

# DFD(4) YÖNTEMİ İLE RASTGELE ŞEKLİ CİSİMLERDEN ELEKTROMANYETİK SAÇILMA DEĞERLERİNİN HESAPLANMASI

**Lokman KUZU\***, **Orhan ŞENGÜL\*\*** ve **Erdem DEMİRCİOĞLU\*\*\***

\*Türksat Uydu Haberleşme Kablo TV ve İşletme AŞ, Ar-Ge ve Uydu Tasarım Direktörlüğü, Gölbaşı, ANKARA

\*\*TUBİTAK Uzay Teknolojileri Araştırma Enstitüsü, ODTÜ Yerleşkesi, 06531, ANKARA

\*\*\*Ankara Üniversitesi, Elektrik - Elektronik Mühendisliği Bölümü, Tandoğan, ANKARA

[lkuzu@turksat.com.tr](mailto:lkuzu@turksat.com.tr), [drorhansengul@gmail.com](mailto:drorhansengul@gmail.com), [demircioglu@ankara.edu.tr](mailto:demircioglu@ankara.edu.tr)

(Geliş/Received: 06.03.2013; Kabul/Accepted: 08.04.2013)

## ÖZET

Günümüzde nümerik problemler için hesaplama gücü düzenli olarak artsa da, elektriksel olarak büyük problemlerin bu yöntemleri kullanarak çözülmesi hala popüler bir araştırma konusu olarak çalışılmaktadır. Sonlu fark teknikleri bir çok elektromanyetik problemlerin çözümünde kullanılmıştır. Bu yöntemler hesaplama alanını ayrıklaştırmak için Yee hücrelerini kullanır. Sonlu farklar frekans uzayı (Finite Difference Frequency Domain, FDFD) yönteminde kullanılan standart Yee yöntemi sadece ikinci dereceden doğruluğa sahiptir. Bu çalışmada, dördüncü dereceden (DFD(4)) ve altıncı dereceden (DFD(6)) doğruluğa sahip FDFD yöntemleri sunulmuştur. Bu yöntemlerde her bir hücre diğerlerinden bağımsız elektriksel dielektrik sabitesine, geçirgenlik değerine ve malzeme özelliklerine sahiptir. Böylece homojen olmayan ortam ve malzemeler için kolayca uygulanabilir esnekliğe ulaşılmıştır. Sunulan yöntemin temel performans kriterleri doğruluk ve hafıza ihtiyacı olarak belirlenerek bu kriterler çoklu çözünürlük frekans uzayı (Multi-resolution frequency domain, MRFD), standart FDFD yöntemleri, analitik çözümler ve nümerik örneklerle karşılaştırılmalı olarak verilmiştir. FDFD(4) yöntemi MRFD ve FDFD(2) yöntemlerine göre sırasıyla %63 ve %92 oranında bellek ve işlem süresi kazancı sağlamıştır. Ayrıca dairesel dielektrik silindir için %0,0094, kare dielektrik silindir için de %0,0132 matris doldurma oranı elde edilmiştir.

**Anahtar kelimeler:** Yüksek-dereceli FDFD yöntemi, Çoklu çözünürlük frekans uzayı, Yee hücresi

## ELECTROMAGNETIC SCATTERING COMPUTATION FROM ARBITRARY OBJECTS USING FDFD(4) METHOD

### ABSTRACT

In nowadays, it is still a challenge to solve electrically large problems using numerical methods, although the computing power is increasing continuously. Finite difference techniques have been widely used to solve many electromagnetic problems. These methods utilize the Yee cell to discretize the computational domain. The standard Yee scheme used in Finite Difference Frequency Domain (DFD) method is only second-order accurate. In this study, fourth-and sixth-order accurate FDFD schemes are proposed. One of the most important aspects of FDFD methods is flexibility. Each cell can have a permittivity, permeability and other material parameters independent of others. Therefore it is easy to apply to non-uniform media. The fundamental performances of the proposed methods such as accuracy and memory requirement are presented and compared to the multiresolution frequency domain (MRFD), standard FDFD schemes and analytical solutions through several numerical examples. FDFD(4) method provides 63% and 92% efficiency compared to MRFD and FDFD(2) respectively. The matrix fill ratio for circular and square cylinder samples are achieved as 0.0094% and 0.0132% correspondingly.

**Keywords:** Higher-order FDFD scheme, Multiresolution frequency domain, Yee cell

## 1. GİRİŞ (INTRODUCTION)

DFDF ve MRFD yöntemleri Maxwell denklemlerinin çözümünde uygulanan matematiksel olarak basit fakat kararlı yöntemlerdir. Bu yüzden bu yöntemler yama anten dizilerinin [1] ve eş-düzlemsel dalga klavuzlarının [2] analizi, kiral şekillerden [3-5] ve genel klavuzlu dalga yapılarından saçılma problemleri [6, 7] ve elektrik makinelerinin tasarımı [8] gibi pek çok elektromanyetik problemin çözümünde başarıyla uygulanmıştır. Hesaplamalar sırasında gereken bilgisayar hafızasının azaltılabilmesi amacıyla uzay-basamaklı FDFD yöntemi [9] önerilmiştir, ancak bu yöntemin uzay-basamaklı algoritmasının sonlu farklar zaman uzayı (Finite Difference Time Domain, FDTD) yönteminde kullanılan zaman-basamaklı algoritması şeklinde uygulanmasından kaynaklı kararlılık problemleri ortaya çıkmıştır. Tüm bu yöntemlerde merkezi fark değeri, Maxwell denklemlerindeki türeve yaklaşmak amacıyla kullanılmıştır. Bu yüzden standart FDFD (DFDF(2)) yöntemleri sadece ikinci dereceden doğruluk sağlamaktadır. Ayrıca elektriksel olarak büyük problemlerde ızgara ebadına göre daha ince örgü parçalarına (mesh) ihtiyaç duyulduğundan dolayı yüksek miktarda hesaplama kaynağı gereksinimi ortaya çıkmaktadır. Bu türde elektromanyetik problemlerin çözülebilmesi amacıyla dördüncü (DFDF(4)) ve altıncı dereceden (DFDF(6)) FDFD yöntemleri uygulanabilir. FDFD yönteminin en önemli özelliklerinden biri de esnek yapısıdır. Bu yöntemde her bir hücre diğerlerinden bağımsız elektriksel dielektrik sabitesine, geçirgenlik değerine ve malzeme özelliklerine sahiptir. Bu yüzden homojen olmayan ortam ve malzemeler için bu yöntem kolayca uygulanabilir. Sonlu farklar yöntemlerinde Maxwell denklemleri Yee hücresi kullanılarak ayrıklaştırılmaktadır [10]. Bu hücrede elektrik ve manyetik vektörlerin konumları farklıdır ve birbirlerine göre yarım hücre boyu kadar ötelenmiştir. Her bir hücrede elektrik alan bileşenleri hücre kenarlarının ortasında konumlanmışken, manyetik alan bileşenleri hücrenin yüzeylerine dik olarak yerleştirilmiştir. Hücrenin köşelerinde herhangi bir alan bileşeni bulunmamaktadır.

Bu çalışmada, yüksek dereceli FDFD yöntemleri geliştirilerek, geliştirilen yöntemlere saçılma alan formülasyonları [11] ve Berenger'in mükemmel uyumlu tabakası [12] (Perfectly Matched Layer, PML) uygulanmıştır. Hesaplama alanının kısıtlı olması sebebiyle, yakın alandan uzak alana taşıma işlemi uygulanarak uzak alan saçılma parametreleri hesaplanmıştır [4, 13]. Farklı uygulama örnekleri için elde edilen saçılma değerleri MRFD ve DFDF(2) yöntemleriyle karşılaştırılarak sunulan yöntemin doğruluk ve hafıza kullanımı yönünden üstünlükleri ortaya konmuştur.

## 2. MATERYAL VE YÖNTEMLER (MATERIAL AND METHODS)

Yee hücresinin alan bileşenlerinin çakışmayacak şekilde düzenlenmesi sonucu  $f(x)$  için Taylor serisi yarı ızgara noktalarına açılabilir. Bu sayede yüksek dereceli FDFD yöntemlerinin elektromanyetik problemlerine uygulanması daha kolay hale gelmiştir.

### 2.1. Yüksek Dereceli FDFD Yöntemlerinin Türetilmesi (Derivation of higher-order FDFD schemes)

DFDF(4) yönteminin çıkarılması için Taylor serisi fonksiyonu  $f(x)$ 'in aşağıda verilen iki farklı örnek noktasında açılması gerekmektedir.

$$f(x+h)=f(x)+h \times f'(x)+\frac{h^2}{2!} f''(x) +\frac{h^3}{3!} f'''(x)+\frac{h^4}{4!} f^{(4)}(x)+\frac{h^5}{5!} f^{(5)}(x)+\dots \quad (1)$$

$$f(x+3h)=f(x)+3h \times f'(x)+\frac{9h^2}{2!} f''(x) +\frac{27h^3}{3!} f'''(x)+\frac{81h^4}{4!} f^{(4)}(x)+\dots \quad (2)$$

Benzer şekilde  $f(x)$ ,  $x-h$  ve  $x-3h$  noktalarında açılıp, tüm bu açılan ifadeler rastgele sabiteler olan  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  ve  $c_4$  ile çarpılmıştır. Sonrasında benzer terimler tekrardan gruplanıp gerekli sadeleştirme yapıldığında eşitlik 3 elde edilmiştir.

$$c_1 f(x+h)+c_2 f(x-h)+c_3 f(x+3h)+c_4 f(x-3h)=(c_1+c_2+c_3+c_4) f(x) +h f'(x)(c_1-c_2+3c_3-3c_4)+\frac{h^2}{2!} f''(x)(c_1+c_2+9c_3+9c_4) +\frac{h^3}{3!} f'''(x)(c_1-c_2+27c_3-27c_4)+\max(c_1, c_2, c_3, c_4) \times O[h^4] \quad (3)$$

$c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  ve  $c_4$  sabiteleri,  $c_1 f(x+h) + c_2 f(x-h) + c_3 f(x+3h) + c_4 f(x-3h)$  fonsiyonlarının doğrusal kombinasyonunun  $x$  noktasında  $f'(x)$  değeri için iyi bir yakınsama vermesiyle bulunabilir. Bunun için eşitlik 3'de verilen şartlar uygulanarak sadece  $f'(x)$  değeri bırakılmıştır.

$$\begin{aligned} c_1+c_2+c_3+c_4 &=0 \\ c_1-c_2+3c_3-3c_4 &=\frac{1}{h} \\ c_1+c_2+9c_3+9c_4 &=0 \\ c_1-c_2+27c_3-27c_4 &=0 \end{aligned} \quad (4)$$

Bu eşitlikler matris formunda da yazılabilir.

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 3 & -3 \\ 1 & 1 & 9 & 9 \\ 1 & -1 & 27 & -27 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{1}{h} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5)$$

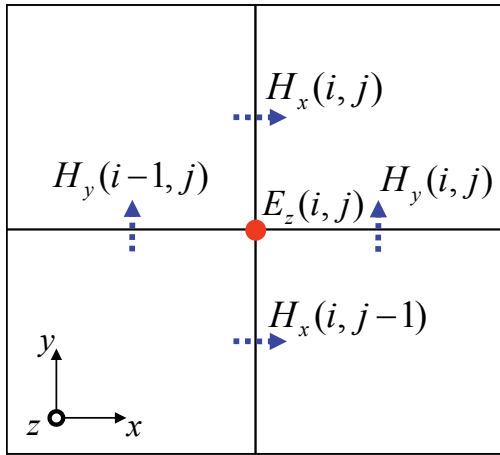
Bu doğrusal sistemin çözülmesiyle eşitlik 6 elde edilir.

$$c_1 = \frac{27}{48h}, c_2 = \frac{-27}{48h}, c_3 = \frac{-1}{48h}, c_4 = \frac{1}{48h}, \quad (6)$$

Burada  $h$  ızgara ebadının yarısını ( $h = \frac{\Delta x}{2}$ ) göstermektedir. Buradan FDFD(4) yöntemi şu şekilde elde edilebilir.

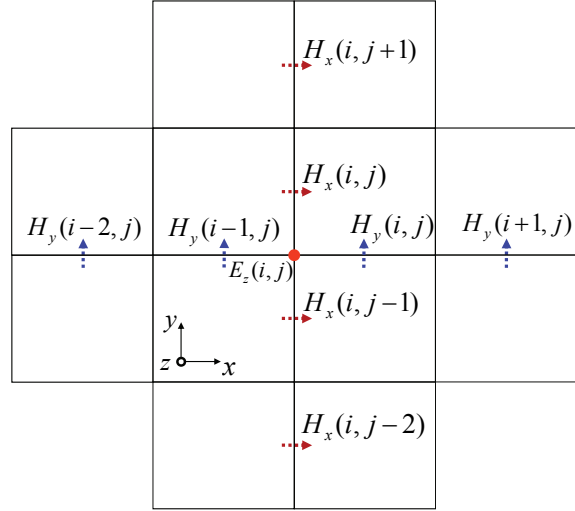
$$f(x) = \frac{1}{24\Delta x} f(x + \frac{3\Delta x}{2}) + \frac{27}{24\Delta x} f(x + \frac{\Delta x}{2}) - \frac{27}{24\Delta x} f(x - \frac{\Delta x}{2}) + \frac{1}{24\Delta x} f(x - \frac{3\Delta x}{2}) + O[(\Delta x)^4] \quad (7)$$

Dördüncü dereceden FDFD için türevin yaklaşık değerinde hata terimi olarak  $O[(\Delta x)^4]$ , kullanılmıştır. Bu yaklaşımda alan bileşenlerinin hesaplanması için kullanılan elektromanyetik alan düğümlerinin sayısı ikinci dereceden yöntemden daha fazladır. Şekil 1 ve Şekil 2'de  $E_z(i, j)$ 'nin hesaplanması için kullanılan alan düğümleri iki boyutlu olarak gösterilmektedir. Benzer uygulama ile çıkarılan altıncı dereceden FDFD eşitlik 7 verilmiştir.



**Şekil 1.** FDFD(2) için alan bileşenlerin konumunun Yee hücresi üzerinde gösterimi (Positions of the field components involved in the computation of  $E_z(i, j)$  in two dimensional Yee's cell for the FDFD(2) scheme)

$$f(x) = \frac{3}{640\Delta x} f(x + \frac{5\Delta x}{2}) - \frac{25}{384\Delta x} f(x + \frac{3\Delta x}{2}) + \frac{75}{64\Delta x} f(x + \frac{\Delta x}{2}) - \frac{75}{64\Delta x} f(x - \frac{\Delta x}{2}) + \frac{25}{384\Delta x} f(x - \frac{3\Delta x}{2}) - \frac{3}{640\Delta x} f(x - \frac{5\Delta x}{2}) + O[(\Delta x)^6] \quad (8)$$



**Şekil 2.** FDFD(4) için alan bileşenlerin konumunun Yee hücresi üzerinde gösterimi (Positions of the field components involved in the computation of  $E_z(i, j)$  in two dimensional Yee's cell for the FDFD(4) scheme)

## 2.2. İki Boyutlu Elektromanyetik Problemlerin Formülasyonu (Formulation for 2D electromagnetic scattering problems)

Bu çalışmada sunulan formülasyonun geliştirilmesi saçılan alan bileşenlerinin formüle edilmesine bağlıdır. Toplam alan giden ve saçılan alan bileşenlerinin toplanmasıyla elde edilebilir. Z-yönünde hiçbir değişim olmadığı farz edilerek, PML kullanılan iki-boyutlu Maxwell denklemlerinin buklesi (curl)  $TM_z$  için frekans uzayında şöyle ifade edilebilir [14].

$$E_{scat,z} - \frac{1}{j\omega\epsilon_{zx}} \frac{\partial H_{scat,y}}{\partial x} + \frac{1}{j\omega\epsilon_{zy}} \frac{\partial H_{scat,x}}{\partial y} = \frac{(\epsilon_o - \epsilon_{zi})}{\epsilon_{zi}} E_{inc,z} \quad (9)$$

$$H_{scat,x} + \frac{1}{j\omega\mu_{xy}} \frac{\partial E_{scat,z}}{\partial y} = \frac{(\mu_o - \mu_{xt})}{\mu_{xt}} H_{inc,x} \quad (10)$$

$$H_{\text{scat},y} - \frac{1}{j\omega\mu_y} \frac{\partial E_{\text{scat},z}}{\partial x} = \frac{(\mu_o - \mu_y)}{\mu_y} H_{\text{inc},y} \quad (11)$$

7 ve 8 numaralı eşitliklerde verilen sonlu farklar tanımları elektromanyetik problemlerin Maxwell eşitlikleri ile çözümü için kullanılabilir. Şekil 2'de verilen iki boyutlu Yee hücresi için 9, 10 ve 11 numaralı eşitlikler FDFD(4) kullanılarak aşağıda gösterilen formülasyon ile ayrıştırılabilir.

$$E_{\text{scat},z}(i,j) - \frac{1}{j\omega 24\Delta x \epsilon_{zx}(i,j)} \begin{bmatrix} +H_{\text{scat},y}(i-2,j) \\ -27H_{\text{scat},y}(i-1,j) \\ +27H_{\text{scat},y}(i,j) \\ -H_{\text{scat},y}(i+1,j) \end{bmatrix} + \quad (12)$$

$$\frac{1}{j\omega 24\Delta y \epsilon_{zy}(i,j)} \begin{bmatrix} +H_{\text{scat},x}(i,j-2) \\ -27H_{\text{scat},x}(i,j-1) \\ +27H_{\text{scat},x}(i,j) \\ -H_{\text{scat},x}(i,j+1) \end{bmatrix} = \frac{(\epsilon_o - \epsilon_z(i,j))}{\epsilon_z(i,j)} E_{\text{inc},z}(i,j),$$

$$H_{\text{scat},x}(i,j) - \frac{j}{\omega 24\Delta y \mu_{xy}(i,j)} \begin{bmatrix} +E_{\text{scat},z}(i,j-1) \\ -27E_{\text{scat},z}(i,j) \\ +27E_{\text{scat},z}(i,j+1) \\ -E_{\text{scat},z}(i,j+2) \end{bmatrix} \quad (13)$$

$$= \frac{(\mu_o - \mu_x(i,j))}{\mu_x(i,j)} H_{\text{inc},x}(i,j),$$

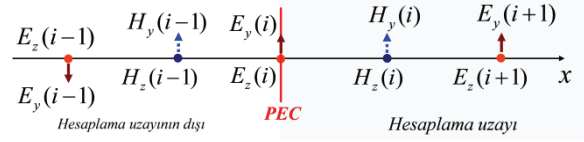
$$H_{\text{scat},y}(i,j) + \frac{j}{\omega 24\Delta x \mu_{yx}(i,j)} \begin{bmatrix} +E_{\text{scat},z}(i-1,j) \\ -27E_{\text{scat},z}(i,j) \\ +27E_{\text{scat},z}(i+1,j) \\ -E_{\text{scat},z}(i+2,j) \end{bmatrix} \quad (14)$$

$$= \frac{(\mu_o - \mu_y(i,j))}{\mu_y(i,j)} H_{\text{inc},y}(i,j)$$

### 2.3. Sınır Koşullarının Değerlendirilmesi (Treatment of the Boundary Conditions)

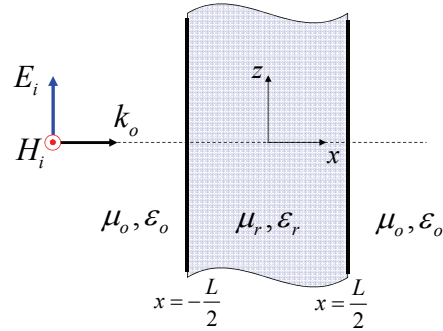
Sınır bölgelerindeki alan bileşenlerinin hesaplanması özel sınır koşullarının göz önüne alınmasıyla yapılmalıdır. Mükemmel elektriksel iletkenlik (Perfect Electric Conductor, PEC) gösteren sınırlarda teğet elektrik alan bileşeni ve yüzeye dik açılı manyetik alan bileşenleri sıfırdır. Buna rağmen sınır civarındaki düğümler için yazılan eşitliklerde hesaplama uzayının dışındaki alan bileşenleri de dahil edilmiştir. Burada imaj kuralı (image principle) bu düğüm değerlerinin hesaplanmasına uygulanmıştır

[15]. Şekil 3'de gösterilen bir boyutlu Yee hücresinde  $E_y(i-1) = -E_y(i+1)$  ve  $H_y(i-1) = H_y(i)$  sırasıyla hesaplama uzayının dışında kalan elektrik ve manyetik alan düğümlerini göstermektedir. Hesaplama uzayı içerisinde iki malzeme arasında kalan ara yüzde materyal parametrelerinin ortalama değerleri kullanılmıştır.



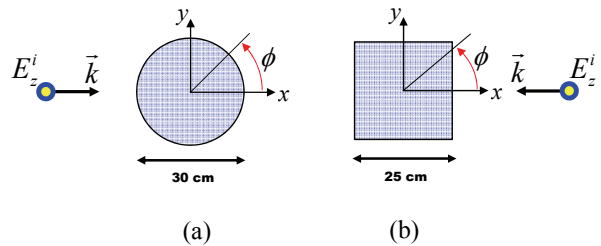
Şekil 3. Bir-boyutlu Yee hücresi ve üzerindeki alan bileşenleri (One-dimensional Yee's grid and field components)

Çıkarılan formülasyon ve yapılan varsayımlar sonucu oluşturulan yöntem, Şekil 4'de gösterilen kayıpsız dielektrik levhada düzlemsel dalganın yayılımını nümerik olarak analiz etmek için kullanılmıştır.



Şekil 4. Dielektrik levhanın geometrisi (Geometry of a dielectric slab)

Akabinde Şekil 5'de verilen dairesel ve kare silindirlere yansıyan düzlemsel dalgaların analiz edilmesinde uygulanmıştır.



Şekil 5.  $TM_z$  düzlemsel dalganın yansıdığı: a) dairesel, b) kare silindirlere (2D dielectric cylinders illuminated by  $TM_z$  plane wave: a) circular cylinder, b) square cylinder.)

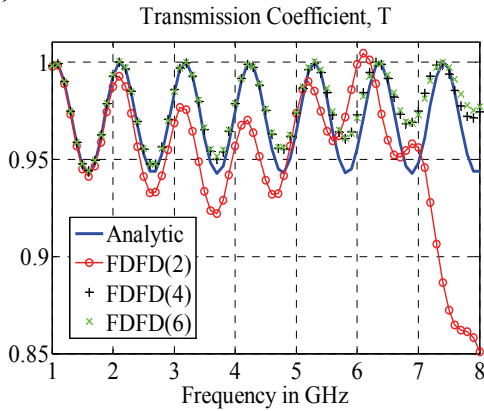
### 3. NÜMERİK SONUÇLAR VE TARTIŞMA (NUMERICAL RESULTS AND DISCUSSION)

Bu çalışma kapsamında uygulanan yöntemlerin verimliliğini göstermek için bazı nümerik sonuçlar sunulmuştur. Dielektrik levhadan yansıyan düzlemsel dalga sonuçları verilmiştir. İki boyutlu dairesel ve kare silindirlere yansıma problemleri çözülmüştür.

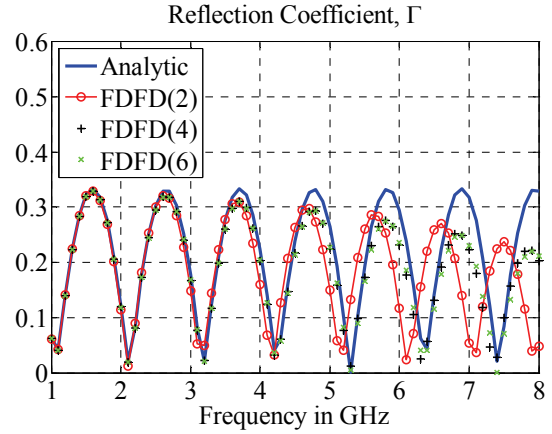
Sunulan yöntemin bistatik eko genişliği için nümerik sonuçları FDFD(2) ve MRFD ile karşılaştırılmalı olarak verilmiştir. Simülasyonlar MATLAB programıyla, 1.9 GHz işlemci ve 2 GB RAM içeren bir bilgisayar üzerinde yapılmıştır.

### 3.1. Dielektrik Levha (Dielectric slab)

Öncelikle düzlemsel dalganın kayıpsız dielektrik levhada yayılımı incelenmiştir. Levha içinde ilerleyen dalga için yansıma ve iletim katsayıları hesaplanmıştır [16]. Tüm nümerik yöntemlerden elde edilen sonuçlar analiz edilmiş ve analitik sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Bir boyutlu durum için yapı içerisinde z ve y yönlerinde ve aynı yöndeki alan bileşenleri arasında bir değişiklik olmadığı düşünülmüştür. x-yönünde ilerleyen doğrusal polarize halde bir dalganın Şekil 4'de gösterildiği üzere sadece  $E_z$  ve  $H_y$  bileşenleri vardır. Yüksek dereceli FDFD yöntemleri, bir boyutlu uzay için de Maxwell denklemlerine uygulanabilir. FDFD(2), FDFD(4) ve FDFD(6) için de dielektrik levha içeren serbest uzayda alan bileşenleri hesaplanmıştır. Hesaplama uzayı PML ile sınırlandırılmıştır. Frekans aralığı 1 - 8 GHz arasında olacak şekilde seçilmiştir. Levha kalınlığı 10 cm ve relatif dielektrik sabitesi,  $\epsilon_r$ , 2.2 olarak alınmıştır. 1 GHz'de levha içindeki bir dalga boyunda 42 nokta düşmekteyken, 8 GHz için bu yaklaşık 5 noktadır. Şekil 6'da gösterildiği üzere yüksek dereceli FDFD sonuçları çalışma frekansı aralığı içinde analitik sonuçlarla uyumlu sonuçlar verirken, standart FDFD sonuçları ciddi sapmalar göstermektedir. Şekil 7'de iletim katsayılarının analizinde 1 - 4 GHz arasındaki frekans bölgesi için tüm yöntemlerin benzer sonuçlar verdiği görülürken, 4 GHz ve üzeri bölgede nümerik sonuçlarda sapmalar oluşmaktadır.



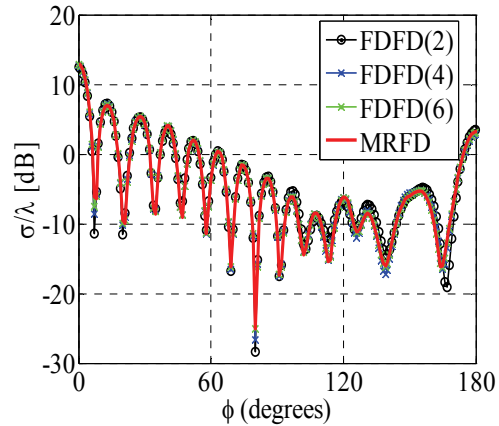
Şekil 6. Dielektrik levha içerisinde ilerleyen düzlemsel dalgaya ait iletim katsayısı (Transmission coefficient of a plane wave incident upon a dielectric slab)



Şekil 7. Dielektrik levha içerisinde ilerleyen düzlemsel dalgaya ait yansıma katsayısı (Reflection coefficient of a plane wave incident upon a dielectric slab)

### 3.2. Dairesel ve Kare Silindir (Circular and square cylinders)

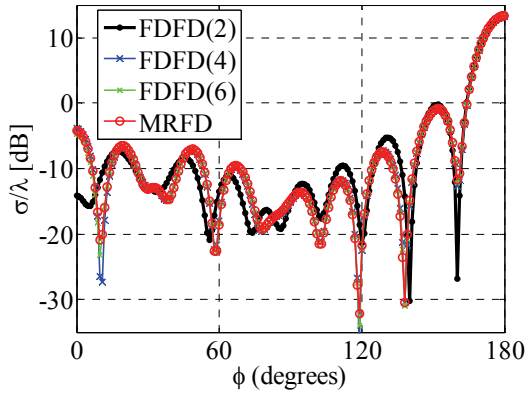
Bu bölümde geliştirilen yöntemin dairesel ve kare silindirlere yansıyan düzlemsel dalgalar için uygulamaları verilmiştir. Uzak alandaki elektrik ve manyetik alan bileşenleri sunulmuştur. Her bir simülasyon için elde edilen sonuçlar MRFD ve FDFD(2) ile karşılaştırılmalı olarak verilmiştir. Dielektrik sabitesi,  $\epsilon_r$ , 4 olan dairesel ve kare silindirlere yansıma problemi Şekil 5'de sunulmuştur.  $TM_z$  düzlemsel dalga 3 GHz'de x-eksenine  $180^\circ$  açı ile silindire gelmiştir. Silindirden yansıyan uzak alanın bistatik eko genişliği Şekil 8'de sunulmuştur. FDFD(2), FDFD(4), FDFD(6) ve MRFD sonuçları arasında uyum olduğu görülmektedir. Herbir örnek için FDFD(2), FDFD(4), FDFD(6) ve MRFD yöntemlerinin performans değerleri hesaplanmıştır. Tablo 1'de simülasyon süreleri ve matris doldurma oranları hücre ebatlarıyla birlikte sunulmuştur. Tüm yöntemler benzer sonuçlar vermesine rağmen MRFD ve FDFD(2) yöntemleriyle karşılaştırıldığında FDFD(4) sırasıyla %63 ve %92 oranına bellek ve işlem süresi kazancı sağlamaktadır.



Şekil 8.  $TM_z$  düzlemsel dalganın dairesel silindirden yansıyan eş-polarize bistatik eko genişliği (Co-

polarized bistatic echo width of the circular cylinder illuminated by a  $TM_z$  plane wave)

İkinci örnekte dielektrik sabitesi,  $\epsilon_r$ , 4 ve kare genişliği 25 cm olarak verilen kare silindirden yansıma problemi ele alınmıştır. Silindir 3GHz'de x-ekseni ile  $0^\circ$  gelen açısı yapan  $TM_z$  düzlemsel dalga ile aydınlatılmıştır. Yansıyan eş-polarize uzak alan değerleri, bisatik eko genişlikleri, Şekil 9'da verilmiştir.



Şekil 9.  $TM_z$  düzlemsel dalganın kare silindirdi aydınlatan eş-polarize bistatik eko genişliği (Co-polarized bistatic echo width of the square cylinder illuminated by a  $TM_z$  plane wave)

Tüm yöntemler benzer sonuçlar üretmesine rağmen FDFD(2)'nin yansıtıcı içerisindeki ızgara ebadı FDFD(4)'ün 1/3'ü kadardır. Ne kadar küçük hücre boyutu seçilirse simülasyon süresi geometrik olarak artmaktadır.

Tablo 1. Simülasyon parametrelerinin karşılaştırılması (Comparison of simulation parameters)

		Hücre Boyutu [mm]	Simülasyon süresi [sec]	Matris Doluluk Oranı (%)
Dairesel Dielektrik Silindir	FDFD(2)	2	6201	0,0011
	FDFD(4)	5	468	0,0093
	FDFD(6)	5	1266	0,0132
	MRFD	5	1237	0,0133
Kare Dielektrik Silindir	FDFD(2)	2	3023	0,0016
	FDFD(4)	5	213	0,0132
	FDFD(6)	5	602	0,0177
	MRFD	5	567	0,0177

#### 4. SONUÇLAR (CONCLUSION)

Nümerik hesaplama yöntemlerinin elektromanyetik analiz problemlerine uygulanmasıyla, radar saçılma parametrelerinin hesaplanması, anten ışın diyagramlarının oluşturulması ve mikrodalga cihazlarına ait yansıma ve iletim değerlerinin tespit edilmesi gibi pek çok endüstriyel probleme çözüm

getirilmiştir. Önerilen yöntem başta olmak üzere tüm nümerik hesaplama yöntemlerinin ana hedefi endüstrinin ihtiyacı olan yüksek doğruluklu elektromanyetik hesaplamaları en hızlı şekilde gerçekleştirebilmektir.

Bu çalışmada, yüksek dereceli FDFD yöntemleri geliştirilerek elektromagnetik dalganın rastgele şekilli cisimler üzerindeki yansımaları incelenmiştir. Önerilen yöntemlerin verimliliğini göstermek amacıyla bir ve iki boyutlu nümerik örnekler analiz edilmiş ve elde edilen sonuçlar MRFD ve standart FDFD yöntemleriyle kıyaslanmıştır. Elde edilen nümerik sonuçlar, FDFD(4) yöntemi kullanılarak MRFD yöntemine kıyasla aynı doğruluk değerlerinin çok daha az simülasyon zamanı ve hesaplama kaynakları ile elde edilebileceğini göstermiştir.

#### KAYNAKLAR (REFERENCES)

1. Kai L. ve Wei H, "Analysis Of Patch Arrays Based On FDFD Method", **Microwave Conference Proceedings,APMC'97., Asia-Pacific**, Cilt 1, 265-268, 1997.
2. Klingbeil H., Beilenhoff K. ve Hartnagel H. L., "FDFD Full-Wave Analysis and Modeling of Dielectric and Metallic Losses of CPW Short Circuits", **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, Cilt 44, No 3, 485-487, 1996.
3. Kuzu L., Demir V., Elsherbeni A. Z., ve Arvas E., "Electromagnetic Scattering From Chiral Media Using The Finite Difference Frequency Domain Technique," **Mississippi Academy of Sciences Annual Meeting**, Vicksburg, MS, 2006.
4. Kuzu L., Demir V., Elsherbeni A. Z., ve Arvas E., "Electromagnetic Scattering From Arbitrarily Shaped Chiral Objects Using The Finite Difference Frequency Domain Method," **Progress in Electromagnetics Research**, Cilt 67, 1-24, 2007.
5. Alkan E., Demir V., Elsherbeni A. Z., ve Arvas E., "Dual-Grid Finite-Difference Frequency-Domain Method for Modeling Chiral Medium," **IEEE Transactions on Antennas and Propagation**, Cilt 58, No 3, 1-7, 2010.
6. Gökten M., Elsherbeni A. Z., ve Arvas E., "The Multiresolution Frequency Domain Method For General Guided Wave Structures," **Progress in Electromagnetics Research**, Cilt 69, 55-66, 2007.
7. Gökten M., Elsherbeni A. Z., ve Arvas E., "Electromagnetic Scattering Analysis Using The Two-Dimensional MRFD Formulation," **Progress In Electromagnetics Research**, Cilt 79, 387-399, 2008.
8. Topaloğlu I. ve Gürdal O., "A Second Order Sensitivity Analysis Based Numerical Approach Developed for Dimension Optimization, in Electric Machine Design by Electromagnetic Design Software", **Journal of the Faculty of**

- Engineering and Architecture of Gazi University**, Cilt 25, No 2, 363 - 369, 2010.
9. Yağlı A.F., Gökten M., İmeci S. T., ve Kuzu L., “Scattering from Gyrotropic Bodies Using FDFD Method,” **International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering**, Cilt 21, 77-84, 2011.
  10. Mao J., Jiang L. ve Luo S., “A Novel Space-Stepping Finite-Difference Frequency-Domain Method for Full Wave Electromagnetic Field Modeling of Passive Microwave Devices,” **Applied Computational Electromagnetics Society (ACES) Journal**, Cilt 24, No 3, 259-267, 2009.
  11. Kunz K. ve Luebbers R., **The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics**, CRC Press LLC, Boca Raton.
  12. Berenger J., “A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves,” **Journal of Computational Physics**, Cilt 114, 185-200, 1994.
  13. Yee K. S., “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations In Isotropic Media,” **IEEE Transactionson Antennas and Propagation**, Cilt AP-14, 302-307, 1966.
  14. Kuzu L., **Electromagnetic Scattering from Chiral Materials Using the FDFD Method**, Ph.D. Dissertation, Department of Electrical Engineering, Syracuse University, Syracuse, NY, 2006.
  15. Krumpholz M. ve Katehi L. P. B., “MRTD: New Time-Domain Schemes Based on Multiresolution Analysis,” **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, Cilt 44, No 4, 555-571, 1996.
  16. Bassiri S., Pappas C. H., ve Engheta N., “Electromagnetic Wave Propagation Through a Dielectric-Chiral Interface and Through a Chiral Slab,” **Journal of Optical Society of America A**, Cilt 5, No 9, 1450–1459, 1988.

