

BAKİŞIMSIZ METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ*

Investigation of Electromagnetic Properties of Chiral Metamaterials

İbrahim ÇÖMEZ
Fizik Anabilim Dalı

Faruk KARADAĞ
Fizik Anabilim Dalı

ÖZET

Bu çalışmada, bir optik malzeme olan bakışimsız bir metamalzemenin bakışimsızlık parametresi teorik olarak araştırılmıştır. Bunun için önce CST MWS® elektromanyetik dalga çözücü yazılım programında malzemenin birim hücresi olan ayrık halka rezonatör (split ring rezonator-SRR) tasarlanmış, boyutsal parametreleri değişken olarak atanmış, boyutsal parametrelerin optimizasyonu yapılmış ve program yardımıyla malzemeye genişletilmiştir. Daha sonra malzeme üzerine elektromanyetik sinyal gönderilip bakışimsızlık parametresinin frekansa bağlı değişimi incelenmiştir. Sonuçta, yapının bakışimsızlık özelliği sergilediği özellikle de rezonans frekanslarında geniş bir aralıkta doğal bakışimsızlık sergilediği, dolayısıyla da optik aktiviteye sahip bir malzeme olduğu saptanmıştır. Böyle yapıların polarizasyon dönüştürücü bir malzeme olarak ve sensor teknolojisinde kullanılabileceği öngörülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Bakışimsızlık, Metamalzeme, Bakışimsız Metamalzeme, CST, Optik Aktivite

ABSTRACT

In this study, we investigated theatrically chiral parameter of a chiral metamaterial which is an optical material. Firstly, we design a SRR as a unit cell of chiral metamaterial by CST MWS® full electromagnetic wave solver. Then, spatial parameters were optimized and the unit cell was extended to metamaterial. This metamaterial which has optimize spatial values was simulated with electromagnetic wave and we obtained chiral parameter variation with frequency. As a result, we concluded that, this metamaterial have chiral property and optical activity. For this reason, this kind of metamaterial can be used as a polarization converter and sensor technology.

Key Words: Chirality, metamaterial, Chiral Metamaterial, CST, Optical Activity

Giriş

Elektromanyetik (EM) dalganın kontrol edilmesi ve istenildiği gibi yönlendirilmesi günümüzdeki kablosuz iletişim, internet teknolojisi, tıpta görüntüleme teknikleri, optik veri depolama ve ekran teknolojisi gibi birçok teknolojik alanın temel dayanağıdır. Geçtiğimiz son on yılda yapay olarak bir araya getirilmiş EM malzemeler canlı bir çalışma alanı haline geldiler. Böyle malzemeler

* Aynı başlıklı Doktora tezinden üretilmiştir.

doğada bulunan doğal malzemelerin sergileyemediği, oldukça önemli EM davranışlar sergilerler. Bu konudaki en önemli uygulamalar: negatif kırılma indisi (Padilla ve ark. 2006; Pendry 2006, 2009; Smith ve ark. 2004), süper odaklama (Aydın ve ark. 2005; Liu ve ark. 2009; Yao ve ark. 2009), görünmezlik pelerini (Kant'e ve ark. 2009; Schurig ve ark. 2006; Tao ve ark. 2008) ve daha genel olarak, koordinat dönüştürücü malzemelerdir (Lin ve ark. 2008; Liu ve ark. 2008, 2009; Smith ve ark. 2005).

MM'ler EM dalgayı olağanüstü şekilde manipüle edebilen insan eliyle yapılmış, yapay malzemelerdir. Genel olarak oldukça basit yapıdadırlar. Dalga boyundan yeterince küçük metalik rezonatör ve bu rezonatörün yerleştirildiği dielektrik katmandan oluşurlar. Yani MM yapay EM kompozitlerdir. İlk optik MM dizaynı dairesel çift renkliliğe (circular dichroism (CD)) dayalı MM'lerdir. Bu tür malzemeler biyomoleküller, DNA yapısı ve organik bileşikler hakkında bilgi edinmek amacıyla, CD spektroskopisinden yararlanarak yaygın biçimde kullanıldı. Böylesi ilginç uygulamalar, dünya çapında, mühendisler, malzeme bilimciler ve fizikçileri de içine alan, disiplinler arası yoğun bir çalışma ortamı oluşturmuştur.

MM denildiğinde geniş bir malzeme grubu anlaşılmalıdır. Yapay dielektrikler, fotonik kristaller, sol-el yönelimli ortamlar (left handed media-LHM) ve bakışsız malzemeler MM grubu içinde yer alır. Bakışsız bir ortam, ayna görüntüsü simetrisi eksikliği bulunan, ayna görüntüsü simetrisi ile üst üste bindirilemeyen parçaların bir araya getirilmesiyle oluşturulan ortamlardır. Bu ortamların EM sinyal üzerinde sıra dışı etkileri vardır. MM grubunun oldukça ilginç, bir o kadar da kullanışlı alt grubu olan bakışsız MM'ler (Chiral metamaterial-CMM) oldukça önemli teknolojik uygulamalara sahiptir. Bu malzeme grubu ışığın polarizasyonunu kontrol etme yeteneği bakımından teknolojide oldukça kullanışlıdır (Wegner ve Linden 2009, . Zhou 2012). Dalga plakası (Wave-plate) gibi polarizasyon kontrol uygulamalarında ve polarizasyon filtrelerinde gelecek vaat etmektedir (Gansel ve ark. 2009). Aynı zamanda CMM'de yüksek bakışsızlık, mikro ve nano-mekanik sistemlerde zararlı olan çekici Casimir kuvvetini azaltacağı da önerilmektedir (Zhou ve ark.2009, 2011).

CMM'lerin bir diğer yararı ise, yaygın olarak kullanılan uygulamanın dışında negatif kırılma indisi elde edilmesidir. Yaygın olan yöntemle göre negatif kırılma indisi elde etmek için, elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenliğin her ikisini birden negatif yapmamız gerekir. Fakat dairesel olarak polarize olmuş ışık için CMM'lerde negatif kırılma indisi bu durumun dışında sağlanmaktadır.

Bakışsız bir ortam, sola dairesel polarize olmuş (Left Circularly Polarized (LCP)) dalga ve sağa dairesel polarize olmuş (Right Circularly Polarized (RCP)) dalga için, ortamın kendisinden kaynaklanan bakışsız asimetriden dolayı, farklı tepkiler sergiler. Aynı zamanda, bakışsız bir ortam boyunca elektrik ve manyetik alan arasında çapraz-çiftlenim vardır. Bakışsızlık κ parametresi ile karakterize edilir. Bakışsızlık parametresi boyutsuzdur, elektrik ve manyetik alan arasındaki çapraz-çiftlenimin etkisini tanımlamak için kullanılır. κ 'nın varlığından dolayı RCP ve LCP dalgaların kırılma indisleri farklı olur.

Materyal ve Metot

Materyal

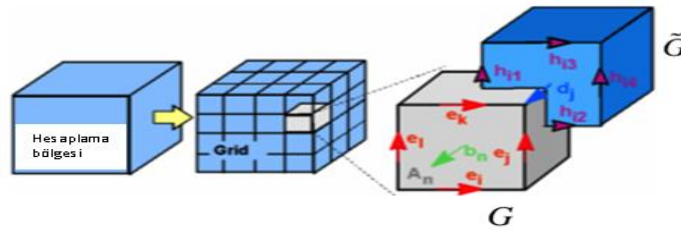
Çalışma süresi boyunca simülasyon programını çalıştıran bilgisayar. CST MWS® EM dalga çözücü yazılım paketi çalışmanın ana materyali olarak kullanıldı. CST MWS®, yüksek frekans aralığında malzemelerin tasarımı ve EM analizini yapan yüksek özellikli bir yazılım paketidir. Güçlü grafiksel katı modelleme olanağı sağlayarak yapı oluşturma sürecini basitleştirir. Modelleme oluşturulduktan sonra hesaplamaya başlamadan önce, yapıya tam bir örgüleme süreci uygulanır. Bütün uygulamalar için hiçbir metot mükemmel çalışmadığından, çeşitli uygulamalar için en uygun simülasyon tekniği seçilir (Transient solver, frekans domain solver, integral equation solver, multilayer solver, asymptotic solver ve eigenmode solver). Kullanılan her bir çözücü simülasyonunun çeşitli opsiyonlara sahip olduğu tasavvur edilebilir (<http://eee.guc.edu.eg/>).

CST MWS®, FIT yöntemini kullanan ticari bir EM tam dalga çözücüdür. CST MWS®,FIT'i frekans veya zaman bölgesinde çalıştırabilir. Simülasyon sonuçları genellikle saçılma parametreleri ya da S-parametreleri şeklinde elde edilir. S-parametrelerinden de efektif materyal parametreleri hesaplanabilir.

Metot

Sonlu Entegrasyon Tekniği (FIT-Finite İntegration Technique)

Bu yöntem Maxwell denklemlerinin, göz önüne alınan bölgede çözümü için bölgenin sonlu, küçük alt bölgelere ayrılmasını önerir. Önce üzerinde çalışılan malzeme ile ilgili bir hesaplama bölgesi seçilir. Hesaplama bölgesi küçük parçalara ayrılır. Yani hesaplama ortamı küçük parçalardan oluşmuş bir örgü halini alır. Dolayısıyla ortam sürekli ortamdaki, ayrıklaşmış ortam haline getirilir. Dikdörtgen ya da küp gibi düzgün bölgelerde bu parçalar birer kare veya küptür. Bunların her birine grid denir. İki tür grid vardır, G ve \tilde{G} ile gösterilir. Burada G ana grid, \tilde{G} ise eşlek grid olarak adlandırılır. Bu iki grid birinin köşesi diğerinin cisim merkezinde olacak şekilde konumlandırılır (Clemens, M., ve ark., 2000; Jussaume, M. E., 2011). Bölge hücrelere bölündüğünden hesaplama bölgesi bir periyodik örgü gibi görülür ve sonlu, periyodik çözümler aranır. Bu durum şekil 1'de gösterilmiştir.



Şekil 1. FIT için Hesaplama gridleri (Jussaume,M. E., 2011)

FIT'in durum değişkenleri, grid içinde yerel elektrik alan (\mathbf{e}), yerel manyetik indüksiyon akısı (\mathbf{b}), yerel manyetik alan (\mathbf{h}), yerel elektrik deplasman vektörü (\mathbf{d}), yerel elektrik akım yoğunluğu (\mathbf{j}) ve yerel elektrik yük yoğunluğu (q_{ev}) olarak

belirlenir. Burada \mathbf{h} , \mathbf{d} ve \mathbf{j} \tilde{G} da tanımlanırken, \mathbf{e} , \mathbf{b} ve q_{ev} G de tanımlanır. Bu yerel alanların ilgili grid yüzeyleri ve sınırları üzerinden toplanmasıyla ortalama alanlar elde edilir. FIT hesaplaması Maxwell denklemlerinin diferansiyel formuna değil de integral formuna dayanır. Bu denklemler, manyetik kaynak akımının olmadığı varsayılarak şöyle ifade edilir:

$$\oint_{\partial A} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B} dA, \quad (1.a)$$

$$\oint_{\partial A} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \int_A \left(\frac{d}{dt} \mathbf{D} + \mathbf{J} \right) dA, \quad (1.b)$$

$$\oint_{\partial V} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = \int_V q_{ev} dV, \quad (1.c)$$

$$\oint_{\partial V} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad (1.d)$$

Bu denklemleri topolojik matris operatörlerine dayanarak daha sade bir forma dönüştürebiliriz. Topolojik matris operatörleri G ve \tilde{G} bölgelerinde tanımlanırlar ($\mathbf{C} = \oint_{\partial A} \cdot d\mathbf{s}$, $\mathbf{S} = \oint_{\partial V} \cdot d\mathbf{A}$, $\tilde{\mathbf{C}} = \oint_{\partial \tilde{A}} \cdot d\mathbf{s}$, $\tilde{\mathbf{S}} = \oint_{\partial \tilde{V}} \cdot d\mathbf{A}$). Burada \mathbf{C} , \mathbf{S} , $\tilde{\mathbf{C}}$ ve $\tilde{\mathbf{S}}$ terimleri yalnızca 1, -1 ya da 0 değerlerini alabilir, bu sadece bir topolojik bilgi sunar. Örgünün her bir yüzeyi ya da hücresi için uygulanırsa, denklem (1) yukarıdaki operatörler şöyle dönüşür:

$$\mathbf{C}\mathbf{e} = -\frac{d}{dt} \mathbf{b}, \quad (2.a)$$

$$\tilde{\mathbf{C}}\mathbf{h} = \frac{d}{dt} \mathbf{d} + \mathbf{j}, \quad (2.b)$$

$$\tilde{\mathbf{S}}\mathbf{d} = q_{ev}, \quad (2.c)$$

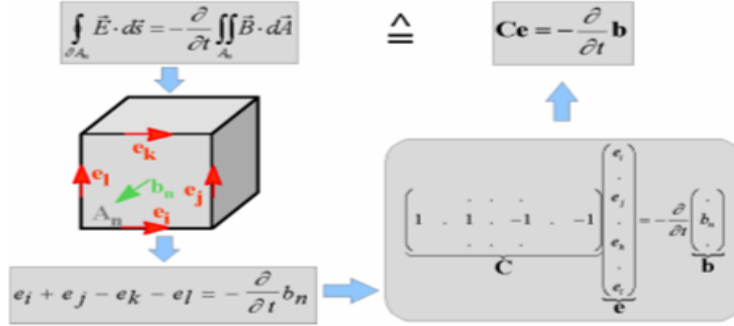
$$\mathbf{S}\mathbf{b} = 0, \quad (2.d)$$

ε , μ ve σ yapısal ilişkileri hem G , hem de \tilde{G} da süreksiz hale getirilir ve sırayla \mathbf{M}_ε , \mathbf{M}_μ ve \mathbf{M}_σ matrisleriyle gösterilirler.

$$\mathbf{d} = \mathbf{M}_\varepsilon \mathbf{e}, \quad (3.a)$$

$$\mathbf{b} = \mathbf{M}_\mu \mathbf{h}, \quad (3.b)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{M}_\sigma \mathbf{e} + \mathbf{j}_s, \quad (3.c)$$



Şekil 2. Faraday yasasını kullanarak örnek FIT hesaplaması (Jussaume, M.E., 2011)

Sınır Koşulları

FIT 'ten kesin çözümler elde etmek için hesaplama bölgesi uygun biçimde sınırlandırılmalıdır. CST MWS® farklı birkaç sınır koşullarında çalışabilmektedir. Bunlardan konuyla ilgilerine göre en çok kullanılanları, mükemmel elektrik iletken (PEC), mükemmel manyetik iletken (PMC) açık ve periyodik ya da birim hücre olarak bilinir.

PEC ve PMC sınır koşulları görece daha anlaşılırdır. PEC bir materyal mükemmel bir iletkenliğe sahiptir. Bu yüzden böyle bir materyal içinde \mathbf{E} sıfır olmalıdır. PEC materyaller için metaller gibi yaklaşık iyi iletkenler kullanılır. PMC materyaller ise PEC in manyetik eşdeğeri olan materyallerdir. Bu durumda PMC materyalin içinde de \mathbf{H} sıfır olmalıdır. PEC ve PMC sınır koşullarını oluşturmak matematiksel olarak kolaydır. Açık sınır koşulunu matematiksel olarak uygulamak daha zordur. Bir açık sınır belirtilen yönde sonsuz uzayın tamamını simüle eder. Açık sınır üstüne gelen hiçbir enerji hesaplama bölgesinin içine geri yansımaz. CST MWS®, bir açık sınırı bir mükemmel uyumlu katman (PML) ile çevrelenmiş bir formda gerçekleştirir. PML çerçeve sağlam ve hesaplama açısından etkili bir mekanizmadır. Öyle ki oldukça az nümerik yansıma vardır ve standart FIT ya da FDTD formülasyonlarına uygulanabilir. Periyodik ve birim hücre ya da Floquet sınır koşulları, sırayla bir ya da iki eksen boyunca ayna yansımalarını sağlar. Periyodik bir sınır koşulu için sonuç bir boyutta sonsuz uzunlukta bir yapıdır. Birim hücre sınır koşulu için ise iki boyutlu sonsuz bir yapıdır.

Ortamın Elektromanyetik Özelliklerinin Yeniden Elde Edilmesi

MM'lerin karakterize edilmesinde materyal parametrelerinin elde edilmesi oldukça kritik ve önemli bir işler. Chen ve ark. bu tartışmalı alanda materyallerin efektif parametrelerinin çıkarılması için istikrarlı bir metot önerdi (Chen, ve, ark. 2004). Onların metodu S-parametreler küçük olduğunda ve empedans için doğru köklerde pik yaptığı zaman yeteri kadar tutarlıdır. Geleneksel metotlar d_s kalınlıkta, n kırılma indeksli ve z empedansına sahip bir dilim numuneyi şöyle hesaplar:

$$z = \pm \sqrt{\frac{(1+S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-S_{11})^2 - S_{21}^2}} \quad (4.a)$$

$$e^{ink_0 d_s} = X \pm i\sqrt{1 - X^2} \quad (4.b)$$

$$X = \frac{1}{2S_{21}(1-S_{11}^2+S_{21}^2)} \quad (4.c)$$

(4.a) ve (4.b) denklemlerinin köklerinin işareti şöyle belirlenir:

$$Re\{z\} \geq 0 \quad (5.a)$$

$$Im\{n\} \geq 0 \quad (5.b)$$

Yukarıdaki denklemlerde n ve z bağımsız olarak davranır. Ama n ve z ilişkilidir. Chen ve ark. uygun kökleri bulmak için bu ilişkilerden faydalandılar. Empedans için köklerin bulunması durumunda kullandıkları yöntem, dalganın genliğini artırmayacağı gerçeğine dayanır. Bu yüzden $e^{ink_0 d_s} \leq 1$; burada eşitsizliğin sol tarafı şu ilişkiye göre bulunur:

$$e^{ink_0 d_s} = \frac{S_{21}}{1-S_{11}\frac{z-1}{z+1}} \quad (6)$$

Chen ve ark. (4.a) denkleminin kökleri bulunduğu zaman, (6) denkleminin yalnızca z 'nin küçük değerleri için geçerli olduğunu not ettiler. z 'nin küçük değerleri için (5.a) denklemini kullanılır. Kırılma indisini hesaplamak empedansı hesaplamaktan daha karmaşıktır. (4.b) denklemini çözmek, n için şu duruma yol açar:

$$n = \frac{k_0}{d_s} [Im\{ln(e^{ink_0 d_s})\} + 2m\pi - iRe\{ln(e^{ink_0 d_s})\}] \quad (7)$$

Burada m , n 'nin tam sayı dallarıdır. (7) denklemini tek bir çözüm verdiği için, n 'nin imajiner kısmı küçük sıklıkla da olsa bulunabilir, fakat reel kısmı uygun dal seçmeyi gerektirecektir. Düzenlenen metot, ilk numune frekans değerleri için geçerli olan m 'nin değerlerini belirlemesiyle başlayan iteratif bir süreçtir. Relatif elektriksel ve manyetik geçirgenliklerin pozitif olması gerçeğini kullanarak, Chen ve ark. bir dal seçiminin geçerli olması için, şu ifadeyi doğrulamalıdır:

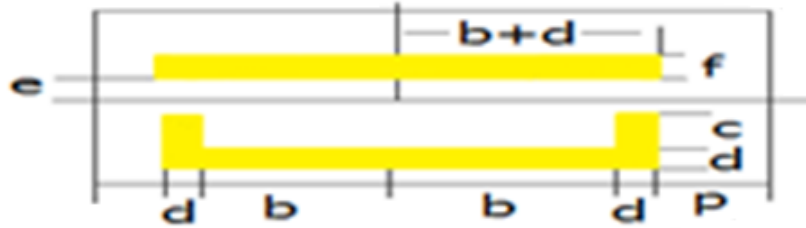
$$Re\{n\}Im\{z\} \leq Im\{n\}Re\{z\} \quad (8)$$

m 'nin sadece bir değeri (8) denklemini sağlarsa, o zaman bütün frekanslar için uygun dal olur. İlk frekansta m 'nin birden fazla değeri (3.10) denklemini sağlarsa, o zaman bu çözümler diğer frekanslar için test edilmelidir. Diğer frekans değerlerini de sağlayan m değeri uygun daldır(Chen, ve, ark. 2004).

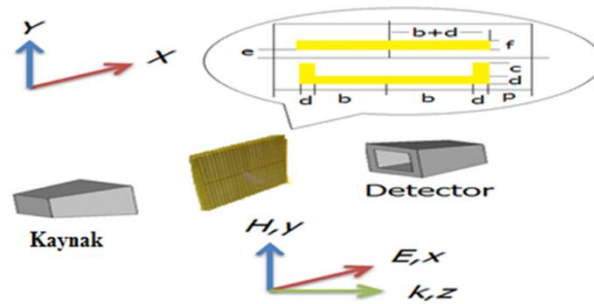
(3.10) denklemini sağlayan hiçbir m değerlerini içermeyen frekanslar için bir bant olabileceğini dikkate almak gerekir. Bu bant en yüksek olasılıkla rezonans bandıdır. Yukarıda bahsedildiği gibi, Chen ve ark. tarafından önerilen bu süreç bu banda değinmez. Yine de bu araştırmanın amacı için, en çok frekansı sağlayan m değerleri m 'nin doğru değeri olarak kullanılacak. Bu yüzden rezonans bandından çıkarılmış sonuçlar gösterilecek.

Araştırma Bulguları

Bu kısımda birim hücresi Şekil 3'te görülen dikdörtgen SRR yapısı, CST MWS dalga çözücü programında CMM olarak tasarlanıp periyodik olarak düzenlenmiştir. Düzenlenen bu yapının CST MWS simülasyon yazılımı kullanılarak CMM analiz edilmiştir. Yapı özellikleri olarak, taban malzemesi için göreceli elektriksel geçirgenliği 4,4 olan FR4 seçilmiştir. 0,002 kayıp tanjantı ve kalınlık olarak 0,28mm seçildi. Metalik kısım için, 0,035mm kalınlık ve $5,8 \times 10^7$ s/m iletkenliğe sahip bakır seçildi. IQNA (Interpolated Quasi Newton Approach) kullanılarak yapı boyutları parametrik olarak atanıp optimize edilmiştir. Yapının malzemeye genişletilmesi, "back tracking line-search" ve "model-trust region methods" gibi iki farklı metot ile yapılmıştır. Doğruluk ve s-parametre hataları sırayla 10^{-6} ve 0,01 eşik değerleri ile sınırlandırılmıştır.



Şekil 3. CST de tasarlanan dikdörtgenel rezonatör birim hücresi ve değişken atanmış boyutları

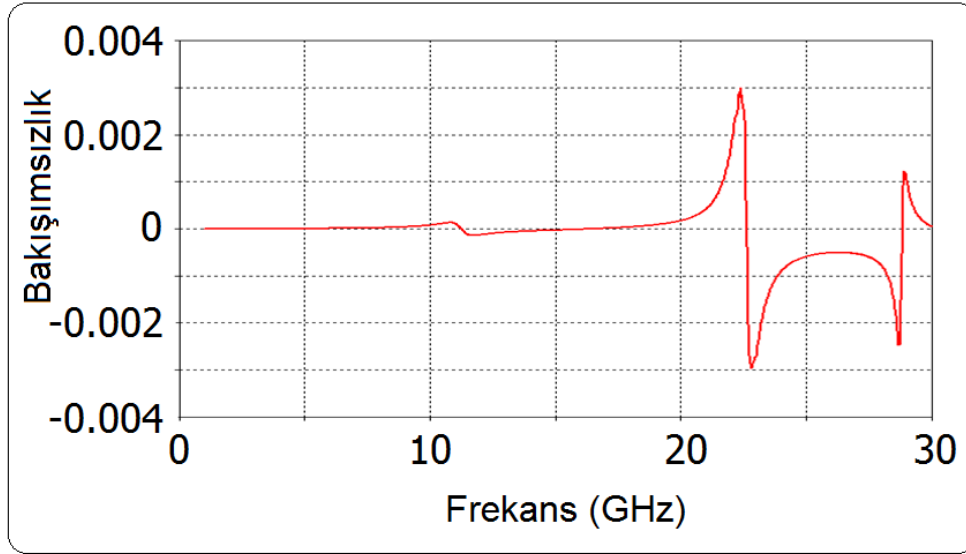


Şekil 4. Simülasyonu yapılan malzemenin ölçüm düzeneği

SRR meta malzemenin bakışimsızlık değeri, optimizasyon sonucu elde edilmiş değerlerdir. Bu değerler, $b=0,38$ mm, $c=1,967$ mm, $d=0,192$ mm,

$e=0,196\text{mm}$ ve $f=0,054\text{mm}$ olarak optimize edilmiştir. Sinyal TM gelecek şekilde ve ortamın elektriksel geçirgenliği $3\epsilon_0$ olarak alınmıştır. $23,5\text{GHz}$ frekansında bakışimsızlığı $\kappa=0,003$ olarak hesaplanmıştır (Şekil 5). Bu frekans değeri rezonansın gerçekleştiği frekanstır. Grafikten iki rezonans görülmektedir. Bunun nedeni tasarlanan yapının iki kapasitif boşluğunun bulunmasındandır. İki rezonans arasında bakışimsızlığın küçük ama sabit değer aldığı görülmektedir. Böyle bakışimsızlık değerlerine doğal bakışimsızlık denmektedir. Bu türlü malzemelerin özellikle sensörlerde teknolojik olarak uygulama potansiyelleri vardır. Bakışimsızlığın sıfırdan farklı olmasının bir sonucu olarak, rezonans frekansında bakışimsızlık değeri için TM'den TE'ye bir polarizasyon dönmesi olgusu (CD) gerçekleşmelidir. Bununla beraber çapraz iletimin gerçekleşmesinin sonucu olarak malzemede bir empedans eşleşmesi dolayısıyla da yansızlık olgusu gerçekleşir. Bu sonuç yapının yarı yansız EM filtrelemeye uygun olduğunu gösterir.

Bu sonuçlar gösteriyor ki, tasarlanan bu SRR türü CMM tasarlamak için kullanılabilir bir yapıdır. Bununla beraber, yapının geometrisinin basitliği malzeme üretme açısından kolaylık sağlayan artı bir özelliktir.



Şekil 5. Optimizasyon yapılmış parametre değerlerine sahip SRR $\epsilon_r=3\epsilon_0$ değeri için yapının bakışimsızlığının frekansa bağlı değişimi.

Tartışma ve Sonuçlar

CST MWS tam dalga çözücü programında CMM olarak tasarlanıp periyodik olarak düzenlenmiş yapının boyutlarının optimizasyonu yapılmış, $\epsilon_r=3\epsilon_0$ elektriksel geçirgenlik değeri ve optimize edilmiş boyutsal değerleri için bakışimsızlık sabitinin frekansa bağlı değişimi incelenmiştir. Bu yapılan analizlerin sonucunda, tasarlanan SRR yapının uygun boyutsal değerlerde bakışimsızlık sabitinin iki rezonans frekansı değerinde önemli artışlar gösterdiği gözlenmiştir. Bu frekans değerlerinde bakışimsızlığın böylesi değişimi TM gelen EM sinyalin, çapraz iletim (cross-polar) göstererek, polarizasyonunun dönmesi ile sonuçlanacağını göstermektedir. Bu durum literatürde CD olarak bilinir. Dolayısıyla da optik aktivite ve yansızlık olgularını elde etme potansiyeline sahip bir yapı olduğu sonucuna varılmıştır. Böyle bir yapının teknolojide iletim filtresi ya da bazı mikro dalga frekanslarında sinyali yansıtmayan malzeme olarak kullanılabilceği anlaşılmıştır.

Tasarlanan yapı şekil 5'te de görüldüğü gibi iki rezonans frekansı arasında geniş bir frekansta (25 GHz-27 GHz arası) küçük değerlerde fakat sabit bir bakışimsızlık değeri sergilemiştir. Böyle bakışimsızlık değerlerine doğal bakışimsızlık denmekte olup polarizasyon dönüştürücü sensör uygulamalarında kullanılabilir. Teknolojiye uygulanma potansiyeli olduğundan, bu malzeme grubu geniş bir mikrodalga frekansı aralığında da polarizasyon dönüştürücü olarak kullanılabilir. Dahası, iki katman arasına dielektrik katsayısı nem, basınç ya da sıcaklığa bağlı olarak değişen malzemeler yerleştirilerek sensör olarak da kullanılabilir. Ayrıca EM filtrelemede, veri transferi sağlayan cihazlarda da kullanma potansiyeline sahiptir.

Kaynaklar

- AYDIN, K., BULU, I., OZBAY, E., 2005. Focusing of electromagnetic waves by a left-handed metamaterial flat lens. *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 8753–8759, Oct.
- CHEN, XUDONG, TOMASZ M. GRZEGORCZYK, BAE-IAN WU, JOE PACHECO, AND JIN AU KONG., 2004. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials". *Phys.Rev.E: Stat.Nonlinear Soft Matter Phys.*, 70(1):016608
- JUSSAUME, M. E., 2011. electromagnetic modeling and measurement of adaptive metamaterial structural elements, phd thesis, air force institute of technology, department of the air force air university, Ohio, USA.
- KANT'E, B., GERMAIN, D., LUSTRAC, A., 2009. Experimental demonstration of a nonmagnetic metamaterial cloak at microwave frequencies. *Phys. Rev. B*, vol. 80, pp. 201104(R)-1–201104(R)-4, Nov.
- LIU, R. P., JI C., MOCK, J. J., CUI, T. J., SMITH, D. R., 2008. Random gradient index metamaterials, in *Proc. Int. Workshop Metamater.*, pp. 248–250.
- LIU, R. P., YANG, X. M., GOLLUB, J. G., MOCK, J. J., CUI, T. J., SMITH, D. R., 2009. Gradient index circuit by waveguided metamaterials. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, pp. 073506-1–073506-3, Feb.

- PADILLA, W. J., BASOV, D. N., SMITH, D. R., 2006. Negative refractive index Metamaterials. *Mater. Today*, vol. 9, pp. 28–35, Jul./Aug.
- PENDRY, J., 2006. Photonics—Metamaterials in the sunshine. *Nature Mater.*, vol. 5, pp. 599–600, Aug.
- PENDRY, J., 2009. Optics: All smoke and metamaterials. *Nature*, vol. 460, pp. 579–580, Jul.
- SABAH, C AND UCKUN, S., 2006. “Mirrors with chiral slabs,” *J. Optoelectronics and Advanced Materials*, vol. 8, pp. 1918-1924,
- SCHURIG, D., MOCK, J. J., JUSTICE, B. J., CUMMER, S. A., PENDRY, J. B., STARR, LIN, X. Q., CUI, T. J., CHIN, J. Y., YANG, X. M., CHENG, Q., LIU, R., 2008. “Controlling electromagnetic waves using tunable gradient dielectric metamaterial lens,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, pp. 131904-1–131904-3, Mar.
- SMITH D. R., MOCK J. J., STARR A. F., SCHURIG D., 2005. Gradient index Metamaterials. *Phys. Rev. E*, vol. 71, pp. 036609-1–036609-6, Mar.
- SMITH, D. R., PENDRY, J. B., WILTSHIRE, M. C. K., 2004. Metamaterials and negative
- TAO, H., LANDY, N. I., FAN K., STRIKWERDA, A. C., PADILLA, W. J., AVERITT, R. D., ZHANG, X., 2008. “Flexible Terahertz Metamaterials: Towards a terahertz metamaterial invisible cloak,” in *Proc. IEEE Int. Electron Devices Meet. Tech. Dig.*, pp. 283–286.
- WEGENER, M. and LINDEN, S., 2009. Giving light yet another new twist. *Physics* **2**, 3–6
- YAO, J., TSAI, K. T., WANG, Y., LIU Z., BARTAL, G., WANG, Y. L., ZHANG, X., 2009. Imaging visible light using anisotropic metamaterial slab lens. *Opt. Exp.*, vol. 17, pp. 22380–22385, Dec.
- ZHOU, J., CHOWDHURY, D. R., ZHAO, R., AZAD, A. K., CHEN, H., SOUKOULIS, C. M., TAYLOR, A. J., O’HARA, J. F., 2012. Terahertz chiral metamaterials with giant and dynamically tunable optical activity. *Phys. Rev. B* **86**(3), 035448
- ZHOU, J., DONG, J., WANG, B., KOSCHNY, T., KAFESAKI, M. and SOUKOULIS, C. M. 2009. “Negative refractive index due to chirality,” *Phys. Rev. B*, vol. 79, no. 12, p. 121104, (cited on pages 11 and 31)
- <http://eee.guc.edu.eg/>