

# Solak Metamalzemeler ile Radar Kesit Alanı Hesabı ve Optimizasyonu

Erdiç İrci, Vakur B. Ertürk  
Bilkent Üniversitesi  
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü  
Bilkent, Ankara  
irci@ee.bilkent.edu.tr, vakur@ee.bilkent.edu.tr

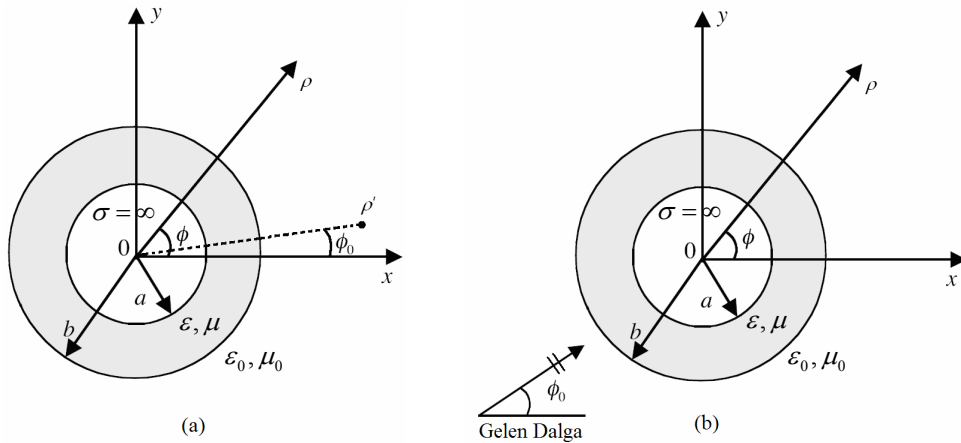
**Özet:** Yaptığımız çalışmada sonsuz uzunluktaki çeşitli silindirik yapıların sonsuz uzunluktaki bir çizgisel elektrik kaynağıyla ya da  $TM^z$  ve  $TE^z$  polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması incelendi. Silindirik yapılar olarak metamalzeme ile kaplanmış iletken silindirler seçildi. Gelen dalgaların saçılımı ve iletimi sınır koşulları ile beraber hesaplanarak problemlerin tam çözümü elde edildi. Metamalzemelerin elektrik ve manyetik geçirgenliklerinden dalga sayılarının ve dalga empedanslarının düzgün hesaplanması için hangi kompleks çözümün seçilmesi gerektiği tartışıldı. Literatürde bulunan benzer çalışmalar elektrik ve manyetik geçirgenliklerin zıt işaretlere sahip oldukları durumları ve kayıplı ortamları da içine alacak şekilde genişletildi. Uzak alan için ışın diyagramları çizildi ve Radar Kesit Alanı hesaplamaları yapıldı. Sonuçlar normal malzeme kullanılan durumlarla karşılaştırıldı. Metamalzemelerin normal malzemelerden farklı olarak yaptıkları katkılar incelendi.

## 1. Giriş

Metamalzemeler doğada hazır olarak bulunmayan özellikleriyle son dönemde çok büyük bir ilgi çekmeyi başarmışlardır. Bu makalede ele alınan metamalzemeler negatif efektif elektrik geçirgenliği ( $\text{Re}\{\epsilon\} < 0$ ) ve/veya negatif efektif manyetik geçirgenliği ( $\text{Re}\{\mu\} < 0$ ) sağlayan maddelerdir [1]. Negatif efektif elektrik geçirgenlik ince tel yapıların periyodik olarak sıralanmasıyla elde edilmekte, negatif efektif manyetik geçirgenlik elde etmek için yine periyodik olarak sıralanmış Yarık Halka Rezonatörleri (Split Ring Resonator) kullanılmaktadır [2-4]. Elektrik ve manyetik geçirgenliğin farklı işaretlere sahip olduğu durumlarda sönen dalgalar oluşmaktadır [1]. Elektrik ve manyetik geçirgenliğin aynı anda negatif olduğu özel durumda ise elektromanyetik dalgaların özellikleri büyük bir değişim göstermektedir. Negatif kırılma ve faz hızının yönünün tersine çevrilmesi bu değişimlerin başlıcalarıdır. Bu özellikleri gösteren metamalzemelere ise solak metamalzeme denilmektedir. Getirdikleri büyük esnekliklerle metamalzemelerin bilim ve teknolojiye çok geniş kullanım alanlarına sahip olabilecekleri açıktır.

Şu ana kadar üretilen metamalzemeler genel olarak kayıplı, inhomojen, anizotropik ve frekansa bağımlıdır. Çok sayıda araştırma grubu homojen ve izotropik metamalzemeler elde etmeye yönelik çalışmalarını sürdürmektedir. Buna paralel olarak metamalzemelerin homojen ve izotropik olarak kabul edildiği, herhangi bir elektrik ve manyetik geçirgenliğin aynı anda ve istenilen değerlerde elde edilebildiği kabulüne dayanan teorik çalışmalar da devam etmektedir. Burada sunduğumuz çalışma yukarıda bahsedilen kabüllere dayanan teorik bir çalışmadır. Zamana bağımlılık olarak  $e^{j\omega t}$  kullanılmıştır.

## 2. Problem Geometrisi ve Formülasyon



**Şekil 1.** Dielektrik kaplı iletken silindirin kesit görüntüsü.  
(a) Çizgisel elektrik kaynağıyla aydınlatılmış durum (b) Düzlem dalgayla aydınlatılmış durum

İçinden sabit  $I_e$  elektrik akımı geçen sonsuz uzunluktaki çizgisel kaynak tarafından yayılan elektrik alan

$$E_z^i = -\frac{k_0^2 I_e}{4\omega\epsilon_0} H_0^{(2)}(k_0|\bar{\rho} - \bar{\rho}'|) \quad (1)$$

şeklinde verilmiştir [5]. Hankel fonksiyonlarının toplanması teoremiyle aynı elektrik alan sonsuz bir seri toplamı olarak da ifade edilebilir [6].

$$E_z^i = \begin{cases} -\frac{k_0^2 I_e}{4\omega\epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(k_0\rho) H_n^{(2)}(k_0\rho') e^{jn(\phi-\phi_0)} & \rho \leq \rho' \\ -\frac{k_0^2 I_e}{4\omega\epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(k_0\rho') H_n^{(2)}(k_0\rho) e^{jn(\phi-\phi_0)} & \rho \geq \rho' \end{cases} \quad (2)$$

Benzer bir şekilde, iletilen ve saçılan elektrik alanlar da sırasıyla aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$E_z^t = -\frac{k_0^2 I_e}{4\omega\epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [a_n J_n(k_d\rho) + b_n Y_n(k_d\rho)] e^{jn(\phi-\phi_0)} \quad (3)$$

$$E_z^s = -\frac{k_0^2 I_e}{4\omega\epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n H_n^{(2)}(k_0\rho) e^{jn(\phi-\phi_0)} \quad (4)$$

Bilinmeyen katsayılar  $a_n$ ,  $b_n$  ve  $c_n$ 'i bulmak için dielektrik kaplamanın iletkenliğe degen iç yüzeyinde elektrik alanının sıfırlanacağını, dış yüzeyinde ise yüzeye teğet doğrultulardaki elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin sürekli olması gerektiğini belirten sınır koşulları kullanılmıştır.  $TM^z$  ve  $TE^z$  polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatma problemleri de yukarıdaki sonsuz uzunluktaki çizgisel elektrik kaynakla  $TM^z$  polarizasyonlu aydınlatma problemine benzer bir şekilde formüle edilip çözülebilir.

### 3. Metamalzemelerin Dalga Sayılarının ve Dalga Empedanslarının Hesaplanması

Metamalzemelerin kullanıldığı silindirik yapıların incelenmesinde literatürde şu ana kadar elektrik ve manyetik geçirgenliklerin aynı anda negatif olduğu durumlar (DNG) incelenmiş, bu geçirgenliklerin aynı anda pozitif olduğu durumlarla (DPS) karşılaştırmalar yapılmıştır [7-8]. Fakat gerçekçi Metamalzemelerin önemli özellikleri frekansa bağımlı ve kayıplı olmalarıdır [9]. Aynı zamanda, elektrik ve manyetik geçirgenliklerden bir tanesinin negatif olduğu durumlarda (SNG), Radar Kesit Alanı'nda olağandışı değişimler gözlenmiştir [10]. Kayıplı DPS, DNG ve genel olarak SNG Metamalzemelerin elektrik ve manyetik geçirgenliklerden dalga sayılarının ve dalga empedanslarının hesaplanması ise kompleks analizi gerekli kılmaktadır. DNG ortamlar için bu analiz [11]'de  $e^{-i\alpha t}$  zamana bağımlılık kullanılarak detaylı olarak yapılmıştır. Çalışmamızda benzer yöntem DPS, DNG ve SNG ortamların hepsi için geçerli olacak şekilde  $e^{j\omega t}$  zamana bağımlılık gözetilerek uygulanmıştır. Buna göre,

$$\mu = |\mu| e^{j\phi_\mu}, \quad \epsilon = |\epsilon| e^{j\phi_\epsilon} \quad (5)$$

$$k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = |k| e^{j\phi_k}, \quad \eta = \omega\sqrt{\mu/\epsilon} = |\eta| e^{j\phi_\eta} \quad (6)$$

$$|k| = \omega\sqrt{|\mu||\epsilon|}, \quad |\eta| = \omega\sqrt{|\mu|/|\epsilon|} \quad (7)$$

$$\phi_k = (\phi_\mu + \phi_\epsilon)/2, \quad \phi_\eta = (\phi_\mu - \phi_\epsilon)/2 \quad (8)$$

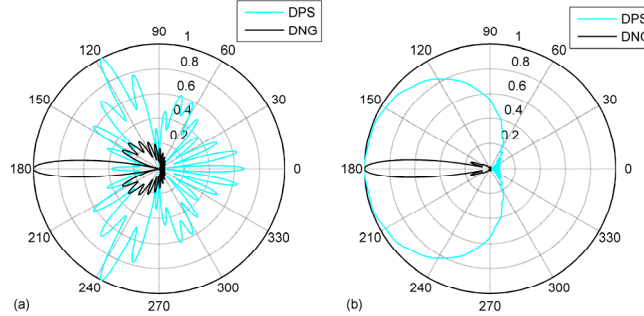
	$\phi_\mu$	$\phi_\epsilon$	$\phi_k$	$\phi_\eta$
DPS	$(-\pi/2, 0]$	$(-\pi/2, 0]$	$(-\pi/2, 0]$	$(-\pi/4, \pi/4)$
DNG	$[-\pi, -\pi/2)$	$[-\pi, -\pi/2)$	$[-\pi, -\pi/2)$	$(-\pi/4, \pi/4)$
MNG	$[-\pi, -\pi/2)$	$(-\pi/2, 0]$	$(-3\pi/4, -\pi/4)$	$[-\pi/2, 0)$
ENG	$(-\pi/2, 0]$	$[-\pi, -\pi/2)$	$(-3\pi/4, -\pi/4)$	$(0, \pi/2]$

Tablo 1. Çeşitli ortamlar için faz açıları

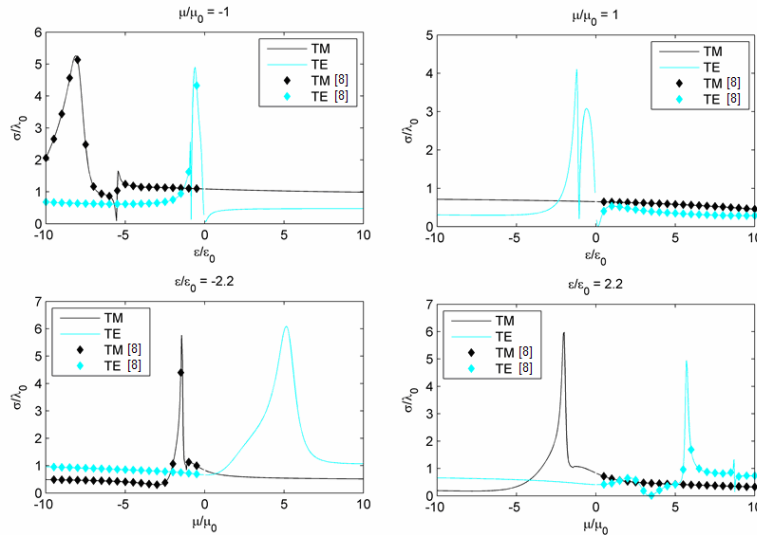
Tablo 1 incelendiğinde reel DPS ve DNG ortamları için dalga sayısının pozitif olduğu gözükmektedir. Yine reel negatif  $-\mu$  (MNG) ve negatif  $-\epsilon$  (ENG) ortamları için ise dalga sayısı negatif sanal bir sayıdır ve beklendiği gibi sönümlü dalga oluşumuna işaret etmektedir.

#### 4. Sayısal Sonuçlar ve Değerlendirme

Çizgisel bir elektrik kaynağı ile aydınlatılan dielektrik kaplı iletken silindirin uzak alan ışınma diyagramı Şekil 2’de gösterilmiştir.  $TM^z$  ve  $TE^z$  polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatma problemlerindeki geri saçılım kesit alanları Şekil 3’te gösterilmiştir. Şekil 2’de ve Şekil 3’te verilen sonuçlar sırasıyla [7]’de ve [8]’de verilen sonuçlarla büyük uyum içerisindedir. Şekillerde görüldüğü üzere saçılım problemlerinde Metamateryaller’in kullanımı olağandışı değişimlere sebep olmaktadır. Diğer sayısal sonuçlar sunum sırasında gösterilecektir.



**Şekil 2.** Dielektrik kaplı iletken silindirin uzak alan ışınma diyagramı. (a) Çizgisel elektrik kaynağı dielektrik dışındayken,  $a = 1.25\lambda_0$ ,  $b = 2.2\lambda_0$ ,  $\rho' = 2.3\lambda_0$  (b) Çizgisel elektrik kaynağı dielektrik içindeyken,  $a = 1.25\lambda_0$ ,  $b = 3.0\lambda_0$ ,  $\rho' = 1.4\lambda_0$ . Siyah çizgi: ( $\epsilon/\epsilon_0 = -1.5$ ,  $\mu/\mu_0 = -1.5$ ), gri çizgi: ( $\epsilon/\epsilon_0 = 1.5$ ,  $\mu/\mu_0 = 1.5$ ).



**Şekil 3.** Dielektrik kaplı iletken silindirin geri saçılım kesit alanı ( $a = 50\text{mm}$ ,  $b = 70\text{mm}$ ,  $f = 1\text{GHz}$ ).

#### Kaynaklar

- [1]. Veselago V. G. , “The electrodynamics of substances with simultaneous negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ ,” Sov. Phys. Uspekhi, 10(4), s.509-514, 1968.
- [2]. Pendry J. B., Holden A. J., Robbins D. J. ve Stewart W. J., “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena,” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 47, s.2075, 1999.
- [3]. Smith D. R., Padilla W. J., Vier D. C., Nemat-Nasser S. C. ve Schultz S., “Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity,” Phys. Rev. Lett., 84, s.4184, 2000.
- [4]. Shelby R. A., Smith D. R., Nemat-Nasser S. C. ve Schultz S., “Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial,” Appl. Phys. Lett. 78, s.489, 2001.
- [5]. Balanis C. A., “Advanced Engineering Electromagnetics,” New York: Wiley, 1989.
- [6]. Harrington R.F., “Time-Harmonic Electromagnetic Fields,” New York: McGraw-Hill, 1961.
- [7]. Sun J., Sun W., Jiang T. ve Feng Y., “Directive electromagnetic radiation of a line source scattered by a conducting cylinder coated with lefthanded metamaterial,” Microwave Opt. Tech. Lett., 47(3), s.274, 2005.
- [8]. Li C. ve Shen Z., “Electromagnetic scattering by a conducting cylinder coated with metamaterials,” Progress In Electromagnetics Research, 42, s.91-105, 2003.
- [9]. Smith D. R. ve Kroll N., “Negative refractive index in left-handed materials,” Phys. Rev. Lett., 85, s. 2933, 2000.
- [10]. Alu, A. ve Engheta, N., “Peculiar radar cross-section properties of double-negative and single-negative metamaterials,” Radar Conference 2004 Proceedings of the IEEE, s.91-93, 2004.
- [11]. Ziolkowski R. W. ve Heyman E., “Wave propagation in media having negative permittivity and permeability,” Phys. Rev. E., 64(5), 056625, 2001.