

Приведённый пример позволяет сделать выводы о том, что уникальность, гибкость и мощность языка моделирования, предоставляемого AnyLogic, позволяет учесть любой аспект моделируемой системы с любым уровнем детализации, а графический интерфейс AnyLogic, инструменты и библиотеки позволяют быстро создавать модели для широко спектра задач моделирования физических процессов.

Литература

1. Аверченков, В.И. Основы математического моделирования технических систем : учебное пособие / В.И. Аверченков, В.П. Федоров, М.Л. Хейфец. – М: Изд-во «Флинта», 2011. – 271 с.

А.Ю. Кравченко (УО «ГГУ им. Ф. Скорины», Гомель)
Науч. рук. **И.В. Семченко**, д-р физ.-мат. наук, профессор

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СПИРАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МЕТАМАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММЫ HFSS

С развитием современных технологий и программ проектирования появилась возможность создавать искусственные материалы с особыми электромагнитными свойствами, или метаматериалы. Данный термин возник в начале XXI столетия. Такое название объясняется тем обстоятельством, что свойства создаваемых материалов нельзя получить при использовании обыкновенных материалов. В обычных материалах мы не можем изменять свойства отдельных атомов и расстояния между ними. Новые возможности открываются в метаматериалах, где элементами структуры являются микрорезонаторы. Мы можем изменять форму и размеры элементов, а также расстояния между ними и тем самым управлять свойствами метаматериалов. При этом должно выполняться соотношение $d < \lambda$, где d – характерный период расположения элемента, λ – длина волны электромагнитного поля. Одной из программ, с помощью которой можно моделировать различные элементы метаматериалов, является HFSS. Она предназначена для анализа трёхмерных СВЧ структур, в том числе антенн и невзаимных устройств, содержащих ферриты.

В работе была смоделирована одновитковая и двухвитковая спирали. Одновитковая спираль имеет следующие параметры:
 $N_{1B}=1$, $L_1=0,05$ м, $r_{0,1}=0,2 \cdot 10^{-3}$ м $\alpha_1 = 13,6^\circ$, $r_1=7,7 \cdot 10^{-3}$ м, $h_1=11,6 \cdot 10^{-3}$ м

Двухвитковая:

$N_{2B}=2$, $L_2=0,05$ м, $r_{0,2}= 0.2*10^{-3}$ м, $\alpha_2=7.07^0$, $r_2=3.95*10^{-3}$ м, $h_2=3.08*10^{-3}$ м
 где N_B – число витков спирали, L – длина спирали в выпрямленном состоянии, r_0 – радиус сечения проволоки, из которой изготовлена спираль, α – угол подъема спирали относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали, r – радиус витка, h – шаг спирали.

Угол подъёма исследуемых спиралей найден по формуле [1]:

$$\alpha = \arcsin(-2 * N_B + \sqrt{4 * N_B^2 + 1})$$

В результате использования программы HFSS, на основании метода конечных элементов, был смоделированы одновитковая и двухвитковая спирали. Данные спирали рассматривается в вакууме. Они возбуждается падающей плоской электромагнитной волной (рисунок 1), вектор напряженности электрического поля направлен вдоль оси спирали (ось Z). Волновой вектор падающей волны направлен вдоль оси X.

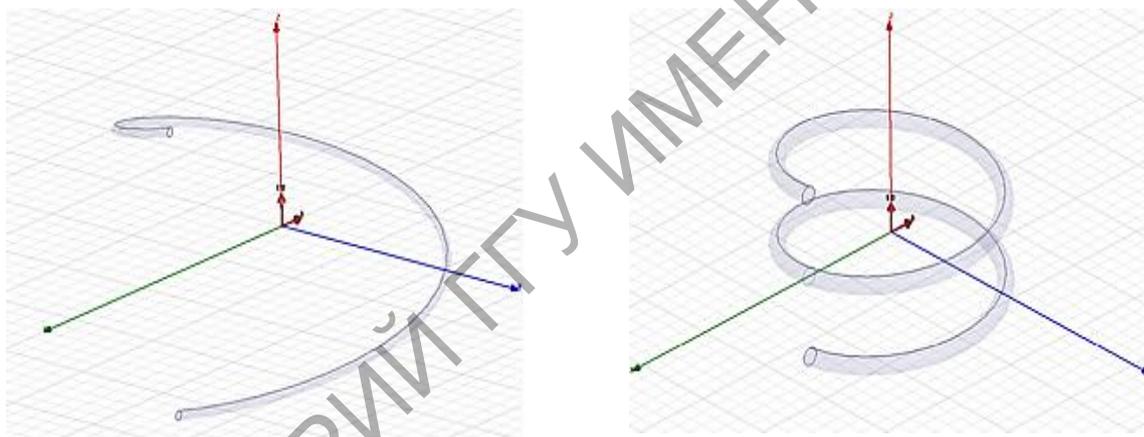


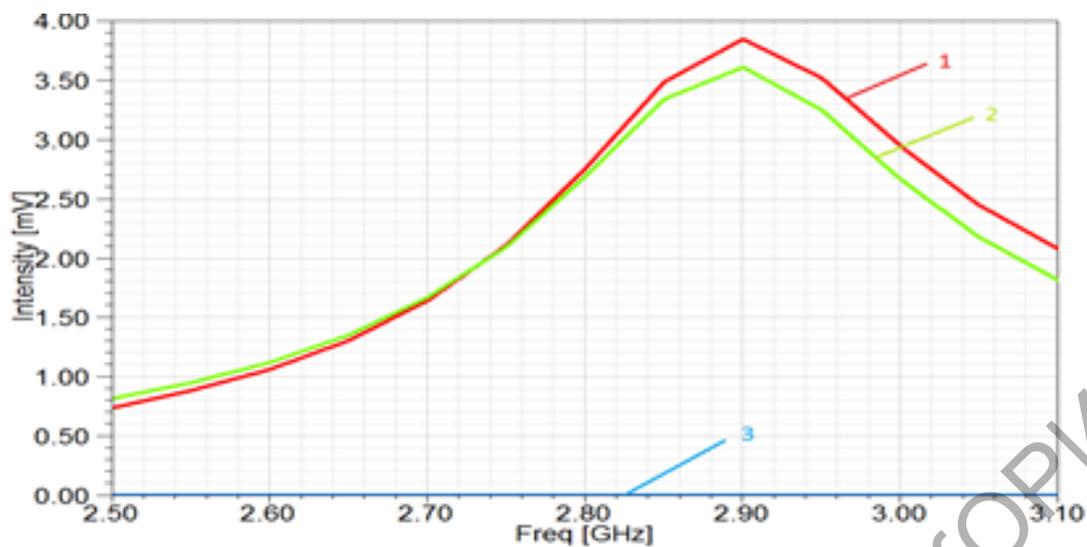
Рисунок 1 – Одновитковая и двухвитковая спирали

В дипольном приближении напряженность электрического поля излучаемой волны имеет вид [2]:

$$\vec{E} = \frac{\mu_0}{4*\pi*R} \left(\left[[\ddot{\vec{p}} \vec{n}] \vec{n} \right] + \frac{1}{c} [\vec{n} \ddot{\vec{m}}] \right) \quad (1)$$

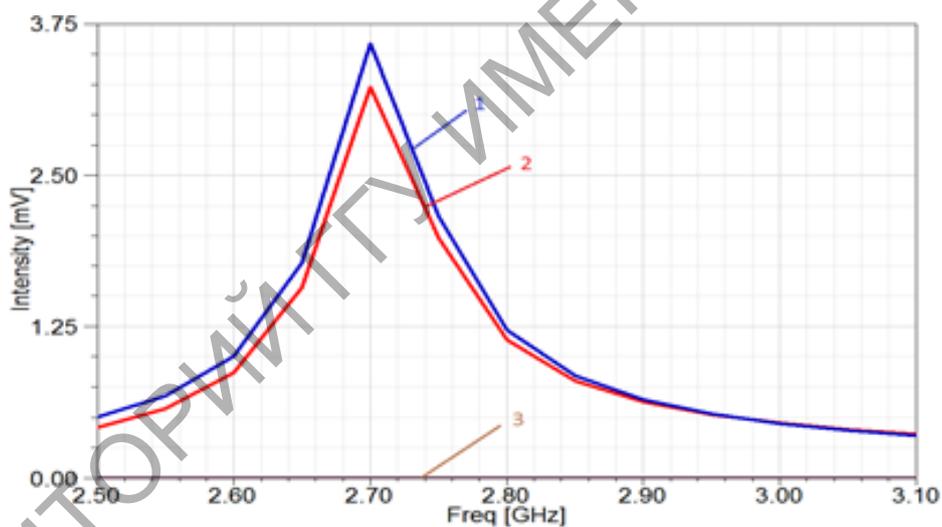
где μ_0 – магнитная постоянная, R – расстояние от спирали до точки наблюдения, \vec{n} – единичный вектор волновой нормали, c – скорость света в вакууме, две точки обозначают вторую производную по времени, \vec{m} – вектор магнитного момента, \vec{p} – вектор дипольного момента.

Данные спирали были рассмотрены в диапазоне частот от 2,5 до 3,1 ГГц.



1 – компонента вектора E_x ; 2 – компонента вектора E_z ;
3 – компонента вектора E_y

Рисунок 2 – График зависимости компонент напряженности электрического поля излучаемой волны от частоты для одновитковой спирали

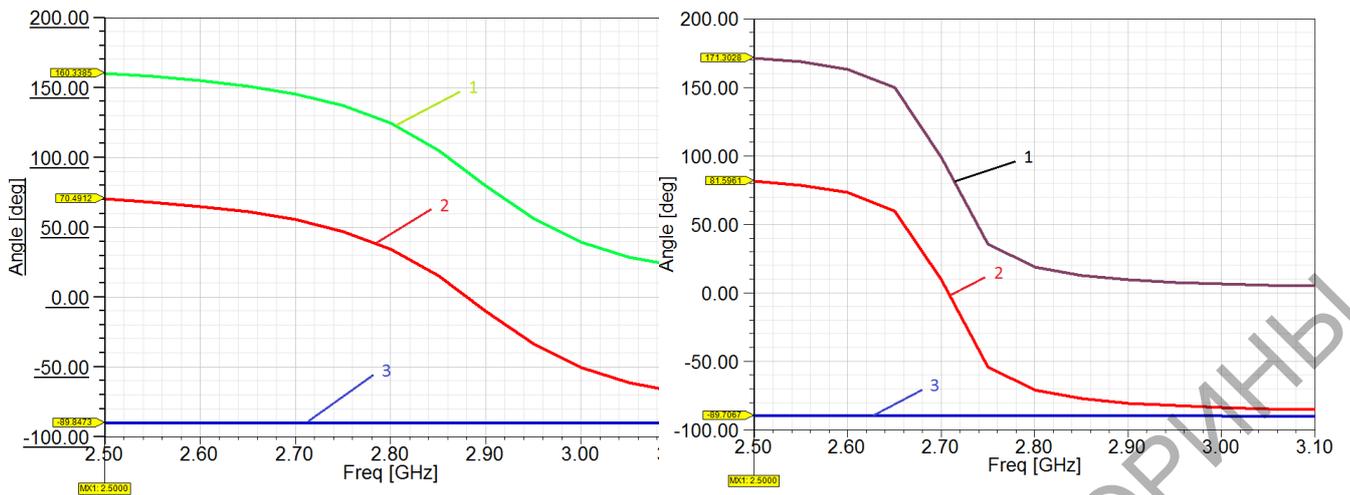


1 – компонента вектора E_x ; 2 – компонента вектора E_z ;
3 – компонента вектора E_y

Рисунок 3 – График зависимости компонент напряженности электрического поля излучаемой волны от частоты для двухвитковой спирали

Из этих графиков можно определить резонансную частоту для компонент напряженности электрического поля, которая оказалась близкой к теоретически рассчитанной частоте.

Сдвиг фаз между компонентами E_x и E_z составляет $\frac{\pi}{2}$.



1 – фаза компоненты вектора E_x ; 2 – фаза компоненты вектора E_z ;
 3 – сдвиг фаз между компонентами E_x и E_z
 Рисунок 4 – Графики зависимостей фаз компонент E_x и E_z
 от частоты для одновитковой и двухвитковой спирали

Условие излучения циркулярной волны имеет вид [2]:

$$|p| = \frac{1}{c} |m| \quad (2)$$

где c – скорость света в вакууме, p и m – компоненты электрического дипольного момента и магнитного момента, направленные вдоль оси спирали.

Характеристикой поляризации волны является коэффициент эллиптичности, который для циркулярно поляризованной волны равен 1. На рисунке 5 представлены коэффициенты эллиптичности в зависимости от частоты для одновитковой спирали и для двухвитковой спирали.

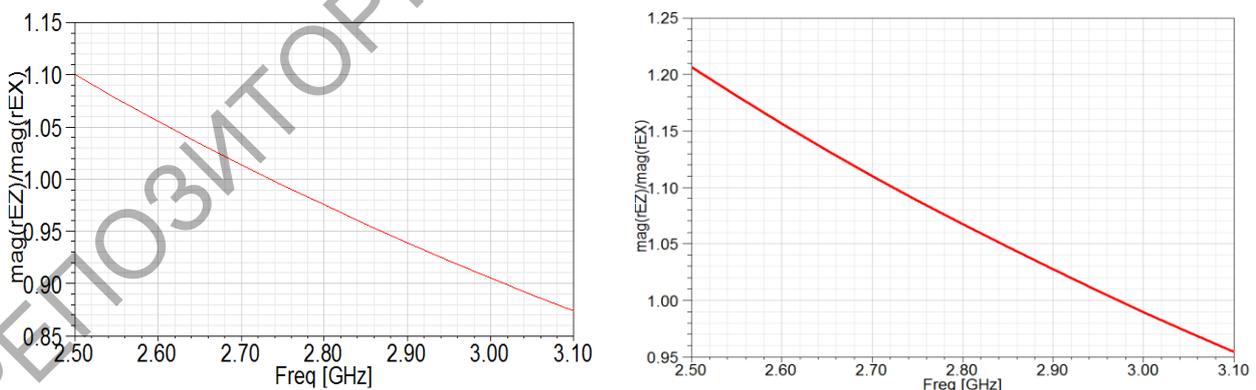


Рисунок 5 – Коэффициенты эллиптичности в зависимости от частоты
 для одновитковой и двухвитковой спирали

На основе проделанного моделирования из полученных графиков (Рисунок 2 и 3) можно найти резонансные частоты для одновитковой и

двухвитковой спирали и судить о поляризации волны (Рисунок 5). Моделирование подтверждает, что для спиралей с рассмотренными углами подъема волна, излучаемая вблизи резонанса, имеет приблизительно циркулярную поляризацию.

Литература

1. Исследование поляризации электромагнитного излучения, рассеянного на металлической спирали / И.В. Семченко, С.А. Хахомов, А.Л. Самофалов, В.И. Кондратенко // Лазерная и оптико-электронная техника. – 2002. – Вып. 7. – С. 84–91.

2. Ландау, Л.Д. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1988. – Т. 2. – 512 с.

Г.В. Крох, А.В. Ясько (УО МГПУ им. И.П. Шамякина, Мозырь)
Науч. рук. **Г.В. Кулак**, д-р физ.-мат. наук, профессор

ВЛИЯНИЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТОК НА АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ ПАРАТЕЛЛУРИТА

Квазибездифракционные световые пучки представляют значительный практический интерес для лазерных технологий вследствие их уникального свойства – неизменной амплитуды светового поля в процессе их распространения [1].

В настоящей работе с использованием теории связанных волн рассмотрены особенности брэгговской акустооптической (АО) дифракции бесселевых световых пучков (БСП) в кристаллах парателлуриата (TeO_2) с учетом кубической нелинейности, приводящей к возникновению светоиндуцированных решеток наряду с ультразвуковой. Теоретическое описание АО взаимодействия БСП в нелинейных средах основано на численных методах с учетом анализа интегралов перекрытия бесселевых полей [2].

Рассмотрим геометрию АО взаимодействия (рисунок 1), для которой медленная сдвиговая УЗ волна распространяется вдоль кристаллографической оси [110] кристалла парателлуриата [3]. Выберем систему координат XYZ так, что в направлении близком к оси X распространяется УЗ волна, а под углом φ_1 к оси Z падает световая волна.

В таком случае в направлении дифракционного порядка при анизотропной дифракции дают вклады два вида векторных взаимодействий: