

*Посвящается памяти Ф.И. Федорова*

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ИСКУССТВЕННЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СТРУКТУР С БОЛЬШОЙ КИРАЛЬНОСТЬЮ

© 2011 г. И. В. Семченко, С. А. Хахомов, Е. В. Наумова\*, В. Я. Принц\*,  
С. В. Голод\*, В. В. Кубарев\*\*

*Гомельский государственный университет, Беларусь*

*E-mail: isemchenko@gsu.by, khakh@gsu.by*

*\*Институт физики полупроводников СО РАН, Россия*

*E-mail: a\_naumova@isp.nsc.ru*

*\*\*Институт ядерной физики СО РАН, Россия*

*E-mail: V.V. Kubarev@isp.nsc.ru*

Поступила в редакцию 02.12.2010 г.

На примере образца, разработанного авторским коллективом из Института физики полупроводников СО РАН, проведено численное моделирование киральных свойств искусственной анизотропной структуры, образованной микроспиралями. Показано, что такая искусственная периодическая структура может проявлять значительные киральные свойства в ТГц-диапазоне. Получены аналитические выражения для диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостей структуры при условии сильных гиротропных свойств. Проведено сравнение вычисленных угла поворота плоскости поляризации электромагнитной волны и циркулярного дихроизма структуры с экспериментальными результатами.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время двумерные и трехмерные структуры с различной симметрией могут быть созданы, например, из трехмерных оболочек, формируемых из напряженных нанопленок. С помощью трехмерных конструкций оболочек-резонаторов электромагнитный отклик метаматериала задается во всех трех измерениях, что является новым шагом в области метаматериалов ТГц-диапазона и позволяет создавать метаматериалы с принципиально новыми свойствами.

Анизотропные и киральные (зеркально асимметричные) свойства характерны для самых разнообразных веществ и сред как природного, так и искусственного происхождения: кристаллов, композитных структур, метаматериалов [1–9].

При рассмотрении электромагнитной модели обычной (некиральной) среды предполагают, что она описывает свойства сплошной среды. Киральные свойства связаны с проявлением дискретной структуры среды. Параметр киральности  $k$  пропорционален отношению  $a/\lambda$ , где  $a$  – линейный размер элемента среды,  $\lambda$  – длина волны. При  $a/\lambda \rightarrow 0$  киральные свойства среды исчезают. Таким образом, учет киральных свойств можно рассматривать как учет влияния пространственной дисперсии [4, 5, 9]. Возможен также феноме-

нологический подход к описанию киральных свойств среды, который основан на учете магнитоэлектрических эффектов в элементах среды. Как показано в [1, 2], феноменологический подход, с одной стороны, не противоречит теории пространственной дисперсии, и, с другой стороны, обеспечивает наиболее простое и физически корректное описание явления оптической активности.

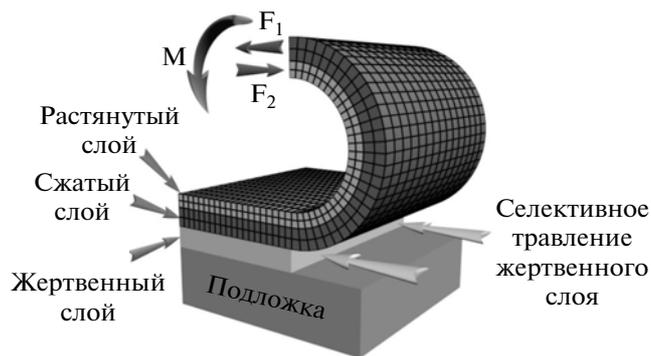
В оптике естественных сред отношение  $a/\lambda$  имеет порядок  $10^{-3}$ – $10^{-4}$ , так как размер молекулы или атома составляет обычно несколько ангстрем, т.е. порядка  $10^{-10}$  м, а длина волны в оптическом диапазоне порядка  $10^{-6}$  м. В оптике с проявлением пространственной дисперсии и киральных свойств среды связано явление оптической активности среды. Оптическая активность в естественных средах не нашла своего применения из-за малости эффекта, т.е. малости параметра киральности  $k$ . Исключением можно считать лишь жидкие кристаллы. Иная ситуация для искусственных электромагнитных сред, где величину  $k = Ca/\lambda$  можно значительно увеличить, увеличив отношение  $a/\lambda$ , а главное – увеличив коэффициент  $C$  путем использования резонансных свойств частиц среды, например резонанса тока вдоль спирали. Линейные размеры спирали

могут быть малы по сравнению с длиной волны, а длина проволоки, из которой изготовлена спираль, может быть порядка длины волны, что обеспечивает условие резонанса. В этом случае киральность уже не является малой величиной, и свойства киральной среды могут кардинально отличаться от свойств зеркально симметричной среды не только за счет накопления малого эффекта, как в явлении оптической активности [9].

При изучении искусственных анизотропных структур с особыми свойствами, так называемых метаматериалов, важен не только феноменологический подход, базирующийся на основных физических положениях: законе сохранения энергии электромагнитного поля, принципе симметрии кинетических коэффициентов Онзагера–Казимира, учете кристаллографической симметрии среды. При анализе свойств метаматериалов возрастает роль микротeorии, которая позволяет рассматривать конкретные механизмы резонансного возбуждения элементов структуры.

Экспериментальные исследования необычных свойств метаматериалов проводились в основном в МГц- и ГГц-диапазонах, где резонансные элементы метаматериала должны иметь миллиметровые и сантиметровые размеры, и формирование трехмерных элементов, а также их расположение в виде трехмерных массивов не представляет значительной сложности. В настоящее время наблюдается явная тенденция к созданию и исследованию метаматериалов для ТГц-диапазона, поскольку в настоящее время техника ТГц-диапазона активно развивается, но пока ассортимент электромагнитных свойств существующих материалов в этом диапазоне очень небогат, например, отсутствуют материалы с эффективными нелинейными, киральными и другими свойствами, широко используемыми в оптическом диапазоне. Поэтому концепция метаматериалов особенно востребована в ТГц-диапазоне.

Для метаматериалов ТГц-диапазона искусственные элементы-резонаторы должны иметь характерные размеры порядка единиц – десятков микрон, чтобы оставаться существенно меньшими длины волны электромагнитного излучения. Для получения согласованного отклика все резонаторы огромного массива должны быть очень точно настроены. Из широко применяемых технологий требуемые размеры и точность обеспечивает только традиционная планарная технология, которая позволяет формировать плоские элементы и их слои. Свойства такого метаматериала из плоских элементов принципиально невозможно задавать во всех трех измерениях. Кроме того, в большинстве экспериментов исследователям приходится ограничиваться одним слоем элементов (т.е. монослоем метаматериала) из-за ограничений планарной технологии, что затрудняет изучение объемных электромагнитных



**Рис. 1.** Схема сворачивания двухслойной напряженной пленки при ее отсоединении от подложки. Отсоединенная от подложки пленка изгибается под действием момента сил  $M$ , вызванного внутренними напряжениями в растянутом и сжатом слоях.

свойств. В то же время практически все востребованные применения метаматериалов требуют объемных метаматериалов с трехмерными заданными электромагнитными свойствами.

Принципиальная новизна и научное значение создания метаматериалов из трехмерных оболочек, формируемых из напряженных нанопленок [10–13], заключается в переходе от двумерных элементов-резонаторов к трехмерным, прецизионности размеров резонаторов (вплоть до атомарного уровня) с характерными размерами от микрон до нанометров, разнообразии возможных форм и материалов элементов-резонаторов (диэлектрики, металлы, полупроводники). Принцип формирования оболочки из напряженной пленки иллюстрирует рис. 1.

С помощью трехмерных конструкций оболочек-резонаторов электромагнитный отклик метаматериала задается во всех трех измерениях, что является новым шагом в области метаматериалов для ТГц-диапазона и позволяет создавать метаматериалы с принципиально новыми свойствами.

Данная технология в настоящее время является единственной нанотехнологией, которая может обеспечить массовое формирование ТГц-метаматериалов на основе гладких резонансных трехмерных спиралей, в том числе объемных метаматериалов.

#### ОПТИМАЛЬНАЯ ФОРМА СПИРАЛИ: РАВЕНСТВО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ, МАГНИТНОЙ И КИРАЛЬНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТЕЙ

В этом разделе представлены аналитические соотношения между диэлектрической, магнитной и киральной (магнитоэлектрической) восприимчивостью малых металлических спиралей. Показано, что существует такое “оптимальное”

отношение между радиусом и шагом спирали, что все три восприимчивости являются равными на определенной частоте (это отношение было ранее введено в [14–16] для случая спиралей, используемых в качестве преобразователей поляризации).

Каждая спираль характеризуется одновременно диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостью. Следовательно, ее поведение в электромагнитном поле можно описать с помощью уравнений связи

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 \alpha_{ee} \mathbf{E} - j \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \alpha_{em} \mathbf{H}, \quad (1)$$

$$\mathbf{m} = \alpha_{mm} \mathbf{H} + j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \alpha_{me} \mathbf{E}. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha_{ee}$  и  $\alpha_{mm}$  – тензоры диэлектрической и магнитной восприимчивости,  $\alpha_{em}$  и  $\alpha_{me}$  – псевдотензоры, характеризующие киральные свойства спирали,  $\varepsilon_0$  и  $\mu_0$  – электрическая и магнитная постоянные соответственно. При записи (1) и (2) предполагаем, что электрическое и магнитное поля являются монохроматическими, и их зависимость от времени описывается функцией  $\exp(j\omega t)$ , как принято в радиофизике. Из принципа симметрии кинетических коэффициентов Онзагера–Казимира следует, что выполняется соотношение [17]:

$$\alpha_{em} = \alpha_{me}^T,$$

где символ  $T$  означает транспонирование тензора. Мнимая единица  $j$  записана в материальных уравнениях (1), (2) в явном виде, следовательно, псевдотензор  $\alpha_{em}$  имеет только действительные компоненты для непоглощающей спирали. Кроме того, компоненты псевдотензора  $\alpha_{em}$  являются безразмерными величинами, что обеспечивается присутствием множителей  $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$  и  $\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}$  в уравнениях связи (1), (2) [17, 18].

И электрические, и магнитные моменты относятся к одной и той же частице с некоторым распределением тока, определяемым формой и размерами частицы. Это приводит к соотношению между электрическим дипольным и магнитным моментами, индуцированными в спирали. Осевые компоненты этих двух моментов связаны следующим образом [19]:

$$p_x = \frac{-2j}{\omega r^2 q} m_x, \quad (3)$$

где  $x$  обозначает направление вдоль оси спирали,  $r$  – радиус спирали,  $|q| = 2\pi/h$  ( $h$  – шаг спирали),  $\omega$  – циклическая частота тока. Знак удельного кручения спирали  $q$  определен направлением спирали: для правой спирали  $q > 0$ .

Свойства киральной среды могут быть описаны следующими материальными уравнениями:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} - j \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \mathbf{H}, \quad (4)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} + j \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \mathbf{E}. \quad (5)$$

Для изотропной среды с низкой концентрацией включений можем пренебречь взаимодействием между элементами структуры и определить эффективные параметры как

$$\varepsilon_r = 1 + N_h \alpha_{ee}, \quad (6)$$

$$\mu_r = 1 + N_h \alpha_{mm}, \quad (7)$$

$$\kappa = N_h \alpha_{em}, \quad (8)$$

где  $N_h$  – концентрация включений. Для спиралей “оптимальной” формы, удовлетворяющих соотношению

$$\frac{\omega}{c} |q| r^2 = 2, \quad (9)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме, имеем  $\varepsilon_r = \mu_r = 1 \pm \kappa$  (верхний знак соответствует правой спирали). На определенной частоте вблизи главного резонанса спиралей действительные части проницаемостей обращаются в ноль, поэтому выполняются соотношения [20]:

$$\operatorname{Re}\{\varepsilon_r\} = \operatorname{Re}\{\mu_r\} = 0, \quad \operatorname{Re}\{\kappa\} = \mp 1. \quad (10)$$

Показатели преломления двух циркулярно поляризованных собственных мод для  $q > 0$  имеют вид

$$n_+ = 1 - j(\sqrt{\varepsilon_r'' \mu_r''} - \kappa'), \quad (11)$$

$$n_- = -1 - j(\sqrt{\varepsilon_r'' \mu_r''} + \kappa''), \quad (12)$$

где  $\kappa'' > 0$ . Видно, что одна собственная мода имеет единичный показатель преломления и очень низкие потери, потому что для оптимальной спирали  $\varepsilon_r'' \approx \mu_r'' \approx \kappa''$ . Такое же заключение справедливо для левых спиралей.

Одновременное использование соотношений (1), (2) и (3) приводит к результату

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \alpha_{mm}^{(11)}, \quad (13)$$

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \pm \alpha_{em}^{(11)}, \quad (14)$$

где  $\alpha^{(ik)}$  – компоненты рассматриваемых тензоров и псевдотензоров, знак “+” соответствует спирали с правосторонней намоткой, знак “–” – левосторонней спирали.

Соотношения (13) и (14) показывают, что спирали с найденными оптимальными параметрами характеризуются тремя равными восприимчивостями для полей, направленных вдоль оси спирали: диэлектрической, магнитной и киральной.

Равенство всех трех осевых восприимчивостей для оптимальных спиралей подтверждается экспериментальными данными, в частности излучением оптимальной спиралью циркулярно поляризованной волны в направлении, перпендикулярном оси спирали [14–16, 18, 19].

Оптимальные спирали могут найти широкое применение, например, для создания безотражательных покрытий, а также метаматериалов с отрицательным преломлением электромагнитных волн. Исследуемые спирали имеют оптимальные характеристики при активации как электрическим, так и магнитным полем, т.е. при любой ориентации плоскости поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиралей перед другими возможными элементами метаматериалов, например прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами.

### АНАЛИТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Теоретический метод, используемый в этой работе, основан на решении уравнения движения электрона по спиральной траектории:

$$m_e \ddot{s} = -ks - \gamma \dot{s} - e\tau E_s, \quad (15)$$

где  $s$  – смещение электрона по спирали,  $\dot{s}$  – скорость движения электрона по спирали,  $\ddot{s}$  – ускорение,  $m_e$  – масса электрона,  $-e$  – заряд электрона,  $k$  – эффективный коэффициент, описывающий квазиупругую силу, действующую на электроны в направлении, противоположном их смещению,  $\gamma$  – эффективный коэффициент, характеризующий силы рассеивания, замедляющие движение электронов,  $\tau$  – коэффициент ослабления поля внутри металла [21].

В (15) величина  $E_s$

$$E_s = E_x \sin \alpha = \pm \frac{E \cos \theta}{\sqrt{r^2 q^2 + 1}} \quad (16)$$

является компонентой внешнего электрического поля, которая направлена вдоль спиральной траектории; ось  $X$  направлена вдоль оси спирали; знак “+” соответствует спирали с правосторонним кручением; знак “–” соответствует левосторонним спиральям;  $r$  – радиус спирали;  $\theta$  – угол между вектором  $\mathbf{E}$  электрического поля волны и осью спирали;  $\alpha$  – угол подъема спирали относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали (рис. 2).

Под влиянием падающей электромагнитной волны электроны проводимости в спирали совершают гармонические колебания. Поэтому справедливо соотношение

$$k = m_e \omega_0^2 = \frac{m_e \pi^2 c^2}{L^2}, \quad (17)$$

где  $\omega_0$  – резонансная частота колебаний,  $c$  – скорость света в вакууме,  $L$  – длина спирали. В выражении (17) принято во внимание, что при условии главного резонанса полная длина спирали приблизительно равна  $\lambda_0/2$ , где  $\lambda_0$  – длина волны

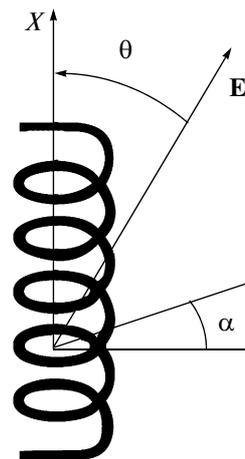


Рис. 2. Ориентация вектора  $\mathbf{E}$  относительно оси спирали.

электромагнитного поля в свободном пространстве.

Мощность диссипативных сил при замедлении электронов проводимости может быть вычислена с помощью закона Джоуля–Ленца. На этом основании получаем следующее выражение:

$$\gamma = \rho e^2 N_{eff} = \rho e^2 N_0 N_s, \quad (18)$$

где  $\rho$  – удельное сопротивление металла,  $N_0$  – объемная концентрация электронов проводимости в металле,  $N_{eff}$  – эффективная объемная концентрация электронов проводимости в металле,

$$N_s = \frac{2\Delta}{r_0} \quad (19)$$

– доля скин-слоя в объеме спирали,  $r_0$  – радиус проволоки,

$$\Delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0 \omega}} \quad (20)$$

– толщина скин-слоя [4, 22].

Выражения (18–20) показывают, что для высокочастотных полей эффективная концентрация электронов проводимости уменьшается. Из-за скин-эффекта только электроны в тонком поверхностном слое вносят свой вклад в проводимость. Коэффициент  $\gamma$ , характеризующий диссипативную силу, определен как среднее значение для всех электронов проводимости в объеме металла. Когда скин-эффект играет важную роль, коэффициент ослабления поля внутри металла  $\tau$  может быть написан в следующей форме [4, 22]:

$$\tau = \frac{E_{ins}}{E_0} = (1 + j)\sqrt{2\varepsilon_0 \rho \omega}, \quad (21)$$

где  $E_{ins}$  и  $E_0$  – комплексные амплитуды полей внутри и снаружи металла.

Соотношение (21) является приближенным и имеет такую же форму, как для плоской поверхности металла, что является оправданным в случае  $\Delta \ll r_0$ .

Принимая во внимание спиральные траектории электронов проводимости, неоднородность распределения тока вдоль проводника, скин-эффект и ослабление электрического поля в металле, можно записать частотную зависимость эффективных параметров изотропной среды

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{1}{A\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}, \quad (22)$$

$$\mu_r = 1 + \frac{1}{A} \mu_0 B^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}, \quad (23)$$

$$\kappa = \frac{1}{A\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{\mu_0 B}{\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\tilde{A}}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\tilde{A}^2}. \quad (24)$$

В (22)–(24) использованы обозначения:

$$\frac{1}{A} = \frac{2Ne^2}{\pi m_e r^2 q^2 + 1}, \quad (25)$$

$$B = \frac{r^2 q}{2} \omega,$$

$$\Gamma = \frac{\rho N_0 N_s e^2}{m_e},$$

$$N = N_0 N_s N_h V_h, \quad V_h = \pi r_0^2 L. \quad (26)$$

Здесь  $V_h$  – объем проволоки, из которого изготовлена одна спираль.

### СПИРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ МОЛЕКУЛ ВЕЩЕСТВА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ИСКУССТВЕННОЙ СТРУКТУРЕ С БОЛЬШОЙ КИРАЛЬНОСТЬЮ

Связь между эффективными параметрами среды  $\varepsilon_r$ ,  $\mu_r$  и тензорами диэлектрической и магнитной восприимчивости  $\alpha_{ee}$  и  $\alpha_{mm}$ , а также параметром киральности  $\kappa$  и псевдотензором, характеризующим киральные свойства спирали  $\alpha_{em}$ , может быть обусловлена не только концентрацией спиралей (выражения 6–8), но и формой микроспиралей.

Решая уравнение движения электрона по спирали (15), можно найти электрический дипольный  $\mathbf{p}$  и магнитный  $\mathbf{m}$  моменты, созданные электрическим полем. Аналогично можно определить влияние магнитного поля. С учетом уравнения (5) и закона Фарадея в дифференциальной форме

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \quad (27)$$

выражение (15) преобразуется к виду

$$m_e \ddot{s} = -ks - \gamma \dot{s} - e\tau \frac{i\omega r}{2} (\mu_0 \mu_r H_x - i\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa E_x) \frac{qr}{\sqrt{r^2 q^2 + 1}}. \quad (28)$$

Каждая спираль находится в искусственной структуре и испытывает одновременное воздействие векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ , которые взаимосвязаны строго определенным образом, поскольку волна распространяется в киральной структуре. Поле в структуре можно представить в виде суперпозиции собственных волн.

В результате можно получить новые выражения для эффективных параметров с учетом их частотной дисперсии в виде

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{1}{A\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} \left( 1 + \frac{q\omega r^2}{2} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \right), \quad (29)$$

$$\mu_r = 1 + \frac{1}{A} \mu_0 B^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} \times \left( 1 + \frac{q\omega r^2}{2} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \right), \quad (30)$$

$$\kappa' = \frac{1}{A\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{\mu_0 B}{\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} \left( 1 + \frac{q\omega r^2}{2} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \right). \quad (31)$$

В соотношениях (29–31) величина  $\kappa$  является невозмущенным значением параметра киральности, вычисленным в первом приближении, с учетом уравнения связи  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ . Величина  $\kappa'$  представляет собой уточненное значение параметра киральности для среды с сильными киральными свойствами. Для такой среды эффективные параметры (29–31) учитывают киральность в квадратичном приближении.

Совместное использование универсального соотношения (3) между электрическим дипольным моментом и магнитным моментом спирали и уравнений связи (1,2) позволяет получить формулы для восприимчивостей отдельной спирали

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \frac{2c}{\omega r^2 q} \alpha_{me}^{(11)}, \quad (32)$$

$$\alpha_{em}^{(11)} = \frac{2c}{\omega r^2 q} \alpha_{mm}^{(11)}, \quad (33)$$

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \frac{4c^2}{\omega^2 r^4 q^2} \alpha_{mm}^{(11)}. \quad (34)$$

Эти соотношения учтены при вычислении эффективных параметров спирали (29–31). В результате для среды с сильными киральными свойствами по-прежнему выполняется принцип симметрии кинетических коэффициентов Онзагера–Казимира

$$\alpha'_{em} = \alpha_{me}^T, \quad (35)$$

где штрихом обозначены уточненные значения псевдотензора, характеризующего киральность спирали.

Поскольку предполагается моделирование спиралей, изготовленных из нанопленки, состоящей из нескольких слоев полупроводников и проводника, необходимо внести изменения в соответствующие выражения, полагая, что в пленке основной ток течет в слое проводника, так как там самая хорошая проводимость.

В (29–31) были использованы обозначения:

$$N_s = \frac{2\Delta}{\delta_1} \quad (36)$$

– доля скин-слоя в объеме слоя проводника в пленке,  $\delta_1$  – ширина полоски проводника в пленке,

$$N = N_0 N_s N_h V_h, \quad V_h = \delta_1 \delta_2 L, \quad (37)$$

где  $V_h$  – объем слоя проводника в пленке, из которой изготовлена спираль,  $\delta_2$  – длина полоски проводника в пленке.

Из (2) можно определить комплексное входное сопротивление одновитковой спирали

$$Z_{\text{вх}} = \frac{U}{I} = -j \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \pi r^2 h \frac{1}{\alpha_{me}}, \quad (38)$$

где  $U = E_x h$  – напряжение на концах спирали,  $h$  – шаг спирали,  $I$  – сила тока в спирали. Тогда коэффициент ослабления поля внутри металла  $\tau$  может быть записан в следующей форме:

$$\tau = j \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\rho}{\pi r^2 S_{\text{пр}} \sin \alpha} \alpha_{me}, \quad (39)$$

где  $S_{\text{пр}}$  – площадь сечения проводника.

Если скин-эффект является ярко выраженным и толщина скин-слоя значительно уступает линейным размерам сечения проводника, то поверхность проводника можно рассматривать как плоскую [4]. В этом случае для коэффициента  $\tau$  справедливо выражение (21). Если толщина скин-слоя сравнима с линейными размерами сечения проводника, то задача усложняется. В этом случае для  $\tau$  можно использовать соотношение (39). Как следует из дисперсионных соотношений Крамерса–Кронига [4], в окрестности резонансной частоты действительная и мнимая части магнитоэлектрической восприимчивости спирали  $\alpha_{me}$  являются величинами одного порядка. Следовательно, коэффициент  $\tau$  (39) имеет одинаково значимые действительную и мнимую части. Такое же свойство характерно для величины  $\tau$  (21) в случае плоской поверхности металла.

Используя рассчитанное уточненное значение комплексного параметра киральности  $\kappa'$  (31), можно определить угол поворота плоскости по-

ляризации волны, прошедшей через структуру, для наблюдателя, смотрящего навстречу волне

$$\varphi = \frac{\omega}{c} \text{Re}(\kappa') z_0, \quad (40)$$

где  $z_0$  – толщина структуры,  $\text{Re}(\kappa')$  – действительная часть комплексного параметра киральности. Если структура образована спиралями с левосторонним кручением ( $q < 0$ ), то для частот, низких по отношению к резонансной, получаем  $\text{Re}(\kappa') < 0$ ,  $\varphi < 0$ . Таким образом, для этих частот имеет место поворот плоскости поляризации волны против часовой стрелки, если смотреть навстречу волне.

Аналогично можно определить циркулярный дихроизм структуры

$$D = \frac{1}{2} \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-}, \quad (41)$$

где  $T_+$  и  $T_-$  – коэффициенты прохождения правой и левой циркулярно поляризованных волн. Циркулярный дихроизм среды (41) связан с мнимой частью параметра киральности  $\text{Im}(\kappa')$  следующим образом:

$$\text{Im}(\kappa') = -\frac{1}{4z_0} \frac{c}{\omega} \ln \frac{1-2D}{1+2D}. \quad (42)$$

В случае слабого поглощения электромагнитной волны формула для циркулярного дихроизма структуры принимает вид

$$D = \frac{\omega}{c} \text{Im}(\kappa') z_0. \quad (43)$$

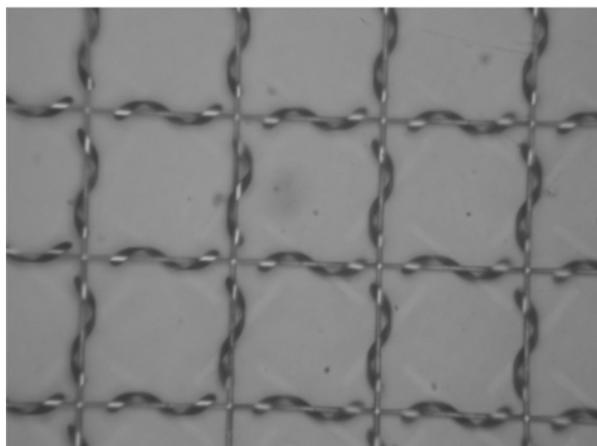
Если структура состоит из левосторонних спиралей ( $q < 0$ ), то  $\text{Im}(\kappa') > 0$ , и сильнее поглощается циркулярно поляризованная волна, образующая в пространстве правый винт. Если смотреть вслед волне, то для нее вектор  $\mathbf{E}$  вращается с течением времени против часовой стрелки. В оптике такую волну называют левополяризованной.

### СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

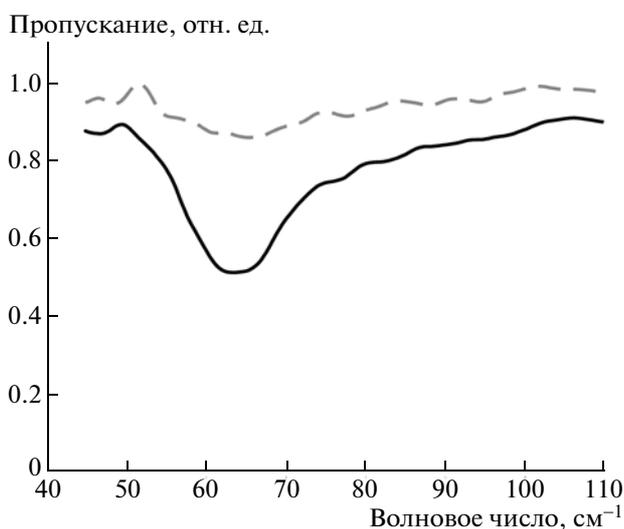
Экспериментальная реализация описанных метаматериалов на основе спиралей для ТГц-диапазона возможна с помощью недавно развитого российскими учеными метода точного 3D наноструктурирования [10–13].

В Институте физики полупроводников СО РАН были изготовлены образцы, которые представляют собой квадратную решетку из спиралей, закрепленных на подложке сеткой из резиста. Спирали прилегают к подложке и резисту в центре, остальная часть спирали находится в воздухе (рис. 3).

Параметры полоски в развернутом состоянии следующие: длина – 77, ширина – 6 мкм. По-



**Рис. 3.** Фотография массива спиралей (квадратная сетка на фото – негативный фоторезист из полимерного материала, толщина около 1 мкм).



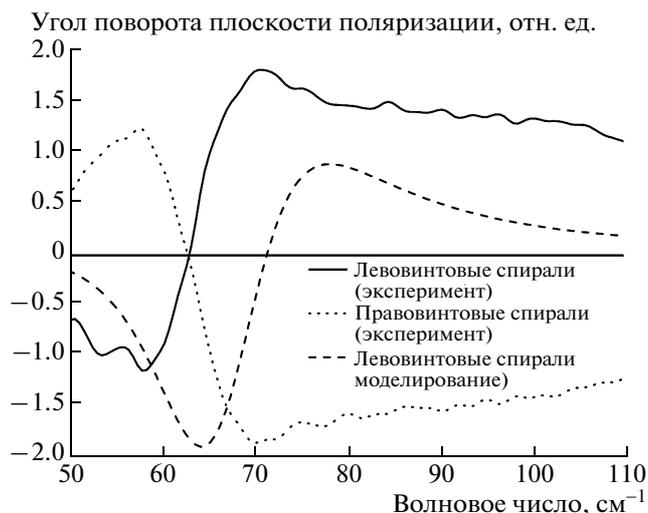
**Рис. 4.** Спектры пропускания массива левовинтовых спиралей в зависимости от типа поляризации излучения: левая круговая поляризация (сплошная линия); правая круговая поляризация (штриховая линия).

лоски сделаны из четырехслойной пленки In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs/Ti/Au (16/40/3/65 нм), в средней части спираль обращена к подложке стороной In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As. Угол подъема спирали – 52°–53°, диаметр – 11 мкм. Период структуры 84 мкм.

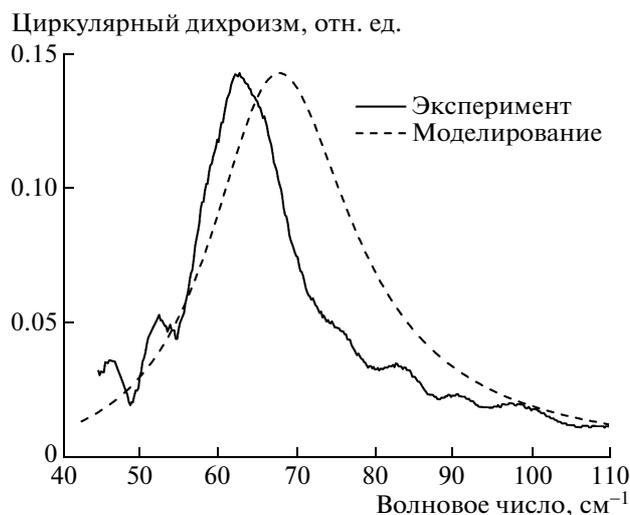
Используемый угол подъема спирали, равный 52°–53°, является оптимальным для получения образцов с максимальными гиротропными свойствами, как показано в [23, 24].

Образцы изготовлены с разными размерами – максимальный 2 × 3 см. Подложка GaAs нелегированная, толщина – 400 мкм.

В Институте ядерной физики СО РАН были проведены экспериментальные исследования



**Рис. 5.** Угол поворота плоскости поляризации проходящего излучения массивом левовинтовых (сплошная линия) и правовинтовых (точечная линия) спиралей. Результаты моделирования для массива левовинтовых спиралей (штриховая линия). Одной единице на оси ординат соответствует 5°. Наблюдатель смотрит навстречу волне, положительный отсчет угла – по часовой стрелке.



**Рис. 6.** Циркулярный дихроизм массива левовинтовых спиралей, рассчитанный из эксперимента (рис. 4) по формуле 41 (сплошная линия), и результаты моделирования (штриховая линия).

свойств изготовленных образцов, результаты которых приведены на рис. 4, 5.

На рис. 5, 6 приведены результаты численного моделирования свойств искусственной анизотропной структуры. Параметры структуры для моделирования были выбраны соответственно экспериментальным образцам:

$$\delta_1 = 6 \times 10^{-6} \text{ м}, \delta_2 = 65 \times 10^{-9} \text{ м}, L = 14.4 \times 10^{-6} \text{ м}, \\ \alpha = 53^\circ, \omega_0 = 12.6 \times 10^{12} \text{ рад/с}, \rho = 2.42 \times 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{ м}, \\ N_h = 0.98 \times 10^{13} \text{ м}^{-3}.$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере образца проведено численное моделирование свойств искусственной киральной структуры, а также сравнение с экспериментальными результатами взаимодействия структуры с электромагнитным излучением в ТГц-диапазоне.

В результате сравнения экспериментальных графиков и результатов моделирования можно сделать вывод, что предложенная модель удовлетворительно описывает свойства искусственной структуры с большой киральностью. Максимальные значения угла поворота плоскости поляризации волны и циркулярного дихроизма, рассчитанные на основании предложенной модели, соответствуют наблюдаемым в эксперименте. Частотная зависимость рассчитанных величин, характеризующих киральные свойства среды, вблизи резонанса качественно согласуется с экспериментальными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф10Р-230), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 08-02-01434, 09-02-12303-офи\_м, 10-02-90050-Бел\_а), программы Сибирского отделения РАН (интеграционный междисциплинарный проект № 24).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск. Наука и техника, 1976. 452 с.
2. Бокуть Б.В., Сердюков А.Н. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 5. С. 1808.
3. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1978. 926 с.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
5. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979. 432 с.
6. Sihvola A.H., Lindell I.V. // Microwave Opt. Tech. Lett. 1991. V. 4. P. 195.
7. Kong J.A. Electromagnetic Wave Theory. New York: Wiley, 1986.
8. Varadan V.V., Lakhtakia A., Varadan V.K. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 280.
9. Шевченко В.В. // Соросовский образовательный журнал. 1998. № 2. С. 109.
10. Prinz V.Ya., Seleznev V.A., Gutakovsky A.K. et al. // Physica E. 2000. V. 6. P. 828.
11. Наумова Е.В., Принц В.Я. Патент РФ № 2317942. 2008.
12. Наумова Е.В., Принц В.Я., Голод С.В. и др. // Автометрия. 2009. Т. 45. № 4. С. 12.
13. Semchenko I.V., Khakhomov S.A., Samofalov A.L. // Binasotropics' 2004, 10th International Conference on Complex Media and Metamaterials. Het Pand, Ghent. Belgium. 22–24 September 2004. P. 236.
14. Семченко И.В., Хахомов С.А., Самофалов А.Л. Патент РФ № 2316857. 2008.
15. Семченко И.В., Хахомов С.А., Самофалов А.Л. Патент РБ № 9850. 2007.
16. Serdyukov A.N., Semchenko I.V., Tretyakov S.A. et al. Electromagnetics of Bi-anisotropic Materials. Gordon and Breach Science Publishers, 2001. P. 337.
17. Семченко И.В., Хахомов С.А., Самофалов А.Л. // Изв. вузов. Физика. 2009. Т. 52. № 5. С. 30.
18. Семченко И.В., Хахомов С.А., Самофалов А.Л. // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. № 8. С. 917.
19. Semchenko I.V., Khakhomov S.A., Tretyakov S.A. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2009. V. 46. № 3.
20. Semchenko I.V., Khakhomov S.A., Fedosenko E.A. // Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials, NATO Science Series II, V. 89. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2003. P. 245.
21. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.
22. Naumova E.V., Prinz V.Ya., Seleznev V.A. et al. // Proc. Metamaterials–2007. Rome, Italy. 2007. P. 74.
23. Semchenko I.V., Khakhomov S.A., Samofalov A.L. // Binasotropics' 2004, 10th International Conference on Complex Media and Metamaterials, Het Pand, Ghent, Belgium. 22–24 September 2004. P. 74.
24. Semchenko I.V., Khakhomov S.A., Samofalov A.L. // Electromagnetics. 2006. V. 26. № 3–4. P. 219.