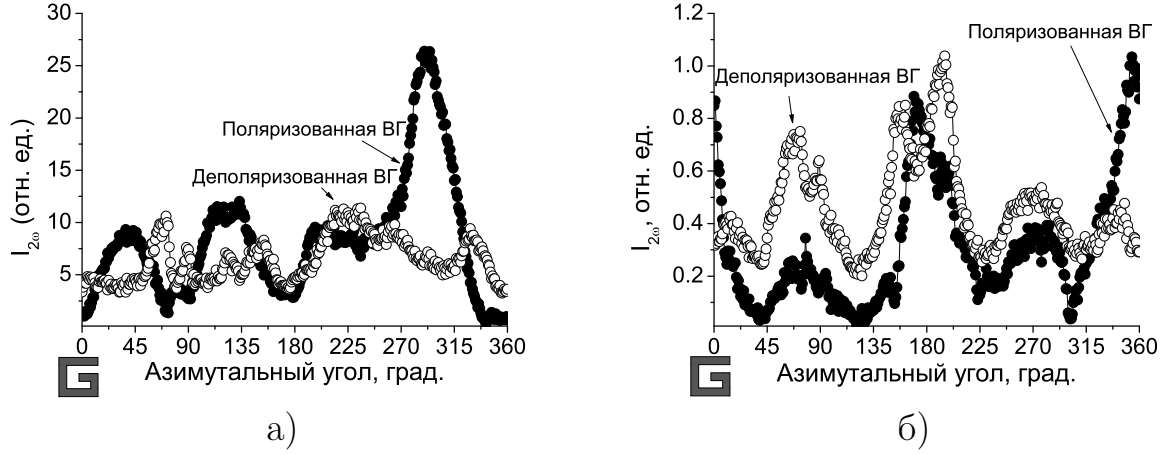
**Глава 3** *«Генерация второй оптической гармоники в образцах с элементарной ячейкой, состоящей из одной наноструктуры»* посвящена исследованию свойств ГВГ в однопериодных образцах. Первая часть главы описывает процедуру выбора оптимальной длины волны накачки. Используемый в этой серии экспериментов фемтосекундный титан-сапфировый лазер с частотой следования импульсов 80 МГц, длительно-

стью импульса 80 фс и длиной волны излучения в диапазоне между 720 нм и 860 нм. Для того, что бы определить оптимальную длину волны излучения накачки было проведено моделирование электро-магнитного отклика наноструктур (как массива, так отдельной наноструктуры) методом FDTD с помощью ПО Lumerical FDTD Solutions. При этом были промоделированы все исследовавшиеся наноструктуры. Спектры всех структур демонстрируют схожие особенности: спектральная область, соответствующая частотам второй гармоники, не демонстрирует резонансных особенностей, а в области, соответствующей частотам фундаментального излучения, имеется основной максимум (коэффициент поглощения около 10%) в районе 805 нм, а также еще один небольшой максимум в районе 790 нм (данные для образца G-CCW, при угле падения  $45^\circ$  и  $p$ -поляризованном излучении накачки вдоль одной из сторон структуры, в других геометриях схожие результаты). Данная особенность может быть объяснена возбуждением высших мод локальных плазмонов в наноблоках, составляющих исследуемые наноструктуры [25], их спектры поглощения также были рассчитаны аналогичным способом. Все они имеют локальные максимумы поглощения в диапазоне 770 - 830 нм, и особенности спектра всей наноструктуры являются результатом взаимодействия возбуждаемых в ее частях плазмонов. Эти возбуждения соответствуют модам, лежащим в плоскости наноблоков. Поэтому была выбрана длина волны 800 нм, так как она близка к данным резонансам и наилучшим образом подходит под параметры экспериментального оборудования.

В рамках исследования нелинейно-оптического отклика были исследованы зависимости интенсивности ВГ от азимутального угла поворота образца при  $p$ - и  $s$ -поляризованном излучении накачки, падающим на образец под углом  $45^\circ$ . Экспериментальные результаты показали значительную роль геометрического фактора, то есть заметное усиление интенсивности ВГ при определенной ориентации образца относительно плоскости поляризации накачки: зависимости интенсивности ВГ от угла поворота образца для обеих поляризаций накачки демонстрируют достаточно сильную анизотропию. Во всех использованных экспериментальных геометриях зависимости интенсивности ВГ также имеют 4 максимума, причем зависимости для  $p$ - и  $s$ -поляризованного излучения накачки сдвинуты друг относительно друга на угол  $45^\circ$ . Все зависимости являются несимметричными, что говорит о том, что отсутствие симметрии у одиночной наноструктуры в форме буквы G играет большую роль в генерации ВГ, чем расположение наноструктур в квадратной решетке, имеющей осевую симметрию 4 порядка. Из этого также следует отличие от нуля практически всех компонент тензора квадратичной восприимчивости  $\chi_{ijk}^{(2)}$ . Также следует отметить наличие изотропного вклада в азимутальной зависимости интенсивности ВГ для  $p$ - $s$  и  $s$ - $s$  геометрий, что может говорить о наличии в сигнале некогерентной составляющей [13]. Поэтому была измерена индикатриса рассеяния излучения на частоте ВГ при  $p$ -поляризованном излучении накачки, она представляла собой узкий зеркальный пик, соответствующий когерент-

ной ВГ, на широком пьедестале, соответствующем некогерентному отклику - гиперрелеевскому рассеянию. При этом следует отметить, что для любого азимутального положения образца все параметры Стокса отличны от нуля.

Также из экспериментальных данных были посчитаны зависимости интенсивности поляризованной и деполаризованной частей излучения на частоте ВГ (рис. 4). Их отличительной особенностью является то, что при апертуре системы детектирования в  $10^\circ$  данные интенсивности сравнимы по величине.



**Рис. 4.** Анизотропные зависимости интенсивности поляризованного и деполаризованного излучения второй гармоники для образца G-CCW при  $p$ - (а) и  $s$ -поляризованном (б) излучении накачки. Здесь и далее вращение образца при увеличении азимутального угла происходит по часовой стрелке.

Так как в общем случае интенсивность излучения ВГ может быть представлена следующим образом:

$$I_{2\omega} \propto \langle (\chi^{(2)})^2 L_{\omega}^4(\psi) L_{2\omega}^2(\psi) I_{\omega}^2 \rangle, \quad (1)$$

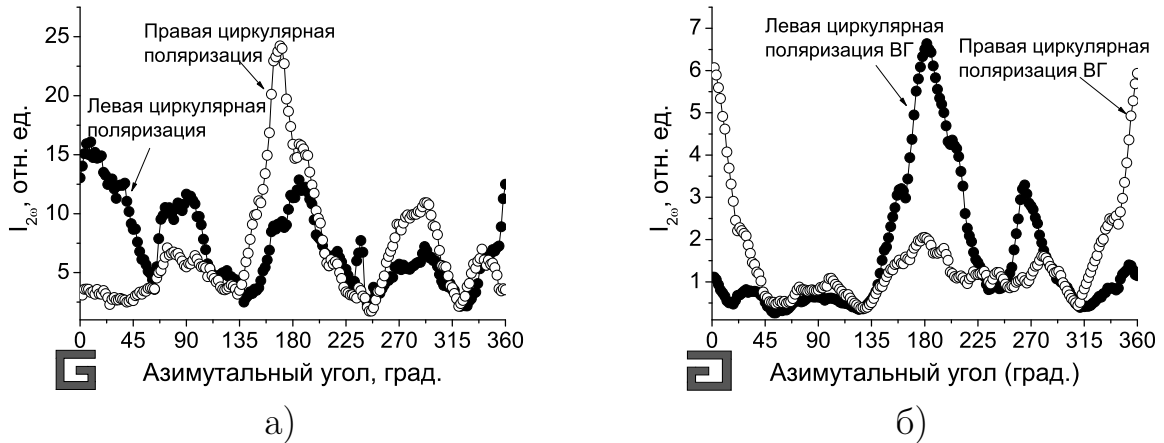
где  $I_{\omega}$  - интенсивность накачки,  $L_{\omega}(\psi)$  и  $L_{2\omega}(\psi)$  - факторы усиления локального поля на частотах накачки и второй гармоники соответственно, угловые скобки обозначает статистическое усреднение по площади поперечного сечения лазерного луча, сфокусированного на образец, то для объяснения данных результатов были проведены расчеты факторов локального поля на частоте излучения накачки и ВГ методом FDTD. Было обнаружено, что на частоте накачки имеет место сильная локализация поля, зависящая от ориентации структуры относительно плоскости падения накачки, тогда как в случае излучения на частоте ВГ локальное электрическое поле распределено более плавно, без областей сильной локализации. Также из данного расчета также были получены средние значения факторов локального поля для различных азимутальных положений образца:  $(\frac{\langle L_{\omega}(290^\circ) \rangle}{\langle L_{\omega}(180^\circ) \rangle})^4 \approx 5$ , что соответствует отношению  $\frac{I_{2\omega}(290^\circ)}{I_{2\omega}(180^\circ)} \approx 4.7$ , а отношение  $(\frac{\langle L_{2\omega}(290^\circ) \rangle}{\langle L_{2\omega}(180^\circ) \rangle})^2$  близко к единице. Поэтому можно сделать вывод о том, что именно угловая за-

висимость факторов локального поля на частоте накачки определяет вид анизотропии интенсивности второй гармоники.

Вторая часть данной главы посвящена исследованию генерации циркулярно поляризованного излучения ВГ. При изучении двух однопериодных образцов было обнаружено, что для некоторых азимутальных положений образца эффективность генерации ВГ с одной из циркулярных поляризаций существенно выше, чем для второй, причем для противоположного азимутального положения наблюдается обратный эффект. При этом для энантиомера эти особенности также наблюдаются в тех же азимутальных положениях, но с другой циркулярной поляризацией (рис. 5). В терминах параметра Стокса  $S_3$  это можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} S_3^G(\psi = 0^\circ) &< 0, \\ S_3^G(\psi = 180^\circ) &> 0, \\ S_3^{mirror-G}(\psi = 0^\circ) &> 0, \\ S_3^{mirror-G}(\psi = 180^\circ) &< 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Исходя из этого данный эффект можно считать обратным эффектом циркулярного дихроизма ВГ. Следует отметить, что усредненные по всем азимутальным положениям образца значения интенсивности циркулярно поляризованных волн ВГ оказались примерно равными.



**Рис. 5.** Анизотропные зависимости интенсивности циркулярно поляризованного излучения второй гармоники для s-поляризованного излучения накачки в образцах G-CCW (а) и G-CW(б).

Объяснен данный эффект может быть двумя способами. Первый подход подразумевает анализ симметрии эффективной квадратичной нелинейной восприимчивости наноструктуры в электро-дипольном приближении. Элементарная структурная единица образца, наноструктура в форме буквы G, не обладает симметрией, поэтому для нее в общем случае будут различны все независимые компоненты тензора квадратичной восприимчивости  $\hat{\chi}^{(2)}$  [26]. Будем рассматривать компоненты указанного тензо-

ра в электро-дипольном и электро-квадрупольном приближении (магнито-дипольные компоненты не дадут ничего нового в плане симметричных свойств). Также отметим, что вдали от сильных резонансов фазы электро-дипольных и электро-квадрупольных вкладов сдвинуты на  $\frac{\pi}{2}$ . Соответствующей комбинацией компонент тензора квадратичной восприимчивости, входящей в выражение для параметра Стокса  $S_3$ , будет

$$Im(\chi_{yyy}^{eee*} \chi_{xyy}^{eeQ} + \chi_{yzyy}^{eeQ*} \chi_{xyy}^{eeQ} + \chi_{xyyy}^{eeQ*} \chi_{zyy}^{eeQ} + \chi_{yyyy}^{eeQ*} \chi_{xyy}^{eee} + \chi_{yyyy}^{eeQ*} \chi_{zyy}^{eeQ} + \chi_{yyyy}^{eeQ*} \chi_{xzyy}^{eeQ}).$$

При этом необходимо отметить, что в нерезонансном случае электро-дипольные вклады в эффективную поляризацию на частоте ВГ являются преимущественно действительными, а электро-квадрупольные преимущественно мнимыми [27], тогда основной вклад в параметр Стокса  $S_3$  будет связан со слагаемыми, содержащими произведения электро-дипольных и электро-квадрупольных компонент тензора квадратичной восприимчивости.

Второй подход заключается в рассмотрении интерференции излучения на частоте ВГ, генерируемого в хотспотах, описанных в предыдущей главе в предположении отсутствия других источников ВГ в структуре. В рассматриваемом случае на структуре существует два хотспота и можно записать

$$S_3 \propto \sin\left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right) \cos\left(\frac{\delta_1 - \delta_2 - \Delta}{2}\right) \cos\left(\frac{\Delta}{2}\right), \quad (3)$$

где  $\delta_i$  - разность фаз между компонентами вектора Джонса излучения ВГ в  $i$ -ом хотспоте,  $\Delta$  - дополнительная разность фаз между волнами ВГ, излученными хотспотами, вызванная наклонным падением излучения на качки на образец. Тогда, опираясь на полученные методом микроскопии ВГ данные, можно провести численные оценки относительных значений параметра Стокса  $S_3$

$$\begin{aligned} \frac{S_3^G(\psi = 0^\circ)}{S_3^G(\psi = 180^\circ)} &= -1.09 \pm 0.09 \\ \frac{S_3^{mirror-G}(\psi = 180^\circ)}{S_3^{mirror-G}(\psi = 0^\circ)} &= -1.11 \pm 0.09, \end{aligned} \quad (4)$$

которые практически совпадают экспериментально полученными значениями:

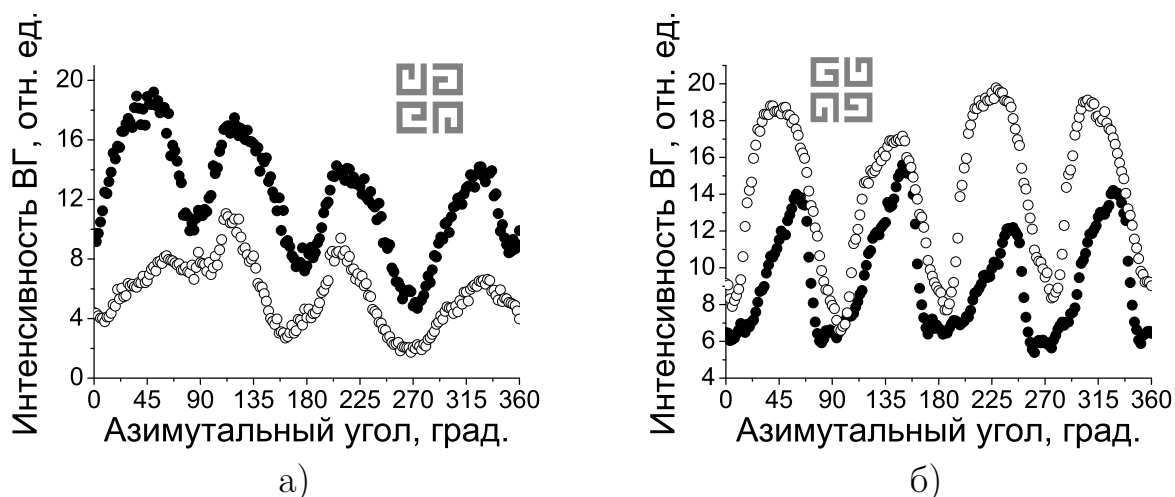
$$\begin{aligned} \frac{S_3^G(\psi = 0^\circ)}{S_3^G(\psi = 180^\circ)} &= -1.05 \pm 0.05 \\ \frac{S_3^{mirror-G}(\psi = 180^\circ)}{S_3^{mirror-G}(\psi = 0^\circ)} &= -1.07 \pm 0.05. \end{aligned} \quad (5)$$

**Глава 4** «Генерация второй оптической гармоники в образцах с элементарной ячейкой, состоящей из четырех наноструктур» посвящена исследованию особенностей ГВГ в двухпериодных образцах с элементарной

ячейкой, обладающей осевой симметрией четвертого порядка. Измерения проводились

Для них также были исследованы азимутальные зависимости интенсивности ВГ при  $s$ - и  $p$ -поляризованном излучении накачки для всех поляризаций ВГ, необходимых для расчета параметров Стокса. Также апертура системы регистрации была уменьшена до  $5^\circ$ , что уменьшило детектируемую интенсивность деполяризованной ВГ на порядок. Все зависимости демонстрировали симметрию четвертого порядка, совпадающую с симметрией образца.

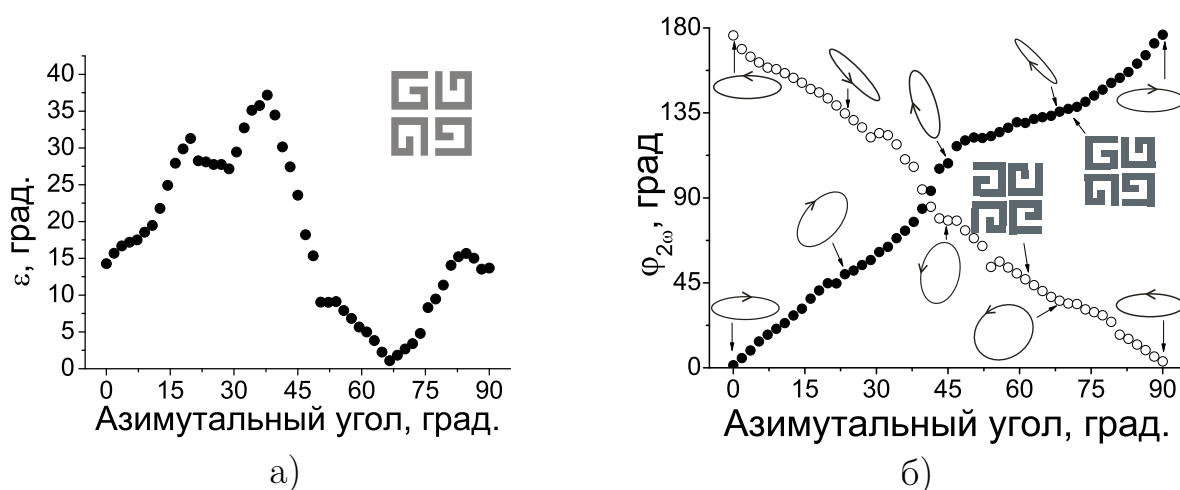
В данных образцах также, как и в однопериодных, был обнаружен обратный эффект циркулярного дихроизма ВГ, но в этом случае его отличительной особенностью стало то, что в этом случае для каждой из рассматриваемых знак параметра Стокса  $S_3$  не зависит от азимутального образца, но имеет разный знак для разных образцов (рис. 6. Также можно отметить, что эффект наблюдается как при  $p$ -, так и при  $s$ -поляризованном излучении накачки.



**Рис. 6.** Графики зависимостей интенсивности излучения ВГ от азимутального угла поворота образца при  $p$ -поляризованном излучении накачки и право- (закрашенные точки) и лево- (открытые точки) циркулярно поляризованном излучении ВГ для образцов G-Ci1 (а) и G-Ci2 (б).

Другим связанным с хиральностью образов эффектом был различный поворот плоскости поляризации ВГ (так как параметр Стокса  $S_3$  отличен от нуля для любого азимутального положения образца, то имеется в виду поворот главных осей поляризационного эллипса) при азимутальном вращении энантиомеров в одну и ту же сторону при  $s$ -поляризованном излучении накачки (рис. 7).

При нулевом азимутальном угле (плоскость поляризации накачки параллельна одной из сторон образца) линейно поляризованная часть излучения второй гармоники  $p$ -поляризована. То есть при азимутальном вращении образцов поляризация излучения ВГ поворачивается от  $p$ - через  $s$ - и далее снова к  $p$ -поляризации при азимутальном повороте образца на угол  $90^\circ$ , при этом для одного из образцов вращение происходит по часо-



**Рис. 7.** Графики зависимости угла эллиптичности излучения на частоте ВГ (а) для образца G-Ci2 и поворота плоскости поляризации второй гармоники (б) для образцов G-Ci2 (закрашенные точки) и G-Ci1 (открытые точки) от их азимутального положения при s-поляризованном излучении накачки. Так как полные азимутальные зависимости имеют симметрию четвертого порядка, то из соображений наглядности графики приведены для диапазона азимутальных углов от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ .

вой стрелке, для другого - против. Также был рассчитан угол эллиптичности излучения на частоте ВГ, результаты для образца G-Ci2 представлены на рис. 7.а. Видно, что максимум эллиптичности (азимутальный угол<sup>1</sup>  $\psi = 38^\circ$ , поляризация ВГ близка к циркулярной) достигается вблизи точки параллельности поляризации излучения ВГ (имеется ввиду ее линейно поляризованная часть) и накачки (азимутальный угол  $\psi = 40^\circ$ ), минимальной эллиптичность является при азимутальном угле  $\psi = 67^\circ$ , поляризация излучения ВГ в этом случае близка к линейной (рис. 7.б). Таким образом, можно сделать вывод, что поворот плоскости поляризации излучения второй гармоники определяется хиральностью образца и может быть использован для однозначной идентификации энантиомеров. При этом подобных особенностей не было обнаружено в линейном оптическом отклике.

Вторая часть данной главы посвящена исследованию свойств эффекта циркулярного дихроизма ВГ. Для этого были использованы аналогичные уже упоминавшимся двухпериодным образцы с той разницей, что они лежали на стеклянной подложке и расстояние между структурами составляло в них 400 нм (для удобства они будут названы G-Ci1-400 и G-Ci2-400), измерения проходили в геометрии «на просвет». Было обнаружено, что свойства эффекта циркулярного дихроизма ВГ существенно зависят от угла падения излучения накачки на образец. Было исследовано изменение как зависимостей эффекта ЦДВГ от азимутального угла поворота образца (рассчитанного по формуле

<sup>1</sup>здесь и далее в случае упоминания только одного азимутального угла для образцов, обладающих осевой симметрией 4-го порядка, подразумеваются 4 азимутальных положения:  $\alpha$  (исходное),  $\alpha + 90^\circ$ ,  $\alpha + 180^\circ$  и  $\alpha + 270^\circ$

$$SHGCD = \frac{I_{RCP} - I_{LCP}}{I_{RCP} + I_{LCP}}, \quad (6)$$

где  $I_{LCP}$ ,  $I_{RCP}$  интенсивности ВГ при правой и левой циркулярной поляризации излучения накачки), так и усредненного по всем азимутальным положениям значения от угла падения излучения накачки. Усреднение по всем азимутальным положениям делается в попытке избавиться от влияния анизотропии образца.

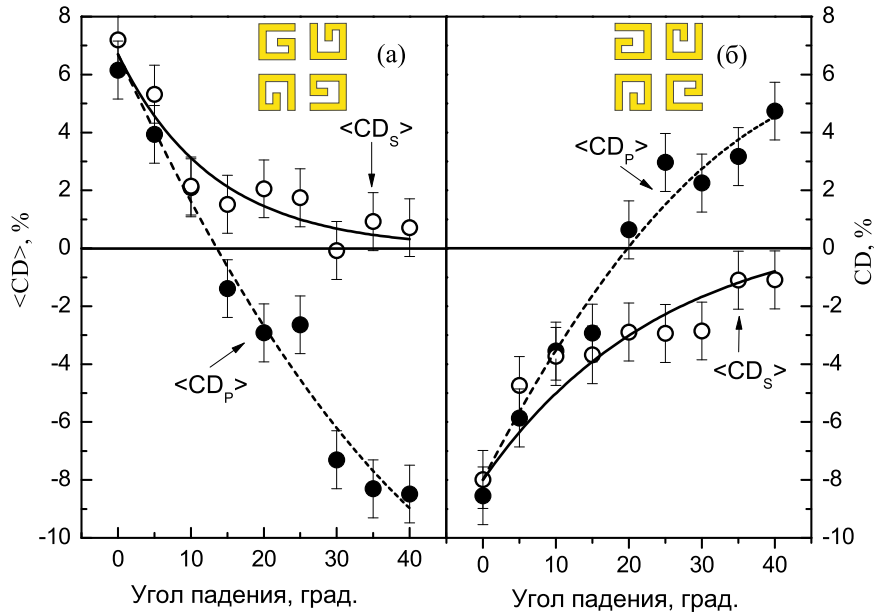
В ходе экспериментов было обнаружено, что при увеличении угла падения излучения накачки азимутальные зависимости эффекта ЦДВГ становятся все более анизотропными, при этом в зависимости от азимутального положения образца знак эффекта может меняться, при этом максимальные значения эффекта доходят до 60%. При этом при нормальном падении зависимости изотропны (измерение индикатрисы ВГ показало, что это когерентное излучение ВГ). Также следует отметить, что, несмотря на знакопеременность эффекта, сохраняется возможность однозначной идентификации энантиомеров, так как зависимости для них являются зеркальными отражениями друг друга.

Графики зависимостей усредненного значения ЦДВГ от угла падения излучения накачки для различных образцов и поляризаций излучения накачки приведены на рис. 8. Видно, что в целом для всех исследованных углов падения излучения накачки значения ЦДВГ сравнительно небольшие ( $|CD| < 10\%$ ). Зависимости для разных энантиомеров являются качественно одинаковыми и отличаются только знаком. При увеличении угла падения в случае  $p$ -поляризованного излучения ВГ значение ЦДВГ начинает уменьшаться и в диапазоне углов падения от  $15^\circ$  до  $20^\circ$  для обоих энантиомеров достигает 0% и меняет знак. В случае  $s$ -поляризованного излучения ВГ среднее значение ЦДВГ также уменьшается при увеличении угла падения, но при этом не меняет знак, а стремится к нулевому значению. При этом такой вид данных зависимостей также позволяет однозначно идентифицировать энантиомеры.

Для описания данного результата можно рассмотреть симметрию тензора квадратичной нелинейной восприимчивости  $\hat{\chi}^{(2)}$  в электро-дипольном приближении. Так как в рассматриваемом случае симметрия данного тензора совпадает с симметрией  $\hat{\chi}^{(2)}$  для изотропной хиральной поверхности, то можно предположить, что это описание будет достаточным для усредненного по всем азимутальным положениям эффекта циркулярного ди-хроизма. В тоже время анизотропия данного эффекта будет описываться уже электро-квадрупольными компонентами тензора квадратичной нелинейной восприимчивости. В таком случае ненулевыми остаются следующие компоненты [13]:  $\chi_{zzz}$ ,  $\chi_{zxx} = \chi_{zyy}$ ,  $\chi_{xxz} = \chi_{yyz}$ ,  $\chi_{xyz} = -\chi_{yxz}$ , причем последние две компоненты отличны от нуля только в хиральных структурах. Тогда для интенсивности  $p$ - и  $s$ -поляризованного излучения ВГ при право- (right) или лево- (left) циркулярно поляризованном излучении накачки можно записать:

$$\begin{aligned}
I_p^{right,left} &\propto \sin^2 \theta | -\chi_{zxx} \sin^2 \theta + \chi_{zzz} \sin^2 \theta + \\
&\quad + 2\chi_{xxz} \cos^2 \theta \pm i2\chi_{xyz} \cos \theta |^2 E_0^2, \\
I_s^{right,left} &\propto \sin^2 \theta | \chi_{xyz} \cos \theta \pm i\chi_{xxz} |^2 E_0^2,
\end{aligned} \tag{7}$$

Подставив эти выражения в формулу 6, можно получить зависимости усредненного эффекта ЦДВГ от угла падения излучения накачки. При этом следует отметить, что в полученных формулах ЦДВГ будет отличен от нуля при нормальном падении, тогда как соответствующие интенсивности ВГ (согласно 7) в этом случае равны нулю. Для учета этого необходимо учитывать уже упоминавшиеся электро-квадрупольные компоненты тензора  $\hat{\chi}^{(2)}$ .



**Рис. 8.** Графики зависимости усредненной величины циркулярного дихроизма от угла падения излучения накачки для  $p$ - (закрашенные символы) и  $s$ - (незакрашенные символы) поляризованного излучения ВГ для образцов  $G-Ci1-400$  (а) и  $G-Ci2-400$  (б)

**Заключение.** В диссертационной работе исследованы основные особенности квадратичного нелинейно-оптического отклика планарных хиральных структур, образованных элементами в форме плоской спирали (или буквы  $G$ ) и расположенных в массиве с элементарной ячейкой, состоящей из одной наноструктуры ( $G$ -структура) или из четырех наноструктур ( $4G$ -структура). При этом получены следующие основные результаты:

1. Методом микроскопии ВГ с разрешением по поляризации получено пространственное распределение параметров поляризации излучения

ВГ на масштабах отдельной наноструктуры. Показано, в зависимости от ориентации плоскости поляризации волны накачки вдоль одной из сторон наноструктуры наблюдаются две либо одна области локализации излучения ВГ (хотспоты), в каждой из которых поляризация ВГ близка к линейной (с эллиптичностью около  $5^\circ$ ) и повернута для различных энантиомеров в противоположные стороны на угол около  $30^\circ$  относительно плоскости поляризации накачки. Таким образом продемонстрировано, что направление поворота плоскости ВГ в исследованных структурах определяется направлением их «закручивания». Предложено объяснение данных результатов, основанное на расчетах направления колебания плотности тока на частоте излучения накачки в исследованных структурах, которое демонстрирует те же особенности, что и плоскость поляризации ВГ.

2. Экспериментально показано, что азимутальные зависимости интенсивности поляризованной и деполаризованной составляющих излучения ВГ в массиве планарных хиральных наноструктур с элементарной ячейкой, состоящей из одной наноструктуры, являются анизотропными, причем интенсивности этих составляющих сравнимы по порядку величины. На основе численных расчетов факторов локального поля, проведенных методом FDTD, выяснено, что анизотропия интенсивности ВГ определяется преимущественно анизотропным распределением локального поля на частоте накачки в  $G$ -структурах.
3. Обнаружено, что в массиве планарных хиральных наноструктур существует обратный аналог эффекта кругового дихроизма второй гармоники, заключающийся в различной эффективности генерации циркулярно поляризованных волн ВГ в зависимости от направления «закручивания» структуры. Показано, что в случае  $G$ -структур параметр Стокса  $S_3$  является знакопеременным в зависимости от азимутального положения образца, в отличие от  $4G$ -структур, для которых этот параметр является знакопостоянным. Предложено описание данного эффекта на основе анализа симметрии тензора квадратичной восприимчивости хиральной поверхности, а также с помощью рассмотрения интерференции излучения от различных источников ВГ (хотспотов) в структуре.
4. Обнаружено, что направление поворота плоскости поляризации ВГ в  $4G$ -массиве хиральных наноструктур определяется направлением «закрученности» образца.
5. Впервые показано, что эффект циркулярного дихроизма второй гармоники для  $4G$ -структур имеет существенную зависимость от угла падения излучения накачки, а именно, с ростом угла падения излучения накачки значение эффекта, усредненное по всем азимутальным положениям образца, меняет свой знак при  $\theta \approx 14^\circ$  для р-поляризованного излучения ВГ, а также уменьшается до нуля для

s-поляризованного излучения ВГ. Обнаружена существенная анизотропия эффекта со значениями, при некоторых азимутальных положениях образца на порядок превышающими среднее по всем азимутальным положениям, максимальное значение ЦД на частоте ВГ достигает 60%. Предложено описание данного эффекта на основе анализа симметрии тензора квадратичной восприимчивости.

### Список публикаций по теме диссертации

1. Coherent and incoherent second harmonic generation in planar G-shaped nanostructures / E. A. Mamonov, T. V. Murzina, I. A. Kolmychek et al. // *Optics Letters*. - 2011. - Vol. 36, no. 18. - P. 3681–3683.
2. Chirality in nonlinear-optical response of planar G-shaped nanostructures / E. A. Mamonov, T. V. Murzina, I. A. Kolmychek et al. // *Optics Express*. - 2012. - Vol. 20, no. 8. - P. 8518–8523.
3. Circular dichroism in optical second harmonic generated in reflection from chiral G-shaped metamaterials / E. A. Mamonov, I. A. Kolmychek, T. V. Murzina et al. // *Journal of Physics: Conference Series*. - 2012. - Vol. 352. - P. 012029–012029.
4. Генерация второй оптической гармоники в планарных киральных наноструктурах / Е. А. Мамонов, И. А. Колмычек, А. И. Майдыковский, Т. В. Мурзина // *Известия РАН. Серия физическая*. - 2013. - Т. 77, № 1. - С. 78–81.
5. Anisotropy versus circular dichroism in second harmonic generation from fourfold symmetric arrays of G-shaped nanostructures / E. A. Mamonov, I. A. Kolmychek, S. Vandendriessche et al. // *Phys. Rev.B*. - 2014. - Vol. 89. - P. 121113-1-121113-5.
6. Polarization properties of SHG from chiral G-shaped nanostructures, / E. A. Mamonov, I. A. Kolmychek, A. I. Maydykovskiy et al. // *Frontiers in Optics/Laser Science XXVII* - 2011 - Сан Хосе, США.
7. Optical second harmonic generation in chiral G-shaped metamaterials, / I.A. Kolmychek, E.A. Mamonov, T.V. Murzina, V.K. Valev, T. Verbiest, A.V. Silhanek // *EOS Annual Meeting* - 2012 - Абердин, Шотландия.
8. Circular dichroism in second harmonic generated from planar G-shaped nanostructures / E. A. Mamonov, I.A. Kolmychek, A.I. Maydykovsky et al. // *The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO)/The Lasers, Applications, and Technologies (LAT) (ICONO/LAT)* - 2013 - Москва, Россия.
9. Optical second harmonic generation in G-shaped metamaterials / E.A. Mamonov, I.A. Kolmychek, V.K. Valev, T. Verbiest, T.V. Murzina // *Days on diffraction* - 2013 - Санкт-Петербург, Россия.

10. Second-order nonlinear-optical effects in planar metamaterials / E. A. Mamonov , I.A. Kolmychek , V.K.Valev, T.Verbiest, T.V. Murzina // The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO)/The Lasers, Applications, and Technologies (LAT) (ICONO/LAT) - 2013 - Москва, Россия.
11. Polarization-resolved SHG microscopy of chiral G-shaped nanostructures / E. A. Mamonov, I.A. Kolmychek, A.I. Maydykovsky, V. K. Valev, A. V. Silhanek, T. Verbiest, T. V. Murzina // 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials - 2013 - Бордо, Франция.
12. Circular dichroism effects in nonlinear-optical response of planar chiral metamaterials / E. A. Mamonov, I.A. Kolmychek, S. Vandendriessche et al. // 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials - 2013 - Бордо, Франция.
13. Optical circular dichroism of second harmonic generation in planar arrays of chiral G-shaped nanostructures / I. A. Kolmychek, E. A. Mamonov, T. V. Murzina, M. Hojeij, Y. Ekinici, V. K. Valev, and T. Verbiest // Frontiers in Optics - 2013 - Орландо, США.
14. Nonlinear-optical studies of chiral G-Shaped metamaterials / I. A. Kolmychek, E. A. Mamonov, T. V. Murzina // The 24th annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'15) - 2015 - Шанхай, Китай.

## Список использованной литературы

- [1] *Zhao R., Koschny T., Soukoulis C. M.* Chiral metamaterials: retrieval of the effective parameters with and without substrate // *Opt. Express.* — 2010. — Jul. — Vol. 18, no. 14. — Pp. 14553–14567.
- [2] *Lord Kelvin.* Baltimore Lectures on Molecular Dynamics and the Wave Theory of Light. — London: C.J. Clay and Sons, Cambridge University Press Warehouse, 1904.
- [3] *Papakostas A., Potts A., Bagnall D. M., Prosvirnin S. L., Coles H. J., Zheludev N. I.* Optical manifestations of planar chirality // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Mar. — Vol. 90. — P. 107404.
- [4] *Decker M., Klein M. W., Wegener M., Linden S.* Circular dichroism of planar chiral magnetic metamaterials // *Opt. Lett.* — 2007. — Apr. — Vol. 32, no. 7. — Pp. 856–858.
- [5] *Larsen G. K., He Y., Ingram W., LaPaquette E. T., Wang J., Zhao Y.* The fabrication of three-dimensional plasmonic chiral structures by dynamic shadowing growth // *Nanoscale.* — 2014. — Vol. 6. — Pp. 9467–9476.
- [6] *Fedotov V. A., Mladynov P. L., Prosvirnin S. L., Rogacheva A. V., Chen Y., Zheludev N. I.* Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 97, no. 16.
- [7] *Fedotov V. A., Khardikov V. V., Prosvirnin S. L., Schwanecke A. S., Zheludev N. I.* Asymmetric transmission of light and enantiomerically sensitive plasmon resonance in planar chiral nanostructures // *Nano Letters.* — 2007. — Vol. 7, no. 7.
- [8] *Schwanecke A. S., Krasavin A., Bagnall D. M., Potts A., Zayats A., Zheludev N. I.* Broken time reversal of light interaction with planar chiral nanostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 91, no. 24.
- [9] *Prosvirnin S. L., Zheludev N. I.* Polarization effects in the diffraction of light by a planar chiral structure // *Phys. Rev. E.* — 2005. — Vol. 71, no. 3.
- [10] *Li Z., Mutlu M., Ozbay E.* Chiral metamaterials: from optical activity and negative refractive index to asymmetric transmission // *Journal of Optics.* — 2013. — Vol. 15, no. 2. — P. 023001.
- [11] *Huttunen M. J., Bautista G., Decker M., Linden S., Wegener M., Kauranen M.* Nonlinear chiral imaging of subwavelength-sized twisted-cross gold nanodimers // *Opt. Mater. Express.* — 2011. — May. — Vol. 1, no. 1. — Pp. 46–56.

- [12] *Hubert C., Billot L., Adam P.-M., Bachelot R., Royer P., Grand J., Gindre D., Dorkenoo K. D., Fort A.* Role of surface plasmon in second harmonic generation from gold nanorods // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. 90, no. 18. — P. 181105.
- [13] *Акципетров О. А., Баранова И. М., Ильинский Ю. А.* Вклад поверхности в генерацию отраженной второй гармоники для центросимметричных полупроводников // *ЖЭТФ*. — 1986. — Июль. — Т. 91. — С. 287.
- [14] *Sioncke S., Verbiest T., Persoons A.* Second-order nonlinear optical properties of chiral materials // *Materials Science and Engineering: R: Reports*. — 2003. — Vol. 42, no. 5–6. — Pp. 115 – 155.
- [15] *Kauranen M., Zayats A. V.* Nonlinear plasmonics // *Nat Photon.* — 2012. — Nov. — Vol. 6, no. 11. — Pp. 737–748.
- [16] *Butet J., Brevet P.-F., Martin O. J. F.* Optical second harmonic generation in plasmonic nanostructures: From fundamental principles to advanced applications // *ACS Nano*. — 2015. — Vol. 9, no. 11. — Pp. 10545–10562.
- [17] *Zhou F., Li Z.-Y., Liu Y., Xia Y.* Quantitative analysis of dipole and quadrupole excitation in the surface plasmon resonance of metal nanoparticles // *The Journal of Physical Chemistry C*. — 2008. — Vol. 112, no. 51. — Pp. 20233–20240.
- [18] *Garcia M. A.* Surface plasmons in metallic nanoparticles: fundamentals and applications // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2011. — Vol. 44, no. 28. — P. 283001.
- [19] *Chandrasekar R., Emani N. K., Lagutchev A., Shalaev V. M., Ciraci C., Smith D. R., Kildishev A. V.* Second harmonic generation with plasmonic metasurfaces: direct comparison of electric and magnetic resonances // *Opt. Mater. Express*. — 2015. — Nov. — Vol. 5, no. 11. — Pp. 2682–2691.
- [20] *Kruk S., Weismann M., Bykov A. Y., Mamonov E. A., Kolmychek I. A., Murzina T., Panoiu N. C., Neshev D. N., Kivshar Y. S.* Enhanced magnetic second-harmonic generation from resonant metasurfaces // *ACS Photonics*. — 2015. — Vol. 2, no. 8. — Pp. 1007–1012.
- [21] *Valev V. K., Silhanek A. V., Verellen N., Gillijns W., Van Dorpe P., Aktsipetrov O. A., Vandenbosch G. A. E., Moshchalkov V. V., Verbiest T.* Asymmetric optical second-harmonic generation from chiral *g*-shaped gold nanostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Mar. — Vol. 104. — P. 127401.
- [22] *Valev V. K., Smisdom N., Silhanek A. V., Clercq B. D., Gillijns W., Ameloot M., Moshchalkov V. V., Verbiest T.* Plasmonic ratchet wheels: Switching circular dichroism by arranging chiral nanostructures // *Nano Letters*. — 2009. — Vol. 9, no. 11. — Pp. 3945–3948.

- [23] Plasmons reveal the direction of magnetization in nickel nanostructures / V. K. Valev, A. V. Silhanek, W. Gillijns, Y. Jeyaram, H. Paddubrouskaya, A. Volodin, C. G. Biris, N. C. Panoiu, B. D. Clercq et al. // *ACS Nano*. — 2011. — Vol. 5, no. 1. — Pp. 91–96.
- [24] Valev V. K., Silhanek A. V., Smisdom N., Clercq B. D., Gillijns W., Aktsipetrov O. A., Ameloot M., Moshchalkov V. V., Verbiest T. Linearly polarized second harmonic generation microscopy reveals chirality // *Opt. Express*. — 2010. — Apr. — Vol. 18, no. 8. — Pp. 8286–8293.
- [25] Rendering dark modes bright by using asymmetric split ring resonators / Y. Jeyaram, N. Verellen, X. Zheng, A. V. Silhanek, M. Hojeij, B. Terhalle, Y. Ekinici, V. K. Valev, G. Vandenbosch, V. V. Moshchalkov // *Opt. Express*. — 2013. — Jul. — Vol. 21, no. 13. — Pp. 15464–15474.
- [26] Шен И. Принципы нелинейной оптики. — Москва: Наука, 1989.
- [27] Kauranen M., Verbiest T., Persoons A. Second-order nonlinear optical signatures of surface chirality // *Journal of Modern Optics*. — 1998. — Vol. 45, no. 2. — Pp. 403–423.