

## МОДЕЛЬ ПЛАНАРНОЙ ГИРОТРОПНОЙ СРЕДЫ В ДИАПАЗОНЕ СВЧ

В настоящее время пристальное внимание уделяется проблеме построения искусственных моделей оптических сред в радиодиапазоне (метасреды) на основании применения проводящих элементов различной формы с размерами, меньшими длины волны электромагнитного излучения. С одной стороны, подобное моделирование позволяет на основании применения элементов макроскопических размеров создавать аналоги пленочных структур с совершенно уникальными свойствами в диапазоне СВЧ, а с другой – рассмотреть механизм тех или иных явлений оптического диапазона с отказом от феноменологического подхода, путем построения моделей среды, учитывающих дискретность ее структуры. В настоящей работе теоретически рассматривается возможный механизм гирации в среде с планарной анизотропной структурой на основе представления среды в виде совокупности слоев с анизотропией проводимости, развернутых друг относительно друга на малый постоянный угол. Подобная структура может быть описана, как последовательность идеальных поляризаторов. В оптическом диапазоне длин волн в качестве аналога может быть рассмотрен холестерический жидкий кристалл, обладающий подобной планарной структурой. В диапазоне радиочастот планарный поляризатор легко реализуется в виде решетки равноудаленных проводников с расстоянием между ними, значительно меньшим половины длины волны электромагнитного излучения.

Рассмотрим две скрещенных решетки, выполняющие соответственно роли анализатора и поляризатора. С учетом частичного прохождения и отражения от каждой структуры, а также переотражений внутри системы, можно получить выражения для эффективных коэффициентов отражения и прохождения соответственно в виде:

$$R_{\text{эф}} = -\frac{\sin^2 \alpha e^{i2\varphi}}{1 - \cos^2 \alpha e^{i2\varphi}} \quad (1)$$

и

$$T_{\text{эф}} = -\frac{\cos^2 \alpha e^{i2\varphi} (1 - e^{i2\varphi})}{1 - \cos^2 \alpha e^{i2\varphi}}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – угол между поляризаторами,  $\varphi$  – набег фазы при прохождении волны в пространстве между поляризаторами. Данный параметр определяется соотношением между геометрическими размерами системы и длиной волны:

$$\varphi = 2\pi \frac{l}{\lambda}$$

Здесь  $l$  – расстояние между поляризаторами,  $\lambda$  – длина волны. Зависимость расчетных коэффициентов от параметров не столь очевидна, потому обратимся к графическому представлению (рисунок 1).

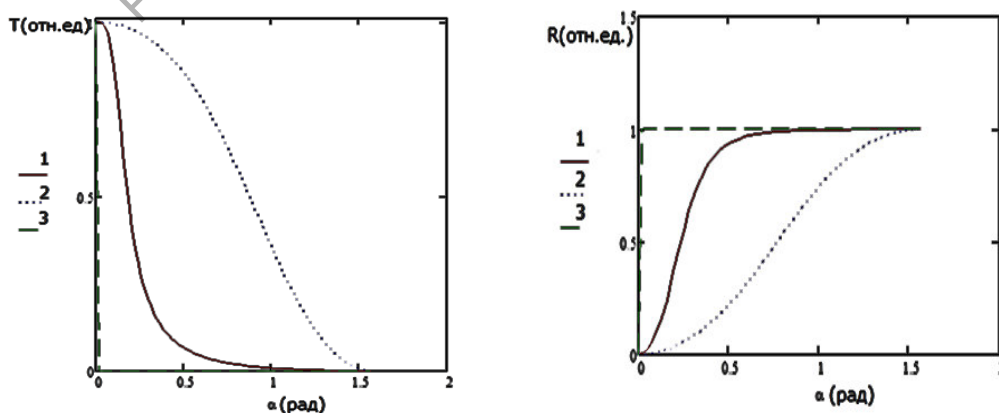


Рисунок 1 – Зависимость коэффициентов отражения и прохождения от  $\alpha$  для двух решеток при  $\varphi$ , равном 0,01 (кривая 1);  $\pi/5$  (кривая 2);  $\pi$  (кривая 3).

Из формул (1) и (2) следует, что при одновременном обращении в ноль  $\alpha$  и  $\varphi$  коэффициент отражения равен нулю, а коэффициент прохождения – единице. Однако при сколь угодно малом,

ненулевом относительном развороте совмещенных поляризаторов коэффициент передачи обращается в ноль, а коэффициент отражения становится равным единице (кривая 3). Причина такого поведения отражения и прохождения волны понятна, если рассмотреть идеальный поляризатор, как совокупность проводящих элементов, расположенных на бесконечно малом расстоянии друг от друга. Наложение двух таких структур при параллельном расположении проводящих элементов не изменяет характера взаимодействия электромагнитной волны с данной структурой, а при развороте на сколь угодно малый угол образуется ячеистая структура с бесконечно малым размером ячеек, по своим отражающим свойствам идентичная сплошной среде. При этом утверждение остается справедливым для любого угла разворота поляризаторов.

При увеличении расстояния между решетками зависимость становится более гладкой, и коэффициент прохождения обращается в ноль только при скрещенных поляризаторе и анализаторе, однако и в этом случае зависимость остается отличной от косинусоидальной. На рисунке 2 представлена аналогичная зависимость, как функция набега фаз. Крайнему значению соответствует разность хода в половину длины волны. При продольном размере системы, кратном половине длины волны, прохождение отсутствует при любом угле разворота поляризаторов, так как обе отраженные волны (от переднего и заднего поляризаторов) находятся в фазе. Если разность хода составляет четверть длины волны, то отраженные волны находятся в противофазе – образуется аналог четвертьволновой пластинки оптического диапазона. Это соответствует минимуму отражения и максимуму пропускания.

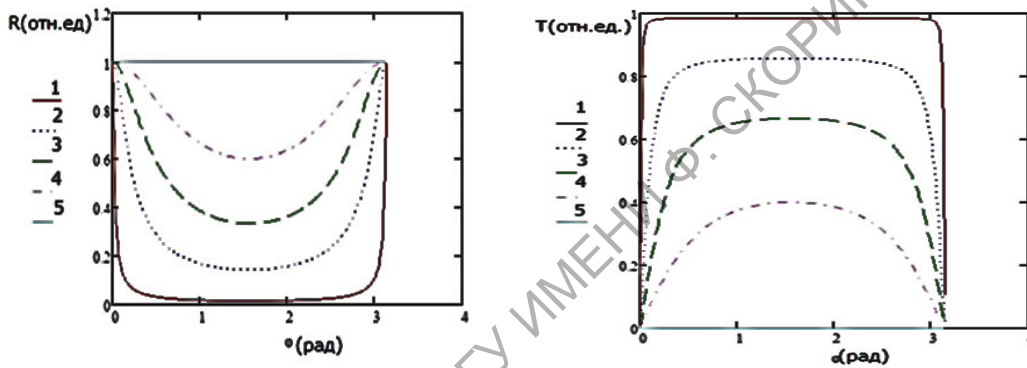


Рисунок 2 – Зависимость коэффициентов отражения и прохождения от  $\varphi$  для двух решеток  $\alpha = 10^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  на кривых 1, 2, 3, 4, и 5 соответственно

При полностью скрещенных решетках, как и следовало ожидать, прохождение волны отсутствует, и коэффициент отражения равен единице.

Для того, чтобы получить элементарную ячейку, способную передать излучение в ортогональную поляризацию, добавим между скрещенными поляризаторами еще один, с промежуточной ориентацией. При этом учтем, что реальным системам присуща диссипация энергии, что можно также учесть введением коэффициента отражения  $\gamma$ , отличного от единицы. Тогда для элемента, образованного парой поляризаторов, можно ввести эффективные коэффициенты передачи и отражения в виде:

$$R_{\text{эф}} = -\frac{\gamma \sin^2 \alpha e^{i2\varphi}}{1 - \gamma \cos^2 \alpha e^{i2\varphi}}, \quad (3)$$

$$T_{\text{эф}} = -\frac{\cos^2 \alpha e^{i2\varphi} (1 - \gamma e^{i2\varphi})}{1 - \gamma \cos^2 \alpha e^{i2\varphi}}. \quad (4)$$

Рассчитанные в подобном приближении частотные характеристики структуры из трех поляризаторов сообщим поворотом на девяносто градусов и общей длиной 1 и 3 сантиметра представлены ниже (рисунок 3). Расчет проводился при  $\gamma = 0,9$  в диапазоне до 20 ГГц. Характер зависимостей для обоих случаев принципиальных различий не имеет. Наблюдается значительное снижение как коэффициента отражения, так и коэффициента передачи на частотах, соответствующих резонансным, когда в пространство между поляризаторами укладывается целое число полуволн – т.е. на частоте, кратной 5 ГГц, что соответствует длине волны в три сантиметра, и на частоте, кратной 15 ГГц, что соответствует длине волны в один сантиметр. Значение фазы рассчитывалось в соответствии с выражением  $\varphi = \frac{2\pi fd}{c}$ .

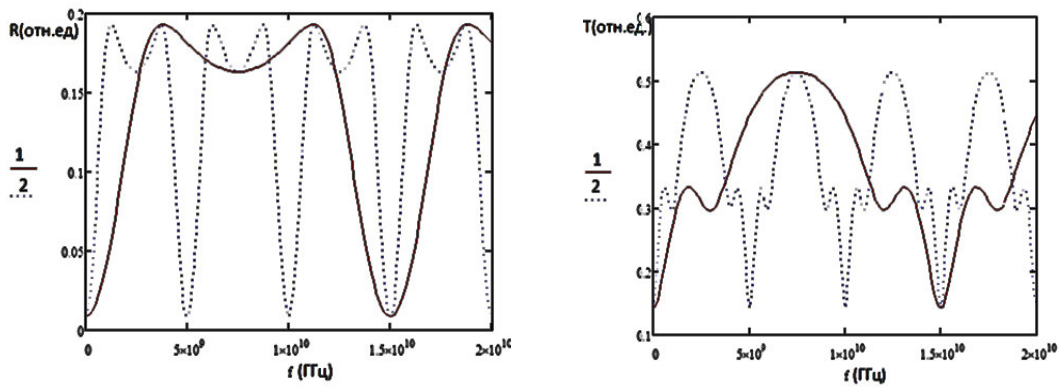


Рисунок 3 – Частотная зависимость для трех решеток при  $\alpha = 45^\circ$  для  $d = 3$  см (кривая 1) и  $d=1$  см (кривая 2)

При наличии поглощения характер пропускания и отражения в целом не меняется. На рисунке 4 представлена зависимость коэффициентов передачи и отражения от фазового набега при различных значениях коэффициента отражения. Характер является резонансным, однако с увеличением потерь особенности сглаживаются. При этом, если для коэффициента отражения повышение потерь приводит к монотонному снижению его значения, особенно в области экстремумов, то коэффициент пропускания, снижаясь в области максимумов, наоборот, возрастает в области минимумов. Коэффициент передачи в целом снижается значительно меньше, чем коэффициент отражения, что обусловлено формированием коэффициента отражения исключительно в результате переотражений, в то время как в коэффициент передачи существенный вклад вносит прямая передача энергии.

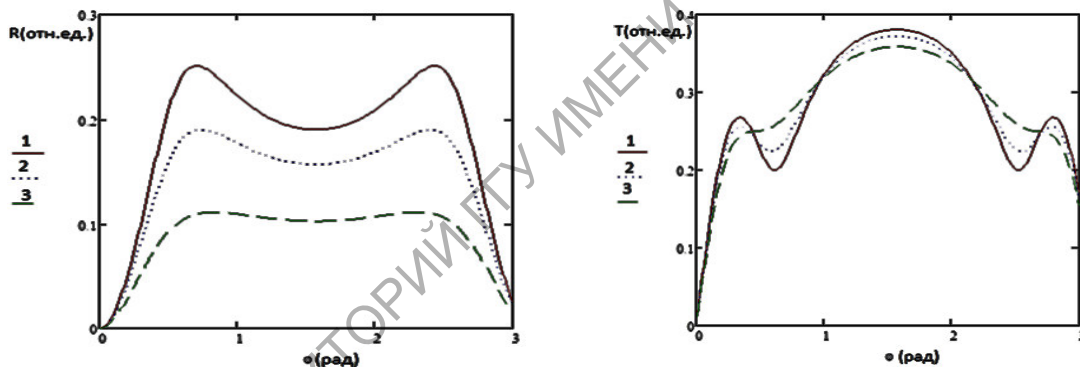


Рисунок 4 – Зависимость коэффициентов отражения и пропускания трехэлементной структуры от фазовой задержки при наличии диссипации.  $\gamma=0,999$  (кривая 1);  $0,8$  (кривая 2);  $0,5$  (кривая 3)

Для произвольного числа поляризующих элементов были получены рекуррентные соотношения, позволившие проанализировать поведение системы поляризаторов при неограниченном увеличении их числа. Общий угол поворота выбирался равным 90 градусам из соображений целесообразности.

$$R_{n+1} = \frac{T_n^2 \gamma \sin^2 \alpha e^{i2\varphi}}{1 - \gamma R_n \cos^2 \alpha e^{i2\varphi}}, \quad (5)$$

$$T_{n+1} = \frac{T_n \cos^2 \alpha e^{i2\varphi} (1 - \gamma R_n e^{i2\varphi})}{1 - \gamma R_n \cos^2 \alpha e^{i2\varphi}}. \quad (6)$$

Результаты моделирования представлены на рисунке 5. Общая толщина при расчете полагалась равной половине длины волны. При увеличении числа элементов структуры коэффициент отражения стремится к нулю, а коэффициент передачи – к единице. Обращает на себя внимание то, что коэффициент передачи сходится к единице при любом значении коэффициента отражения. Парадоксальность, на первый взгляд, такого поведения, объясняется просто. При стремлении к нулю угла разворота поляризаторов с одновременным неограниченным увеличением их числа возрастает доля излучения, прошедшего без отражений. Действительно,  $\lim_{n \rightarrow \infty} (\cos \frac{\alpha}{n})^n = 1$  при любом  $\alpha$ , отличном от нуля. Кривые, описывающие зависимость

коэффициента передачи быстрее сходятся к единице ввиду более быстрого уменьшения коэффициента отражения.

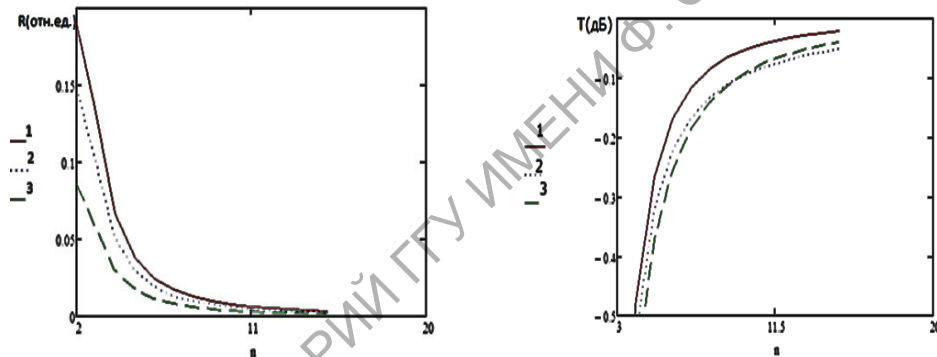


Рисунок 5 – Зависимость коэффициентов отражения и пропускания многоэлементной структуры от числа элементов.  $\gamma=0,999$  (кривая 1);  $0,8$  (кривая 2);  $0,5$  (кривая 3)

Таким образом, оказывается возможным создание искусственной гиротропной анизотропной среды в радиодиапазоне на основе планарных структур с выраженной анизотропией проводимости.