

İnce Tel Yapılarından Saçılma Problemlerinde Menzilden Bağımsız Yarı-Uzay Green Fonksiyonları

Range Independent Half-Space Green Functions in Scattering Problems for Thin Wire Grid Structures

Ömer Zor¹, Burak Polat²

¹Elektronik Mühendisliği Bölümü
Uludağ Üniversitesi
omerzor@uludag.edu.tr

²Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü
Trakya Üniversitesi
burakpolat@trakya.edu.tr

Özet

Bu çalışmada Green fonksiyonu formülasyonu ve Moment yöntemi kullanılarak, rezonans bölgesinde ve “yüksek kırıcılık yaklaşıklığı” (YKY) altında, düzlemsel sınıra sahip kayıplı dielektrik yarı-uzay üzerinde konuşlanmış metalik ince tel ızgara yapılarına ilişkin saçılma problemleri incelenmiştir. Bu amaçla Moment yöntemindeki empedans matrisinin hesabında, literatürde ilk defa olarak, R.W.P.King’in KYK altında her uzaklık için geçerli Green fonksiyonları kullanılmıştır. Geliştirilen MATLAB™ tabanlı yazılımı doğrulama amaçlı olarak düzlem dalga uyarımı altında belirli kanonik yapılar üzerinde elde edilen akım dağılımlarının sayısal değerleri SNECTM ticari yazılımı ile elde edilen değerlerle karşılaştırılmıştır.

Abstract

In this work we investigate electromagnetic scattering from metallic thin wire structures located over a planar lossy dielectric half-space by applying Green's function formulation and Method of Moments in the resonance region and under “high contrast approximation” (HCA). For this purpose in the calculation of the impedance matrix of the Moment system we employ the Green functions of R.W.P.King valid for arbitrary range under HCA for the first time in literature. For a verification of the developed MATLAB™ codes the current distributions obtained under plane wave illumination on certain canonical thin wire structures are compared to the same results obtained by the commercial software SNECTM.

1. Giriş

Sommerfeld problemi, genel anlamıyla, özellikleri boşluğun özelliklerinden farklı olan bir düzlemsel yarı-uzay üzerinde ışına yapan bir Hertz dipolünün ışınma alanlarının hesabıdır ve bir basit dielektrik yarı-uzay durumu için ilk olarak Sommerfeld tarafından 1909 yılında tanımlanmış ve analitik-

asimptotik olarak çözülmüştür [1]. Elektromanyetizma mühendisliğinde bu kanonik problem kümesinin son derece yaygın uygulama alanları ortaya çıktıkça problemin değişik parametre uzayları için çeşitli tekniklerle çözümleri günümüze değin sürekli artan bir ilgi ile karşılanmıştır. Günümüze kadar gelen çözüm teknikleri genel hatlarıyla fonksiyon-kuramsal, asimptotik, sayısal ve karma şeklinde sınıflandırılabilirler. Bu çalışmaların tümünün dökümünü yapabilmek imkânsızdır ancak geniş bir listesi [2] no.lu kaynakta mevcuttur. Mevcut incelememiz açısından sayısal hesaba elverişli olan çözümler ise ilk olarak 1982 yılında King tarafından bir fonksiyon-kuramsal teknikle ortaya konmuştur [3]. King'in çözümü, esas olarak bir düzlemsel sınırlı dielektrik yarı-uzayın karmaşık kırılma indisinin (kırıcılığının) mutlak karesel olarak bir'den çok büyük olması koşulu altında her uzaklık değeri için geçerlidir. King'in bu alandaki çalışmalarının önemli bir kısmı toplu bir şekilde kaynak noktasının, polarizasyonunun ve yeryüzünün elektriksel özelliklerinin çeşitli kombinasyonları için [4] no.lu kaynakta bir araya getirilmiştir. 1999 yılından günümüze gelen ve King'in öğrencilerinin önderliğinde başlatılmış birçok çalışmada (ör.bkz.[5-17]) King'in yaklaşımları ileri matematiksel tekniklerle geliştirilerek, özellikle küresel tabakalı yer yüzeyi durumu için sayısal analize uygun analitik Green fonksiyonları geliştirilemiştir.

İnce tel tekniği, ilk olarak, 1966 yılında Richmond [18] tarafından ortaya atılmış ve modelin geçerliliği çeşitli kanonik yapılar için ölçüm verisi ile karşılaştırmalar yapılarak sınanmıştır. Takip eden yıllarda ince tel tekniğinin geçerlilik sınırlarını iyice netleştirmek için çok çeşitli araştırmalar yapılmıştır. Bunlardan bir 1974 yılı çalışmasında [19] boşlukta bir metal plakanın ince tel modeli fizik optik referans çözüme dayanarak test edilmiştir. Bu çalışmayı hem kapalı hem de açık yüzeyler için günümüze değin yine boş uzayda çok sayıda araştırma takip etmiştir [20-27]. Bu çalışmaların tümünün ortak bulgusu, ince tel tekniği ile hem açık hem de kapalı yüzeylerin gerçek uzak ışınma alanlarının (veya radar kesit alanlarının) uygun modelleme parametreleri altında başarı ile hesaplanabildiğini göstermektedir.

Moment yöntemi, matematiksel esasları çok geçmişe uzansa da, elektromanyetizma problemlerine uyarlanması yönünden 1967 yılında Harrington [28] aracılığı ile geniş uygulama alanı kazanmış ve günümüze değin sürekli olarak artan bir ilgi ile kullanılmaktadır. Sarkar ve Harrington öncülüğünde 1970'ler boyunca, radar uygulamaları yönünden önemi nedeniyle, düzlemsel kayıplı dielektrik yeryüzü üzerinde konuşlanmış ince tel problemlerinin Moment yöntemi ile incelenmesi yönündeki ilk adımlar atılmıştır (bkz. [29] ve oradaki kaynaklar). Ancak [3] no.lu çalışmanın yayımlandığı 1982 yılı öncesine kadar sayısal hesaba elverişli tam analitik Green fonksiyonlarının henüz türetilmemiş (ve ayrıca modern bilgisayarların da henüz doğmamış) olmaları nedeniyle sayısal çözümlerde Green fonksiyonlarının sadece geometrik optik bileşenleri göz önüne alınmış ("reflection coefficient method"), yüzey dalgası bileşenleri sağlıklı bir hata kestirimi yapılamadan ihmal edilmiştir.

Bu boşluğu doldurmak üzere 1981 yılında Lawrence Livermore Laboratuvarı'nda, özellikle ince tel yapıları için elektrik alan integral denklemini Moment yöntemine dayalı olarak sinüzoidal baz fonksiyonları kullanarak ve Sommerfeld integralini ileri sayısal-asimptotik çözüm algoritmalarından yararlanarak çözen NEC-2 [30] açık yazılımı geliştirilmiştir. Bu yazılım, başarısı özellikle düzlemsel yeryüzü halinde çok çeşitli senaryolar için defalarca doğrulanmış olması nedeniyle, literatürde bir referans olarak kabul edilir.

Bu çalışmada Green fonksiyonu formülasyonu ve Moment yöntemi kullanılarak düzlemsel sınıra sahip kayıplı dielektrik yarı-uzay üzerinde konuşlanmış metalik ince tel ızgara yapılarına ilişkin rezonans bölgesinde ve "yüksek kırıcılık yaklaşıklığı" altında saçılma problemleri incelenmiştir. Bu amaçla ilk olarak 2. Kısımda Moment yönteminde empedans matrisinin hesabında King'in düzlemsel sınırlı yer yüzeyi için her uzaklıkta geçerli Green fonksiyonlarının herhangi kaynak ve gözlem noktaları için amacımıza uygun Kartezyen tensör bileşenleri sunulmuştur. 3. Kısımda elektrik alan integral denklemini incelenmiştir. Bu amaçla ince tel yaklaşıklığı; Moment yöntemi ile elde edilen doğrusal denklem sistemi; jonksiyon koşulları; empedans matrisinin elemanları üzerindeki integrasyon işlemleri ve saçılan uzak alanın kapalı ifadesi verilmiştir. 4. Kısımda, elde edilen bazı saçılan alan değerleri sayısal olarak sunulmuştur. Geliştirilen yazılımı doğrulama amaçlı olarak düzlem dalga uyarımı altında belirli kanonik yapılar üzerinde elde edilen akım dağılımlarının sayısal değerleri NEC-2 algoritmalarını bir arayüzle birleştirmiş olan SNECTM [31] ticari yazılımı ile elde edilen değerlerle karşılaştırılmıştır.

Geliştirilen yazılımın veriyi SNECTM için formatlanmış giriş dosyalarından okuyabilme özelliği bulunmaktadır. Bu yazılımı NEC-2 tabanlı SNECTM gibi ticari veya NEC-4 gibi sivil kullanıma kapalı yazılımlardan daha değerli kılan temel niteliği, onların düzlemsel sınırlı yer yüzeyi halinde temel (sayısal-asimptotik) algoritmalarla oluşturdukları yeteneklerin ince tel problemlerinde ilk kez uygulanan King'in her uzaklık için geçerli Green fonksiyonları ile en yalın şekilde tekrar edilebilmekle kalmayıp; yine standart NEC algoritmalarına dayalı yazılımların aksine, mevcut ürünün tam analitik tabanlı olması nedeniyle uygun Green fonksiyonları kullanılarak saçılma probleminin senaryosunun (oşinografik parametreleri, yer şekillerini, yer katmanlarını, malzeme kaplanmış saçıcıları vs. içine alacak şekilde) sürekli geliştirilebilir olmasıdır. Bu yönde elde edilen birçok ek sonuç [32] no.lu çalışmada

sunulmuş olup bu makalede verilen sonuçlar sadece NEC2 ile karşılaştırılabilir veriler ile sınırlı tutulmuştur.

2. King'in Green Fonksiyonları

I ($z > 0$) ve II ($z < 0$) bölgeleri, boş uzay ve basit kayıplı dielektrik ortamlar olup bünye sabitleri ile dalga sayıları, sırasıyla, (ϵ_0, μ_0) , $k_1 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ ve $(\epsilon_2, \mu_0, \sigma_2)$, $k_2 = \omega\sqrt{\mu_0(\epsilon_2 + i\sigma_2/\omega)}$ ile verilsin. Monokromatik alanların tanımlanmasında zamana bağıllık $\exp(-i\omega t)$ şeklinde varsayılmıştır. Yer yüzeyinin (kompleks) kırıcılığı ise $N = k_2/k_1 = \sqrt{\epsilon_r + i\sigma_2/(\omega\epsilon_0)}$ ile tanımlıdır. Burada ϵ_0 , μ_0 boş uzayın dielektrik ve manyetik geçirgenlikleridir ve $\epsilon_r = \epsilon_2/\epsilon_0$ II bölgesinin bağıl dielektrik sabitidir. Yüksek kırıcılık yaklaşıklığı (YKY) $|N|^2 \gg 1$ veya (buna denk kabul edilerek) $|N| \geq 3$ şeklinde tanımlıdır. Analitik olarak $|N|$ 'nin bir basit ortamda alacağı en küçük değer $\sqrt{\epsilon_r}$ ile sınırlıdır. Buna göre $\epsilon_r \geq 9$ koşulu sağlandıkça YKY, ortamın iletkenlik değerinden ve çalışma frekansından bağımsız olarak her zaman sağlanır.

Birim momentli bir dipolün orijine göre $\vec{r}' = (x', y', z')$, $z' > 0$ noktasında konuşlandığı varsayıldığında King formülasyonuna göre YKY altında ışıdığı elektriksel alan (Green fonksiyonu), "doğrudan" (d), "görüntü" (i) ve "yüzey dalgası" (s) bileşenlerinden oluşur ve genel ifadesi

$$\begin{aligned} \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') &= \vec{G}^d(\vec{r}, \vec{r}') + \vec{G}^i(\vec{r}, \vec{r}') + \vec{G}^s(\vec{r}, \vec{r}'), \\ \vec{G}^{(d,i,s)} &= \hat{x}\hat{x}g_x^{(d,i,s)} + \hat{y}\hat{y}g_y^{(d,i,s)} + \hat{z}\hat{z}g_z^{(d,i,s)} \\ &\quad + \hat{x}\hat{y}g_{xy}^{(d,i,s)} + \hat{y}\hat{z}g_{yz}^{(d,i,s)} + \hat{z}\hat{x}g_{zx}^{(d,i,s)} \\ &\quad + \hat{x}\hat{z}g_{xz}^{(d,i,s)} + \hat{y}\hat{x}g_{yx}^{(d,i,s)} + \hat{z}\hat{y}g_{zy}^{(d,i,s)} \end{aligned} \quad (2.1)$$

şeklinde verilir. Burada $g_b^{a(d,i,s)}(\vec{r}; \vec{r}')$, a eksen yönünde konuşlanmış birim momentli dipolün b eksen yönünde oluşturduğu elektrik alanın, sırasıyla; "doğrudan", "görüntü" ve "yüzey dalgası" bileşenlerini temsil etmektedir. Bu halde

$$R_1(\vec{r}, \vec{r}') = |\vec{r} - \vec{r}'| = \left[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 \right]^{1/2},$$

$$R_2(\vec{r}, \vec{r}') = |\vec{r} + \vec{r}'| = \left[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z + z')^2 \right]^{1/2},$$

$$P = \left[(x - x')^2 + (y - y')^2 \right]^{1/2}, \quad U = \frac{k_1 R_2}{2N^2} \left[\frac{R_2 + N(z + z')}{P} \right]^2,$$

$$\xi_1 = 1 - \frac{1}{ik_1 R_1} - \frac{1}{k_1^2 R_1^2}, \quad \xi_2 = 1 - \frac{3}{ik_1 R_1} - \frac{3}{k_1^2 R_1^2},$$

$$\eta_1 = 1 - \frac{1}{ik_1 R_2} - \frac{1}{k_1^2 R_2^2}, \quad \eta_2 = 1 - \frac{3}{ik_1 R_2} - \frac{3}{k_1^2 R_2^2},$$

$$\eta_3 = 1 - \frac{1}{ik_1 R_2}, \quad \Xi = \left(\frac{\pi}{k_1 R_2} \right)^{1/2} e^{-iU} F(U)$$

ve Norton zayıflama fonksiyonu

$$F(U) = 1 + i(\pi U)^{1/2} e^{-U} \operatorname{erfc}(-iU^{1/2})$$

olmak üzere Green tensörünün toplam 9 bileşeninin açık ifadeleri, [4] no.lu kaynaktaki bulguların amaca uygun şekilde yeniden düzenlenmesiyle, $z, z' > 0$ için aşağıda sunulmuştur:

$$g_x^x = \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \left[\xi_1 - \frac{(x-x')^2}{R_1^2} \xi_2 \right] - \frac{e^{ik_1 R_2}}{4\pi R_2} \left[\eta_1 - \frac{(x-x')^2}{R_2^2} \eta_2 \right] \\ + \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2 N} \left\{ \frac{z+z'}{R_2} \eta_3 - \frac{\eta_1}{N} + \frac{(y-y')^2}{R_2^2} \frac{\eta_2}{N} \right. \\ \left. - \frac{\Xi R_2}{N^2 P^3} \left[ik_1 R_2 (x-x')^2 + \frac{R_2^2}{P^2} (y-y')^2 \right] \right\},$$

$$g_y^x = -\frac{(x-x')(y-y')}{R_1^2} \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \xi_2 + \frac{(x-x')(y-y')}{R_2^2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{4\pi R_2} \eta_2 \\ - \frac{(x-x')(y-y')}{R_2^2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2 N^2} \left[\eta_2 + \frac{1}{N} \frac{R_2^3}{P^3} \left(ik_1 R_2 - \frac{R_2^2}{P^2} \right) \right],$$

$$g_z^x = -\frac{(x-x')(z-z')}{R_1^2} \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \xi_2 + \frac{(x-x')(z+z')}{R_2^2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{4\pi R_2} \eta_2 \\ - \frac{x-x'}{R_2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2 N} \left[\eta_3 + \frac{\Xi}{N} ik_1 R_2 \frac{R_2}{P} \right],$$

$$g_x^y = g_y^x,$$

$$g_y^y = \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \left[\xi_1 - \frac{(y-y')^2}{R_1^2} \xi_2 \right] - \frac{e^{ik_1 R_2}}{4\pi R_2} \left[\eta_1 - \frac{(y-y')^2}{R_2^2} \eta_2 \right] \\ + \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2 N} \left\{ \frac{z+z'}{R_2} \eta_3 - \frac{\eta_1}{N} + \frac{\eta_2 (x-x')^2}{N R_2^2} - \frac{\Xi R_2}{N^2 P^3} \right. \\ \left. \times \left[ik_1 R_2 (y-y')^2 + \frac{R_2^2}{P^2} (x-x')^2 \right] \right\},$$

$$g_z^y = -\frac{(y-y')(z-z')}{R_1^2} \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \xi_2 + \frac{(y-y')(z+z')}{R_2^2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{4\pi R_2} \eta_2 \\ - \frac{y-y'}{R_2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2 N} \left[\eta_3 + \frac{\Xi}{N} ik_1 R_2 \frac{R_2}{P} \right],$$

$$g_x^z = -\frac{(x-x')(z-z')}{R_1^2} \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \xi_2 - \frac{(x-x')(z+z')}{R_2^2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{4\pi R_2} \eta_2 \\ + \frac{x-x'}{R_2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2 N} \left[\eta_3 + \frac{\Xi}{N} ik_1 R_2 \frac{R_2}{P} \right],$$

$$g_y^z = -\frac{(y-y')(z-z')}{R_1^2} \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \xi_2 - \frac{(y-y')(z+z')}{R_2^2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{4\pi R_2} \eta_2 \\ + \frac{y-y'}{R_2} \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2 N} \left[\eta_3 + \frac{\Xi}{N} ik_1 R_2 \frac{R_2}{P} \right],$$

$$g_z^z = \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \left[\xi_1 - \frac{(z-z')^2}{R_1^2} \xi_2 \right] + \frac{e^{ik_1 R_2}}{4\pi R_2} \left[\eta_1 - \frac{(z+z')^2}{R_2^2} \eta_2 \right] \\ + \frac{\Xi}{N} ik_1 P \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2}.$$

$|N| \rightarrow \infty$ mükemmel iletken limit durumunda yüzey dalgası bileşenleri yok olmaktadır.

3. Elektrik Alan İntegral Denklemi ve Çözümü

3.1. İnce Tel Yaklaşıklığı

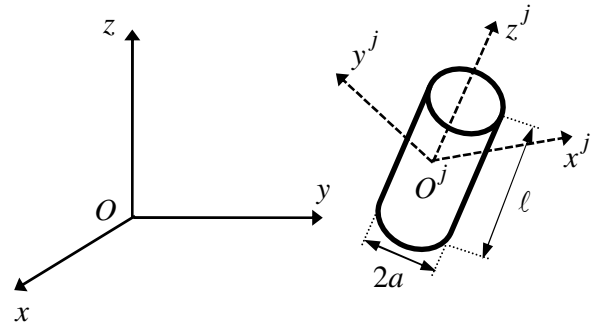
Bu teknik gereği herhangi bir metal yüzeyin ince tellerle modellenebildiği; ayrıca Moment yöntemi gereği de bu ince tel elemanlarının bölüt adımı verdiğimiz küçük parçalardan oluştuğu ve bu parçaların üzerinden sadece tel doğrultusunda ve (bu problem dahilinde) sabit genlikli akımların aktığı varsayılır. İnce tel yaklaşıklığı [18] ℓ boyunda ve a yarıçaplı bir silindirik ince mükemmel iletken tüp şeklinde tanımlanan bir bölütün

- boyunun, bölütün içinde bulunduğu ortamdaki dalga boyundan çok küçük ($\ell \ll \lambda$)
- yarıçapının, bölütün boyundan çok küçük ($a \ll \ell$) özelliklerini sağlaması halinde geçerlidir.

Buna göre, örneğin j . bölütün üzerindeki hacimsel akım yoğunluğu yerel $O^j x^j y^j z^j$ Kartezyen koordinat sistemine ilişkin (bkz. Şekil 1) (ρ^j, ϕ^j, z^j) silindirik koordinatlarında δ Dirac delta distribüsyonu ve H birim basamak fonksiyonu kullanılarak

$$\vec{J}_j(\rho^j, \phi^j, z^j) = \hat{z}^j I_j \frac{\delta(\rho^j - a)}{2\pi a} [H(z^j + \ell/2) - H(z^j - \ell/2)] \quad (3.1)$$

şeklinde verilir.



Şekil 1: j . ince tel bölüt ve yerel koordinatları

3.2. Doğrusal Moment Denklem Sistemi

j . bölütün uzayda herhangi bir noktada ışıdığı fazör elektrik alanının genel yapısı, notasyonu Şekil 1'den takip edileceği üzere, üç boyutlu uzayın bütünü üzerinden alınan

$$\vec{E}_j(\vec{r}) = i\omega\mu_0 \int \vec{G}(\vec{r}; \vec{r}^j) \cdot \vec{J}_j(\vec{r}^j) d\vartheta^j = I_j \vec{f}_j(\vec{r}) \quad (3.2)$$

konvolüsyon integrali ile verilir. M tane bölütten oluşan bir sistemin yarattığı toplam (saçılan) elektrik alan ise, süperpozisyon ilkesi gereği

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum_{j=1}^M \vec{E}_j(\vec{r}) = \sum_{j=1}^M I_j \vec{f}_j(\vec{r}) \quad (3.3)$$

serisi ile verilir. Buna göre uzayda herhangi bir noktada toplam elektrik alan

$$\vec{E}^{tot}(\vec{r}) = \vec{E}^{inc}(\vec{r}) + \vec{E}(\vec{r}) \quad (3.4)$$

şeklinde yazılır. İlgili sınır koşulu ise, iyi bilindiği üzere, “(mükemmel iletken) ince bölüt yüzeyleri üzerinde toplam elektrik alanın teğet bileşeni sıfırdır” şeklindedir. Bölüt yüzeyleri üzerindeki bu değişken noktalar Moment yöntemi gereği eş nokta (“collocation”) yaklaşıklığı ile bölütlerin merkez noktaları olarak seçildiğinde, (3.1) hacimsel akım yoğunluğu ifadesi (3.2) ve (3.3) içersine yerleştirilerek ilgili sınır koşulu uygulandığında

$$\sum_{j=1}^M Z_{mj} I_j = V_m, \quad m=1,2,\dots,M \quad (3.5)$$

doğrusal Moment denklem sistemine ulaşılır. Burada empedans matrisinin elemanları

$$Z_{mj} = i\omega\mu_0 \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \int_0^{2\pi} \hat{\ell}_m \cdot \hat{G}(\bar{r}_m; \bar{r}^{j'}) \cdot \hat{z}^j \Big|_{\rho^{j'}=a} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} dz^{j'} \quad (3.6)$$

bölütler üzerinden (yanal) yüzey integralleri şeklindedir. Bu integrallerin ince tel yaklaşıklığı altında ne şekilde tek kata düşürülerek sayısal olarak kolayca hesaplanabilir şekle getirildiği Kısım 3.4’te açıklanmıştır.

Potansiyel sütununun elemanları ise gelen alana bağlı olarak

$$V_m = -\bar{E}^{inc}(\bar{r}_m) \cdot \hat{\ell}_m \quad (3.7)$$

şeklinde yazılabilir. $\bar{r}_m = (x_m, y_m, z_m)$, m . bölütün merkez noktasına uzanan konum vektörüdür. m . bölüt için akım yönünde seçilen (x_m^I, y_m^I, z_m^I) başlangıç ve (x_m^II, y_m^II, z_m^II) bitiş koordinatlarından faydalanarak,

$$\ell = \left[(x_m^II - x_m^I)^2 + (y_m^II - y_m^I)^2 + (z_m^II - z_m^I)^2 \right]^{1/2}, \quad \forall m$$

sabit bölüt boyu olmak üzere, m . bölütün birim teğet vektörü $\hat{\ell}_m$, $Oxyz$ referans sisteminde aşağıdaki şekilde yazılır:

$$\hat{\ell}_m = \ell_{mx} \hat{x} + \ell_{my} \hat{y} + \ell_{mz} \hat{z} \\ = \left[(x_m^II - x_m^I) \hat{x} + (y_m^II - y_m^I) \hat{y} + (z_m^II - z_m^I) \hat{z} \right] / \ell$$

3.3. Jonksiyon Koşulları

Tel bölütlerinin birleştiği noktalara düğüm noktaları denir. Düğüm noktalarında, “bir düğüm giren akımların toplamı, düğümden çıkan akımların toplamına eşittir” biçiminde ifade edilebilecek Kirchhoff Akımlar Yasası sağlanmalıdır. Bu koşulun sağlanması amacıyla empedans matrisine tel kafes yapıyı oluşturan düğüm sayısı kadar satır eklenir. Bu çalışmada olduğu gibi basamak tipi baz fonksiyonları tercih edildiğinde her düğüm noktası için bu ek satırların ilgili elemanlarına o düğümüne bağlı ve seçilen akımın yönü düğümüne doğru olan bölütler için “+1”, seçilen akımın yönü düğümden dışarıya doğru olan bölütler için “-1” ve geriye kalanların tümü için “0” değerleri atanır. P ek satırın eklenmesiyle karesel yapısı bozulan matrisin tersi genelleştirilmiş anlamda alınmaktadır:

$$[I]_{M \times 1} = \left([Z]_{M \times (M+P)}^* \cdot [Z]_{(M+P) \times M} \right)^{-1} \cdot \left([Z]_{M \times (M+P)}^* \cdot [V]_{(M+P) \times 1} \right)$$

Burada “*” işareti genelleştirilmiş matrisin Hermitian transpozisini göstermektedir. Literatürde jonksiyon koşullarının değişik modelleri [33-35] no.lu raporlarda mevcuttur.

3.4. Empedans Matris Elemanlarının Hesabı

(2.1) Green tensörü (3.6) integraline yerleştirildiğinde empedans matrisinin elemanlarının

$$Z_{mj}^{(d,i,s)} = i\omega\mu_0 \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \int_0^{2\pi} \hat{\ell}_m \cdot \hat{G}^{(d,i,s)}(\bar{r}_m; \bar{r}^{j'}) \cdot \hat{z}^j \Big|_{\rho^{j'}=a} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} dz^{j'} \quad (3.8)$$

olmak üzere

$$Z_{mj} = Z_{mj}^d + Z_{mj}^i + Z_{mj}^s \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabileceği görülür. Z_{mj}^d (ve Z_{mj}^i) değerleri boş uzay koşullarına karşı düştüklerinden hesaplamalarında gözlem noktalarını da j . bölütün (ve görüntüsünün) yerel koordinatlarında ifade ederek integrasyonu gerçekleştirmek takip edilebilecek en sade yoldur. Buna göre Z_{mj}^d hesabında j . bölütün merkez noktasından m . bölütün merkez noktasına uzanan konum vektörünün yerel ve dış koordinatlardaki ifadeleri

$$\bar{r}^m = (x^m, y^m, z^m) \quad \text{ve} \quad \bar{r}_m - \bar{r}^j = (x_m - x_j, y_m - y_j, z_m - z_j)$$

birbirlerine \bar{T}_j Euler dönüşüm matrisi aracılığı ile

$$\bar{r}^m = \bar{T}_j \cdot (\bar{r}_m - \bar{r}^j) \quad \text{veya} \quad \bar{r}_m - \bar{r}^j = \bar{T}_j^{TR} \cdot \bar{r}^m$$

bağıntısı ile bağlıdır. Burada

$$\bar{T}_j = \begin{bmatrix} \cos \alpha_j \cos \beta_j & \sin \alpha_j \cos \beta_j & -\sin \beta_j \\ -\sin \alpha_j & \cos \alpha_j & 0 \\ \cos \alpha_j \sin \beta_j & \sin \alpha_j \sin \beta_j & \cos \beta_j \end{bmatrix}$$

olup diklik özelliği gereği tersi, transpozesine eşittir: $\bar{T}_j^{-1} = \bar{T}_j^{TR}$. α_j ve β_j üç boyutta dönüşüm açıları olup açık ifadeleri

$$\sin \alpha_j = (y_j^II - y_j^I) / [(x_j^II - x_j^I)^2 + (y_j^II - y_j^I)^2]^{1/2},$$

$$\cos \alpha_j = (x_j^II - x_j^I) / [(x_j^II - x_j^I)^2 + (y_j^II - y_j^I)^2]^{1/2},$$

$$\sin \beta_j = [(x_j^II - x_j^I)^2 + (y_j^II - y_j^I)^2]^{1/2} / \ell,$$

$$\cos \beta_j = (z_j^II - z_j^I) / \ell$$

şeklinde Euler dönüşümleri altında

$$R_1(\bar{r}^m; \bar{r}^{j'}) \equiv \left[(x^m)^2 + (y^m)^2 + (z^m)^2 + a^2 - 2z^m z^{j'} + (z^{j'})^2 \right]^{1/2}$$

ve \hat{z}^j yönlü dipolün Green fonksiyonları da

$$g_{x^j}^{z^j d}(\bar{r}^m, \bar{r}^{j'}) = -\frac{(x^m - x^{j'}) (z^m - z^{j'})}{R_1^2} \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \xi_2,$$

$$g_{y^j}^{z^j d}(\bar{r}^m, \bar{r}^{j'}) = -\frac{(y^m - y^{j'}) (z^m - z^{j'})}{R_1^2} \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \xi_2,$$

$$g_{z^j}^{z^j d}(\bar{r}^m, \bar{r}^{j'}) = \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \left[\xi_1 - \frac{(z^m - z^{j'})^2}{R_1^2} \xi_2 \right]$$

şekillerini alırlar. $x^{j'} = a \cos \phi^{j'}$ ve $y^{j'} = a \sin \phi^{j'}$ kutupsal dönüşümü uygulanarak (3.8) yüzey integrali $\phi^{j'}$ değişkenine göre tam çevrim integre edildiğinde,

$$t_{x^j}^{z^j d}(\bar{r}^m, \bar{r}^{j'}) = -\frac{x^m (z^m - z^{j'})}{R_1^2} \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \xi_2,$$

$$t_{y^j}^{z^j d}(\vec{r}^m, \vec{r}^{j'}) = -\frac{y^m(z^m - z^{j'})}{R_1^2} \frac{e^{ik_1 R_1}}{4\pi R_1} \xi_2 \text{ olmak üzere}$$

$$Z_{mj}^d = i\omega\mu_0 \int_{-\ell/2}^{\ell/2} [\ell^{mx} t_{x^j}^{z^j d}(\vec{r}^m, \vec{r}^{j'}) + \ell^{my} t_{y^j}^{z^j d}(\vec{r}^m, \vec{r}^{j'}) + \ell^{mz} t_{z^j}^{z^j d}(\vec{r}^m, \vec{r}^{j'})] dz^{j'} \quad (3.10)$$

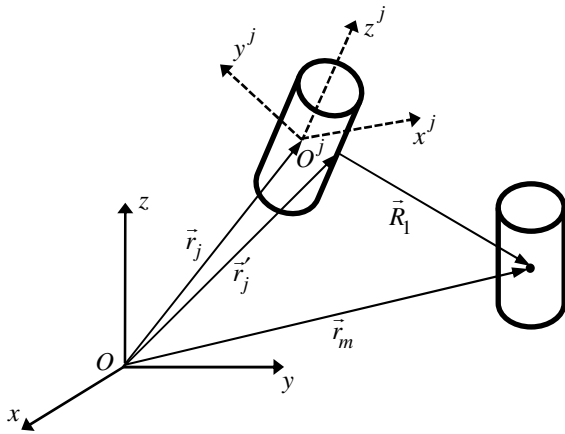
son şeklini alır. Burada

$\hat{\ell}^m = \ell^{mx} \hat{x}^j + \ell^{my} \hat{y}^j + \ell^{mz} \hat{z}^j = T_j \cdot \hat{\ell}_m$ olup, $\hat{\ell}_m$ vektörünün yerel koordinatlardaki karşılığıdır. (3.10) integrali sayısal olarak kolaylıkla hesaplanmaktadır. Z_{mj}^i teriminin hesabında da benzer yol izlenir.

Z_{mj}^s elemanlarının hesabında ise $-Z_{mj}^{d,i}$ elemanlarının hesabında takip edilen kaynak ve gözlem noktalarını yerel koordinatlarda ifade etme yönteminin aksine- kaynak noktalarını yerel, gözlem noktalarını da $Oxyz$ dış koordinatlarında ifade etmek takip edilebilecek en sade yoldur. Bu amaçla (3.8) integralinde kaynak üzerindeki herhangi bir noktayı temsil eden konum vektörünün dış ve yerel koordinatlardaki karşılıkları olan $\vec{r}_j = (x_j, y_j, z_j)$ ve $\vec{r}^{j'} = (x^{j'}, y^{j'}, z^{j'})$ arasındaki

$$\vec{r}^{j'} = T_j(\vec{r}_j - \vec{r}_j) \text{ veya } \vec{r}_j - \vec{r}_j = T_j^{-TR} \cdot \vec{r}^{j'}$$

bağıntısı (bkz. Şekil 2) 2. Kısımda verilen Green fonksiyonları içersine $\vec{r} = \vec{r}_m$, $\vec{r}' = \vec{r}_j$ için yerleştirilmiştir.



Şekil 2: j. ve m. ince tel bölüt ve ilgili konum vektörleri

Bu durumda ince tel yaklaşıklığı altında

$$R_1(\vec{r}_m; \vec{r}^{j'}) \cong \left\{ (x_m - x_j)^2 + (y_m - y_j)^2 + (z_m - z_j)^2 + a^2 + z^{j'2} - 2z^{j'}[(x_m - x_j)\cos\alpha_j \sin\beta_j + (y_m - y_j)\sin\alpha_j \sin\beta_j + (z_m - z_j)\cos\beta_j] \right\}^{1/2},$$

$$R_2(\vec{r}_m; \vec{r}^{j'}) \cong \left\{ (x_m - x_j)^2 + (y_m - y_j)^2 + (z_m + z_j)^2 + a^2 + z^{j'2} - 2z^{j'}[(x_m - x_j)\cos\alpha_j \sin\beta_j + (y_m - y_j)\sin\alpha_j \sin\beta_j - (z_m + z_j)\cos\beta_j] \right\}^{1/2},$$

$$P \cong \left\{ (x_m - x_j)^2 + (y_m - y_j)^2 - 2z^{j'} \sin\beta_j \cdot [(x_m - x_j)\cos\alpha_j + (y_m - y_j)\sin\alpha_j] + (z^{j'})^2 \sin^2\beta_j \right\}^{1/2},$$

$$U \cong \frac{k_1 R_2}{2N^2} \left(\frac{R_2 + NI_z}{P} \right)^2, \quad I_z \cong z_m + z_j' = z_m + z_j + z^{j'} \cos\beta_j$$

şekillerini alır. Green fonksiyonlarının integrasyonunda

$$I_x = \int_0^{2\pi} (x_m - x_j') \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = x_m - x_j - z^{j'} \cos\alpha_j \sin\beta_j,$$

$$I_{xx} = \int_0^{2\pi} (x_m - x_j')^2 \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = (x_m - x_j - z^{j'} \cos\alpha_j \sin\beta_j)^2 + \frac{a^2}{2} (\cos^2\alpha_j \cos^2\beta_j + \sin^2\alpha_j),$$

$$I_{xy} = \int_0^{2\pi} (x_m - x_j')(y_m - y_j') \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = (x_m - x_j - z^{j'} \cos\alpha_j \sin\beta_j) \cdot (y_m - y_j - z^{j'} \sin\alpha_j \sin\beta_j) - \frac{a^2}{2} \sin\alpha_j \cos\alpha_j \sin^2\beta_j,$$

$$I_y = \int_0^{2\pi} (y_m - y_j') \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = y_m - y_j - z^{j'} \sin\alpha_j \sin\beta_j,$$

$$I_{yy} = \int_0^{2\pi} (y_m - y_j')^2 \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = (y_m - y_j - z^{j'} \sin\alpha_j \sin\beta_j)^2 + \frac{a^2}{2} (\sin^2\alpha_j \cos^2\beta_j + \cos^2\alpha_j),$$

$$t_x^{xs} = \int_0^{2\pi} g_x^{xs} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2 N} \left[\frac{I_z}{R_2} \eta_3 - \frac{\eta_1}{N} + \frac{I_{yy} \eta_2}{R_2^2 N} - \frac{\Xi}{N^2} \frac{R_2}{P^3} \left(ik_1 R_2 I_{xx} + \frac{R_2^2}{P^2} I_{yy} \right) \right],$$

$$t_y^{xs} = \int_0^{2\pi} g_y^{xs} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = -\frac{I_{xy} e^{ik_1 R_2}}{R_2^2 2\pi R_2 N^2} \left[\eta_2 + \frac{\Xi}{N} \frac{R_2^3}{P^3} \left(ik_1 R_2 - \frac{R_2^2}{P^2} \right) \right],$$

$$t_z^{xs} = \int_0^{2\pi} g_z^{xs} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = -\frac{I_x e^{ik_1 R_2}}{R_2 2\pi R_2 N} \left[\eta_3 + \frac{\Xi}{N} ik_1 R_2 \frac{R_2}{P} \right],$$

$$t_x^{ys} = t_y^{xs},$$

$$t_y^{ys} = \int_0^{2\pi} g_y^{ys} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2 N} \left[\frac{I_z}{R_2} \eta_3 - \frac{\eta_1}{N} + \frac{\eta_2 I_{xx}}{N R_2^2} - \frac{\Xi}{N^2} \frac{R_2}{P^3} \left(ik_1 R_2 I_{yy} + \frac{R_2^2}{P^2} I_{xx} \right) \right],$$

$$t_z^{ys} = \int_0^{2\pi} g_z^{ys} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = -\frac{I_y e^{ik_1 R_2}}{R_2 2\pi R_2 N} \left[\eta_3 + \frac{\Xi}{N} ik_1 R_2 \frac{R_2}{P} \right],$$

$$t_x^{zs} = \int_0^{2\pi} g_x^{zs} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = \frac{I_x e^{ik_1 R_2}}{R_2 2\pi R_2 N} \left[\eta_3 + \frac{\Xi}{N} ik_1 R_2 \frac{R_2}{P} \right],$$

$$t_y^{zs} = \int_0^{2\pi} g_y^{zs} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = \frac{I_y e^{ik_1 R_2}}{R_2 2\pi R_2 N} \left[\eta_3 + \frac{\Xi}{N} ik_1 R_2 \frac{R_2}{P} \right],$$

$$t_z^{zs} = \int_0^{2\pi} g_z^{zs} \frac{d\phi^{j'}}{2\pi} = \frac{\Xi}{N} ik_1 P \frac{e^{ik_1 R_2}}{2\pi R_2}$$

ara değişkenleri ve hesaplamaları yardımıyla sonuç ifade

$$Z_{mj}^S = i\omega\mu_0 \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \left[\ell_{mx} t_x^{xs} z_{jx} + \ell_{mx} t_x^{ys} z_{jy} + \ell_{mx} t_x^{zs} z_{jz} \right. \\ \left. + \ell_{my} t_y^{xs} z_{jx} + \ell_{my} t_y^{ys} z_{jy} + \ell_{my} t_y^{zs} z_{jz} \right. \\ \left. + \ell_{mz} t_z^{xs} z_{jx} + \ell_{mz} t_z^{ys} z_{jy} + \ell_{mz} t_z^{zs} z_{jz} \right] dz^{j'} \quad (3.11)$$

şeklinde bölüt boyunca tek katlı bir integrale indirgenmiş olur.

Burada $\hat{z}_j = z_{jx}\hat{x} + z_{jy}\hat{y} + z_{jz}\hat{z} = T_j \cdot \hat{z}^j$, \hat{z}^j vektörünün dış koordinatlardaki karşılığıdır. (3.10) ifadesi gibi (3.11) de sayısal olarak kolaylıkla hesaplanabilmektedir.

3.5. Potansiyel Sütun Elemanlarının Hesabı

Moment yönteminde gelen elektrik alan vektörü içerisinde verici (kaynak) etmenini ve yayılım ortamının fiziksel ve geometrik özelliklerini içerisinde barındıran (3.7) potansiyel sütun elemanlarını belirlemek için gelen elektrik alanın analitik ifadesini elde edelim:

I ortamında herhangi \hat{n}_i yönünde ilerleyen bir homojen düzlemsel dalganın genel ifadesi

$$\vec{E}^i = \hat{e}_i e^{ik_0 \hat{n}_i \cdot \vec{r}} \quad (3.12)$$

ile verilsin. Arakesit düzleminin normali $\hat{n} \equiv \hat{z}$ olmak üzere dalganın geliş düzlemi \hat{n}_i ve \hat{n} vektörleri tarafından gerilir.

Geliş düzleminin normali $\hat{q} = \hat{n} \times \hat{n}_i$ ile tanımlı olsun. Buna göre (3.12) elektrik alanının doğrultu vektörü, \hat{q} vektörüne teğet ve dik bileşenleri cinsinden $\hat{e}_i = \hat{q}(\hat{q} \cdot \hat{e}_i) - \hat{q} \times (\hat{q} \times \hat{e}_i)$ olarak yazılabilir. (3.12) alanı TE ve TM polarizasyonlu bileşenleri cinsinden $\vec{E}^i = \vec{E}_{TE}^i + \vec{E}_{TM}^i$ şeklinde yazılabilir.

Burada

$$\vec{E}_{TE}^i = -\hat{q} \times (\hat{q} \times \hat{e}_i) E_0 e^{ik \cdot \vec{r}} = (\hat{q} \times \hat{e}_i) \times \hat{q} E_0 e^{ik \cdot \vec{r}},$$

$$\vec{E}_{TM}^i = \hat{q}(\hat{q} \cdot \hat{e}_i) E_0 e^{ik \cdot \vec{r}}$$

şeklinde tanımlıdır. Arakesit düzleminde yansıyan dalganın TE ve TM polarizasyonlu bileşenleri ise

$$\vec{E}_{TE}^r = (\hat{q} \times \hat{e}_i) \times \hat{q} \Gamma_{TE} E_0 e^{ik \cdot \vec{r}}, \quad \vec{E}_{TM}^r = \hat{q}(\hat{q} \cdot \hat{e}_i) \Gamma_{TM} E_0 e^{ik \cdot \vec{r}}$$

şeklinde yazılabilir. Buna göre toplam gelen alan

$$\vec{E}^{inc} = \vec{E}_{TE}^i + \vec{E}_{TE}^r + \vec{E}_{TM}^i + \vec{E}_{TM}^r \quad (3.13)$$

olarak tanımlanır. (3.13) ifadesindeki düşey ve yatay polarizasyonlu homojen düzlemsel dalgalar için tanımlanan Fresnel yansıma katsayıları

$$\Gamma_{TE} = \frac{N \cos \psi - (N - \sin^2 \psi)^{1/2}}{N \cos \psi + (N - \sin^2 \psi)^{1/2}}, \quad \Gamma_{TM} = \frac{\cos \psi - (N - \sin^2 \psi)^{1/2}}{\cos \psi + (N - \sin^2 \psi)^{1/2}}$$

şeklinde ψ , dalganın \hat{n} ile \hat{n}_i vektörleri arasında kalan ve $[0, \pi/2]$ aralığında tanımlı olan geliş açısıdır.

3.6. Saçılan Uzak Alan İfadesi

Uzak alan hesabında bir j . bölütün ışınma alanı yerine aynı $\hat{\ell}_j$ yönlü, $p_j = I_j \ell_j$ momentli ve bölütün merkez noktasında konuşlanmış bir Hertz dipolünün ışınma alanı kullanılabilir.

Böylelikle saçıcı cismin ışıdığı toplam elektrik alan kapalı olarak

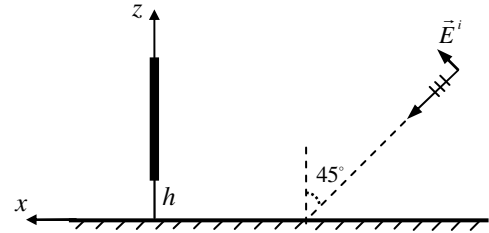
$$\vec{E}(\vec{r}) = i\omega\mu_0 \sum_{j=1}^M p_j \vec{G}(\vec{r}; \vec{r}_j) \cdot \hat{\ell}_j \quad (3.14)$$

şeklinde ifade edilebilir.

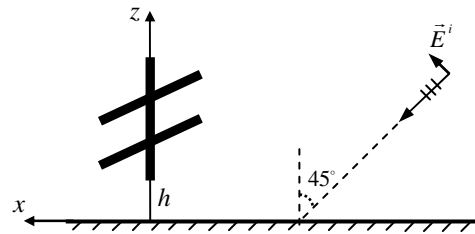
4. Sayısal Uygulamalar

Bu kısımda, analitik hesaplamaların ve geliştirilen yazılımların doğruluklarını ticari SNEC™ yazılımı ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırarak test etmek üzere YF bandı içerisinde kalacak şekilde bazı sayısal sonuçlar sunulmuştur. Yüzey dalgalı ve ufuk ötesi radar uygulamaları göz önüne alınarak kaynak frekansı $f = 3 [MHz]$ ($\lambda = 100 [m]$) ve yer yüzeyinin elektriksel sabitleri okyanus suyununki ile aynı kabul edilmiştir ($\epsilon_r = 80$, $\sigma = 4 [S/m]$). Tüm uygulamalarda Moment yönteminin etkinliği açısından saçıcı cisimlerin boyutları rezonans bölgesinde çalışılacak şekilde ayarlanmıştır.

İlk olarak, Şekil 3 ile verilen ve en sade durum olarak nitelendirilebilecek olan bir düşey tel yapıdan Oxz düzleminde 45° açı ile gelen düzlemsel dalganın saçılma senaryosu; ikinci olarak da, aynı uyarım altında Şekil 4 ile verilen ve iki jonksiyon noktası barındıran geometri ele alınmıştır.



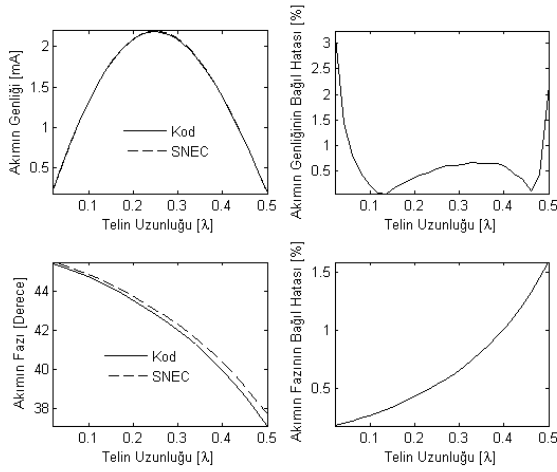
Şekil 3: Düzlemsel yer yüzeyi üzerinde homojen düzlemsel dalga ile aydınlatılmış bir ince düşey tel



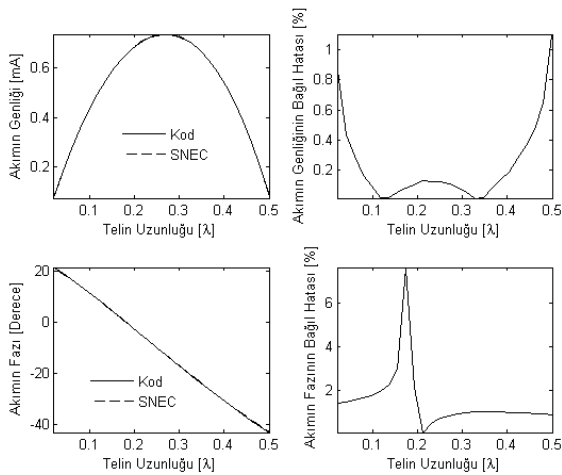
Şekil 4: Düzlemsel yer yüzeyi üzerinde homojen düzlemsel dalga ile aydınlatılmış bir dik çakışık ince tel yapı

Her iki senaryoda da hem düşey hem de yatay ince tellerin boyları, dalga boyu cinsinden, $\lambda/2$ ve düşey telin alt uç

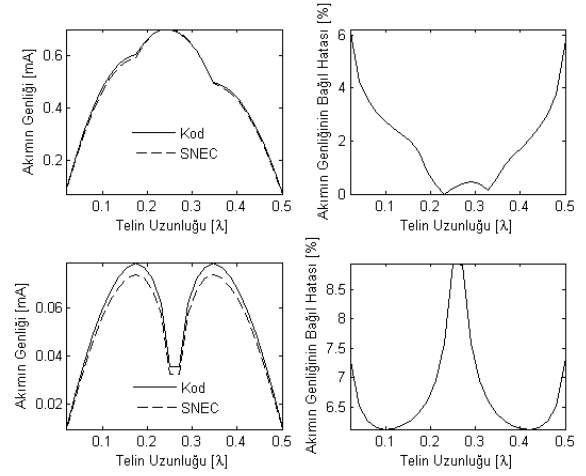
noktasının yerden yüksekliği $\lambda/20$ olarak alınmıştır. Şekil 4'teki yatay teller y eksenini boyunca uzanmakta olup düşey teli eşit üç parçaya bölmektedirler. İnce tel yaklaşıklığına uyacak şekilde tüm bölütlerin boy ve yarıçapı $\ell = \lambda/50 [m] = 2 [m]$, $a = \lambda/1000 [m] = \ell/20 = 1/10 [m]$ alınmıştır. İnce tel yaklaşıklığı sınırları içinde kaldığı sürece elde edilen sayısal sonuçlar bölütlerin seçilen boy ve yarıçap değerlerine duyarlı değildir. Her iki senaryoda da hem yarı-uzayın hem de jonksiyonların varlıklarının çözümlerin doğruluklarındaki etkilerini ortaya çıkarmaya yönelik olarak, düşey ve yatay kollar boyunca indüklenen fazör akım dağılımının genlik/faz değerlerini ve bu değerlerin SNECTM ile hesaplanan aynı değerlere göre bağlı hatalarını ($\%100|(SNEC^{TM} - KOD)/SNEC^{TM}|$) sergileyen toplam 6 set grafik sunulmuştur.



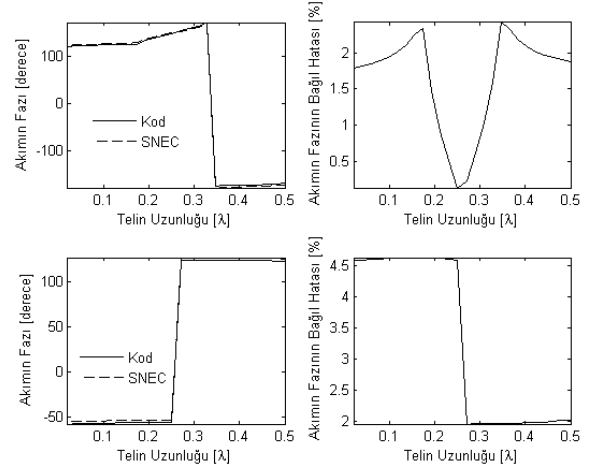
Şekil 5: Boş uzay koşullarında düşey tel boyunca indüklenen akımın genlik/faz dağılımı ve bağlı hatalar



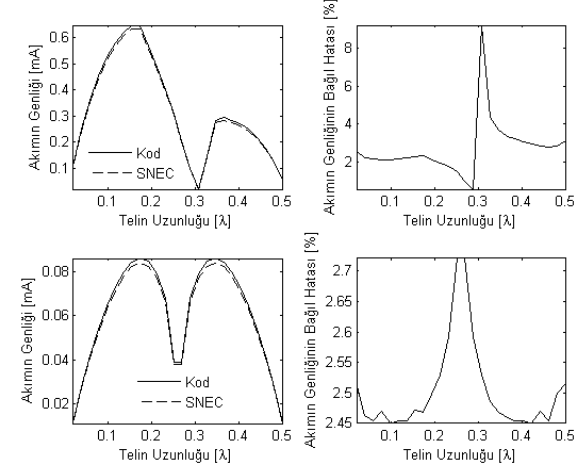
Şekil 6: Yarı uzay koşullarında düşey tel boyunca indüklenen akımın genlik/faz dağılımı ve bağlı hatalar



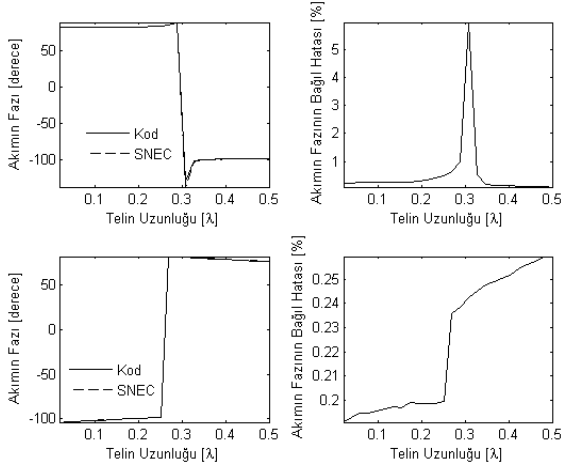
Şekil 7: Boş uzay koşullarında çakışık tel yapının düşey ve üst yatay kolları boyunca indüklenen akımın genlik dağılımı ve bağlı hatalar



Şekil 8: Boş uzay koşullarında çakışık tel yapının düşey ve üst yatay kolları boyunca indüklenen akımın faz dağılımı ve bağlı hatalar



Şekil 9: Yarı uzay koşullarında çakışık tel yapının düşey ve üst yatay kolları boyunca indüklenen akımın genlik dağılımı ve bağlı hatalar



Şekil 10: Yarı uzay koşullarında çakışık tel yapının düşey ve üst yatay kolları boyunca indüklenen akımın faz dağılımı ve bağıl hatalar

Sayısal sonuçlarda görülen ve %9 ile sınırlı kalmakla beraber tamamıyla yok edilemeyen bağıl hata değerlerinin, geliştirilen yazılımda kullanılan basamak (darbe) baz fonksiyonlarının yakınsama yeteneğinin SNEC™ yazılımında kullanılan ve fiziksel olarak çok daha uygun olan sinüzoidal baz fonksiyonlarından daha düşük olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Zira bu iki yazılımın dayandığı matematiksel prensiplerin arasındaki tek farklı nokta baz fonksiyonlarının seçimidir. Darbe baz fonksiyonları kullanıldığında kuramsal olarak sağlanamayan önemli bir fiziksel koşul ise ince telin herhangi bir düğüme girmeyen (yani, açık) uçlarına doğru yaklaşıldığında akımın düzgün olarak sıfıra gittiğidir.

5. İleriye Yönelik Çalışmalar

Bu çalışmada geliştirilen MATLAB™ tabanlı yazılım, veriyi SNEC™ ticari yazılımı ile aynı formatta okuyabilme yeteneğine sahip iken, NEC tabanlı tüm yazılımların kullanıcılarca değiştirilemez sayısal-asimptotik algoritmalar kullanıyor olmalarının aksine, tam analitik çözümlere dayalı olması nedeniyle sürekli gelişime açık olup, bu yönüyle önemli bir avantaja sahiptir. Zira küresel yer yüzeyi halinde kritik uzaklığa yaklaştıkça anten ölçüm sonuçlarının tam analitik çözümlerle sürekli uyum halinde kalırken NEC-3,4 çözümlerinin bunlardan ciddi sapmalar gösterdikleri saptanmıştır (bkz [36, Kısım 1] ve oradaki kaynaklar. Ayrıca bkz.[37,38]).

Bu araştırma dâhilinde edinilen tecrübeler ışığında yazılımın yeteneklerini geliştirmek amacıyla ince tel kafes yapılar ile ilgili aşağıdaki çalışmaların sürdürülmesi planlanmaktadır:

- [39] çalışması gibi örnekler referans alınarak darbe baz fonksiyonlarının fiziksel açıdan en gerçekçi tercih olan sinüzoidlerle değiştirilmesi;
- deniz yüzeyi üzerinden yayılan radar darbe formlarının (ör.bkz. [40-42]) saçıcı ile etkileşimini ortaya çıkarmak üzere zaman domeni analiz yeteneğinin oluşturulması;
- empedans matrisinin, görünmezlik uygulamalarına yönelik, başlangıç olarak, empedans sınır koşulları ile modellenmiş dielektrik kaplı bölütler için geliştirilmesi;

- literatürde tabakalı ortamlar için geliştirilmiş menzilden bağımsız Green fonksiyonlarının [4-17] formülasyona dahil edilmesi;
- ticari bir ürün oluşturma aşamasında analitik hesap süresini kısaltmaya yönelik olarak MATLAB™ yazılımlarının yerine daha etkin programlama platformlarının, en etkin NEC2 ön işlemcilerinin [43] ve modelleme yöntemlerinin [44,45] araştırılması.

Teşekkür: Bu çalışma Uludağ Üniversitesi BAP Birimi F-2007/37 No.lu proje kapsamında desteklenmiştir.

6. Kaynaklar

- [1] Sommerfeld A., "Propagation of Waves in Wireless Telegraphy", *Ann. Phys.*, 28, 665-736, 1909.
- [2] Samii Y.R., Mittra R. ve Parhami P., "Evaluation of Sommerfeld Integrals for Lossy Half-Space Problems", *Electromagnetics*, 1(1), 1-28, 1981.
- [3] King R.W.P., "New Formulas for the Electromagnetic Field of a Vertical Electric Dipole in a Dielectric or Conducting Half-Space Near its Horizontal Interface", *J. Appl. Phys.*, 53, 8476-8472, 1982. (düzeltme : 56, 3366, 1984).
- [4] King R.W.P., Owens M. ve Wu T.T., *Lateral electromagnetic waves: theory and applications to communications, geophysical exploration, and remote sensing*, Springer Verlag, 1992.
- [5] Houdzoumis V.A., "Vertical Electric Dipole Radiation over a Sphere: Character of the Waves that Propagate Through the Sphere", *J. Appl. Phys.*, 86, 3939-3942, 1999.
- [6] Houdzoumis V.A., "Two Modes of Wave Propagation Manifested in Vertical Electric Dipole Radiation over a Sphere", *Radio Sci.*, 35, 1(1), 19-29, 2000.
- [7] Margetis D. ve Wu T.T., "Exactly Calculable Field Components of Electric Dipoles in Planar Boundary", *J. Math. Phys.*, 42(2), 713-745, 2001.
- [8] Margetis D., "Radiation of Horizontal Electric Dipole on Large Dielectric Sphere", *J. Math. Phys.*, 43, 3162-3201, 2002.
- [9] Li K. ve Park S.O., "Electromagnetic Field in the Air Generated by a Horizontal Electric Dipole Located in the Spherical Electrically Earth Coated with a Dielectric Layer", *J. Electromagn. Waves Applicat.*, 17(10), 1399-1417, 2003.
- [10] Pan W.Y. ve Zhang H.Q., "Electromagnetic Field of a Vertical Electric Dipole on the Surface of a Dielectric Layer Overlay a Global Conductor", *Radio Sci.*, 38(3), 1061, 2003.
- [11] Li K., Park S.O. ve Zhang H.Q., "Electromagnetic Field in the Presence of a Three-Layered Spherical Region", *Progress In Electromagnetics Research*, 45, 103-121, 2004.
- [12] Li K., Park S.O. ve Zhang H.Q., "The Electromagnetic Field over the Spherical Earth Coated with N-Layered Dielectric", *Radio Sci.*, 39, 2004.
- [13] Zhang H.Q., Li K. ve Pan W.Y., "The Electromagnetic Field of a Vertical Dipole on the Dielectric-Coated Imperfect Conductor", *J. of Electromag. Waves and Appl.*, 18(10), 1305-1320, 2004.

- [14] Li K. ve Lu Y.L., “Electromagnetic Field from a Horizontal Electric Dipole in the Spherical Electrically Earth Covered with N-Layered Dielectrics”, *Progress In Electromagnetics Research*, 54, 221–244, 2005.
- [15] Mei J.P. ve Li K., “Electromagnetic Field from a Horizontal Electric Dipole on the Surface of a High Lossy Dielectric Coated with a Uniaxial Layer”, *Progress in Electromagnetics Research*, 73, 71-91, 2007.
- [16] Fei T., Li L.W., Yeo T.S., Wang H.L. ve Wu Q., “A Comparative Study of Radio Wave Propagation over the Earth due to a Vertical Electric Dipole”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 55(10), 2723-2732, 2007.
- [17] Liang L. ve Li K., “Radiation From a Vertical Electric Dipole in the Presence of a Three-Layered Region”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 55(12), 3469-3475, 2007.
- [18] Richmond J.H., “A Wire-Grid Model for Scattering by Conducting Bodies”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-14(6), 782-786, 1966.
- [19] Lin J.L., Curtis W.L. ve Vincent, M.C., “On the Field Distribution of an Aperture”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-22, 467-471, 1974.
- [20] Lee K.S.H., Martin L. ve Castillo J.P., “Limitations of Wire-Grid Modeling of a Closed Surface”, *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, 18(3), 123-129, 1976.
- [21] Ludwig A. C., “Wire Grid Modeling of Surface”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-14(9), 1045-1048, 1987.
- [22] Peterson A.F., “Difficulties Encountered when Attempting to Validate thin wire Formulations for Linear Dipole Antennas”, *ACES Journal*, 4(3), 25-40, 1990.
- [23] Hubing T.H. ve Kauffman J.F., “Modeling Electrically Small, Thin Surfaces with Wire Grids”, *ACES Journal*, 5(1), 19-24, 1990.
- [24] Mayhan J.T., “Characteristic Modes and Wire Grid Modeling”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 38(4), 457-469, 1990.
- [25] Kashyap S., “Wire Grid and Surface Patch Modelling for EMP Interaction”, *IEEE Antennas Propagation Society International Symposium*, AP-S, 1990.
- [26] Paknys R.J., “The Near Field of a Wire Grid Model”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 39(7), 994-999, 1991.
- [27] Paknys R.J. ve Raschkowan, L.R., “Moment Method Surface Patch and Wire Grid Accuracy in the Computation of Near Fields”, *ACES Journal*, 12(3), 16-25, 1997.
- [28] Harrington R.F., “Moment Methods for Field Problems”, *Proc. of the IEEE*, 55(2), 136-149, 1967.
- [29] Sarkar T.K. ve Harrington R.F., “Radar Cross Sections of Conducting Bodies over a Lossy Half Space”, *Radio Science*, 15(3), 581-585, 1980.
- [30] Burke G.J. ve Poggio A.J., “Numerical Electromagnetics Code (NEC)-Method of Moments”, *Lawrence Livermore Laboratory*, Ocak 1981. (bilgi için: www.nec2.org)
- [31] SuperNec, *Poynting Software (Pty) Ltd.*, South Africa. <http://www.supernec.com/>
- [32] Zor Ö. ve Polat B., “An Implementation of King’s Green Functions in Thin Wire Scattering Problems”, *ACES Journal*, baskıda.
- [33] Crow T.T. ve Shumpert T.H., “Electromagnetic Scattering from Configurations of Thin Wire with Multiple Junctions”, *Interaction Note 99*, 1972.
- [34] King R.W.P. ve Wu T.T., “Analysis of Crossed Wires in a Plane-Wave Field”, *Interaction Note 216*, 1975.
- [35] Bretones A.R., Extrema A.S., Gómes R.M. ve Callejón J.F., “About the Study in the Time Domain of Junctions Between Thin Wires”, *ACES Journal*, 6(2), 2-20, 1991.
- [36] King R.W.P., “Electromagnetic Ground Wave Field of Vertical Antennas for Communication at 1 to 30 MHz”, *IEEE Trans. Electromag. Compatibility*, 40(4), 337-342, 1998.
- [37] Weiner M.M., “Validation of the Numerical Electromagnetics Code (NEC) for Antenna Wire Elements in Proximity to Earth”, *ACES Journal*, 8(2), 44-71, 1993.
- [38] Davidson D.B. ve Mouton H.T., “Validation of, and Limitations on, the Use of NEC-4 for Radiation from Antennas Buried within a Homogeneous Half-Space”, *ACES Journal*, 13(3), 302–309, 1998.
- [39] Newman E.H., “Simple Examples of the Method of Moments in Electromagnetics”, *IEEE Trans. Education*, 31(3), 193-200, 1988.
- [40] King R.W.P. ve Wu T.T., “The Propagation of a Radar Pulse in Sea Water”, *J. Appl. Phys.*, 73(4), 1581-1590, 1993. Erratum: *J. Appl. Phys.*, 77(7), 3586-3587, 1995.
- [41] King R.W.P., “The Propagation of a Gaussian Pulse in Sea Water and its Application to Remote Sensing”, *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 31(3), 595-605, 1993.
- [42] King R.W.P., “Propagation of a Low Frequency Rectangular Pulse in Sea Water”, *Radio Science*, 28(3), 299-307, 1993.
- [43] du Toit C.F. ve Davidson D.B., “Wiregrid: a NEC2 Pre-Processor”, *ACES Journal*, 10(1), 31–39, 1995.
- [44] Trueman C.W. ve Kubina S.J., “Verifying Wire-Grid Model Integrity with Program CHECK”, *ACES Journal*, 5(2), 17–42, 1990.
- [45] Oyekanmi L.A. ve Watkins J., “Selecting Wire Radius for Grid/Mesh Models”, *ACES Journal*, 5(2), 43–57, 1990.